

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СТРУКТУРУ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ШЕВРОННЫХ СМЕКТИКОВ C^*

В. П. Романов¹, С. В. Ульянов^{1,2}, К. Г. Черняк¹

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

²Санкт-Петербургский торгово-экономический институт, Санкт-Петербург, Россия

vromanov@mail.ru

PACS 61.30.Dk, 61.30.Gd, 42.79.Np, 42.70.Df

Проведено теоретическое описание ориентации директора и слоевой структуры шевронного сегнетоэлектрического смектика C^* в ограниченной ячейке во внешнем электрическом поле. В подобных системах, обладающих ориентационной бистабильностью, были рассчитаны пространственные распределения директора. В слабых электрических полях описан переход между двумя равновесными конфигурациями при изменении величины и направления внешнего поля, который имеет характер гистерезиса. Оценена величина порогового поля, приводящего к переориентации директора. Расчеты показали, что изменение слоевой структуры происходит лишь в сильных полях, когда нельзя пренебрегать квадратичным по полю вкладом в свободную энергию. В этом случае была рассчитана пространственная и ориентационная структура шевронного смектика C^* при различных соотношениях между главными значениями тензора диэлектрической проницаемости. Показано, что в некоторых случаях увеличение внешнего поля должно приводить к переходу к структуре «книжной полки».

Ключевые слова: шевронный сегнетоэлектрический смектик, тонкие пленки, бистабильность, пороговые поля.

1. Введение

В последнее время большой интерес проявляется к исследованию структурных изменений сегнетоэлектрических смектиков C^* при различных внешних воздействиях. В зависимости от расположения смектических слоев и ориентации директора на ограничивающих поверхностях в ячейке смектика C^* возникают различные типы структурной и ориентационной упорядоченности. Одной из наиболее интенсивно исследуемых является шевронная структура смектика C^* . Если ориентирующие поверхности расположены поперек смектических слоев в A -фазе (так называемая, структура «книжной полки»), то при понижении температуры и переходе в C^* фазу, возникает шевронная структура, в которой смектические слои располагаются под некоторым углом к ориентирующим поверхностям и имеют излом в середине ячейки. Форма шеврона и ориентация директора в ячейке определяются условиями на ограничивающих поверхностях. Особый интерес вызывает исследование влияния внешних электрических полей на ориентацию директора в таких структурах. Это в значительной мере обусловлено возможностью использования ячеек шевронного смектика C^* в качестве оптических переключателей.

Хотя со времени открытия шевронной структуры в ограниченном смектике C^* прошло более 20 лет [1], описание ориентационной и пространственной структуры подобных систем по-прежнему привлекает внимание исследователей и ещё далеко до завершения. Первая модель для описания шевронной структуры в смектике C^* , помещенном между

двумя плоскопараллельными пластинами была предложена в работе [2]. В этой модели пространственная ориентация директора предполагалась непрерывно меняющейся по направлению от одной ограничивающей плоскости к другой, в то время как угол наклона смектических слоёв скачком менялся в середине между ограничивающими пластинами, и оставался постоянным при приближении к каждой из пластин. В дальнейшем описание ориентационных и трансформационных свойств подобных систем проводилось в основном численными методами с использованием разных моделей для свободной энергии искажения смектика C^* . В работах [3–5] учитывалась энергия искажения поля вектора директора и энергия сжатия-разрежения смектических слоев с жесткими [3, 4] или мягкими [5] условиями на ориентирующих плоскостях. В работе [3] было получено аналитическое решение системы уравнений Эйлера-Лагранжа, написанных в приближении малых углов поворота вектора директора. В работе [4] была учтена возможность отличия угла наклона смектических слоев по отношению к нормали к ориентирующим поверхностям от угла наклона директора относительно нормали к слоям. Также там была предложена итерационная процедура для учета конечной величины угла поворота вектора директора. В ряде работ, исходя из модели Ландау-Де Жена для свободной энергии, [6–11] рассматривалось изменение ориентационной и пространственной упорядоченности в различных смектиках при переходе от геометрии «книжной полки» к шевронному смектику.

Воздействие внешнего электрического поля на шевронный смектик C^* изучалось в ряде работ, из которых укажем лишь некоторые [11–19]. Было обнаружено, что в слабых внешних полях, когда главным является линейный по полю вклад, ответственный за взаимодействие со спонтанной поляризацией [12], не происходит изменений в слоевой структуре шеврона, в то время как ориентация директора существенно зависит от величины и направления внешнего поля [14]. По рассеянию рентгеновских волн на шевронных смектиках C^* в [18] было найдено, что в сильных внешних полях, когда главным становится квадратичный по полю вклад, связанный с анизотропией диэлектрической восприимчивости, происходит разрушение шевронной структуры. Расчеты пространственной ориентации директора в слабых внешних полях выполнялись численными методами в работах [11, 13], на основе модели типа Ландау-Де Жена для свободной энергии. Разрушение шеврона в сильных полях анализировалось в [19], исходя из предложенной авторами полумикроскопической модели, в которой искажение слоевой структуры связывалось с возникновением во внешнем поле крутящего момента, который ориентирует молекулы вдоль направления вектора поляризации. Несмотря на большое внимание к воздействию внешнего электрического поля на структуру шевронного смектика C^* , задача корректного описания эффектов пороговой переориентации и изменения слоевой структуры до конца не решена.

Настоящая работа посвящена детальному исследованию процессов переориентации и изменения структуры смектиков C^* во внешнем электрическом поле. Расчеты выполнены численно путем минимизации свободной энергии системы и там, где это возможно, аналитически. Особое внимание уделяется поведению смектиков C^* вблизи порогов.

Работа построена следующим образом. Во втором разделе приведены основные уравнения, описывающие ориентацию и шевронную структуру смектиков C^* . Третий раздел посвящен анализу равновесной конфигурации шевронной структуры. В четвертом и пятом разделах исследуется ориентация и изменение направления директора во внешнем электрическом поле. В шестом разделе рассмотрена деформация шевронной структуры в сильных полях.

2. Основные уравнения

Шевронная структура смектика C^* возникает из структуры типа «книжной полки» для смектика А при понижении температуры и переходе в C^* фазу. Она образуется вследствие того, что при наклоне молекул длина слоя должна увеличиваться, а ограниченность размеров ячейки и закрепление молекул на границах приводит к изгибу слоев. При этом в системе возможны два типа ориентационного упорядочения молекул, как это показано на Рис. 1.

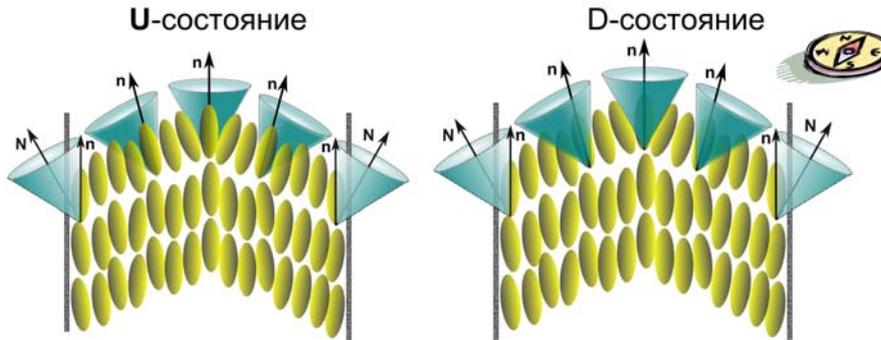


РИС. 1. Шевронная структура смектика C^* . В U -состоянии молекулы наклонены в южном направлении, в D -состоянии в северном.

Будем считать, что система находится в C^* фазе при фиксированной температуре. Для описания деформации слоёв и ориентаций молекул во внешнем электрическом поле представим свободную энергию F смектического ЖК в виде суммы трёх слагаемых. Первое слагаемое будет описывать искажения вектора директора \mathbf{n} , второе — деформации слоёв, третье — взаимодействие с внешним полем, $F = F_{fr} + F_u + F_E$.

Для вклада, отвечающего за искажения директора \mathbf{n} , используем выражение для плотности энергии Франка в одноконстантном приближении:

$$f_{Fr} = \frac{K_{Fr}}{2} [(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 + (\nabla \times \mathbf{n})^2], \quad (1)$$

где K_{Fr} — модуль Франка.

Плотность энергии деформации, связанной с искажением смектических слоёв, имеет вид [3]:

$$f_u = \frac{K_u}{2} (\Delta u)^2 + \frac{B}{8} [(\nabla u)^2 - (\mu\theta)^2]^2, \quad (2)$$

где K_u — модуль упругости, B — модуль сжатия слоёв, θ — угол наклона директора \mathbf{n} относительно нормали к слою \mathbf{N} , u — смещение слоёв относительно плоскости «книжной полки» (Рис. 2), μ — коэффициент, учитывающий отличие угла наклона шеврона δ от угла θ . Обычно его значение порядка 0.85, [5].

Вклад в плотность свободной энергии сегнетоэлектрического жидкого кристалла за счёт энергии внешнего электрического поля определяется двумя слагаемыми. Первое

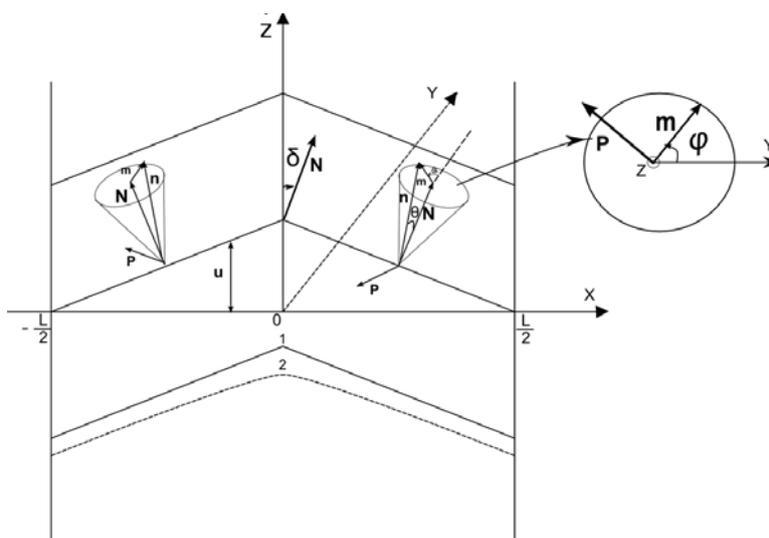


РИС. 2. Система координат для описания шевронной структуры смектика C^* . Здесь m – составляющая вектора директора n , перпендикулярная нормали к слою N , L – расстояние между ориентирующими поверхностями. Цифрами 1 и 2 обозначены формы смектического слоя в первой и второй моделях соответственно. Конусы определяют область разрешенных направлений директора n в каждой точке.

отвечает за взаимодействие внешнего поля со спонтанной поляризацией среды \mathbf{P} , а второе представляет собой энергию диэлектрика во внешнем поле, связанную с появлением индуцированного дипольного момента.

$$f_E = -(\mathbf{P} \cdot \mathbf{E}) - \frac{1}{8\pi}(\mathbf{D} \cdot \mathbf{E}), \quad (3)$$

где $\mathbf{D} = \hat{\epsilon} \cdot \mathbf{E}$, \mathbf{D} – вектор электрической индукции, $\hat{\epsilon}$ – тензор диэлектрической проницаемости.

Тензор $\hat{\epsilon}$ удобно представить в виде суммы проекций на направление вдоль и поперек директора. Для этого введём единичный вектор \mathbf{p} , который ортогонален директору и лежит в плоскости смектического слоя:

$$\mathbf{p} = \frac{[\mathbf{N} \times \mathbf{n}]}{[|\mathbf{N} \times \mathbf{n}|]}, \quad (4)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \epsilon_{\alpha\beta} &= \epsilon_1 n_\alpha n_\beta + \epsilon_2 (\delta_{\alpha\gamma} - n_\alpha n_\gamma) p_\gamma p_\beta + \epsilon_3 (\delta_{\alpha\gamma} - n_\alpha n_\gamma) (\delta_{\gamma\beta} - p_\gamma p_\beta) \\ &= \epsilon_3 \delta_{\alpha\beta} + \Delta\epsilon n_\alpha n_\beta + \partial\epsilon p_\alpha p_\beta, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\Delta\epsilon = \epsilon_1 - \epsilon_3$, $\partial\epsilon = \epsilon_2 - \epsilon_3$. $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ – главные значения тензора диэлектрической проницаемости.

Исходя из симметрии, вектор спонтанной поляризации смектика C^* обязан лежать в плоскости смектического слоя [20] аналогично вектору \mathbf{p} (4), тогда:

$$\mathbf{P} = P_0 \mathbf{p}, \quad (6)$$

где P_0 – величина спонтанной поляризации.

Для дальнейшего анализа удобно ввести декартову систему координат, изображенную на Рис. 2. Ось X направлена перпендикулярно ограничивающим поверхностям, а координатная плоскость YZ расположена посередине между ограничивающими поверхностями, причем ось Z направлена вдоль оси легкого ориентирования, определяющей ориентацию директора \mathbf{n} на границе. Поскольку в дальнейшем будут рассматриваться жесткие граничные условия, эффектом киральности будем пренебрегать.

Для описания ориентации директора и структуры шеврона введём угол наклона слоёв δ , относительно плоскости $z = 0$, и азимутальный угол φ , описывающий поворот директора \mathbf{n} вокруг нормали к слою, отсчитываемый от оси Y , (Рис. 2). Тогда для компонент вектора директора получим:

$$\mathbf{n} = (-\sin \theta \cos \delta \sin \varphi + \cos \theta \sin \delta, \sin \theta \cos \varphi, \sin \delta \sin \theta \sin \varphi + \cos \theta \cos \delta). \quad (7)$$

Считая углы θ и δ малыми, имеем [4]

$$\mathbf{n} = (-\theta \sin \varphi + \delta, \theta \cos \varphi, 1). \quad (8)$$

Будем предполагать, что угол θ зависит только от температуры, т.е. в нашей задаче он имеет постоянное значение. Угол наклона слоёв δ связан со смещением слоёв u соотношением:

$$\operatorname{tg} \delta \simeq \delta = -\frac{du}{dx} \quad (9)$$

Нормаль к плоскости слоя удобно выразить через угол δ :

$$\mathbf{N} = (\sin \delta, 0, \cos \delta) \quad (10)$$

Будем считать, что внешнее поле \mathbf{E} направлено по нормали к ограничивающим плоскостям $\mathbf{E} = E(1, 0, 0)$, т.е. вдоль оси X . Тогда полная энергия системы запишется в виде:

$$F = S \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} f dx \quad (11)$$

где $S = L_y L_z$ — площадь ячейки. Плотность энергии дается соотношением

$$f = \frac{K_{Fr}}{2} [\theta^2 (\varphi')^2 - 2\theta \delta' \varphi' \cos \varphi + (\delta')^2] + \frac{K_u}{2} (\delta')^2 + \frac{B}{8} [\delta^2 - (\mu\theta)^2]^2 - P_0 E \cos \delta \cos \varphi - \frac{E^2}{8\pi} [\Delta \varepsilon (-\sin \theta \cos \delta \sin \varphi + \cos \theta \sin \delta)^2 + \partial \varepsilon \cos^2 \varphi \cos^2 \delta] \quad (12)$$

Далее будем считать, что $K_{Fr} = K_u = K$ [21].

Условия на границах имеют вид:

$$\varphi \left(\pm \frac{L}{2} \right) = \pm \frac{\pi}{2}, \quad (13)$$

$$\delta \left(\pm \frac{L}{2} \right) = \pm \mu\theta. \quad (14)$$

Таким образом, для нахождения формы шеврона и ориентации директора следует минимизировать свободную энергию (11) по углам δ и φ с граничными условиями (13) и (14).

3. Равновесные конфигурации шевронной структуры

При отсутствии внешнего поля уравнения Эйлера-Лагранжа, которые описывают систему в равновесном состоянии, имеют вид:

$$\begin{cases} \varphi'' = \frac{1}{\theta} \cos \varphi \delta'' \\ 2\delta'' - \theta(\sin \varphi)'' = -\frac{B\mu^2\theta^2}{2K} \delta \left(1 - \frac{\delta^2}{\mu^2\theta^2}\right) \end{cases} \quad (15)$$

Аналитическое решение системы уравнений (15) с граничными условиями отнесенными на бесконечное расстояние от середины ячейки, было построено в работе [3] в предположении, что угол φ мал. В реальной ограниченной ячейке шевронного смектика C^* это предположение не выполняется, а аналитическое решение этой системы нелинейных уравнений в случае произвольных углов φ пока не найдено. Для решения системы уравнений (15) с граничными условиями (13) и (14) могут быть применены численные методы, однако, удобнее равновесную конфигурацию системы найти с помощью численной минимизации функционала свободной энергии (11). Одним из наиболее эффективных способов решения задачи минимизации является метод сеток, который и был применён для данной системы.

В работе [2] минимизировалась свободная энергия (11) в предположении, что угол наклона слоя $\delta = -\theta$, при $x < 0$ и $\delta = \theta$, при $x > 0$. При этом из условия непрерывности поля директора следовало, что в середине ячейки вектор директора \mathbf{n} должен лежать в плоскости YZ , т.е. $n_x(0) = 0$. Угол φ при этом может принимать только два значения:

$$\varphi(x \rightarrow \pm 0) = \pm\varphi_0 \quad (16)$$

и

$$\varphi(x \rightarrow \pm 0) = \pm(\pi - \varphi_0), \quad (17)$$

где $\varphi_0 = \arcsin(\operatorname{tg} \delta / \operatorname{tg} \theta)$. На Рис. 3 показана область соприкосновения конических поверхностей, на которых может лежать директор на плоскости $x = 0$. Для наглядности картина пересечения конусов представлена с двух разных сторон.

В рамках этой модели система уравнений (15) совместна, если угол φ — мал. При этом он удовлетворяет уравнению $\varphi'' = 0$, т.е. φ является линейной функцией x :

$$\varphi = \frac{2}{L} \left(\frac{\pi}{2} - \varphi_0 \right) x \pm \varphi_0, \quad (18)$$

где верхний знак даёт решение при $x > 0$, а нижний знак при $x < 0$.

Вторая модель, предложенная в работе [3], предполагала гладкое изменение угла наклона δ во всей ячейке, в том числе и в середине. Угол φ предполагался малым и считалось, что $|\delta| = \theta$ и $d\delta/dx = 0$, на достаточном расстоянии от середины шеврона. В этом случае решение для δ имеет вид:

$$\delta(x) = \theta \operatorname{th} \left(\frac{\theta}{2l} x \right) \quad (19)$$

где $l = \sqrt{K/B}$ — параметр, имеющий размерность длины, и по порядку величины совпадающий с расстоянием между смектическими слоями.

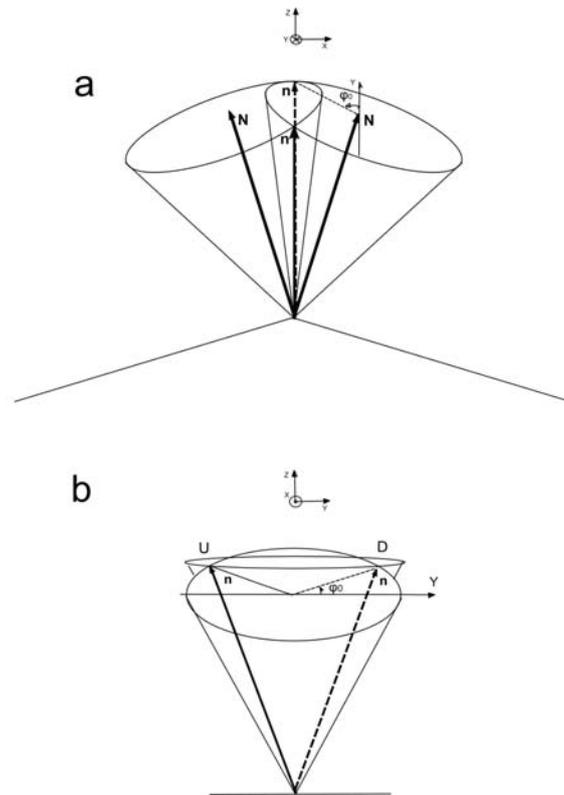


Рис. 3. Разрешенные положения директора \mathbf{n} на вершине шеврона в первой модели шеврона: a — вид вдоль оси Y , b — вид вдоль оси X .

Для ограниченной ячейки подстановка выражения (19) в первое уравнение системы (15) позволяет найти угол $\varphi(x)$, который оказывается равным:

$$\varphi = \operatorname{th} \left(\frac{\theta}{2l} x \right) + \frac{2x}{L} \left(\frac{\pi}{2} - \operatorname{th} \left(\frac{\theta L}{4l} \right) \right) \quad (20)$$

На рисунках 4 и 5 приведена зависимость угла наклона слоёв δ и азимутального угла φ от расстояния до середины ячейки, рассчитанная численно минимизацией выражения (11) в отсутствие внешнего поля с граничными условиями (13) и (14). Там же приведены результаты (18)-(20), полученные в рамках модельных представлений из работ [2, 3]. Из рисунков видно, что гладкое изменение угла наклона слоёв δ в середине ячейки, приводит к гладкому изменению азимутального угла φ .

Обратим внимание на удивительный факт совпадения численных расчетов с результатами, полученными аналитически в предположении малости угла φ .

В расчетах были использованы следующие значения параметров исследуемой системы: $\theta = 15^\circ$, $K = 4 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$, $L = 1 \text{ } \mu\text{m}$, $B = 8 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$, $\mu = 0.85$.

4. Расчет ориентации директора во внешнем электрическом поле

Вначале рассмотрим случай достаточно слабых полей, влияющих на ориентацию директора, и не оказывающих заметного влияния на структуру шеврона. На Рис. 6 приведена зависимость слагаемых плотности свободной энергии, связанных с воздействием внешнего электрического поля, от азимутального угла φ . Значение поля $E = 6 \text{ V}/\mu\text{m}$, выбрано таким образом, что слоевая структура не деформируется, в то время как азимутальный угол поворота директора изменяется значительно. Видно, что наибольший вклад

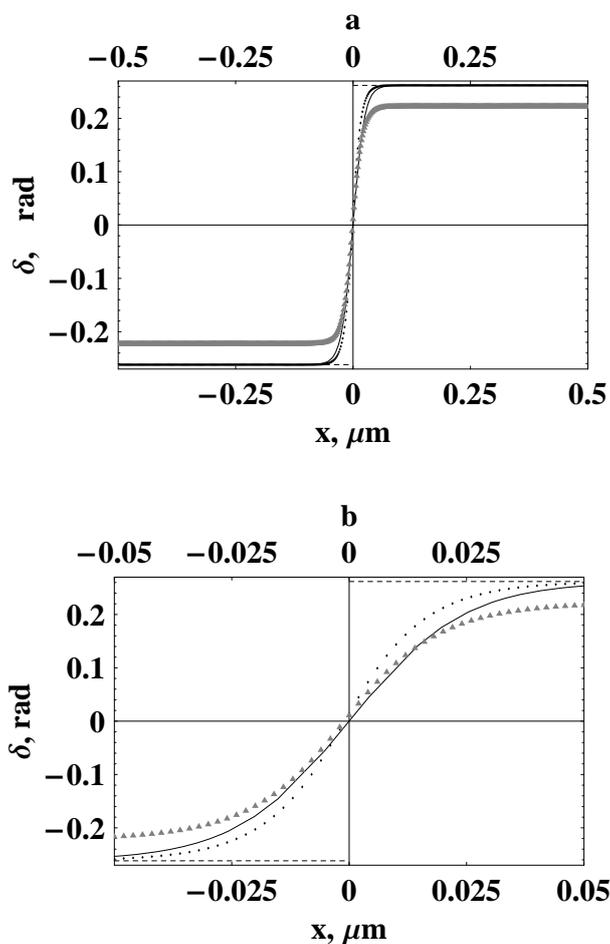


РИС. 4. Пространственные зависимости угла наклона слоёв δ , а — зависимости во всей ячейке, б — в её середине. Сплошной линией обозначена зависимость, соответствующая решению в модели Накагавы [3], пунктирной — в модели Кларка и Райкера [1, 2], точками и треугольниками — результаты проведенных нами расчетов. Точкам соответствует $\mu = 1$, а треугольникам — $\mu = 0.85$.

вносит линейное по полю слагаемое, связанное со спонтанной поляризацией. Вторым, по величине вносимого в энергию вклада, оказывается слагаемое, связанное с поперечным коэффициентом анизотропии диэлектрической проницаемости $\partial\epsilon$. Сравнивая эти два слагаемых, получим оценку для величин полей в которых квадратичными вкладами можно пренебречь.

$$E \ll E_W = \frac{8\pi P_0}{\partial\epsilon} \quad (21)$$

Для типичных значений параметров смектиков C^* имеем: $P_0 = 10^{-4} \text{ C/m}^2$, $\partial\epsilon = 0.2$ [22], в результате получим $E \ll 114 \cdot V/\mu\text{m}$.

Также как и в случае отсутствия поля расчеты будем выполнять для двух моделей описания структуры шеврона. В первой модели [2] единственным варьируемым параметром является угол φ , поскольку угол наклона смектических слоев практически не зависит от

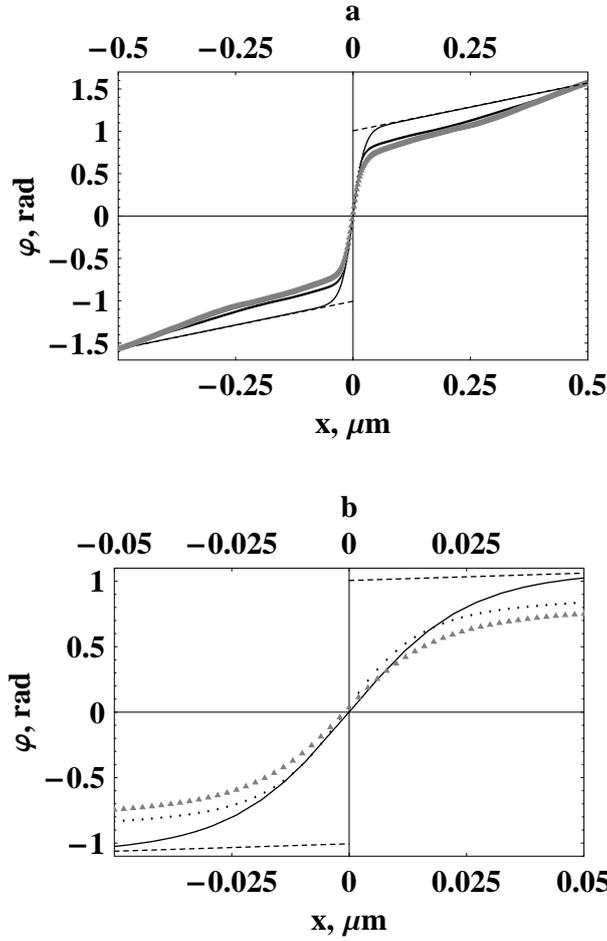


Рис. 5. Пространственные зависимости азимутального угла поворота директора φ , а — зависимости во всей ячейке, б - в её середине. Сплошной линией обозначена зависимость, соответствующая решению в модели Накагавы [3], пунктирной — в модели Кларка и Райкера [1, 2], точками и треугольниками — результаты проведенных нами расчетов. Точкам соответствует $\mu = 1$, а треугольникам — $\mu = 0.85$.

величины слабого внешнего поля. Свободная энергия деформации смектика C^* во внешнем электрическом поле в этом случае может быть записана в виде

$$F = SK\theta^2 \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \left(\frac{1}{2}(\varphi')^2 + a_E \cos \varphi \right) dx \quad (22)$$

где $a_E = P_0 E \cos \delta / (K\theta^2)$. Величина $l_E = 1/\sqrt{|a_E|}$ имеет смысл пространственного масштаба неоднородности распределения директора, вызванного внешним электрическим полем.

Минимизация свободной энергии приводит к следующему уравнению Эйлера-Лагранжа для угла φ :

$$\varphi'' = -a_E \sin \varphi \quad (23)$$

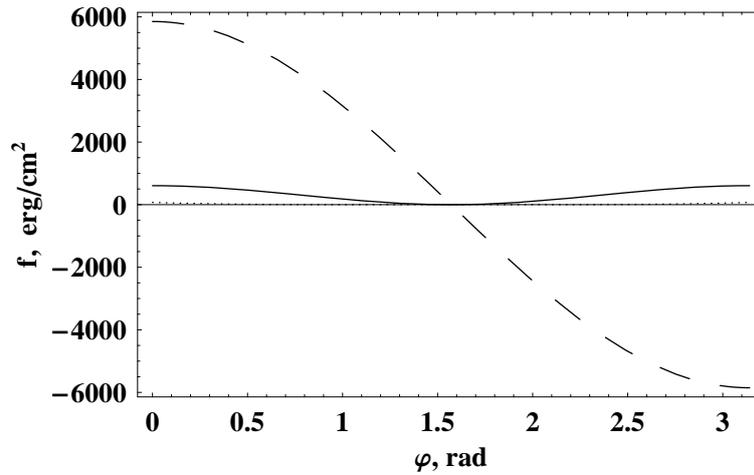


РИС. 6. Сравнение вкладов в плотность свободной энергии, которые связаны с воздействием внешнего электрического поля на жидкий кристалл, при различных значениях азимутального угла φ . Пунктирной линией обозначен вклад от спонтанной поляризации P_0 . Сплошной линией — вклад, связанный с поперечным коэффициентом анизотропии диэлектрической проницаемости $\partial\epsilon$. Линией, состоящей из точек — вклад от продольной анизотропии $\Delta\epsilon$. Зависимости построены при значении внешнего поля $E = 6 \text{ V}/\mu\text{m}$.

с граничными условиями (16) и (17) в середине шеврона и условиями (13) на ориентирующих плоскостях. Уравнение (23) может быть решено аналитически. Возможность существования двух разных направлений ориентации директора в середине шеврона, т.е. при $x = 0$, приводит к двум разным решениям уравнения (23). Будем называть, как это впервые было предложено в [2], D -состоянием поле директора с $n_y > 0$ при $x = 0$, что соответствует условию (16), U -состоянием распределение директора в случае $n_y < 0$ при $x = 0$, что обеспечивается условием (17).

Ориентация вектора директора в области $x \geq 0$, будет описываться уравнением (23) с условием

$$\varphi\left(\frac{L}{2}\right) = \frac{\pi}{2}, \quad (24)$$

на ориентирующей поверхности, и условием в середине шеврона

$$\varphi(0) = \varphi_0, \quad (25)$$

для D -состояния, и

$$\varphi(0) = \pi - \varphi_0, \quad (26)$$

для U -состояния. Уравнение (23) после умножения правой и левой частей на φ' и перехода к новой переменной $\psi = \varphi/2$ приобретает вид:

$$\left((\psi')^2\right)' = -a_E (\sin^2 \psi)'. \quad (27)$$

Внешнее поле будем считать направленным вдоль оси X , т.е. $E > 0$. Интегрируя уравнение (27), и записывая постоянную интегрирования в виде a_E/k^2 , имеем:

$$(\psi')^2 = \frac{a_E}{k^2} (1 - k^2 \sin^2 \psi). \quad (28)$$

Интегрирование этого уравнения позволяет выразить пространственную зависимость угла φ через нормальный эллиптический интеграл Лежандра первого рода [23, 24]

$$F(\psi, k) = \int_0^\psi \frac{dt}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 t}}. \quad (29)$$

Зависимость азимутального угла φ от координаты x в неявном виде задается уравнениями

$$F\left(\frac{\varphi}{2}, k_0\right) - F\left(\frac{\pi}{4}, k_0\right) = \pm \sqrt{\frac{a_E}{k_0^2}} \left(x - \frac{L}{2}\right), \quad (30)$$

где верхний знак в правой части соответствует D -состоянию, а нижний — U -состоянию. Параметр k_0 находится из граничных условий (25) и (26), которые приобретают вид

$$F\left(\frac{\varphi_0}{2}, k_0\right) - F\left(\frac{\pi}{4}, k_0\right) = -\frac{L}{2} \sqrt{\frac{a_E}{k_0^2}}, \quad (31)$$

для D -состояния, и

$$F\left(\frac{\pi - \varphi_0}{2}, k_0\right) - F\left(\frac{\pi}{4}, k_0\right) = \frac{L}{2} \sqrt{\frac{a_E}{k_0^2}}, \quad (32)$$

для U -состояния.

Если внешнее поле меняет направление на противоположное ($E < 0$), то при $x \geq 0$ ориентация директора задается уравнениями

$$F\left(\frac{\pi - \varphi}{2}, k_0\right) - F\left(\frac{\pi}{4}, k_0\right) = \pm \sqrt{\frac{|a_E|}{k_0^2}} \left(\frac{L}{2} - x\right), \quad (33)$$

где, как и в (30), верхний знак в правой части соответствует D -, а нижний U -состоянию. Параметр k_0 находится из условий

$$F\left(\frac{\pi - \varphi_0}{2}, k_0\right) - F\left(\frac{\pi}{4}, k_0\right) = \frac{L}{2} \sqrt{\frac{|a_E|}{k_0^2}}, \quad (34)$$

для D -состояния, и

$$F\left(\frac{\varphi_0}{2}, k_0\right) - F\left(\frac{\pi}{4}, k_0\right) = -\frac{L}{2} \sqrt{\frac{|a_E|}{k_0^2}}, \quad (35)$$

для U -состояния.

В области $-L/2 \leq x < 0$ распределение угла φ можно найти, пользуясь нечетностью его зависимости от x :

$$\varphi(-x) = -\varphi(x). \quad (36)$$

Результаты вычислений по формулам (30), (33) и (22) приведены на Рис. 7 и 8. На Рис. 7 показано распределение ориентаций директора, задаваемое азимутальным углом φ при разных значениях приложенного внешнего поля для U - и D -состояний для пленки толщиной $L = 1 \mu m$. Обратим внимание, что скачок азимутального угла φ при переходе с одной части шеврона на другую обеспечивает непрерывное изменение директора (Рис. 3).

Вторая модель, в которой как вектор директора \mathbf{n} , так и угол наклона слоев δ , предполагаются гладкими функциями координат, может быть проанализирована численно.

Результаты расчётов представлены на Рис. 8. Здесь показана зависимость азимутального угла φ от координаты x при разных значениях величины внешнего электрического поля E . Так же как и в первой модели можно выделить D - и U -состояния, только с углом $\varphi(0) = 0$ или $\varphi(0) = \pi$. Проведенные расчеты подтвердили, что зависимость угла δ , определяющего наклон смектического слоя, от расстояния до середины пленки в рассматриваемом

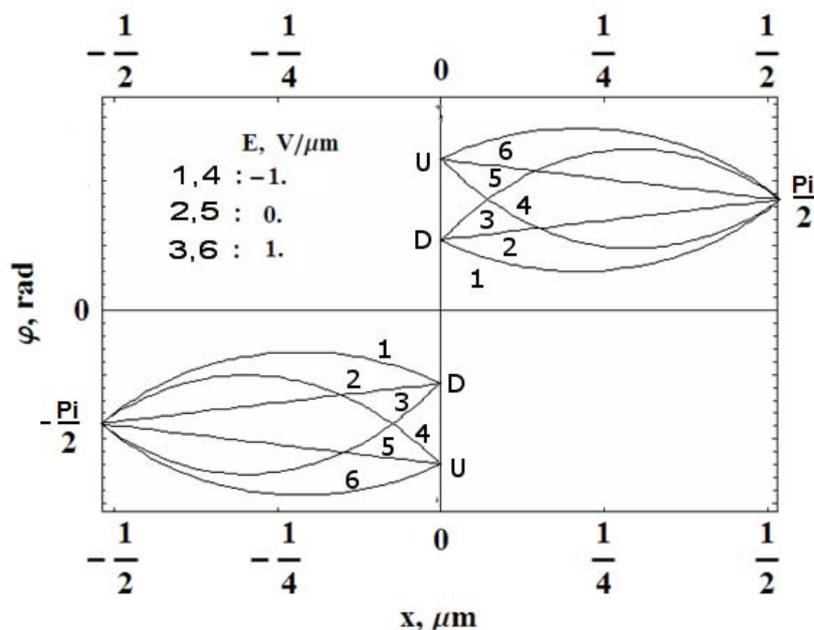


Рис. 7. Пространственные зависимости азимутального угла φ для D - и U -состояний при разных значениях напряженности внешнего электрического поля, найденная для модели Кларка и Райкера (22). Для D -состояния: 1 – $E = -1 \text{ V}/\mu\text{m}$, 2 – $E = 0 \text{ V}/\mu\text{m}$, 3 – $E = 1 \text{ V}/\mu\text{m}$. Для U -состояния: 4 – $E = -1 \text{ V}/\mu\text{m}$, 5 – $E = 0 \text{ V}/\mu\text{m}$, 6 – $E = 1 \text{ V}/\mu\text{m}$.

интервале значений электрического поля не оказывает влияние на форму шеврона, а влияет лишь на азимутальный угол φ , определяющего направление директора.

5. Переключение во внешнем электрическом поле

Для того, чтобы выяснить, какое из распределений ориентации директора, U или D , более выгодно при разных направлениях и величинах внешнего поля, была вычислена по формуле (22) свободная энергия системы. Результаты представлены на Рис. 9. Здесь изображена зависимость изменения свободной энергии системы, отнесенной к единице площади ячейки

$$\Delta G = (F(E) - F(0))/S \tag{37}$$

от величины и направления внешнего поля E для U - и D -состояний. Видно, что при $E > 0$ энергетически более выгодным будет U -состояние, а при $E < 0$ выгоднее D -состояние.

Исследование второй вариации

$$\delta^2 F = SK\theta^2 \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} ((\delta\varphi')^2 - a_E \cos\varphi(\delta\varphi)^2) dx \tag{38}$$

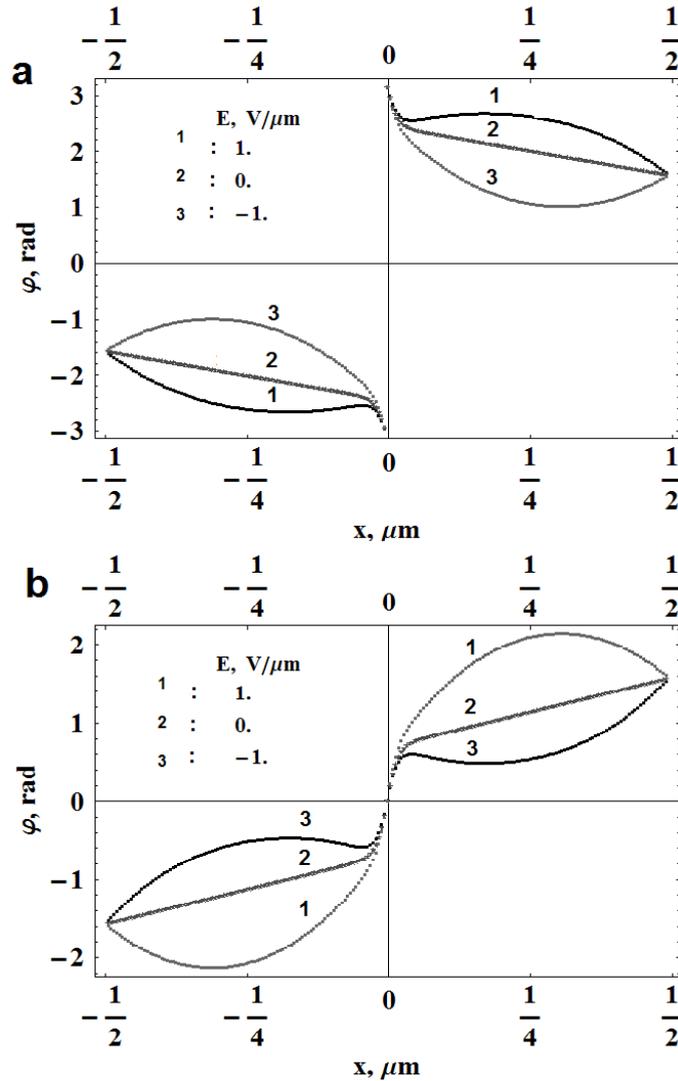


РИС. 8. Пространственные зависимости азимутального угла φ при разных значениях напряженности внешнего электрического поля найденная во второй модели шеврона: a — для U -состояния, b — для D -состояния. В обоих состояниях: 1 — $E = 1 \text{ V}/\mu\text{m}$, 2 — $E = 0 \text{ V}/\mu\text{m}$, 3 — $E = -1 \text{ V}/\mu\text{m}$.

показывает, что оба решения, даваемые выражениями (30) и (33), и описывающие D - и U -состояния, являются устойчивыми как при $E > 0$, так и при $E < 0$. Это означает, что даже энергетически менее выгодное состояние может существовать, как метастабильное. В действительности при переключении направления внешнего поля должен иметь место гистерезис [25]. Значение коэрцитивного поля E_{th} , при котором происходит изменение направления директора в центре шеврона при переходе из D -состояния в U -состояние, или наоборот, определяется величиной потенциального барьера между этими состояниями. При повороте директора, например, из D - в U -состояние, система проходит через потенциальный барьер. Величину этого барьера можно оценить, вычислив энергию системы, у которой директор в центре шеврона лежит в плоскости XZ . Однако, вычислить эту энергию, оставаясь в рамках первой модели, невозможно, поскольку как только в центре шеврона, т.е. при $x = 0$, директор отклоняется от плоскости YZ , так сразу в центре шеврона возникает

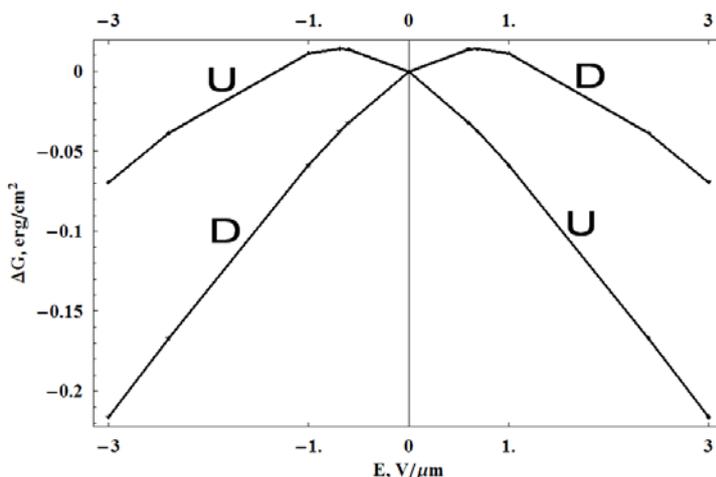


Рис. 9. Зависимость величины ΔG от напряженности внешнего электрического поля, для модели с острым углом

дисклинация, и при нахождении высоты потенциального барьера необходимо учитывать энергию этой дисклинации. Избежать эту трудность можно в рамках второй модели.

Предположим, что изначально система находится в D -состоянии. При переходе в состояние U , значение угла φ в середине ячейки изменится на 180° . При этом директор в вершине шеврона поворачивается во конусу, проходя через энергетически менее выгодные состояния по сравнению с U и D . Среди этих состояний будет самое невыгодное, которое и определит высоту потенциального барьера W_{max} .

Для того чтобы вычислить величину W_{max} , найдём зависимость полной энергии системы F от положения азимутального угла в середине ячейки $\varphi(0)$. Задачу минимизации функционала (11) с фиксированной ориентацией азимутального угла поворота директора не только на краях, но и в середине ячейки, можно решить отдельно для каждой из областей $x \leq 0$ и $x \geq 0$. Для этого полную энергию системы удобно представить в виде суммы вкладов от половин ячейки с $x \leq 0$ и $x \geq 0$:

$$F = S \int_{-\frac{l}{2}}^0 f(\varphi_-, \delta_-) dx + S \int_0^{\frac{l}{2}} f(\varphi_+, \delta_+) dx, \quad (39)$$

где φ_+, δ_+ соответствуют пространственным распределениям азимутального угла поворота директора и угла наклона смектического слоя в области $x \geq 0$, а φ_- и δ_- распределение тех же углов в области $x \leq 0$.

В результате численной минимизации функционала свободной энергии (39), которая проводилась по изложенной выше схеме, были найдены равновесные конфигурации φ_+, δ_+ и φ_-, δ_- для разных значений азимутального угла в середине ячейки.

На Рис. 10 изображена вычисленная зависимость свободной энергии F , отнесенной к единице площади ячейки, от значения азимутального угла в середине пленки. Для удобства значения F отсчитываются от величины свободной энергии в D - или U -конфигурации, т.е. $W(\varphi(0)) = \frac{F_{\varphi(0)} - F_0}{S}$. Приведённая кривая $W(\varphi(0))$ имеет вид потенциального барьера, который надо преодолеть системе при переходе из D - в U -состояние или наоборот. Очевидно, что высота потенциального барьера определяется из соотношения

$$W_{max} = \frac{F_{\frac{\pi}{2}} - F_0}{S}, \quad (40)$$

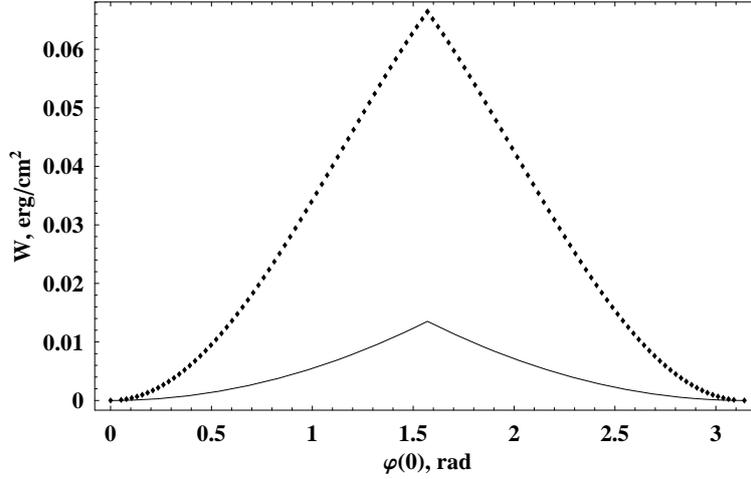


Рис. 10. Зависимость свободной энергии жидкого кристалла W , от значения азимутального угла поворота директора в середине «шеvronа» $\varphi(0)$. Прерывистая линия — результаты проведенных нами расчетов, сплошная — результаты расчетов в рамках линейризованной модели Накагавы [3]

где $F_{\frac{\pi}{2}}$ — соответствует свободной энергии системы с азимутальным углом в середине ячейки $\varphi(0) = \pi/2$, F_0 — свободная энергия начального состояния, U или D.

Отметим, что барьер не преодолим за счёт тепловых флуктуаций, вследствие которых директор способен отклониться на углы порядка $5-6^\circ$ [20].

Ранее уже отмечалось, что аналитические зависимости для углов δ и φ (19), (20), рассчитанные в приближении малых углов, удивительным образом хорошо согласуются с результатами точных численных расчетов, даже в области больших углов φ . В рамках этого приближения мы рассчитали высоту и форму потенциального барьера. Зависимость свободной энергии от угла $\varphi(0)$ имеет вид:

$$F^A(\varphi(0)) = \frac{K\theta^2(3l(4\varphi(0)^2 + (\pi - 2\mu\theta)^2) - L\mu^3\theta(2 + \frac{1}{\text{ch}(\frac{\mu\theta L}{4l})}) \text{th}(\frac{\mu\theta L}{4l}))}{6lL} \quad (41)$$

На Рис. 10 также приведен вид потенциального барьера, рассчитанного в рамках этого приближения.

$$W^A(\varphi(0)) = \frac{F^A(\varphi(0)) - F^A(0)}{S} = \frac{2K\pi^2\theta^2\varphi(0)^2}{LS} \quad (42)$$

Видно, что упрощенная модель (19), (20) даёт существенно другую высоту потенциального барьера. Это связано с тем, что в задаче определения высоты и формы барьера угол φ никак не может считаться малым.

Пороговое поле E_{th} может быть оценено из условия равенства полной энергии взаимодействия с электрическим полем, отнесенную к единице площади ячейки:

$$F_E = \int_{-L/2}^{L/2} P_0 E \cos \varphi \cos \delta \, dx$$

энергетическому барьеру W_{max} , найденному выше (40). При этом, исходя из общей формулы для определения свободной энергии (39), очевидно, что высота барьера есть функция

от толщины ячейки, т.е. $W_{max} = W_{max}(L)$. Оценив интеграл в полевом вкладе в свободную энергию максимальным значением, получим:

$$E_{th} = \frac{W_{max}(L)}{LP_0 \cos(\mu\theta)}. \quad (43)$$

Очевидно, что пороговое значение поля зависит как от параметров жидкого кристалла, так и от толщины пленки L . Для определения зависимости $E_{th}(L)$ задачу минимизации свободной энергии (39) необходимо решить для разных толщин пленки и фиксированных значениях азимутального угла φ не только на ограничивающих поверхностях, но и в середине пленки:

$$\begin{aligned} \varphi_{-, \frac{\pi}{2}} \left(-\frac{L}{2} \right) &= -\frac{\pi}{2}, & \varphi_{-, \frac{\pi}{2}}(0) &= -\frac{\pi}{2}, & \varphi_{+, \frac{\pi}{2}}(0) &= -\frac{\pi}{2}, & \varphi_{+, \frac{\pi}{2}} \left(\frac{L}{2} \right) &= \frac{\pi}{2}, \\ \varphi_{-, 0} \left(-\frac{L}{2} \right) &= -\frac{\pi}{2}, & \varphi_{-, 0}(0) &= 0, & \varphi_{+, 0}(0) &= 0, & \varphi_{+, 0} \left(\frac{L}{2} \right) &= \frac{\pi}{2}, \end{aligned} \quad (44)$$

где индексы $+$ и $-$ соответствуют левой и правой половинам пленки, индекс 0 — начальной, U - или D -конфигурации, а индекс $\pi/2$ соответствует конфигурации с наименее выгодным значением азимутального угла поворота директора в середине пленки. Для угла δ , как и прежде, использовались граничные условия (14). В результате решения задачи минимизации функционала свободной энергии (39) было обнаружено, что форма шеврона, т.е. распределение угла δ не зависит от значения азимутального угла φ в середине ячейки. Поэтому выражение для высоты потенциального барьера (40) можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} W_{max}(L) &= \frac{SK}{2} \times \\ &\times \left\{ \int_{-\frac{L}{2}}^0 \left(\theta^2 \left((\varphi'_{-, \frac{\pi}{2}})^2 - (\varphi'_{-, 0})^2 \right) - 2\theta \left(\delta'_{-, \frac{\pi}{2}} \varphi'_{-, \frac{\pi}{2}} \cos \varphi_{-, \frac{\pi}{2}} - \delta'_{-, 0} \varphi'_{-, 0} \cos \varphi_{-, 0} \right) \right) dx + \right. \\ &\left. + \int_0^{\frac{L}{2}} \left(\theta^2 \left((\varphi'_{+, \frac{\pi}{2}})^2 - (\varphi'_{+, 0})^2 \right) - 2\theta \left(\delta'_{+, \frac{\pi}{2}} \varphi'_{+, \frac{\pi}{2}} \cos \varphi_{+, \frac{\pi}{2}} - \delta'_{+, 0} \varphi'_{+, 0} \cos \varphi_{+, 0} \right) \right) dx \right\}. \end{aligned} \quad (45)$$

Рассчитанная по формуле (45) высота потенциального барьера позволила найти зависимость порогового поля E_{th} от толщины пленки. Результаты расчетов представлены на Рис. 11. Прежде всего, следует отметить, что поле E_{th} намного быстрее убывает с ростом L , чем в эффекте Фредерикса, где $E_{th} \sim 1/L$. Особенно ясно это видно из зависимости порогового напряжения U_{th} от толщины пленки. В отличие от эффекта Фредерикса, где $U_{th} = const$, здесь явно видно монотонное убывание порогового напряжения с ростом толщины пленки. Отметим, что согласно формуле (43) такой тип зависимости от толщины пленки имеет и высота потенциального барьера $W_{max}(L)$. Убывание W_{max} с ростом L обусловлено уменьшением относительного вклада области излома шеврона в середине ячейки в свободную энергию.

На Рис. 12 построена зависимость свободной энергии ΔG , вычисленной по формулам (11), (12) и (37), от величины и направления приложенного поля E для U - и D -состояний. Расчеты проведены для пленки толщиной $1 \mu m$. На графике показаны значения порогового поля $\pm E_{th}$ при которых происходит переход из U - в D -состояние и наоборот. Видно, что полученная кривая имеет вид петли гистерезиса.

На Рис. 13 показано, как изменяется пространственное распределение азимутального угла φ при изменении направления внешнего поля и преодолении порогового значения напряженности электрического поля E_{th} при переходе из U - в D -состояние. Сравним

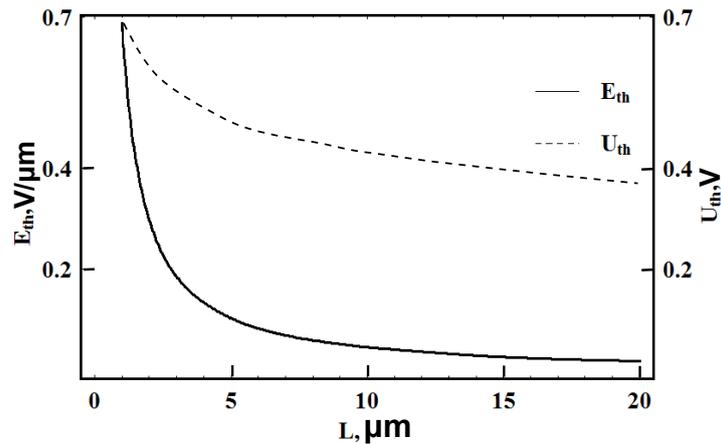


Рис. 11. Зависимость порогового поля E_{th} (сплошная кривая) и порогового напряжения U_{th} (пунктирная кривая) от толщины плёнки L .

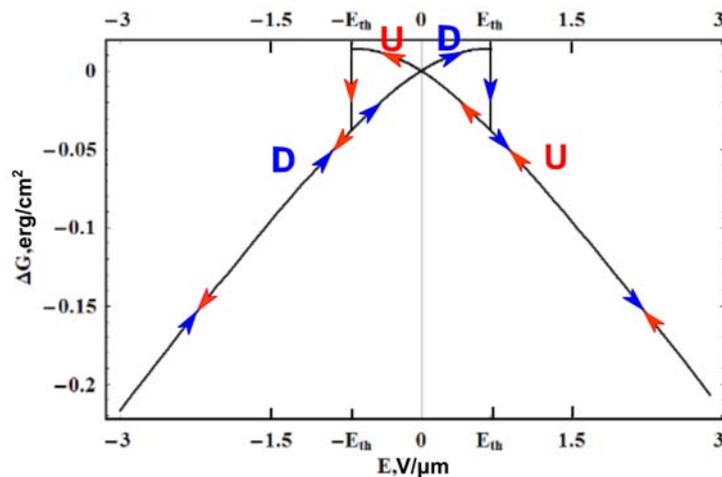


Рис. 12. Переход между U - и D -состояниями при изменении направления и величины внешнего электрического поля.

значение для порогового поля E_{th} , вычисленное по формуле (43), со значением, полученными в работе [13] для другой модели свободной энергии. Для расчетов были выбраны, используемые авторами [13], значения параметров системы: $L = 2 \mu m$, $\theta = 20^\circ$, $P_0 = 10^{-4} C/m^2$, $B = 10^6 J/m^3$. В соответствии с оценкой (43) было найдено значение порогового поля $E_{th} = 0.39 V/\mu m$, которое согласуется с величиной, найденной в работе [13] $E_{th} = 0.45 V/\mu m$. Приведённая оценка показывает, что пороговое напряжение необходимое для бистабильного переключения ячейки лежит в пределах 1 V.

6. Деформация слоевой структуры во внешнем электрическом поле

В соответствии с данными экспериментов [15, 16, 18], деформация слоевой структуры смектика C^* , происходит в очень сильных внешних электрических полях. Величины таких полей значительно превышают значение поля E_W , которое было приведено в оценке (21). Поэтому, кроме линейного по полю вклада, в свободной энергии для описания деформации слоевой структуры необходимо учитывать квадратичный вклад, связанный с

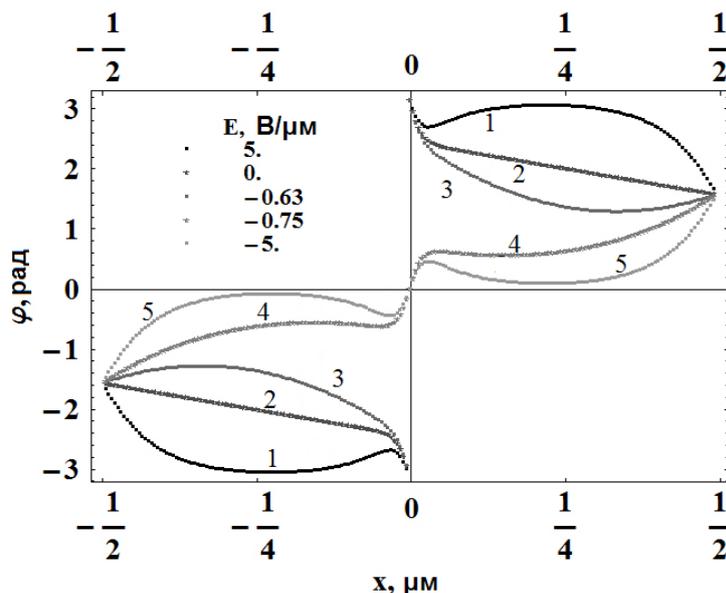


Рис. 13. Пространственные зависимости азимутального угла φ при переходе из U - в D -состояние, вызванном изменением величины и направления внешнего электрического поля: 1 — $E = 5 \text{ V}/\mu\text{m}$, 2 — $E = 0 \text{ V}/\mu\text{m}$, 3 — $E = -0.63 \text{ V}/\mu\text{m}$, 4 — $E = -0.75 \text{ V}/\mu\text{m}$, 5 — $E = -5 \text{ V}/\mu\text{m}$.

анизотропией диэлектрической проницаемости среды. Таким образом, свободная энергия системы описывается выражениями (11), (12).

Характер деформации слоевой структуры в электрическом поле зависит от соотношения между главными значениями тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ т.е. от того, какой знак имеют параметры анизотропии $\partial\varepsilon, \Delta\varepsilon$ в выражении (5). Всего возможно восемь различных вариантов комбинаций из $\Delta\varepsilon > 0, \Delta\varepsilon < 0, \Delta\varepsilon = 0$ и $\partial\varepsilon > 0, \partial\varepsilon < 0, \partial\varepsilon = 0$ (случай $\Delta\varepsilon = \partial\varepsilon = 0$ относится к изотропной среде).

Обратим внимание, что в сильных полях распределение углов δ и φ зависит от знаков параметров диэлектрической анизотропии. В частности, в случае $\partial\varepsilon < 0$ директор во всей ячейке ориентирован в плоскости XZ . При этом угол наклона смектических слоев может увеличиваться. Это, в частности, наблюдается для случая $\partial\varepsilon < 0$ и $\Delta\varepsilon > 0$.

Для одноосного жидкого кристалла с $\partial\varepsilon = 0$ распределение по углу φ не достигает предельных значений при выбранном значении поля.

Наиболее интересным представляется случай $\partial\varepsilon > 0$ и $\Delta\varepsilon \leq 0$, когда директор лежит в плоскости YZ , что соответствует углу $\varphi = 0$. При этих значениях анизотропии наблюдается переход от «шевронной» структуры к структуре «книжной полки». Это изменение слоевой структуры может быть описано аналитически.

Предполагая по аналогии с методом, предложенным в работе [3], что границы ячейки отнесены на бесконечность, подставим в выражение (11) $\varphi = 0$. Учитывая малость угла δ , получим следующие выражения для плотности свободной энергии:

$$f = K(\delta')^2 + \frac{B}{8}\delta^4 - \frac{B\alpha}{4}\delta^2, \tag{46}$$

где

$$\alpha = \mu^2\theta^2 - \frac{1}{B} \left[2P_0E + \frac{E^2}{2\pi}(\partial\varepsilon - \cos^2\theta\Delta\varepsilon) \right]. \tag{47}$$

Минимизация свободной энергии с плотностью (46) приводит к следующему уравнению:

$$\frac{d^2\delta}{d\xi^2} + \frac{\delta}{4}(\alpha - \delta^2) = 0, \quad (48)$$

где $\xi = x/l$. Это уравнение имеет два решения:

$$\delta(\xi) = \sqrt{\alpha} \operatorname{th} \left(\sqrt{\frac{\alpha}{2}} \xi \right), \quad (49)$$

$$\delta(\xi) = 0. \quad (50)$$

Из анализа плотности свободной энергии (46) следует, что для значений поля E при которых $\alpha > 0$, решением уравнения (48) будет выражение (49). Если же $\alpha < 0$, то минимум свободной энергии достигается при втором решении (50). Эти решения позволяют найти выражение для свободной энергии во внешнем электрическом поле. Для $\alpha > 0$ свободная энергия может быть найдена интегрированием (46) с пространственным распределением угла наклона слоев из уравнения (49). Эта зависимость имеет вид:

$$F = Sl \frac{B\sqrt{2}}{12} \alpha^{3/2} \left\{ 5 \operatorname{th} \left(\frac{L}{2l} \sqrt{\frac{\alpha}{2}} \right) \left[\operatorname{sech}^2 \left(\frac{L}{2l} \sqrt{\frac{\alpha}{2}} \right) + 2 \right] - 3 \left(\frac{L}{2l} \sqrt{\frac{\alpha}{2}} \right) \right\}. \quad (51)$$

В случае $\alpha < 0$ величина свободной энергии равна нулю.

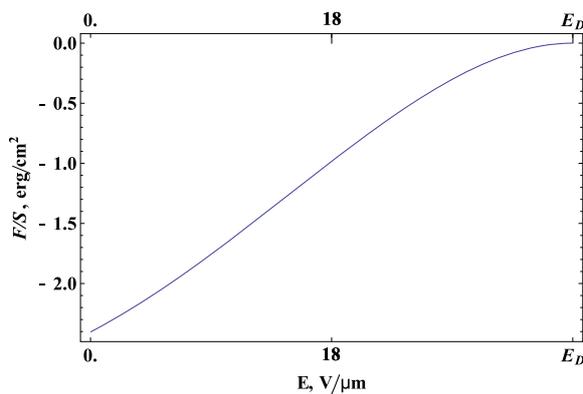


Рис. 14. Зависимость свободной энергии от внешнего электрического поля. При вычислениях были использованы следующие значения параметров: $K = 0.15 \cdot 10^{-9} \text{ N}$, $B = 0.5 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$, $P_0 = 10^{-4} \text{ C/m}^2$, $\partial\epsilon = 0.3$, $\Delta\epsilon = -1.03$, $\theta = \pi/9$, $\mu = 0.9$, $L = 4 \text{ μm}$.

Зависимость свободной энергии F от внешнего электрического поля представлена на Рис. 14. Из графика видно, что для небольших по величине полей «шеvronная» структура оказывается энергетически более выгодной. При повышении величины внешнего поля свободная энергия «шеvronного» смектика S^* возрастает и при некотором значении E_D достигает значения $F = 0$. С этого момента структура «книжной полки» с $\delta = 0$ становится предпочтительней. Как следует из выражения (51), равенство $F = 0$ возможно не только в случае $\alpha = 0$, но и при некотором положительном значении параметра α , для которого

выражение в фигурных скобках в (51) обращается в ноль. Это в свою очередь означает, что в соответствии с формулой (49) переход от структуры «шеврона» к «книжной полке» носит пороговый характер. Для того, чтобы найти значение параметра $\alpha = \alpha_D$ и пороговое поле E_D , заметим, что выражение в фигурных скобках в (51) обращается в ноль при больших значениях аргументов гиперболических функций. В этом случае можно заменить гиперболические функции их асимптотиками и тогда:

$$\alpha_D = \frac{800 l^2}{9 L^2}. \quad (52)$$

Это величина оказывается крайне малой и поэтому пороговое поле E_D может быть оценено из уравнения (47), в котором параметр α_D можно положить равным нулю:

$$E_D = \frac{-2\pi P_0 + \sqrt{4\pi^2 P_0^2 + 2\pi\mu^2\theta^2 B(\partial\varepsilon - \Delta\varepsilon \cos^2 \theta)}}{\partial\varepsilon - \Delta\varepsilon \cos^2 \theta}. \quad (53)$$

Переход от структуры «шеврона» к структуре «книжной полки» проходит в два этапа. На первом угол наклона слоевой структуры δ плавно уменьшается с ростом величины внешнего электрического поля. Когда поле достигает порогового значения E_D угол понижается до критической величины $\delta_D(\xi)$, описываемой уравнением (49) с параметром $\alpha = \alpha_D$. На втором этапе происходит ступенчатое уменьшение угла δ до нулевого значения при увеличении поля. Из выражений (49) и (52) следует, что пространственное распределение $\delta_D(\xi)$ зависит только от упругих характеристик жидкого кристалла и толщины ячейки.

На Рис. 15 показаны изменения «шеvronной» структуры для двух наборов параметров. Рисунок 15а демонстрирует результаты вычислений для систем с коротким шагом спирали и большим значением спонтанной поляризации P_0 , которые были исследованы в серии экспериментов, описанных в работе [18]. На Рис. 15b показаны результаты аналогичных вычислений, но для систем с длинным шагом спирали и низким значением спонтанной поляризации P_0 , как это было исследовано экспериментально в работе [15]. Характер деформации слоев в сильных полях качественно согласуется с результатами экспериментов [15, 18]. Величина порогового поля, наблюдаемая в экспериментах, значительно ниже расчетной. Это несоответствие может быть вызвано тем, что вычисления основывались на идеальной модели «шеvronной» структуры с жесткими условиями на границах, тогда как образцы исследуемые в эксперименте обычно содержат различные типы дефектов.

7. Заключение

Проведены расчеты ориентационной и пространственной структуры шевронного смектика C^* во внешнем электрическом поле. Описание проводилось для двух моделей шеврона с резким (22) и плавным (11), (12) изменение угла наклона слоев в середине ячейки. В результате проведенного анализа были получены следующие результаты.

Было обнаружено, что в отсутствии внешнего электрического поля предложенные ранее модели [3,4], в которых система уравнений (15) была линеаризована по азимутальному углу φ , дают достаточно хорошее описание бистабильной ориентационной структуры, даже для случая, когда угол φ не является малым.

В слабых внешних электрических полях было найдено аналитическое решение для распределения азимутального угла φ ориентации директора для модели [1,2] и численное решение для модели [3,4]. Оба решения были распространены на случай ограниченной ячейки.

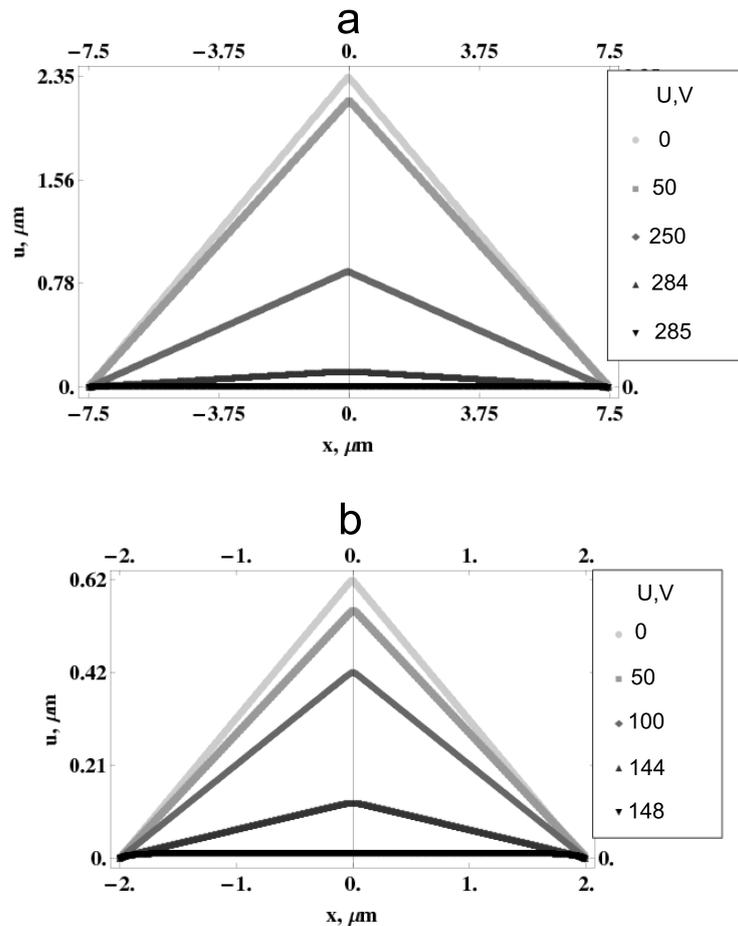


РИС. 15. Переход от «шевронной» структуры к структуре «книжной полки» под действием сильного внешнего электрического поля. На графиках приведены пространственные зависимости смещения слоев u , при различных значениях внешнего поля. При вычислениях были использованы следующие значения параметров: $K = 0.15 \cdot 10^{-9} \text{ N}$, $B = 0.5 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$, $\partial\varepsilon = 0.3$, $\Delta\varepsilon = -1.03$, $\theta = \pi/9$, $\mu = 0.9$. В части а: $P_0 = 11 \cdot 10^{-4} \text{ C/m}^2$, $L = 15 \text{ }\mu\text{m}$, в части б: $P_0 = 10^{-4} \text{ C/m}^2$, $L = 4 \text{ }\mu\text{m}$.

Была найдена зависимость свободной энергии системы от величины и направления внешнего электрического поля. Исследована форма и высота потенциального барьера, который должна преодолеть система при переходе из одного стабильного состояния в другое. Получена оценка для пороговой напряженности электрического поля, при которой происходит переход от одного стабильного распределения директора к другому при изменении направления внешнего поля.

В сильных внешних полях в системах с различными соотношениями между главными значениями тензора диэлектрической проницаемости найдены распределения ориентации директора и угла наклона шеврона по толщине ячейки. Показано, что при некоторых соотношениях между главными значениями тензора диэлектрической проницаемости, увеличение напряженности электрического поля приводит к переходу от шевронной структуры

к структуре «книжной полки». Получена оценка для пороговой напряженности внешнего поля, при которой происходит этот переход.

Проведенные расчеты позволили количественно описать ориентационные и структурные изменения в сегнетоэлектрическом шевронном смектике S^* во внешнем электрическом поле, что является важным для разработки оптических переключателей на шевронных ячейках.

Работа выполнена при поддержке гранта 0.37.138.2011 по программе развития СПбГУ.

Литература

- [1] Rieker T.P., Clark N.A., Smith G.S., Parmar D.S., Sirota E.B., Safinya C.R. // *Phys. Rev. Lett.* — 1987. — V. 59. — P. 2658.
- [2] Clark N.A., Rieker T.P. // *Phys. Rev. A* — 1988. — V. 37. — P. 1053 .
- [3] Nakagawa M. // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* — 1989. — V. 174. — P. 65 .
- [4] Limat L. // *J. Phys. II.* — 1995. — V. 5. — P. 803 .
- [5] Diaz A., McKay G., Mottram N. // *Phys. Rev. E* — 2007. — V. 76. — 041705 .
- [6] Kralj S., Sluckin T.J. // *Phys. Rev. E.* — 1994. — V. 50. — P. 2940.
- [7] Vaupotic N. , Kralj S., Copic M., Sluckin T.J. // *Phys. Rev. E.* — 1996. — V. 54. — P. 3783 .
- [8] Vaupotic N. , Copic M. // *Phys. Rev. E.* — 2003. — V. 68. — 061705 .
- [9] Shalaginov A.N., Hazelwood L.D., Sluckin T.J. // *Phys. Rev. E.* — 1998. — V. 58. — P. 7455 .
- [10] Shalaginov A.N., Hazelwood L.D., Sluckin T.J. // *Phys. Rev. E.* — 1999. — V. 60. — P. 4199 .
- [11] Beldon S.M., Mottram N.J., Elston S.J. // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* — 2001. — V. 365. — P. 729.
- [12] Willis P.C., Clark N.A., Safinya C.R. // *Liq. Cryst.* — 1992. — V. 11. — P. 581.
- [13] Vaupotic N., Grubelnik V., Copic M. // *Phys. Rev. E.* — 2000. — V. 62. — P. 2317.
- [14] Cluzeau P., Barois P., Nguyen H.T. // *Eur. Phys. J. E.* — 2002. — V. 7. — P. 23.
- [15] Bryant G.K., Gleeson H.F. // *Ferroelectrics* — 1998. — V. 214. — P. 35.
- [16] Gleeson H.F., Bryant G.K., Morse A.S. // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* — 2001. — V. 362. — P. 203.
- [17] Clark N.A., Coleman D., Maclennan J.E. // *Liq. Cryst.* — 2000. — V. 27(7). — P. 985.
- [18] Watson S.J., Matkin L.S., Baylis L.J., Bowring N., Gleeson H.F., Hird M., Goodby J. // *Phys.Rev E.* — 2002. — V. 65. — 031705.
- [19] Hamaneh M.B., Gleeson H.F., Taylor P.L. // *Phys. Rev. E.* — 2003. — V. 68. — 051704.
- [20] De Gennes P. G., Prost J. *The Physics of Liquid Crystals.* — Oxford: Clarendon Press, 1993.— 597 p.
- [21] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория упругости.* — М.: Наука, 1986.
- [22] Brown C.V., Jones J.C. // *J. of Appl. Phys.* — 1999. — V. 86(6). — P. 3333.
- [23] Bateman H., Erdelyi A. *Higher transcendental functions.* — Mc Graw-Hill Book Company, 1953.
- [24] Korn G.A., Korn T.M. *Mathematical handbook for scientists and engineers.* — Dover Publication, 2000.
- [25] Clark N.A., Lagerwall S.T. // *Appl.Phys.Lett.* — 1980. — V. 36(11). — P. 899.
- [26] Jones J.C., Raynes E.P. // *Liq. Cryst.* — 1990. — V. 11(2). — P. 199.