

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

ЧЕРНЯК Кирилл Григорьевич

ОРИЕНТАЦИЯ И СТРУКТУРА
СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СМЕКТИКОВ C^*
ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Специальность 01.04.02 —теоретическая физика

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург 2010 год

Работа выполнена на кафедре статистической физики физического факультета Санкт-Петербургского государственного университета

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
Ульянов Сергей Владимирович

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Эйдельман Евгений Давидович
доктор физико-математических наук
профессор Попов Игорь Юрьевич

Ведущая организация: Институт проблем машиноведения
Российской Академии наук

Защита состоится "___" декабря 2010 г. в ___ часов на заседании совета Д 212.232.24 по защите докторских и кандидатских диссертаций при Санкт-Петербургском государственном университете, по адресу: Санкт-Петербург, Средний пр. В.О., д. 41/43, ауд. 205

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Санкт-Петербургского государственного университета.

Автореферат разослан "___" ноября 2010 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
д.ф.-м.н., профессор



Щекин А.К.

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Интерес к жидким кристаллам (ЖК) особенно возрос в последние десятилетия в связи с их разнообразными практическими применениями в устройствах для отображения и передачи информации.

Жидкие кристаллы можно разделить на две большие группы. К первой относят **лиотропные** ЖК, образующиеся в смесях амфифильных молекул с полярным растворителем, например водой. Вторую группу представляют **термотропные** ЖК, получаемые плавлением твёрдых веществ и существующие в определённом интервале температур и давлений. В термотропных ЖК можно выделить три подгруппы, в зависимости от упорядоченности молекул, составляющих кристалл. Жидкие кристаллы, в которых существует лишь ориентационный порядок в расположении длинных осей молекул, задаваемых единичным вектором директора \mathbf{n} , называют **нематическими** ЖК или просто **нематиками**. Если длинные оси молекул нематика повернуты друг относительно друга так, что они образуют спираль, то их называют **холестерическими** ЖК (**холестериками**). Третья подгруппа представлена смектическими ЖК (**смектиками**), в которых имеется упорядоченность в ориентациях молекул, и дальний порядок в расположении центров масс молекул, которые группируются в плоские слои.

Принцип действия современных жидкокристаллических мониторов основан на способности нематических ЖК переориентироваться во внешнем электрическом поле. Мониторы на нематиках наряду с известными преимуществами перед аналогичными устройствами, обладают несколькими недостатками. Прежде всего, это ограниченность углов обзора и достаточно длительное время отклика, приводящее к необходимости использования дорогих в производстве активных матриц.

В середине 70-х годов был открыт новый класс объектов - смектики S^* , которые сочетали в себе свойства как ЖК, так и сегнетоэлектриков. Применение смектиков S^* в технических приложениях могло бы решить ряд проблем, возникающих в современных мониторах. Это касается существенного уменьшения времени отклика и возможности преодоления ограниченности обзора. Также в перспективе смектики S^* позволили бы создать электронные книги с цветным сенсорным экраном при очень малом потреблении энергии. Решение этих задач сталкивается с необходимостью построения последовательного теоретического подхода к описанию равновесной структуры и динамики этих систем. Описание, при этом, должно учитывать жидкокристаллическую структуру и сегнетоэлектрические свойства этих систем. Основной проблемой, возникающей при теоретическом рассмотрении, является учет влияния

характерных дефектов, которые почти всегда есть в S_mC^* . Актуальность такого описания обусловлена, как необходимостью создания теоретической базы для создания устройств нового поколения, так и для расширения знаний о физике ЖК.

Целью данной работы является теоретическое описание ориентационных и структурных изменений сегнетоэлектрических жидких кристаллов, преимущественно с "шевронным" дефектом, во внешнем электрическом поле.

Научная новизна: В работе впервые были получены следующие результаты:

1. В рамках вариационного подхода получено описание ориентации молекул в тонких свободно подвешенных пленках смектиков C^* , помещенных во внешнее электрическое поле. Показано, что переориентация молекул ЖК внешним полем носит беспороговый характер.
2. В результате аналитического и численного решения уравнений Эйлера-Лагранжа, полученных при минимизации функционала свободной энергии для ячейки с шевронным смектиком C^* , были найдены равновесные распределения ориентаций директора в зависимости от величины внешнего электрического поля.
3. Показано, что при изменении величины и направления внешнего поля происходит переход от одного стабильного распределения ориентаций директора к другому, связанный с преодолением потенциального барьера, разделяющего равновесные состояния шевронного смектика C^* .
4. Описан гистерезис и оценена пороговая напряженность поля в ячейке с шевронным смектиком C^* , при котором происходит переориентация поля директора. Показано, что зависимость порогового поля от толщины пленки отличается от закона Фредерикса, выполняющегося в ячейках с НЖК.
5. Описано изменение формы смектических слоев для шевронных смектиков C^* , помещенных в сильное внешнее электрическое поле. Показано, что в системах с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости при повышении напряженности внешнего поля должен происходить переход от шевронной структуры к структуре "книжной полки".

Теоретическая и практическая ценность

Развитый теоретический подход позволяет описать равновесную ориентационную структуру как в свободно подвешенной тонкой пленке, так и в ячейке с шевронным смектиком C^* во внешнем электрическом поле.

Построенное теоретическое описание процесса переключения ориентации в бистабильном шевронном смектике C^* может быть использовано при определении параметров ячеек с ЖК при конструировании устройств передачи и отображения информации.

Проведённые расчеты позволяют адекватно описывать эксперименты по изучению структуры и ориентации сегнетоэлектрических ЖК во внешних полях.

Достоверность полученных результатов обоснована с полной математической строгостью при выводе соотношений, сравнения между собой результатов численных и аналитических вычислений и сопоставлением с экспериментальными данными.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Изменение ориентации молекул в тонких свободно подвешенных плёнках SmC^* во внешнем электрическом поле происходит беспорогово и может быть описано в рамках вариационного подхода.
2. Слабые внешние электрические поля влияют только на ориентацию директора в ячейке шевронного смектика C^* и не изменяют форму шеврона. Описание распределения директора в ячейке может быть найдено путём аналитического и численного решения уравнений Эйлера-Лагранжа.
3. Переход от одного стабильного распределения ориентаций директора к другому при изменении полярности внешнего электрического поля, происходит с преодолением потенциального барьера. Причем между прямым и обратным переходом имеется гистерезис.
4. Зависимость порогового поля от толщины ячейки существенно отличается от аналогичной зависимости в эффекте Фредерикса.
5. В смектиках C^* с отрицательной анизотропией диэлектрической проницаемости в сильных электрических полях происходит переход от шевронной структуры к структуре "книжной полки".

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались на:

конференции по физике и астрономии для молодых ученых Санкт-Петербурга и Северо-Запада(Россия, г. Санкт - Петербург, 2009), молодежной научной конференции "Физика и прогресс"(Россия, г. Санкт - Петербург, 2009), конференции по физике и астрономии для молодых ученых Санкт-Петербурга и Северо-Запада(Россия, г. Санкт - Петербург, 2010).

Диссертационная работа была выполнена при поддержке гранта "У.М.Н.И.К."

Личный вклад автора

Во всех совместных публикациях автор принимал участие в постановке задач и обсуждении результатов. Им лично проведены все аналитические и численные расчёты для исследуемых сегнетоэлектрических ЖК.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 8 печатных изданиях, 3 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 5 в тезисах докладов. Личный вклад соискателя в опубликованные с соавторами работы составляет в среднем не менее 60%.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и трёх приложений. Полный объем диссертации **103** страницы текста с **33** рисунками. Список литературы содержит **64** наименования.

Содержание работы

Во введении обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, приводится обзор научной литературы по изучаемой проблеме, формулируется цель, ставятся задачи работы, показана научная новизна и обоснована практическая значимость представляемой работы.

Первая глава посвящена обзору континуальной теории описания жидкокристаллических структур. Введены параметры порядка, с помощью которых строится описание изменений в изучаемых структурах: единичный вектор директора $\mathbf{n}(\mathbf{r})$, характеризующий ориентацию молекул жидкого кристалла, и смещение слоев $u(\mathbf{r})$ относительно неискажённого состояния.

Термодинамический потенциал системы состоит из суммы трёх слагаемых, зависящих от указанных параметров порядка, внутренних свойств ЖК структур и внешних воздействий на них:

$$F = F_{Fr} + F_u + F_E, \quad (1)$$

где F_{Fr} - энергия Франка, F_u - энергия, связанная с деформацией смектических слоев, F_E - слагаемое, учитывающее воздействие внешнего электрического поля на систему [1].

Энергия Франка, связанная с искажением поля директора имеет вид:

$$F_{Fr} = \frac{1}{2} \int d\mathbf{r} [K_{11}(\text{div}\mathbf{n})^2 + K_{22}(\mathbf{n} \cdot \text{rot}\mathbf{n})^2 + K_{33}(\mathbf{n} \times \text{rot}\mathbf{n})^2], \quad (2)$$

где K_{ii} -модули Франка, $i = (1, 2, 3)$.

Вклад F_u представляет собой деформационную энергию смектика:

$$F_u = \int d\mathbf{r} \left[\frac{K}{2} (\Delta_{\perp} u)^2 + \frac{B}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \right], \quad (3)$$

где введено обозначение: $\Delta_{\perp} = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$.

Слагаемое, учитывающее влияние внешнего электрического поля записывается в виде:

$$F_E = \int d\mathbf{r} \left(-\frac{\Delta\varepsilon}{4\pi} (\mathbf{n} \cdot \mathbf{E})^2 - \frac{\partial\varepsilon}{4\pi} (\mathbf{p} \cdot \mathbf{E})^2 - P_0 (\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}) \right), \quad (4)$$

где $\Delta\varepsilon$ - анизотропия диэлектрической проницаемости, $\partial\varepsilon$ - диэлектрическая двуосность, \mathbf{E} - внешнее электрическое поле, P_0 - величина спонтанной поляризации, \mathbf{p} - единичный вектор ортогональный одновременно нормали к слою и директору.

Вторая глава посвящена исследованию свободно подвешенных пленок сегнетоэлектрического смектика C^* . Построен термодинамический потенциал для описания ориентационных и деформационных искажений.

В случае слабых внешних полей, когда происходят только изменения в ориентациях молекул, свободная энергия может быть записана в виде:

$$F = l \cdot L_y \int_0^{L_x} \left[\frac{1}{2} (\varphi')^2 (K_b - \nu \cos^2 \varphi) - P_0 E \sin \varphi \right] dx, \quad (5)$$

где l, L_y, L_x - геометрические размеры пленки смектика C^* , K_b, ν - константы упругости, E - внешнее электрическое поле, направленное вдоль смектического слоя в направлении ортогональном положению \mathbf{c} -директора на границах пленки, φ - азимутальный угол поворота директора.

Для поиска равновесной конфигурации системы с учетом условий на границах был проведён вариационный анализ функционала (5). В результате минимизации было найдено уравнение Эйлера-Лагранжа:

$$EP_0 \cos \varphi + \frac{1}{2} \nu \sin(2\varphi) (\varphi')^2 + (K_b - \nu \cos^2 \varphi) \varphi'' = 0 \quad (6)$$

В случае сильных искажений решение уравнения (6) может быть выражено через эллиптический интеграл. Результаты численного анализа приведены на Рис. 1.

В результате вычислений было показано, что ориентационные эффекты в свободно подвешенных плёнках смектика C^* во внешнем электрическом поле являются **беспороговыми**.

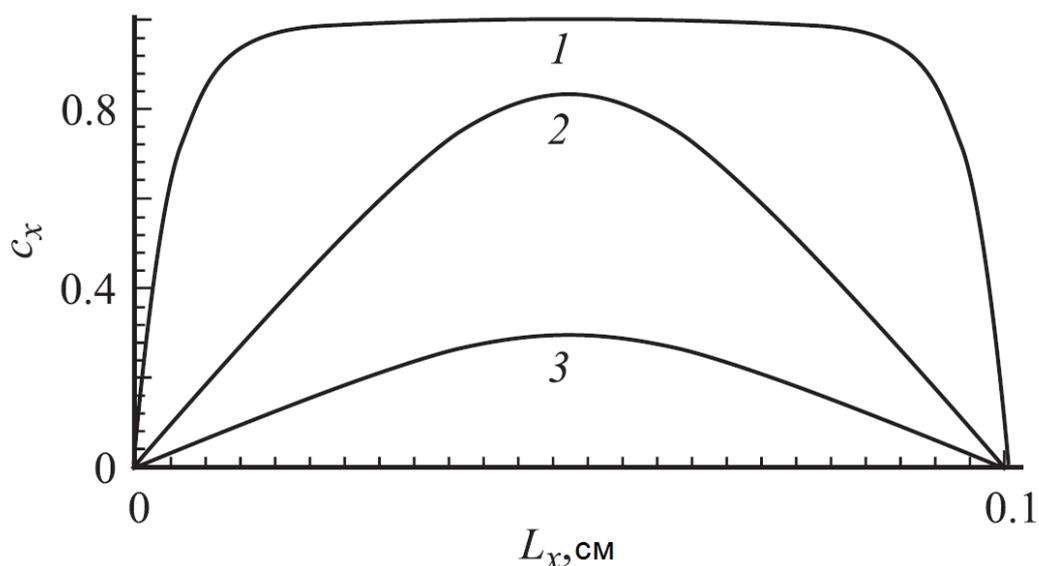


Рис. 1: Величина проекции \mathbf{c} -директора вдоль оси X при различных значениях приложенного электрического поля: 1 – $E = 3 \times 10^{-4}$ СГСЭ, 2 – $E = 0,3 \times 10^{-4}$ СГСЭ, 3 – $E = 0,03 \times 10^{-4}$ СГСЭ.

Третья глава посвящена исследованию равновесных конфигураций шевронной структуры смектика C^* .

Непосредственно CmC^* невозможно использовать для конструирования сегнетоэлектрических устройств из-за того, что в объёме ЖК образуется геликоид поляризации. Его наличие приводит к тому, что суммарная поляризация CmC^* равна нулю. В 1980 году были разработаны поверхностно-стабилизированные ЖК (ПСЖК) [2], в которых геликоид раскручивается за счет взаимодействия CmC^* с ограничивающими образец обкладками. Однако, при создании в CmC^* , требуемой для работы оптических устройств, равновесной ориентации молекул, образуется шевронный дефект, изображенный на Рис. 2. На рисунке показаны также две стабильные конфигурации, в которых может находиться ПСЖК. Эти конфигурации получили названия U- и D-состояний.

Начиная с конца 80-х годов, было предложено два подхода для построения континуального описания шевронных ПСЖК. В первом - предполагается, что "плечи" шеврона имеют вид прямых с фиксированным углом наклона, а в центре имеется острый излом [3], во втором - смектических слой изгибается плавно [4], [5], как показано на Рис. 3. Обе модели дают хорошо согласующееся с экспериментальными наблюдениями описание равновесной структуры в малой окрестности центра шеврона, но не могут быть использованы для исследования в ситуациях, когда происходят сильные из-

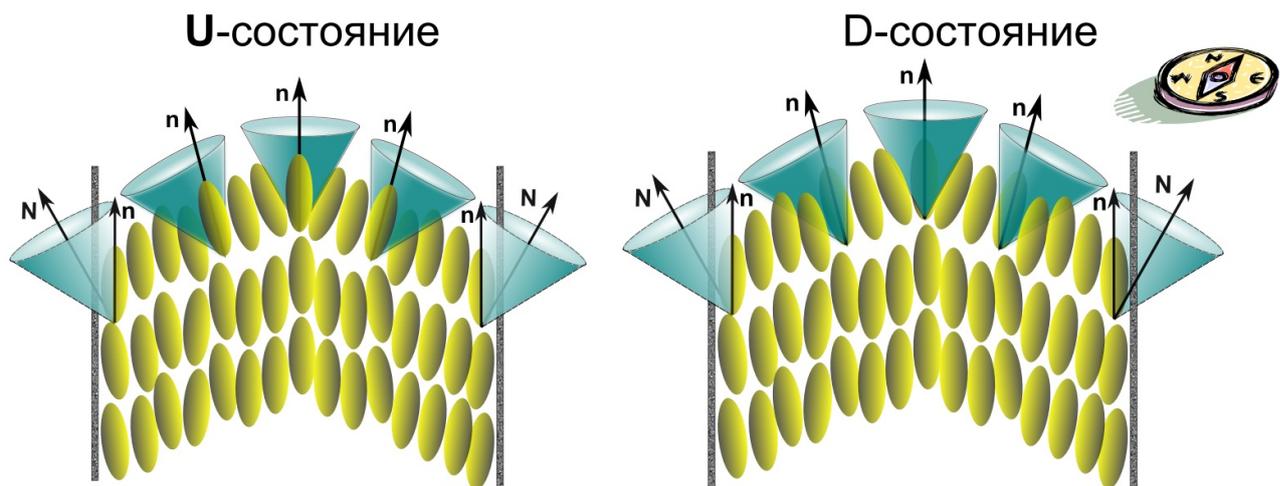


Рис. 2: Шевронная структура смектика C^* . В U -состоянии молекулы наклонены в южном направлении, в D -состоянии в северном.

менения ориентации директора. В этом случае необходимо учитывать вклады более высокого порядка в термодинамический потенциал (1). Для дальнейшего анализа введём декартову систему координат, изображенную на Рис. 3. 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.

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 , как показано на Рис. 3.

Плотность свободной энергии шевронного смектика C^* имеет вид:

$$f = \frac{K_{Fr}}{2} [\theta^2(\varphi')^2 - 2\theta\delta'\varphi' \cos \varphi + (\delta')^2] + \frac{K_u}{2}(\delta')^2 + \frac{B}{8} [\delta^2 - (\mu\theta)^2]^2, \quad (7)$$

где K_{Fr} , K_u , B - константы упругости, μ - коэффициент, учитывающий несоответствие между углами θ и δ . Далее будем считать, что $K_{Fr} = K_u = K$ [6].

Зададим следующие условия на границах :

$$\varphi \left(\pm \frac{L}{2} \right) = \pm \frac{\pi}{2}, \quad (8)$$

$$\delta \left(\pm \frac{L}{2} \right) = \pm \mu\theta. \quad (9)$$

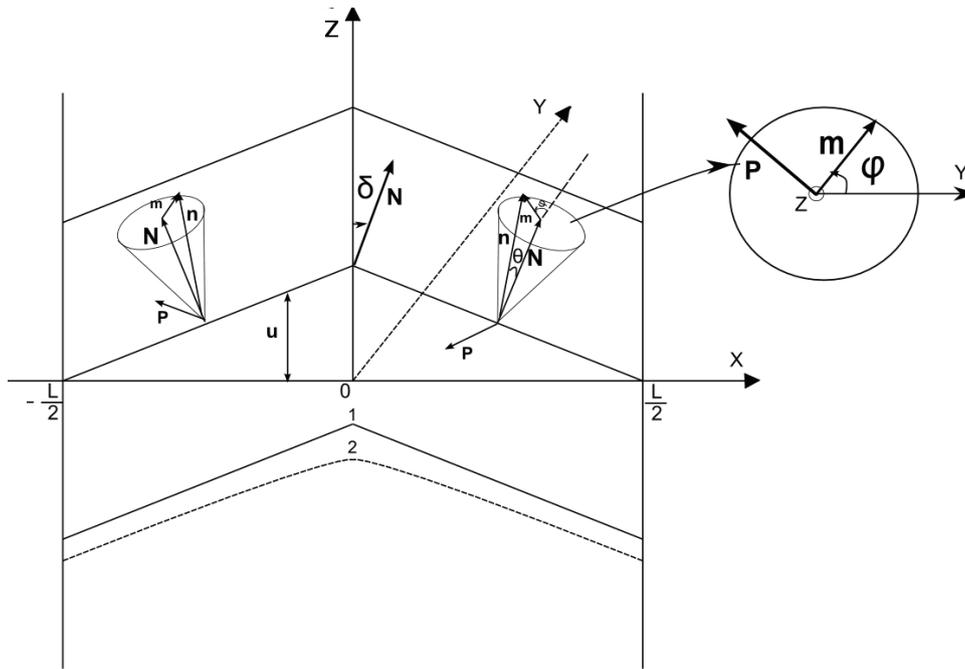


Рис. 3: Система координат для описания шевронной структуры смектика C^* . Здесь \mathbf{m} - составляющая вектора директора \mathbf{n} , перпендикулярная нормали к слою \mathbf{N} , L - расстояние между ориентирующими поверхностями. Цифрами 1 и 2 обозначены формы смектического слоя в первой и второй моделях соответственно. Конусы определяют область разрешенных направлений директора \mathbf{n} в каждой точке.

Таким образом, для нахождения формы шеврона и ориентации директора следует минимизировать свободную энергию (7) по углам δ и φ с граничными условиями (8) и (9). В настоящей работе эта задача впервые была решена для случая ограниченной ячейки. Для описания "шевронной" структуры были использованы две аналитические модели. В первой - угол φ считался малым, а угол δ - постоянным. Во второй - оба угла считались малыми. Результаты расчётов показаны на Рис. 4, где приведена зависимость угла наклона слоёв δ и азимутального угла φ от расстояния до середины ячейки. На рисунке так же приведен результаты численной минимизации свободной энергии (7). Из графиков видно, что гладкое изменение угла наклона слоёв δ в середине ячейки, приводит к гладкому изменению азимутального угла φ .

Обратим внимание на неожиданный факт совпадения численных расчётов с результатами, полученными аналитически, в представлении, где угол φ считался малым.

В расчетах были использованы следующие значения параметров исследуемой системы: $\theta = 15^\circ$, $K = 4 \cdot 10^{-11}$ Дж/м, $L = 1 \mu\text{м}$, $B = 8 \cdot 10^6$ Дж/м³, $\mu = 0.85$.

В четвертой главе приведены результаты аналитических и численных расчётов для шевронного смектика C^* во внешнем электрическом поле.

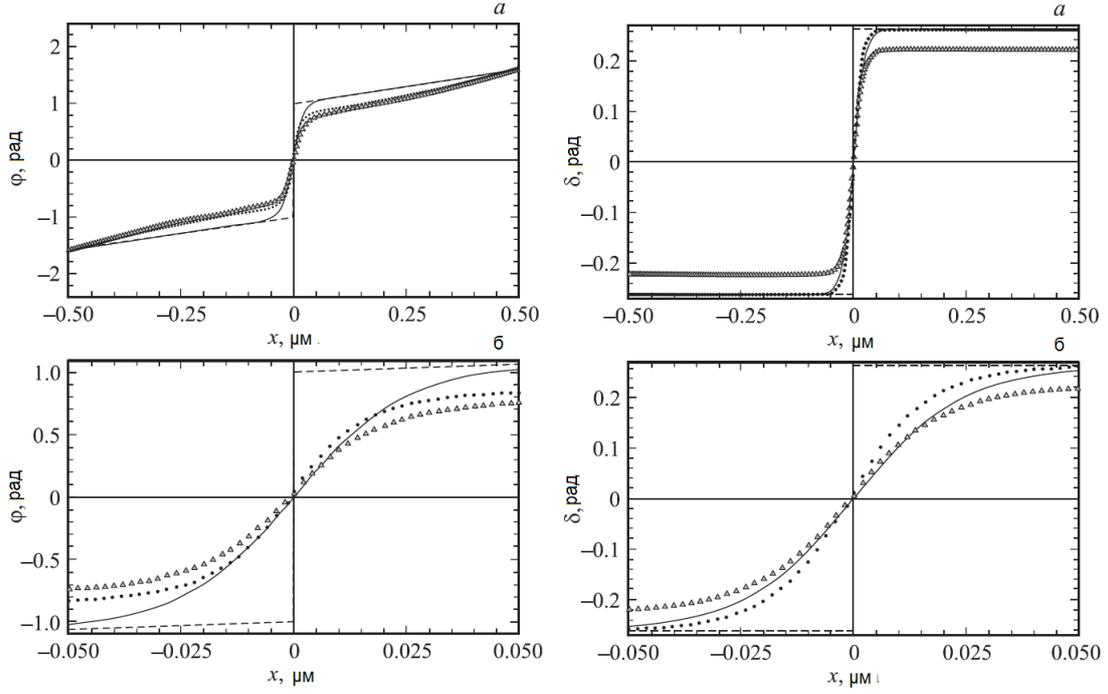


Рис. 4: Пространственные зависимости угла наклона слоёв δ и азимутального угла наклона директора φ , **а** - зависимости во всей ячейке, **б** - в её середине. Сплошной линией обозначена зависимость, соответствующая решению в аналитической модели с плавным изменением углов, пунктирной - в модели с постоянным углом δ , точками и треугольниками - результаты численных расчетов. Точкам соответствует $\mu = 1$, а треугольникам - $\mu = 0.85$.

Будем считать, что внешнее поле \mathbf{E} направлено по нормали к ограничивающим плоскостям $\mathbf{E} = E(1, 0, 0)$, т.е. вдоль оси X . Плотность электрического вклада в термодинамический потенциал (4) в этом случае задаётся соотношением:

$$f_E = -P_0 E \cos \delta \cos \varphi - \frac{E^2}{4\pi} \left[\Delta \varepsilon (-\sin \theta \cos \delta \sin \varphi + \cos \theta \sin \delta)^2 + \partial \varepsilon \cos^2 \varphi \cos^2 \delta \right]. \quad (10)$$

В первой части главы приведено описание ориентационных искажений, когда внешнее поле достаточно слабое и можно пренебречь квадратичными по полю слагаемыми в (10). Расчет пространственной зависимости азимутального угла наклона директора φ произведен при различных значениях поля, для двух моделей описания "шеврона". В случае модели с постоянным углом δ свободная энергия имеет вид:

$$F = SK\theta^2 \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \left(\frac{1}{2} (\varphi')^2 + a_E \cos \varphi \right) dx, \quad (11)$$

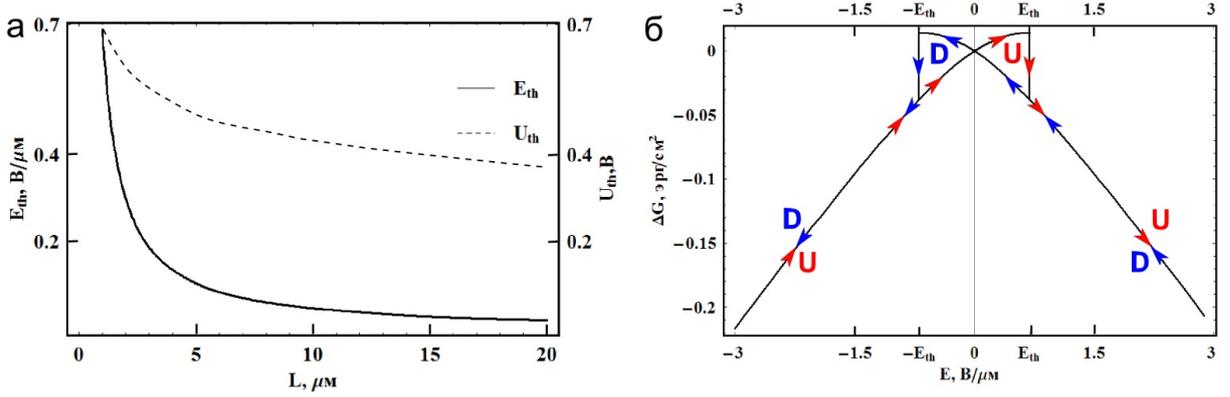


Рис. 5: а) Зависимость порогового поля E_{th} от толщины плёнки L . б) Гистерезис перехода между U - и D -состояниями при изменении направления и величины внешнего электрического поля.

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.

Для модели с плавным изменением угла наклона слоев термодинамический потенциал состоит из вклада, задаваемого выражением (7), и из линейного по полю слагаемого в выражении (10).

Проведённые расчеты подтвердили, что электрическое поле в рассматриваемом интервале значений не оказывает влияние на форму шеврона, а влияет лишь на направление директора, которое определяет азимутальный угол φ .

Во второй части главы проведено исследование пороговых эффектов, которые возникают при смене ориентации директора во время перехода из U - в D -состояние. При переключении направления внешнего поля должен иметь место гистерезис [2]. 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 дисклинация, и при нахождении высоты потенциального барьера необходимо учитывать энергию этой дисклинации. Избежать эту трудность можно в рамках второй модели.

В диссертационной работе показано, что высота потенциального барьера определяется из соотношения

$$W_{max} = F_{\frac{\pi}{2}} - F_0, \quad (12)$$

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

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

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

энергетическому барьеру W_{max} , определённого выше соотношением (12). При этом оказывается, 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:

$$E_{th} = \frac{W_{max}(L)}{LP_0 \cos(\mu\theta)}. \quad (13)$$

Рассчитанная численно, высота потенциального барьера $W_{max}(L)$ позволила найти зависимость порогового поля E_{th} от толщины пленки. Результаты расчетов представлены на Рис. 5а. 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. Убывание U_{th} с ростом L обусловлено уменьшением относительного вклада области излома шеврона в середине ячейки в свободную энергию.

На Рис.5б построена зависимость термодинамического потенциала $\Delta G = F(E) - F(0)$, отнесённого к единице площади, от величины и направления приложенного поля E для U и D состояний. Расчеты проведены для пленки толщиной 1 $\mu\text{м}$. 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.

В третьей части главы приведена оценка времени релаксации в "шеvronных" СЖК. Расчеты показали, что время релаксации в сегнето-электрических системах имеет порядок десятка микросекунд, что в 10^3 раз быстрее, чем в нематических ЖК.

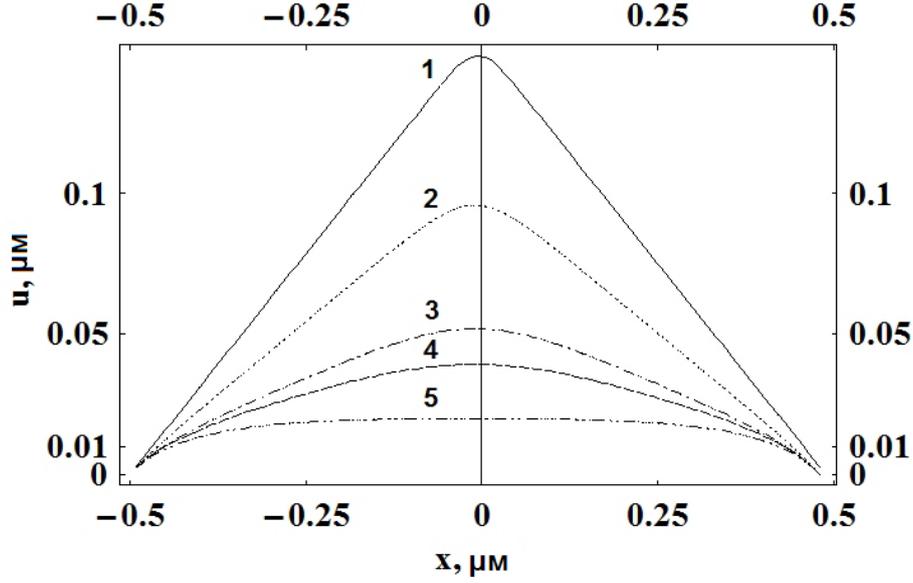


Рис. 6: Переход от "шевронной" структуры к структуре "книжной полки" под действием сильного внешнего электрического поля. На графиках приведены пространственные зависимости смещения слоев u , при различных значениях внешнего поля: 1 - $E = 0$ В/ $\mu\text{м}$, 2 - $E = 33$ В/ $\mu\text{м}$, 3 - $E = 45$ В/ $\mu\text{м}$, 4 - $E = 47$ В/ $\mu\text{м}$, 5 - $E = 51$ В/ $\mu\text{м}$

В заключительной части главы приведено исследование деформации "шевронной" структуры в сильном электрическом поле.

Показано, что характер деформации слоевой структуры в электрическом поле зависит от соотношения между главными значениями тензора диэлектрической проницаемости ϵ_1 , ϵ_2 , ϵ_3 .

Наиболее интересным представляется случай $\partial\epsilon > 0$ и $\Delta\epsilon \leq 0$, 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. В работе показано, что примерное значение электрического поля, при котором происходит переход от "шевронной" структуры к структуре "книжной полки" может быть оценено по следующей формуле:

$$E_D \leq \frac{-\pi P_0 + \sqrt{\pi^2 P_0^2 + \mu^2 \theta^2 B(\partial\epsilon - \Delta\epsilon \cos^2 \theta)}}{\partial\epsilon - \Delta\epsilon \cos^2 \theta}. \quad (14)$$

Для того, чтобы сравнить полученные в рамках используемой модели результаты с экспериментальными данными, была построена зависимость изменения смещения слоёв $u(x)$ от приложенного поля, которая изображена на Рис. 6. В эксперименте, описанном в работе [7], величина спонтанной поляризации для изучаемой смеси составляла $P_0 = 1.05 \cdot 10^{-3}$ Кл/ м^2 . Напряжение, при котором происходил переход к структуре "книжной" полки, составляло

$V = 17$ В. В соответствии с оценкой, сделанной по формуле (14), напряжение перехода составляет величину порядка 45 В. Видно, что результаты совпадают порядку величины. Существующую разницу можно объяснить отсутствием точных данных обо всех параметрах системы, исследованной в работе [7].

В **заключении** кратко изложены основные выводы, полученные в работе. Некоторые общие методы вычислений, которые были использованы в диссертации, вынесены в приложения.

Публикации автора по теме диссертации

1. В.П. Романов, С.В. Ульянов, К.Г. Черняк. Смектик C^* во внешнем электрическом поле. // ЖТФ. 2008. Т. 78, № 2. С. 1 - 5.
2. В.П. Романов, С.В. Ульянов, К.Г. Черняк. Бистабильность "шевронного" смектика C^* во внешнем электрическом поле.// ФТТ. 2010. Т. 52, № 9. С. 1849 - 1854.
3. В.П. Романов, С.В. Ульянов, К.Г. Черняк. Ориентационные эффекты в "шевронном" смектике C^* во внешнем электрическом поле. // ФТТ. 2010. Т. 52, №10. С. 2060 - 2067.
4. К.Г. Черняк. "Шевронный" смектик C^* во внешнем электрическом поле. // Тезисы докладов международной научной конференции по лиотропным жидким кристаллам и наноматериалам LLC'2009 VII.- Иваново. 2009
5. К.Г. Черняк. Пороговая бистабильность в поверхностно стабилизированной ячейке "шевронного" смектика C^* во внешнем электрическом поле. // Тезисы докладов конференции по физике и астрономии для молодых ученых Санкт-Петербурга и Северо-Запада.- Санкт - Петербург. 2009.
6. К.Г. Черняк. Переключение директора в "шевронном" смектике C^* внешним электрическим полем. // Тезисы докладов молодежной научной конференции "Физика и прогресс" .- г. Санкт - Петербург. 2009. с. 131.
7. Chernyak Kirill. Orientation and deformation effects in "chevron" smectic C^* in an external electric field. // Тезисы докладов международной научной конференции ILCC.- Краков, Польша. 2010.
8. К.Г. Черняк. Структурные эффекты в "шевронном" смектике C^* во внешнем электрическом поле. // Тезисы докладов конференции по фи-

зике и астрономии для молодых ученых Санкт-Петербурга и Северо-Запада.- Санкт - Петербург. 2010.

Список литературы

- [1] В.П.Романов, С.В.Ульянов // УФН. 2003. Т.173, №9. С. 941-963
- [2] N.A. Clark ,S.T. Lagerwall // Appl.Phys.Lett. 1980. Vol. 36(11). P. 899.
- [3] T.P. Rieker, N.A. Clark, G.S. Smith, D.S. Parmar, E.B. Sirota, C.R. Safinya // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. P. 2568.
- [4] M. Nakagawa // Mol. Cryst. Liq. Cryst.1989. Vol. 174. P. 65.
- [5] L. Limat // J. Phys. II. 1995. Vol. 5. P. 803 .
- [6] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости [Том 7, 5 изд.].-М.: ФМЛ, 2003.- 257 с.
- [7] S.J.Watson, L.S. Matkin, L.J.Baylis, N.Bowring, H.F. Glenson, M.Hird, J. Goodby //Phys.Rev E. 2002. Vol. 65. P. 031705.