

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
Государственное образовательное бюджетное учреждение высшего профессионального образования
«Южно-Уральский государственный университет» (научно-исследовательский университет)
Институт естественных и точных наук
Физический Факультет
Кафедра физической электроники

РАБОТА ПРОВЕРЕНА

Рецензент

к.ф.-м.н., доцент

_____/Свирская Л.М./

« ____ » _____ 2017г.

ДОПУСТИТЬ К ЗАЩИТЕ

Заведующий кафедрой

д.т.н., профессор

_____/Гуревич С.Ю./

« ____ » _____ 2017г.

Математическое моделирование топологических дефектов капиллярной системы нематического жидкого кристалла в магнитном поле

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

ЮУрГУ – 11.04.04.2017.004 ПЗ ВКР

Руководитель, к.ф.-м.н., доцент

_____/Клебанов И.И./

" ____ " _____ 2017г.

Автор, студентка группы ЕТ-263

_____/Казакова А.С./

" ____ " _____ 2017г.

Нормоконтролер, к.т.н., доцент

_____/ Колмакова Н.С./

" ____ " _____ 2017г.

Челябинск 2017

АННОТАЦИЯ

Казакова А.С. Математическое моделирование топологических дефектов капиллярной системы нематического жидкого кристалла в магнитном поле. – Челябинск: ЮУрГУ, ИЕиТН, Ф; 2017, 56 с. 19 ил., библиогр. список – 15 наим.

Объектом исследования данной выпускной квалификационной работы топологические дефекты дефектов в капиллярных системах с нематическим жидким кристаллом.

Цель выпускной квалификационной работы - изучение поведения топологических дефектов в капиллярных системах с нематическим жидким кристаллом в магнитном поле.

В ходе работы было получено уравнение равновесия нематика в цилиндрическом капилляре в случае плоской структуры упругого поля, изучено влияния магнитного поля на структуру упругого поля, в том числе на топологические дефекты (дисклинации).

Впервые исследовано влияние магнитного поля на новый тип топологических дефектов, предсказанный в работах научного руководителя и обнаруженный экспериментально в 2016 г.

						Лист
					ЮУрГУ –11.04.04.2017.004 ПЗ ВКР	2
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата		

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ.....	4
1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ.....	5
1.1 Введение в жидкие кристаллы.....	5
1.1.1 Нематические жидкие кристаллы.....	6
1.1.2 Смектические жидкие кристаллы.....	8
1.1.3 Точечные симметрии смектических фаз и сегнетоэлектричество.....	11
1.2 Упругие свойства жидких кристаллов.....	13
1.2.1 Упругие свойства нематических жидких кристаллов.....	14
1.2.2 Упругие свойства смектических жидких кристаллов.....	19
1.3 Топологические дефекты.....	22
1.3.1 Введение: жидкие кристаллы, дефекты и коллоиды.....	22
1.3.2. Коллоидная частица в жидком кристалле: равновесное состояние.....	25
2. ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ.....	28
2.1. Вывод уравнения равновесия поля директора.....	28
2.2. Анализ результатов.....	36
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	37
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	38
ПРИЛОЖЕНИЕ.....	40

						Лист
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ –11.04.04.2017.004 ПЗ ВКР	3

ВВЕДЕНИЕ

Тема исследования - Математическое моделирование топологических дефектов в капиллярных системах с нематическим жидким кристаллом в магнитном поле.

Актуальность данной темы обусловлена тем, что в современной физике накоплен значительный материал о жидких кристаллах. Жидкие кристаллы - это функциональный наноструктурированный материал, широко используемый в различных дисплеях, индикаторах и представляющий интерес как для фундаментальных, так и для прикладных научных исследований в области фотоники и оптоинформатики.

Технические потребности в оптических компонентах на основе жидких кристаллов стимулируют исследование проблем, связанных с практическим применением жидких кристаллов. Важной их частью являются топологические дефекты. Они являются важным аспектом для определения свойств кристаллов.

Главной целью исследования является изучение поведения топологических дефектов в капиллярных системах с нематическим жидким кристаллом в магнитном поле.

Задачами работы являются вывод уравнения равновесия нематика в цилиндрическом капилляре и изучения влияния магнитного поля на жидкий кристалл.

									Лист
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ –11.04.04.2017.004 ПЗ ВКР				4

1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1 Введение в жидкие кристаллы

Жидкие кристаллы представляют собой промежуточное состояние (мезофазу) между кристаллическим твердым телом и аморфной жидкостью.

Вещество в этом состоянии сильно анизотропное в некоторых своих свойствах и обладает определенной степенью текучести, которая в некоторых случаях сравнима с текучестью обычной жидкости.

Мезоморфизм происходит в веществах, молекулы которых геометрически высоко анизотропны, например, форма типа «стержень» или «диск». В зависимости от молекулярной структуры, система может пройти через одно или более мезоморфное состояние до того, как превратится в изотропную жидкость. Переходы в эти промежуточные состояния могут быть индуцированы, благодаря только термическим процессам (термотропные) либо благодаря влиянию растворителя (лиотропные). По внутренней структуре термотропные жидкие кристаллы могут подразделяться на нематики и на смектики. [1]

						Лист
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ –11.04.04.2017.004 ПЗ ВКР	5

1.1.1 Нематические жидкие кристаллы

Нематические жидкие кристаллы характеризуются дальним ориентационным порядком и отсутствием дальнего позиционного порядка молекул. Как и в случае изотропного вещества, плотность не зависит от координат, $\rho(r)=const$. Директор в нематиках удовлетворяет условию $n=-n$ и совпадает с направлением оптической оси (рисунок 1.1.1 а).

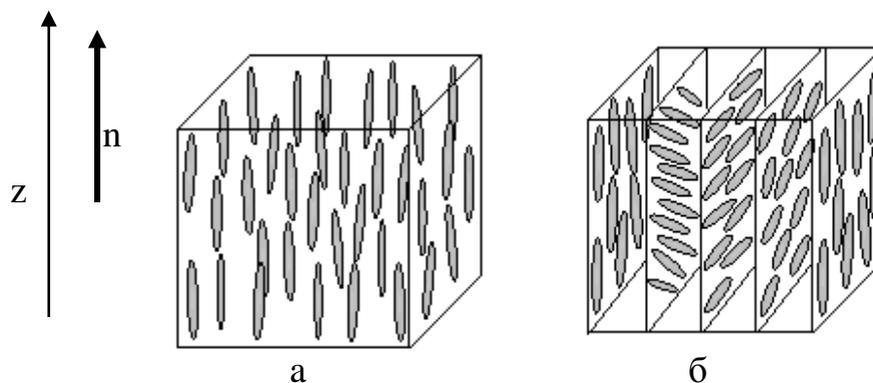


Рисунок 1.1.1 - а) Структура нематика; б) структура хирального нематика (холестерика). n - директор, z –направление длинной оси

Нематическая фаза обладает цилиндрической симметрией по отношению к плоскости, перпендикулярной оси z . Другими словами, нематики имеют группу точечной симметрии $D_{\infty h}$, которая запрещает существование макроскопического дипольного момента. Как правило, фазовый переход из изотропной фазы в нематики – это слабый переход первого порядка, с небольшим скачком параметра порядка S и других термодинамических свойств. Наблюдается также расхождение температур в некоторых физических параметрах (теплоемкость, диэлектрическая проницаемость) в области перед фазовым переходом.

Обычные нематические жидкие кристаллы формируются палочкообразными молекулами, составляющими одноосную среду с неполярной симметрией. Благодаря этому замечательному свойству нематиков, возможно создать однородную ориентацию молекулярных осей по всему образцу, таким образом получив однодоменный образец.

Если добавить хиральные молекулы к нематикам или использовать хиральные мезогенные молекулы, можно получить так называемую холестерическую мезофазу. Холестерики характеризуются тем, что направление длинной молекулярной оси в каждом соседнем слое повернуто под некоторым углом по отношению к молекулам в предыдущем слое. В результате формируется спираль. Шаг спирали зависит от природы молекул. Соответственно шагу, ось ориентации молекул вращается на угол 2π , хотя период оптических свойств равен π . Локально, как и нематики, холестерики одноосны. Макроскопически, благодаря усреднению, спиральная структура тоже одноосна, оптическая ось совпадает со спиральной осью, которая перпендикулярна локальной (нематической) оптической оси. Замечательное оптическое свойство холестериков – селективное отражение света. Длина волны отраженного света – функция шага спирали.

						Лист
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ –11.04.04.2017.004 ПЗ ВКР	7

1.1.2 Сметтические жидкие кристаллы

Другой класс жидких кристаллов – сметтики, в которых молекулы имеют некоторую степень позиционного порядка. Во многих важных сметтических фазах (SmA, SmC) позиционное упорядочивание происходит только в одном направлении, формируя слои двумерных нематиков. Самая простая сметтическая фаза – это фаза сметтик А (SmA) (рисунок 1.1.2.1 а), в которой среднее направление молекулярной ориентации происходит вдоль нормали к слою сметтика. Кроме того, существует семейство наклонных сметтических кристаллических фаз, в которых директор располагается под фиксированным углом θ к нормали к слою, самая простая из них - сметтик С (SmC) (рисунок 1.1.2.1 б).

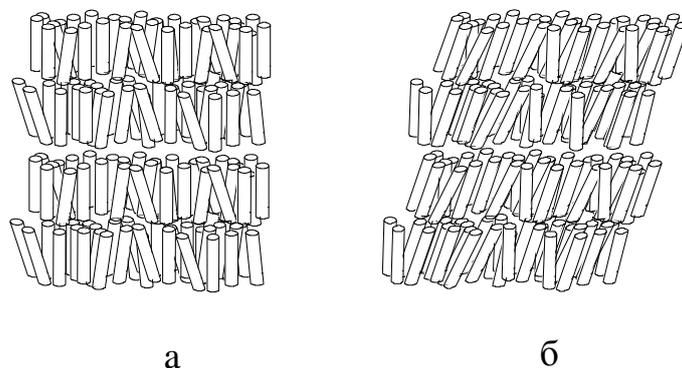


Рисунок 1.1.2.1 - Структура сметтических жидких кристаллов

а) Сметтик А (SmA), б) Сметтик С (SmC)

Когда фазы включают в себя хиральные молекулы, возникают хиральные версии вышеописанных фаз – SmA*, SmC*. Один из эффектов хиральности молекул в случае наклоненного SmC* - прецессия азимутальных углов директора от одного слоя к другому. Это приводит к формированию макроскопической спиральной структуры с осью вдоль нормали к слою (рисунок 1.1.2.2).

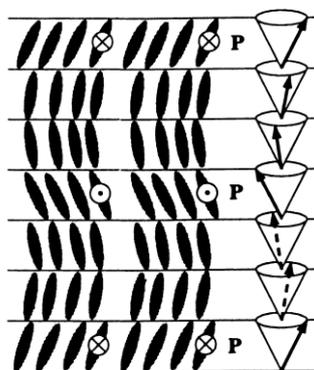


Рисунок 1.1.2.2 - Структура хиральной смектической С фазы

Как и ориентационное упорядочивание в нематиках, позиционное упорядочивание в смектиках не идеально. В некоторых случаях плотности распределения центров масс молекул как функции расстояния вдоль нормали к слоям подчиняется синусоидальному закону:

$$\rho(x) = \rho_0 \left(1 + \phi \sin\left(\frac{2\pi x}{d}\right) \right) \quad (1)$$

где ρ_0 - средняя плотность и d - расстояние между слоями (обычно несколько нанометров). ϕ - параметр порядка смектика (отношение амплитуды осцилляций к средней плотности слоев).

Внутри каждого слоя, ориентационное упорядочивание по отношению к директору описывается нематическим параметром порядка:

$$S = \left\langle \frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right\rangle \quad (2)$$

Здесь θ - это угол между молекулой и директором.

Параметры порядка S и ϕ достаточны для описания SmA фазы.

Но в случае наклоненных смектических фаз, нужны еще два параметра порядка для описания фазы – азимутальный угол ϕ директора по отношению к фиксированной системе координат и наклон директора по отношению к нормали к слою θ (рисунок 1.1.2.3). [2]

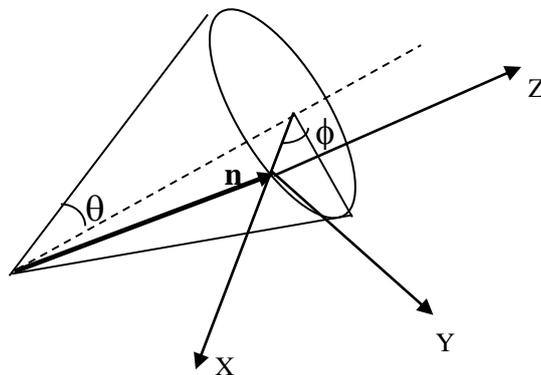


Рисунок 1.1.2.3 - Пространственная ориентация молекул в смектической фазе

1.1.3 Точечные симметрии смектических фаз и сегнетоэлектричество

Кроме трансляционной симметрии, фаза смектика А обладает следующими точечными симметриями:

1. Зеркальная симметрия в плоскости, параллельной смектическим слоям, которые находятся точно между плоскостями.
2. Двукратная вращательная симметрия вокруг любой оси, лежащей в одной из вышеперечисленных зеркальных плоскостей.
3. Зеркальная симметрия в любой плоскости, перпендикулярной смектическим слоям.
4. Полная вращательная симметрия вокруг оси, перпендикулярной слоям.

Этот набор точечных симметрий соответствует точечной симметрии $D_{\infty h}$ в обозначениях Шенфлиеса. Хиральный вариант SmA фазы имеет только вращательную симметрию, зеркальная симметрия больше не существует, так как молекулы хиральные. Это уменьшает степень симметрии SmA* до D_{∞} . Высокая симметрия SmA и SmA* фаз препятствует существованию любой спонтанной поляризации, как и в нематиках. Таким образом, они могут взаимодействовать с приложенным электрическим полем только по средствам индуцированного электрического диполя. В отличие от SmA, SmC имеют следующие точечные симметрии:

1. Зеркальная симметрия в наклонной плоскости молекул
2. Двукратная вращательная симметрия вокруг оси, перпендикулярной к наклонной плоскости молекул, либо прямо между слоями, или прямо в среднем слое.

Эта комбинация соответствует C_{2h} группе точечных симметрий в обозначении Шенфлиеса, и также исключает существование спонтанной поляризации фазы SmC. Однако в хиральной ее версии зеркальная симметрия больше не присутствует и остается только вращательная симметрия.

Степень симметрии уменьшается до C_2 . Это позволяет существовать спонтанной поляризации вдоль оси этой симметрии в каждом слое смектиков. Общая спонтанная поляризация возникает благодаря отсутствию вращательной вырожденности молекул вдоль их длинных осей в слое смектика. Таким образом, как было предсказано Мейером, SmC^* являются сегнетоэлектриками.

Но этот вывод справедлив лишь для одного смектического слоя. Хиральность молекул также имеет следствием макроскопическую спиральную структуру, в которой C_2 – ось (а, следовательно, и направление поляризации) медленно прецессирует от одного слоя к другому. Таким образом, на макроскопическом уровне не существует поляризации, и более корректное название данному типу материалов будет «гелиэлектрик». Однако в ограниченной ячейке спиральная структура подавляется (стабилизация поверхностью), и вся система действительно становится сегнетоэлектрической. [7]

						Лист
					ЮУрГУ –11.04.04.2017.004 ПЗ ВКР	12
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата		

1.2 Упругие свойства жидких кристаллов

В нематической фазе жидкого кристалла директор \vec{n} является однородным. В реальности, директор жидкого кристалла \vec{n} может изменяться в пространстве из-за локальных и внешних полей. Эти пространственные изменения директора, называемые деформациями директора, затрачивают энергию. Когда изменения происходят на расстояниях, которые больше молекулярных размеров, параметр ориентационного порядка не изменяется и деформация может быть описана с помощью континуальной теории, которая является аналогом классической теории упругости твердого тела. Упругая энергия пропорциональна квадрату пространственной вариации. [3]

						Лист
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ –11.04.04.2017.004 ПЗ ВКР	13

1.2.1 Упругие свойства нематических жидких кристаллов

Существуют 3 возможных типа деформации директора, которые представлены на рисунке 1.2.1.1. Мы использовали цилиндрические координаты так, что ось Z параллельна директору в начале координат: $\vec{n}(0) = \hat{z}$. Рассмотрим изменения директора на бесконечно малом расстоянии от начала координат. При перемещении в радиальном направлении существует два возможных типа изменения: (1) директор отклоняется в радиальном направлении $\hat{\rho}$ как показано на рис. 1.2.1.1(а), и (2) директор отклоняется в азимутальном в азимутальном направлении $\hat{\phi}$, как показано на рис. 1.2.1.1(б).

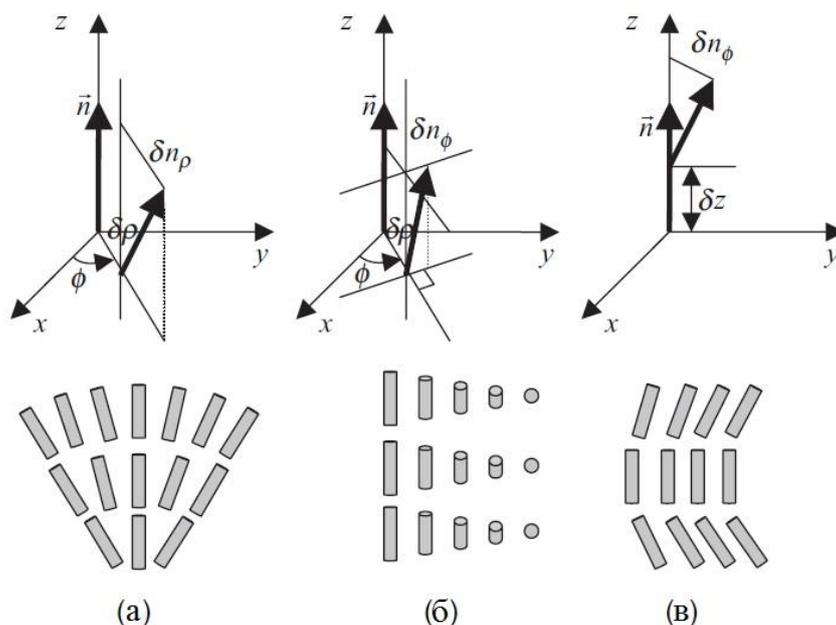


Рисунок 1.2.1.1 - Три возможные деформации директора жидкого кристалла:

(а) растяжение, (б) поворот, (в) изгиб

Первый тип называется растяжением (splay), где директор с координатами $(\delta\rho, \phi, z = 0)$ равен

$$\vec{n}(\delta\rho, \phi, z = 0) = \delta n_p(\delta\rho)\hat{\rho} + [1 + \delta n_z(\delta\rho)]\hat{z} \quad (3)$$

где $\delta n_p \ll 1$ и $\delta n_z \ll 1$.

Так как

$$|\vec{n}|^2 = n_\rho^2 + n_\phi^2 + n_z^2 = (\delta n_\rho)^2 + (1 + \delta n_z)^2 = 1, \quad (4)$$

следовательно

$$\delta n_z = -(\delta n_\rho)^2 / 2, \quad (5)$$

где δn_z - это член более высокого порядка и им можно пренебречь. Пространственные изменения равны $\partial n_\rho / \partial \rho$ и соответствующая упругая энергия равна

$$f_{splay} = (1/2)K_{11}(\partial n_\rho / \partial \rho)^2 \quad (6)$$

где K_{11} - константа упругого растяжения.

Второй тип называется поворотом (twist), где директор с координатами $(\delta \rho, \phi, z = 0)$ равен

$$\vec{n}(\delta \rho, \phi, z = 0) = \delta n_\phi(\delta \rho)\hat{\phi} + [1 + \delta n_z(\delta \rho)]\hat{z} \quad (7)$$

где $\delta n_\phi \ll 1$ и $\delta n_z = -(\delta n_\phi)^2 / 2$ - член более высокого порядка, которым можно пренебречь. Пространственные изменения равны $\partial n_\phi / \partial \rho$ и соответствующая упругая энергия равна

$$f_{twist} = (1/2)K_{22}(\partial n_\phi / \partial \rho)^2 \quad (8)$$

где K_{22} - константа упругого поворота.

При передвижении по направлению оси Z существует только один возможный тип изменения, показанный на рисунке 1.2.1.1 (в), который называется изгиб (bend). Директор с координатами $(\rho = 0, \phi, \delta z)$ равен

$$\vec{n}(\rho = 0, \phi, \delta z) = \delta n_\rho(\delta z)\hat{\rho} + [1 + \delta n_z(\delta z)]\hat{z} \quad (9)$$

где $\delta n_\rho \ll 1$ и $\delta n_z = -(\delta n_\rho)^2/2$ - член более высокого порядка, которым можно пренебречь.

Заметим, что когда $\rho = 0$, азимутальный угол точно не определен (не имеет конкретного значения), и мы можем выбрать такие координаты, при которых директор будет отклоняться в радиальном направлении. Соответствующая упругая энергия равна

$$f_{bend} = (1/2)K_{33}(\partial n_\rho/\partial z)^2 \quad (10)$$

где K_{33} - константа упругого изгиба. Так как δn_z - член более высокого порядка, $\partial n_z/\partial z \approx 0$ и $\partial n_z/\partial \rho \approx 0$. Напомним, что

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{n}|_{\rho=0, z=0} &= \frac{\left(\frac{1}{\rho}\right) \partial(\rho n_\rho)}{\partial \rho} + \frac{\left(\frac{1}{\rho}\right) \partial(\rho n_\phi)}{\partial \phi} + \frac{\partial n_z}{\partial z} = \\ &= \partial n_\rho/\partial \rho + \delta n_\rho. \end{aligned} \quad (11)$$

Так как $\partial n_\rho/\partial \rho$ - конечное число и $\delta n_\rho \ll 1$, то $\nabla \cdot \vec{n}|_{\rho=0, z=0} = \partial n_\rho/\partial \rho$.

Упругая энергия растяжения может быть представлена как

$$f_{splay} = (1/2)K_{11}(\nabla \cdot \vec{n})^2. \quad (12)$$

Так как $\vec{n} = \hat{z}$, то в начале координат

$$\vec{n} \cdot \nabla \times \vec{n}|_{\rho=0, z=0} = (\nabla \times \vec{n})_z = \partial n_\phi/\partial \rho. \quad (13)$$

Упругая энергия поворота может быть представлена как

$$f_{twist} = (1/2)K_{22}(\vec{n} \cdot \nabla \times \vec{n})^2. \quad (14)$$

Так как

$$\vec{n} \times \nabla \times \vec{n}|_{\rho=0, z=0} = (\nabla \times \vec{n})_\rho - (\nabla \times \vec{n})_\phi = \partial n_\rho/\partial z, \quad (15)$$

упругая энергия изгиба может быть представлена как

$$f_{bend} = (1/2)K_{33}(\vec{n} \cdot \nabla \times \vec{n})^2. \quad (16)$$

Соединив эти три условия, получим плотность упругой энергии:

$$f_{ela} = \frac{1}{2}K_{11}(\vec{n} \cdot \nabla)^2 + \frac{1}{2}K_{22}(\vec{n} \cdot \nabla \times \vec{n})^2 + \frac{1}{2}K_{33}(\vec{n} \times \nabla \times \vec{n})^2 \quad (17)$$

Эта упругая энергия часто упоминается как энергия Франка-Озеена, и K_{11} , K_{22} и K_{33} называются упругими коэффициентами Франка из-за его новаторской работы в области континуальной теории упругости жидких кристаллов. Значения упругих коэффициентов можно оценить следующим образом. При значительном изменении директора в длину L , угол между средними направлениями длинных молекулярных осей двух соседних молекул будет равен (a/L) , где a - размер молекул. Когда средние направления длинных молекулярных осей двух соседних молекул параллельны, энергия межмолекулярного взаимодействия между ними является минимальной. Когда среднее направление их длинных молекулярных осей составляет угол (a/L) , энергия межмолекулярного взаимодействия возрастает до $(a/L)^2 u$, где u - энергия межмолекулярного взаимодействия, связанная с ориентацией и составляющая около 0,1 эВ. Увеличение энергии взаимодействия является упругой энергией, т.е.

$$\left(\frac{a}{L}\right)^2 u = K_{ii}(\nabla \vec{n})^2 \times \text{молекулярный объем} = K_{ii}(1/L)^2 a^3 \quad (18)$$

Поэтому

$$K_{ii} = \frac{u}{a} \sim 0.1 \times 10^{-19} \frac{J}{1 \text{ нм}} = 10^{-11} H \quad (19)$$

Эксперименты показывают, что обычно коэффициент упругого изгиба K_{33} является наибольшим и коэффициент упругого поворота K_{22} является наименьшим. Например, при комнатной температуре жидкий кристалл 5CB имеет следующие упругие коэффициенты: $K_{11} = 0.64 \times 10^{-11} H$, $K_{22} = 0.3 \times 10^{-11} H$, $K_{33} = 1 \times 10^{-11} H$.

						Лист
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ –11.04.04.2017.004 ПЗ ВКР	17

Упругие коэффициенты зависят от температуры. Как показано в теории теории Майера -Заупе, энергия межмолекулярного взаимодействия *и* пропорциональна квадрату параметра ориентационного порядка *S*. Поэтому упругие коэффициенты пропорциональны S^2 . [3]

Обычно достаточно рассмотреть деформации растяжения, поворота и изгиба директора жидкого кристалла для определения конфигурации директора, за исключением некоторых случаев, когда отношение площади поверхности к объему имеет большое значение, тогда добавляются еще два члена, называемые расходящимися членами (или поверхностными условиями). Плотность упругой энергии этих показателей равна

$$f_{13} = K_{13} \nabla \cdot (\vec{n} \nabla \cdot \vec{n}) \quad (20)$$

и

$$f_{24} = -K_{24} \nabla \cdot (\vec{n} \nabla \cdot \vec{n} + \vec{n} \times \nabla \times \vec{n}) \quad (21)$$

соответственно. Объемный интеграл этих двух показателей может быть изменен на поверхностный интеграл по теореме Гаусса.

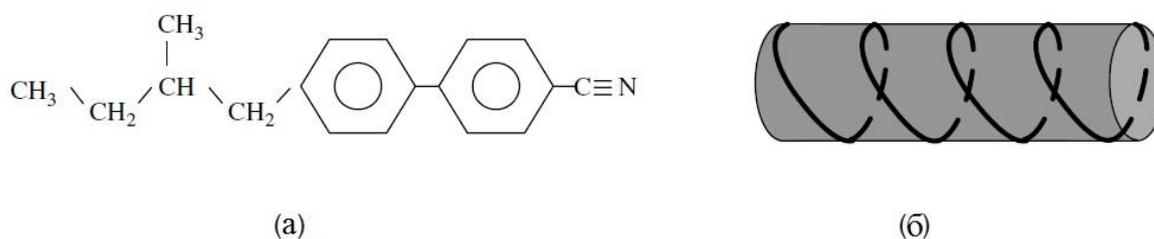


Рисунок 1.2.1.2 - (а) Химическая структура типичной хиральной молекулы жидкого кристалла; (б) физическая модель хиральной молекулы жидкого кристалла

1.2.2 Упругие свойства смектических жидких кристаллов

Смектические жидкие кристаллы имеют частичный позиционный порядок кроме ориентационного порядка, представленного в нематических и холестерических жидких кристаллах. Здесь мы рассмотрим только простейший случай: смектик-А. Упругая энергия деформации директора жидкого кристалла в смектике-А такая же, как в нематическом жидком кристалле. Кроме того, при дилатации (или при сжатии) смектических слоев также затрачивается энергия, которая может быть представлена как

$$f_{layer} = \frac{1}{2} B \left(\frac{d-d_0}{d_0} \right)^2 \quad (22)$$

где B – это упругая константа дилатации слоя и обозначается как модуль Юнга, d_0 и d – это равновесная толщина слоя (периодичность неоднородности плотности) и фактическая толщина слоя в смектике, соответственно. Типичные значения B составляют около 10^6 - 10^7 Дж/м³, что составляет на 10^3 - 10^4 меньше, чем в твердом теле. В слегка деформированном смектике-А мы рассмотрим замкнутый контур, как показано на рисунке 1.2.2.1.

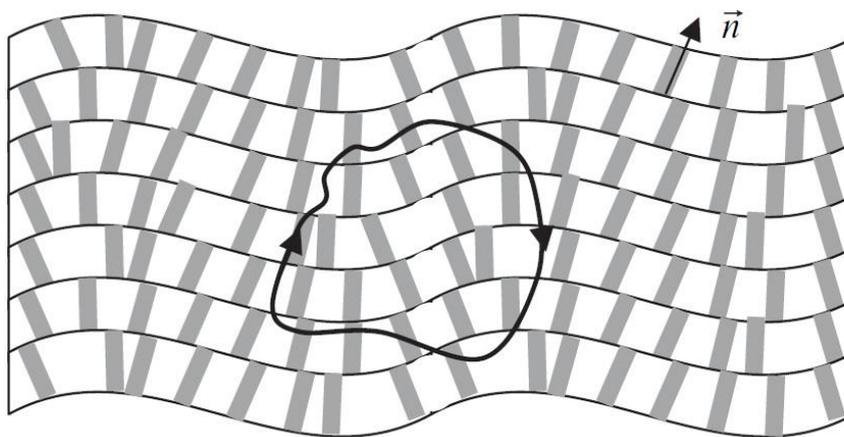


Рисунок 1.2.2.1 Схематическая диаграмма деформации директора и смектических слоев в жидком кристалле типа смектик-А

Общее количество слоев за один пройденный цикл равно нулю, и может быть математически выражено как $\oint \vec{n} \cdot d\vec{l} = 0$. Используя теорему Стокса, мы получим $\int \nabla \times \vec{n} \cdot d\vec{s} = \oint \vec{n} \cdot d\vec{l} = 0$. Поэтому в смектике-А мы имеем

$$\nabla \times \vec{n} = 0 \quad (23)$$

что означает, что $\vec{n} \cdot \nabla \times \vec{n} = 0$ и $\vec{n} \times \nabla \times \vec{n} = 0$. Следствием этого является то, что твист-деформация и изгиб директора отсутствуют (потому что они меняют толщину слоя и на это затрачивается слишком много энергии). Упругая энергия в смектике-А равна

$$f_{elas} = \frac{1}{2} K_{11} (\nabla \cdot \vec{n})^2 + \frac{1}{2} B \left(\frac{d-d_0}{d_0} \right)^2. \quad (24)$$

Некоторые хиральные жидкие кристаллы при понижении температуры проходят мезофазы: изотропная \rightarrow холестерик \rightarrow смектик-А. Исходя из особенностей, показанных в уравнении (23), спонтанный твист-эффект не наблюдается в смектике-А. Говоря иначе, шаг в смектике-а является бесконечно большим. В холестерике, так как при переходе холестерик–смектик температура уменьшается, наблюдаются предпереходные явления, где формируется порядок смектика-А за короткий пространственно-временной отрезок из-за тепловых флуктуаций. Этот эффект вызывает наклон холестерика, который возрастает с понижением температуры и отклоняется при температуре перехода холестерик–смектик, как показано на рисунке 1.2.2.2 .

1.3 Топологические дефекты

1.3.1 Введение: жидкие кристаллы, дефекты и коллоиды

Интригующей темой в физике жидких кристаллов являются дефекты (рис. 1.3.1.1). Дефекты – это точки или области, где директор не определен, и где средний ориентационный порядок молекул, составляющих жидкий кристалл, резко падает. Интуитивно, можно визуализировать это, представляя, что поле директора вблизи дефекта очень быстро меняет направление (по сути, в основе дефекта лежит то, что молекулы ориентированы случайным образом). Дефекты в векторном поле характеризуются своим “топологическим зарядом”, который равен количеству раз, которое векторное поле обойдет против часовой стрелки вокруг дефекта. Например, ежик на рис. 1.3.1.1 (а) имеет топологический заряд +1, так как директор обошел вокруг него один раз, а направление обхода совпадает с движением по часовой стрелке (следовательно, положительный знак). Аналогичным образом, вихревой и гиперболический ежи на рис. 1.3.1.1(б) и 1.3.1.1(в) обладают топологическим зарядом +1 и -1, соответственно. Но так как директор не может отличить свою голову от своего хвоста, не обязательно, чтобы он обошел вокруг дефекта целое число раз, пол-оборота - это также хорошо, как полный оборот, следовательно, в жидких кристаллах существуют дефекты с топологическим зарядом +1/2 и -1/2, показанные, соответственно, на рис. 1.3.1.1 (г) и 1.3.1.1 (д).

						Лист
						22
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ –11.04.04.2017.004 ПЗ ВКР	

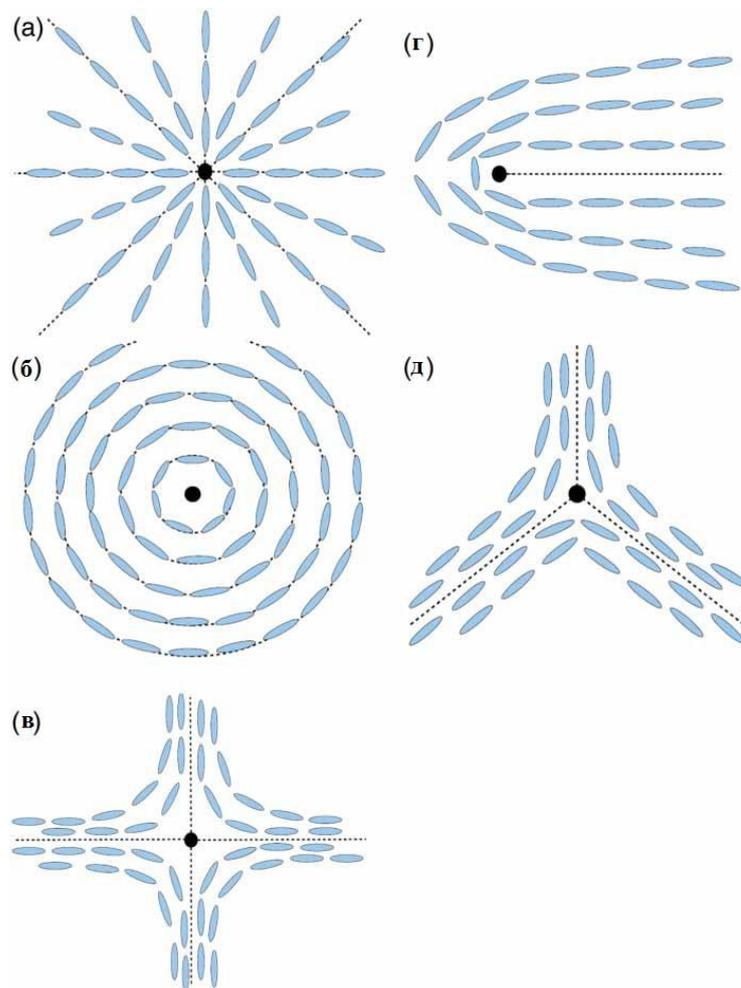


Рисунок 1.3.1.1 - Типичные топологические дефекты, наблюдаемые в образце жидкого кристалла. Каждому дефекту соответствует топологический заряд s : (а) и (б) имеют заряд $s=+1$, (в) $s=-1$, (г) $s=+1/2$, (д) $s=-1/2$

Диспергирование внутри жидких кристаллов частиц сферической формы, таких как коллоидные частицы, чей размер, как правило, варьируется от сотен нанометров до десятков микрон, локально нарушает их ориентационный порядок, и, как правило, приводит к образованию топологических дефектов вблизи поверхности частицы (рис. 1.3.1.2). Это объясняется тем, что директор обычно выравнивается либо нормально или тангенциально по отношению к поверхности коллоидных частиц; эти два граничных условия называются гомеотропным (или нормальным) и однородным (или тангенциальным) взаимодействием.

Топологические дефекты являются очень важной особенностью в физике коллоидных дисперсий в жидких кристаллах, поскольку они регулируют

межчастичные взаимодействия дальнего порядка, которые определяют, какой тип структуры будет иметь коллоидно–жидкокристаллический композитный материал: это может быть, например, обычный фотонный кристалл, гель или аморфное стекло.

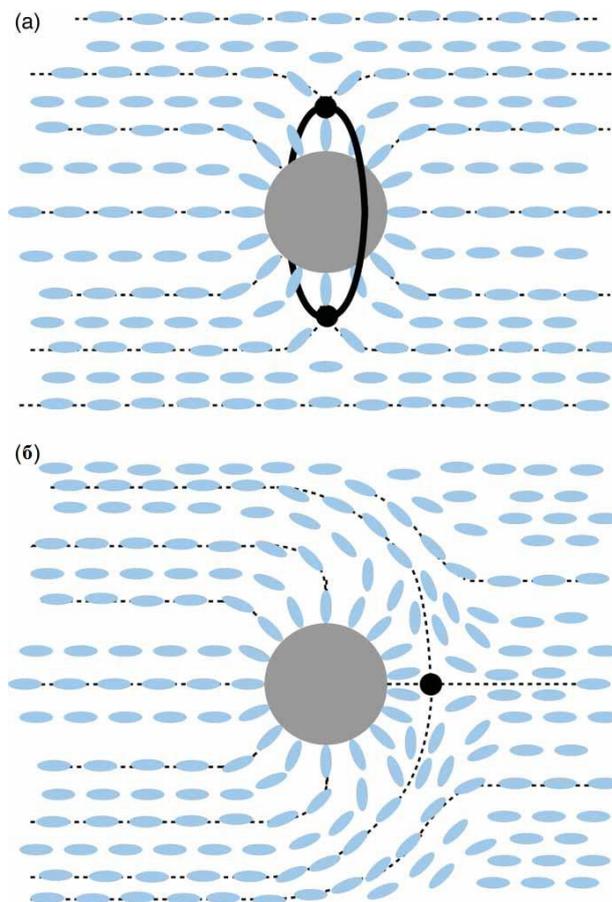


Рисунок 1.3.1.2 - Два возможных дефекта, наблюдаемых, когда коллоид, с гомеотропным (или нормальным) взаимодействием его поверхности, встраивается в нематический жидкий кристалл. (а) для слабого взаимодействия: “кольцо Сатурна” (черный круг) охватывает частицу. Это дисклинационная закономерность связана с квадрупольной симметрией поля директора. (б) для сильного взаимодействия: дефект с зарядом -1, гиперболический еж, сопровождает частицу.

1.3.2. Коллоидная частица в жидком кристалле: равновесное

состояние

Когда коллоидная сфера вводится в жидкий кристалл, директор поля на поверхности шара может быть представлен одним из двух способов: либо нормально (гомеотропно) или тангенциально (однородно) на поверхности. Мы рассмотрим сначала гомеотропный вариант, который происходит, например, со стерически стабилизированной частицей полиметилметакрилата. В данном случае, физика одной частицы, радиуса R , в нематическом жидком кристалле хорошо видна, и полученная картина поля директора определяется безразмерным соотношением между энергией поверхностного взаимодействия и объемной энергией формоизменения. Первая может быть представлена как WR^2 , где W - прочность взаимодействия на поверхности частицы (которая измеряется в Н/м); вторая может быть представлена как KR , где K - средняя упругая константа измерения затрат свободной энергии на упругие деформации растяжения, изгиба и кручения жидкокристаллического материала. Безразмерный коэффициент между этими двумя величинами - WR/K , он определяет, будет ли крепление «слабым» или «сильным». В идеальном случае $WR/K = 0$, частица будет находиться в жидком кристалле, не нарушая нематического порядка.

Этот вариант, однако, не применим для экспериментов, где взаимодействие на практике всегда оказывается конечной величиной. Когда WR/K возрастает, появляются топологические сингулярности. В случае слабого взаимодействия наблюдается “кольцо Сатурна” (рис. 1.3.1.2(а)), круговой дисклинационный контур, который охватывает частицы, и который связан с директором квадрупольной симметрией. Для сильного взаимодействия частица сопровождается спутниковым дефектом с топологическим зарядом -1 (гиперболический еж; рис. 1.3.1.2(б)). Также возможен переход от гиперболического ежа к кольцу Сатурна при сильном взаимодействии, за счет уменьшения размера частиц (или, точнее, соотношения между радиусом частиц и размером ядра дефекта).

									Лист
									25
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ –11.04.04.2017.004 ПЗ ВКР				

Топологически, необходимость создания дефектов в нематической фазе можно понимать следующим образом. Картина директора близка к коллоидной поверхности, когда нормальное взаимодействие неотлично от наблюдаемого возле ежика дефекта, который обладает топологическим зарядом $+1$ (рис. 1.3.1.1(a)). Тем не менее, вдали от коллоидной частицы поле директора выровнено вдоль так называемой “дальней” нематической ориентации (рис. 1.3.1.2), и если мы вырежем частицу с окружающими ее дефектами из образца жидкого кристалла, мы бы получим бездефектный образец. Таким образом, сумма топологических зарядов вблизи частиц должна быть равна нулю, так как достаточно далеко от него нет дефектов. Дефект типа «гиперболический еж» подтверждает это, так как его топологический заряд равен -1 . Для кольца Сатурна это легко увидеть на двухмерной картинке (рис. 1.3.1.2 (a)). Петля разрезает плоскость в двух точках, каждая из которых связана с дефектом с зарядом $-1/2$ (трирадиус): сумма топологических зарядов частично-связанного ежика и частично-связанной дефектной структуры равна нулю. Это означает, что топологический заряд, связанный с кольцом Сатурна тоже равен -1 , как у гиперболического ежа на рис. 1.3.1.2(б). Топологически, обе структуры возможны. Вырождение снимается из энергетических соображений; если WR/K мал, то массовые искажения требуют больших затрат, чем искажения на поверхности: Сатурна кольца выигрывают, так как такой дефект связан с меньшими объемами растяжения и изгиба.

Представим физику сферы в жидком кристалле с нормальным взаимодействием поля директора на поверхности. Сначала представим встраивание нашей коллоидной сферы в нематик. Тангенциальное взаимодействие может быть экспериментально достигнуто используя, например, частицы меланина. Взаимодействие в данном случае таково, что директор свободно вращается на свободной поверхности. Опять же, топологии направляет наши ожидания на то, что картина поля директора обусловлена коллоидным внедрением. Можно изобразить поле директора в виде линий на воздушном шаре:

						Лист
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ –11.04.04.2017.004 ПЗ ВКР	26

мы быстро понимаем, что это невозможно сделать без введения дефектов. Возможный полученный рисунок похож на меридианы на карте мира: на Северном и Южном полюсах появляются дефекты - ежики, каждый из которых имеет топологический заряд $+1$. Это является примером теоремы Пуанкаре, которая гласит, что сумма топологических зарядов дефектов в векторном поле, ограниченном сферической поверхностью, равна $+2$. Возможная реализация этой теоремы представляет собой случай с двумя ежиками, но один может иметь два вихря, или четыре дефекта с зарядом $+1/2$, или даже гораздо более сложный рисунок, но такой, чтобы общая сумма топологических зарядов равнялась $+2$. Опять же, вырождение снимается за счет упругих или энергетических соображений: наиболее распространенной конфигурацией с коллоидной частицей является буджум - два дефекта-ежика с зарядом $+1$ (рис.1.3.2). Отметим, что эти дефекты в идеале сводятся к поверхностным дефектам, они не перемещаются в основную часть узла.

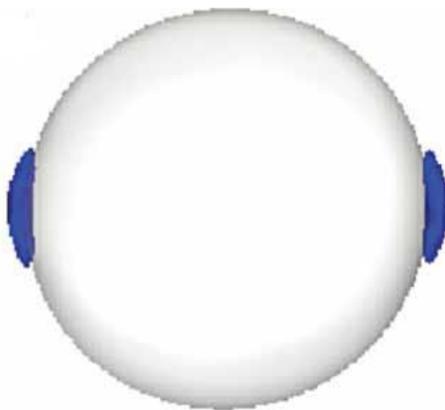


Рисунок 1.3.2 - Структура дефекта вблизи поверхности частицы с вырожденным планарным взаимодействием. В нематике есть два поверхностных дефекта с топологическим зарядом $+1$ (буджум)

2. ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

2.1. Вывод уравнения равновесия поля директора

Рассмотрим нематик в цилиндрическом капилляре радиуса ρ и длины l . Компоненты вектора в полярной системе координат представим в виде:

$$\vec{n} = \cos \alpha(\rho, \varphi) \vec{e}_\rho + \sin \alpha(\rho, \varphi) \vec{e}_\varphi \quad (25)$$

$$\begin{cases} n_\rho = \cos \alpha(\rho, \varphi) \\ n_\varphi = \sin \alpha(\rho, \varphi) \end{cases} \quad (26)$$

где α – угол между силовой линией директора и осью капилляра.

Плотность свободной энергии равна сумме плотностей упругой и магнитной составляющих

$$F = F_{\text{упр}} + F_{\text{магн}} \quad (27)$$

Магнитная энергия описывается уравнением:

$$F_{\text{магн}} = -\frac{1}{2} \Delta \chi (\vec{n} \cdot \vec{H})^2 \quad (28)$$

где $\Delta \chi$ – разность продольной и поперечной магнитной восприимчивости, \vec{H} – напряженность магнитного поля.

$$\vec{n} \cdot \vec{H} = H \cos(\alpha + \varphi) \quad (29)$$

$$F_{\text{магн}} = -\frac{1}{2} \Delta \chi H^2 \cos^2(\alpha + \varphi) \quad (30)$$

В одноконстантном приближении упругая энергия (свободная энергия деформации) равна:

$$F_{\text{упр}} = \frac{K}{2} ((\text{div } \vec{n})^2 + (\text{rot } \vec{n})^2), \quad (31)$$

где K – модуль упругости Франка.

$$\operatorname{div} \vec{n} = \frac{n_\rho}{\rho} \frac{\partial n_\rho}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial n_\varphi}{\partial \varphi} = \frac{\cos \alpha}{\rho} - \sin \alpha * \alpha_\rho + \frac{\cos \alpha}{\rho} * \alpha_\varphi \quad (32)$$

$$\operatorname{rot} \vec{n} = \frac{n_\varphi}{\rho} \frac{\partial n_\varphi}{\partial \rho} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial n_\rho}{\partial \varphi} = \frac{\sin \alpha}{\rho} + \cos \alpha * \alpha_\rho + \frac{\sin \alpha}{\rho} * \alpha_\varphi \quad (33)$$

$$(\operatorname{div} \vec{n})^2 + (\operatorname{rot} \vec{n})^2 = \alpha_\rho^2 + \frac{(1+\alpha_\varphi)^2}{\rho^2} \quad (34)$$

$$F_{\text{упр}} = \frac{K}{2} \left(\alpha_\rho^2 + \frac{(1+\alpha_\varphi)^2}{\rho^2} \right) \quad (35)$$

Таким образом, полная свободная энергия равна:

$$\frac{\hat{F}}{l} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^R \rho d\rho \left(\frac{K}{2} \left(\alpha_\rho^2 + \frac{(1+\alpha_\varphi)^2}{\rho^2} \right) - \frac{1}{2} \Delta \chi H^2 \cos^2(\alpha + \varphi) \right), \quad (36)$$

где l – длина капилляра.

Заменим переменную ρ следующим образом:

$$\xi = \ln \left(\frac{\rho}{R} \right), \quad \rho = R e^\xi, \quad \alpha_\rho = \alpha_\xi \frac{1}{\rho}, \quad d\rho = \rho d\xi \quad (37)$$

$$\frac{1}{lm^2} = \frac{\Delta \chi H^2}{K}, \quad \frac{R^2}{lm^2} = \varepsilon \quad (38)$$

где lm – магнитная длина когерентности.

$$\frac{\hat{F}}{l} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-\infty}^0 d\xi \left(\frac{K}{2} \left(\alpha_\xi^2 + (1 + \alpha_\varphi)^2 \right) - \varepsilon e^{2\xi} \cos^2(\alpha + \varphi) \right) \quad (39)$$

Заменим пределы интегрирования:

$$\xi = \ln \left(\frac{\rho}{R} \right), \quad 0 \leq \rho \leq R, \quad -\infty \leq \ln \left(\frac{\rho}{R} \right) \leq 0, \quad \rho \geq b, \quad (40)$$

$$\frac{\hat{F}}{\pi K l} = \int_{\ln(b/R)}^0 d\xi \left(\frac{K}{2} \left(\alpha_\xi^2 + (1 + \alpha_\varphi)^2 \right) - \varepsilon e^{2\xi} \cos^2(\alpha + \varphi) \right) \quad (41)$$

Здесь b – «параметр ультрафиолетового обрезания» порядка молекулярных масштабов, на которых континуальная теория не применима.

Далее будем искать частное решение вида:

$$\alpha = f(\xi) - \varphi, \quad \alpha_\varphi = -1, \quad (1 + \alpha_\varphi)^2 = 0 \quad (42)$$

$$f(\xi = 0) = 0 \Rightarrow \alpha(\xi = 0) = -\varphi \quad (43)$$

В итоге получили интеграл свободной энергии:

$$\frac{\hat{F}}{\pi Kl} = \int_{\ln(\frac{b}{R})}^0 (f_\xi^2 - \varepsilon e^{2\xi} \cos^2 f) d\xi \quad (44)$$

Минимизируя функционал (44), получим уравнение Эйлера-Лагранжа для функции f :

$$\alpha = f(\xi) - \varphi, \quad U = 2f, \quad U_{\xi\xi} = \varepsilon e^{2\xi} \sin U = 0 \quad (45)$$

Ищем частное решение уравнения (45) с жесткими граничными условиями

$$U(\xi = 0) = 0. \quad (46)$$

Численное интегрирование уравнения (45) приводит к следующим результатам, представленным на рисунках 2.2.1 – 2.2.6. Более подробные результаты расчётов можно увидеть в приложении.

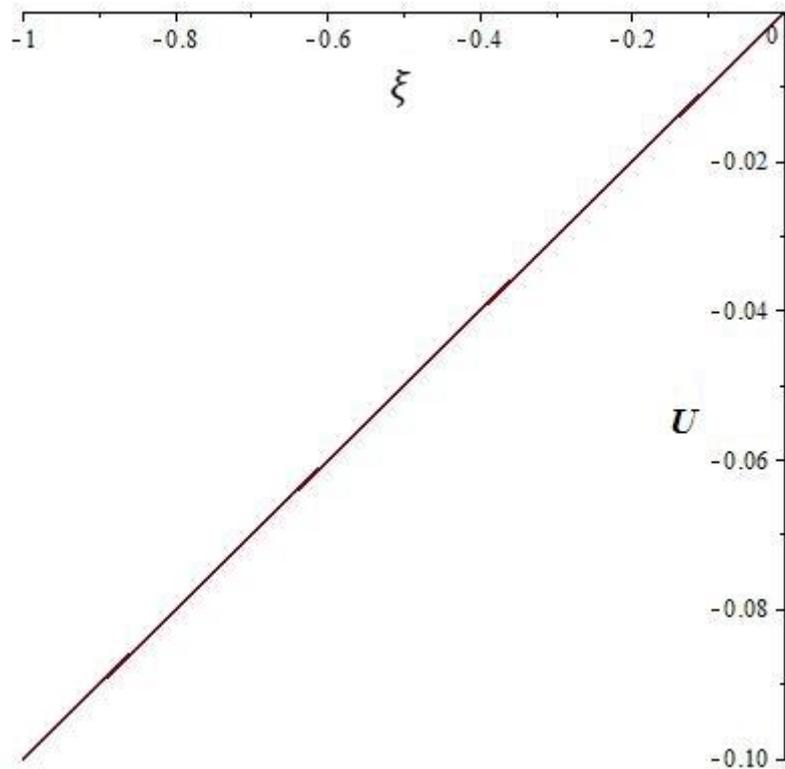


Рисунок 2.2.1 - Зависимость U от ξ при фиксированном $\varepsilon=0.01$

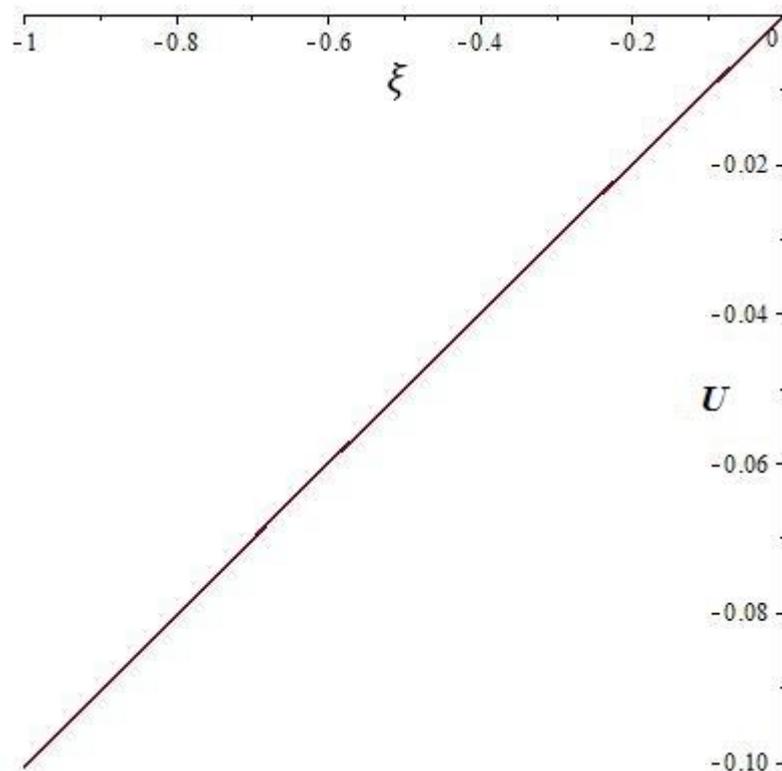


Рисунок 2.2.2 - Зависимость U от ξ при фиксированном $\varepsilon=0.1$

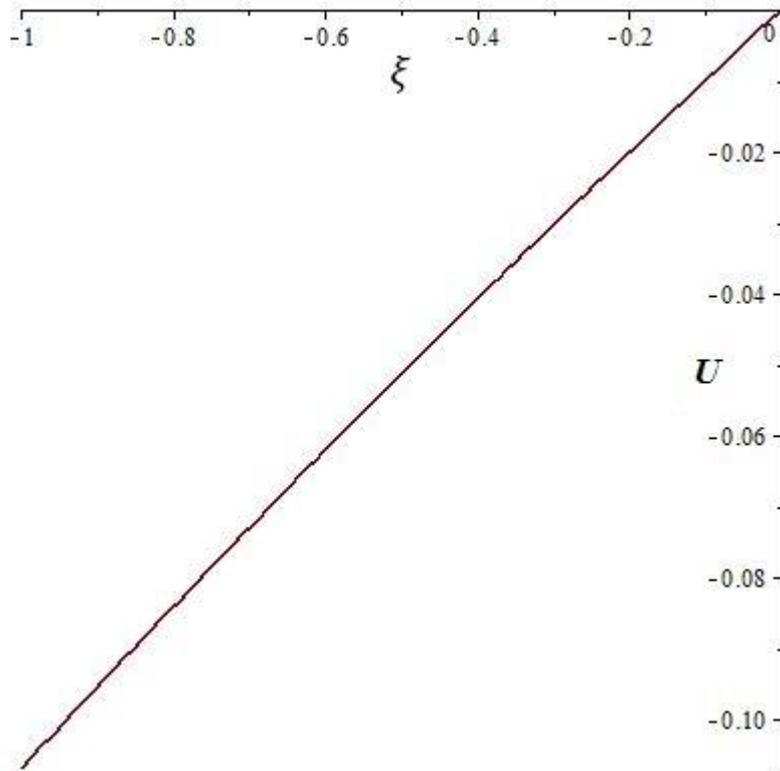


Рисунок 2.2.3 - Зависимость U от ξ при фиксированном $\varepsilon=1$

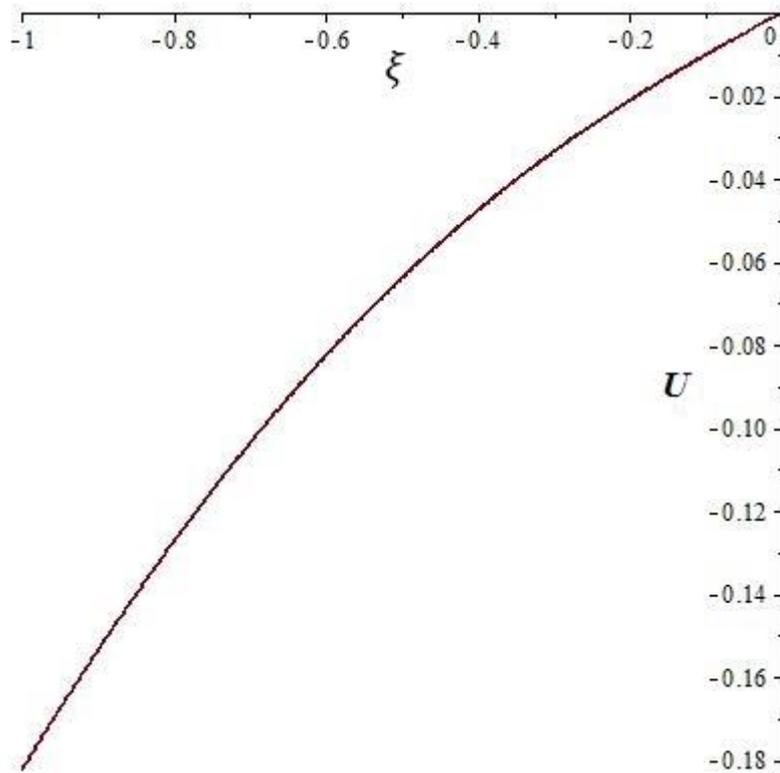


Рисунок 2.2.4 - Зависимость U от ξ при фиксированном $\varepsilon=10$

Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата

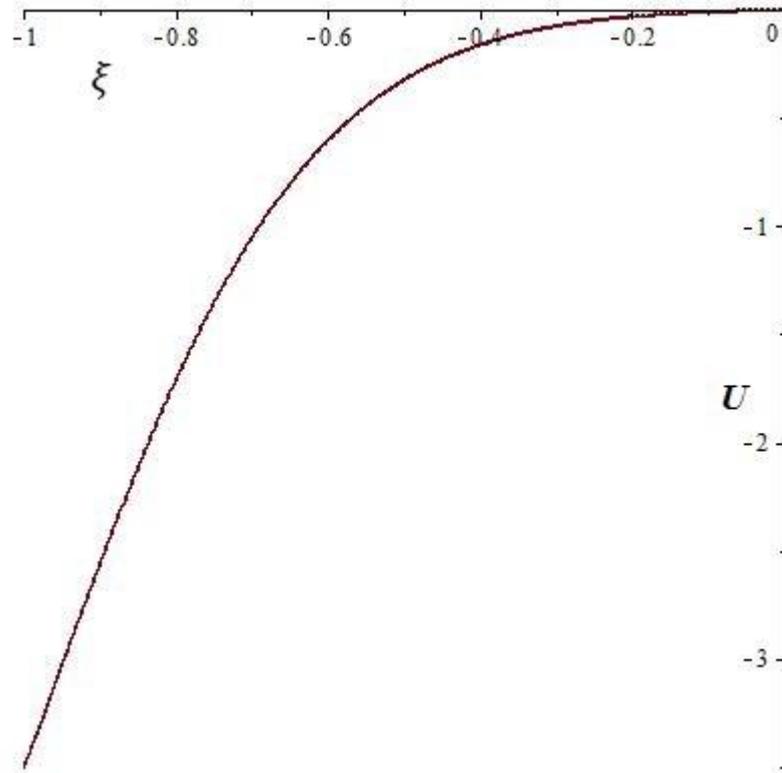


Рисунок 2.2.5 - Зависимость U от ξ при фиксированном $\varepsilon=100$

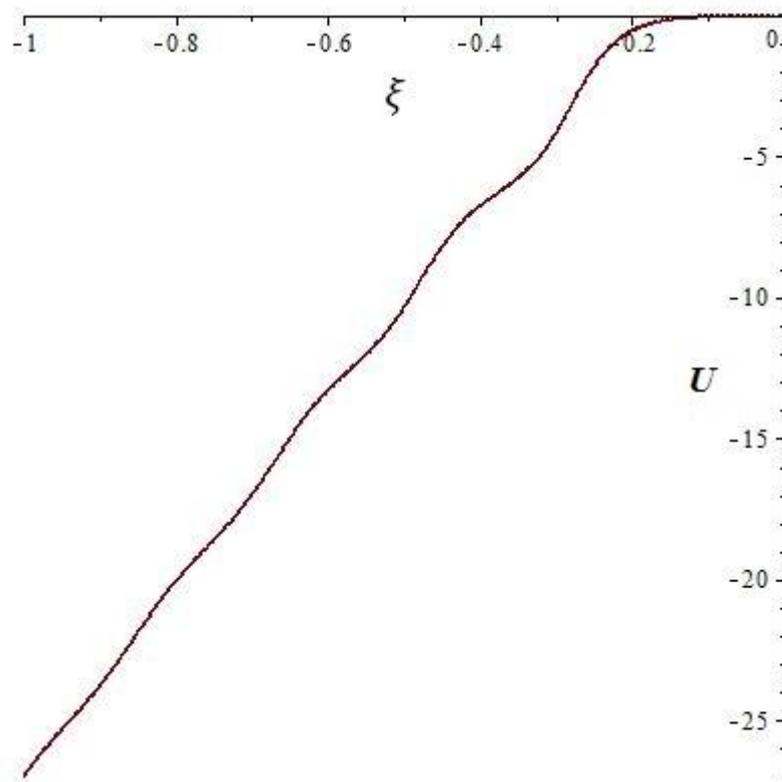


Рисунок 2.2.6 – Зависимость U от ξ при фиксированном $\varepsilon=0.01$

Численное интегрирование уравнения силовых линий при фиксированном $\varepsilon=5$ приводит к зависимости $\varphi(\rho)$, представленной на рисунке 2.2.7.

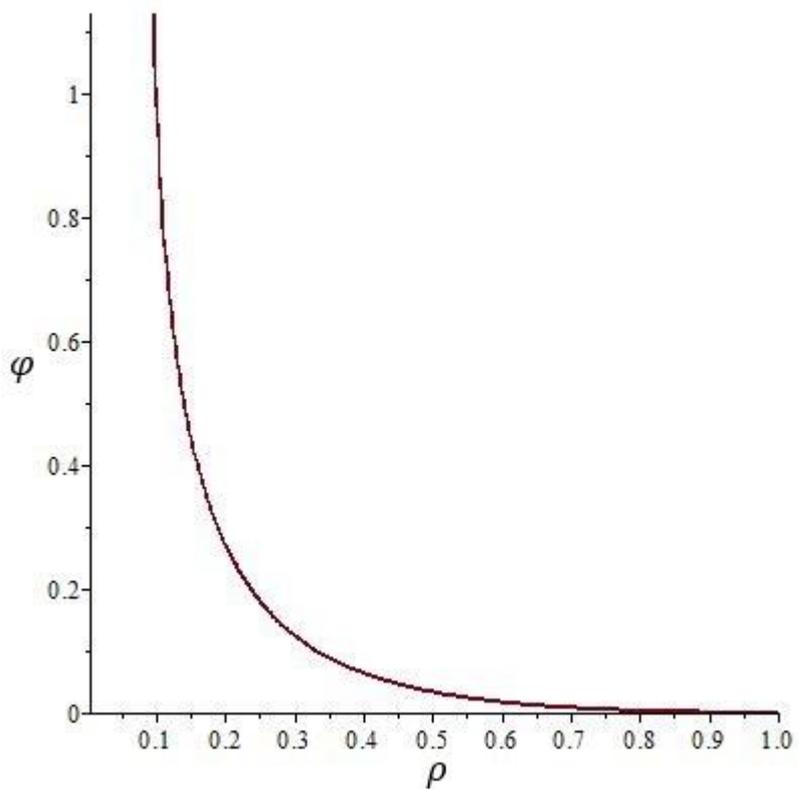


Рисунок 2.2.7 – Зависимость φ от ρ при фиксированном $\varepsilon=5$

График зависимости свободной энергии от параметра ε при фиксированном радиусе капилляра, полученный также в результате численных расчётов, представлен на рисунке 2.2.8.

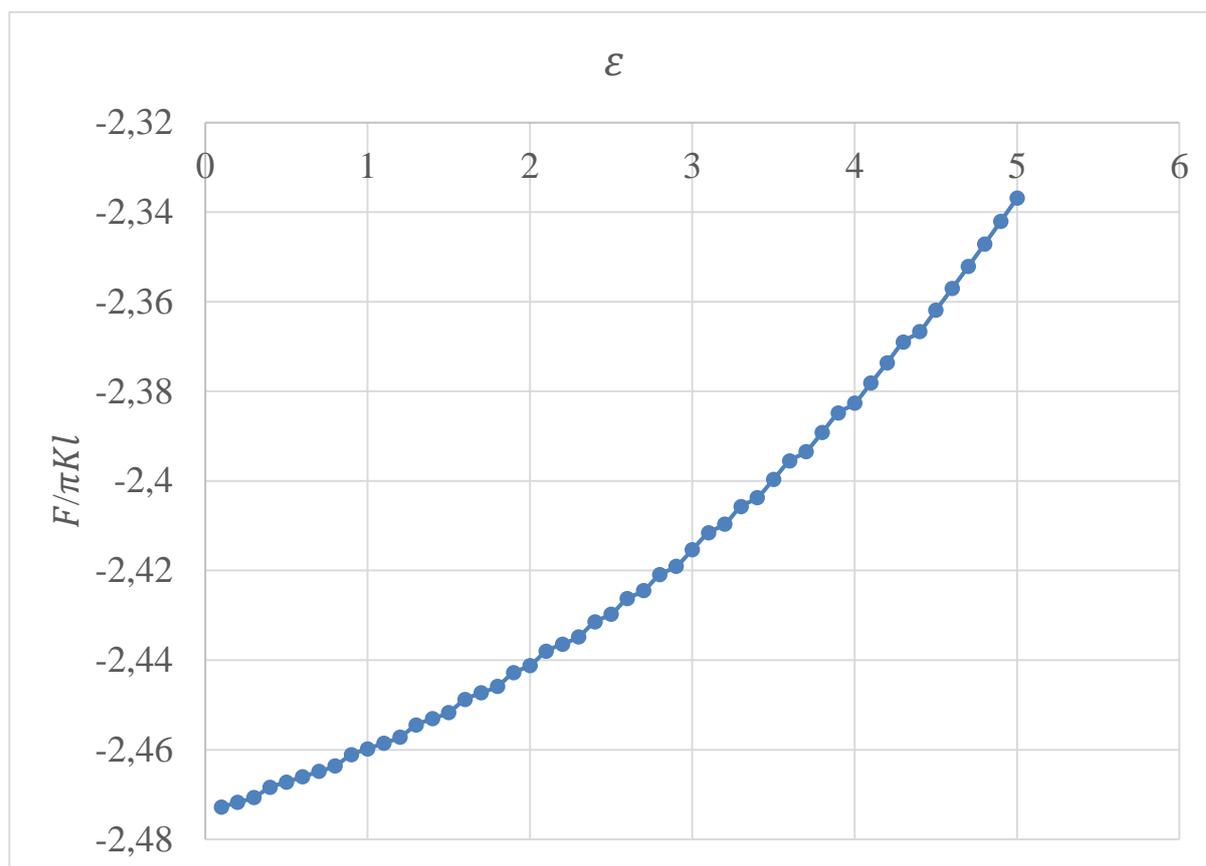


Рисунок 2.2.8 - Зависимость энергии от ε при фиксированном радиусе капилляра

2.2. Анализ результатов

Монотонный рост полярного угла φ с уменьшением полярного радиуса ρ свидетельствует о том, что в структуре упругого поля имеются поверхности, на которых полярный угол φ получает приращение кратное π , а значит, директор \bar{n} изменяет направление на противоположное. Данные поверхности дефектами не являются, в силу того, что для нематика направление n и $-n$ эквивалентны. На оси капилляра имеется дефект, названный в работе [5] спиральной дисклинацией. (Спиральные дисклинации были экспериментально обнаружены в 2016 г. [6]) В отличие от случая нулевого магнитного поля, зависимость угла α от логарифма полярного радиуса $\ln(\rho)$ нелинейная, причем с ростом напряженности магнитного поля нелинейность увеличивается. Качественная картина упругого поля не меняется.

С ростом напряженности магнитного поля свободная энергия увеличивается. Это означает, что наличие магнитного поля, перпендикулярного оси капилляра, уменьшает устойчивость структуры со спиральной дисклинацией. Одной из возможностей стабилизации структуры является помещение образца в переменное магнитное поле. Построение математической модели этой задачи является предметом дальнейшего исследования.

Все сказанное выше справедливо для случая положительной магнитной анизотропии.

						Лист
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ –11.04.04.2017.004 ПЗ ВКР	36

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Получено уравнение равновесия нематика в цилиндрическом капилляре в однородном магнитном поле, направленном перпендикулярно оси капилляра, описывающее плоские структуры в случае положительной магнитной анизотропии.

2. Получено частное модельное решение с жесткими граничными условиями, моделирующее структуру со спиральной дисклинацией на оси капилляра.

3. В силу монотонного роста энергии с увеличением напряженности магнитного поля устойчивость структуры понижается.

					ЮУрГУ –11.04.04.2017.004 ПЗ ВКР	Лист
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата		37

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том VII. Теория упругости. //Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. – М.: Наука, Москва, 1987.– 248 с.
2. Deng-Ke Yang, Shin-Tson Wu. Fundamentals of Liquid Crystal Devices. // Yang Deng-Ke, Wu Shin-Tson. – М.: John Wiley & Sons Ltd, England, 2006. – 397 с.
3. де Жен П. Физика жидких кристаллов. // П. де Жен. – М.: Мир, Москва, 1977. – 400 с.
4. Пикин С.А., Блинов Л.М. Жидкие кристаллы. // С.А. Пикин, Л.М. Блинов. – М.: Наука, Москва, 1982. – 208 с.
5. Першин В.К., Клебанов И.И. Жидкие кристаллы: Спиральные дисклинации в цилиндрическом капилляре с нематическим жидким кристаллом. // Кристаллография, т. 45, № 2, 2000. – С. 340-342.
6. Yulay Timirov, Igor Klebanov, Oleg Scaldin, Elena Basyrova, Vladimir Delev. Helical disclination in chiral nematic liquid crystal cylindrical droplets. // 14th European Conference on Liquid Crystals, June 25-30, 2017, Moscow, Russia.
7. Подгорнов Ф.В. Беспороговая электрооптическая мода в сегнетоэлектрических жидких кристаллах. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. // Техн. ун-т Дармштадта, Дармштадт (Германия), 2004. – 98 с.
8. Блинов Л.М. Жидкие кристаллы: Структура и свойства. // Л.М. Блинов. – М.: Либроком, Москва, 2013. – 480 с.
9. Воронов В. К., Подоплелов А. В. Физика на переломе тысячелетий: конденсированное состояние. // М.: ЛКИ, 2012. — С. 336.
- 10.Клеман М., Лаврентович О. Д. Основы физики частично упорядоченных сред. // М.: ФИЗМАТЛИТ, 2007. — 680 с.
- 11.Сонин А. С. Введение в физику жидких кристаллов. // М.: Наука, 1983. — 320 с.
- 12.Чандрасекар С. Жидкие кристаллы. // М.: Мир, 1980. — 344 с.

									Лист
									38
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ –11.04.04.2017.004 ПЗ ВКР				

13. Dynamic Evolution of Topological Defects around Drops and Bubbles Rising in a Nematic Liquid Crystal. // Siddharth Khullar, Chunfeng Zhou, and James J. Feng. - PHYSICAL REVIEW LETTERS, 2007.
14. Colloid Particles in the Interaction Field of a Disclination Line in a Nematic Phase. // David Pires, Jean-Baptiste Fleury, and Yves Galerne. - PHYSICAL REVIEW LETTERS, 2007.
15. Simulation and visualization of topological defects in nematic liquid crystals. // A. C. Callan-Jones and Robert A. Pelcovits - PHYSICAL REVIEW, 2006.
16. Kleman, M. & Lavrentovich, O. D. Topological point defects in nematic liquid crystals. // Phil. Mag. 86, 4117–4137, 2006.

									Лист
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ –11.04.04.2017.004 ПЗ ВКР				39

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица - Результаты численного интегрирования уравнения (45). Значения U , U'' и f от $\xi \in [-10; 0]$ при фиксированном $\varepsilon \in [0.1; 5]$.

$\varepsilon = 0,1$				$\varepsilon = 0,2$				$\varepsilon = 0,3$			
ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f
-10,0	-1,02	0,10	-0,51	-10,0	-1,05	0,11	-0,52	-10,0	-1,07	0,11	-0,53
-9,00	-0,92	0,10	-0,46	-9,00	-0,94	0,11	-0,47	-9,00	-0,96	0,11	-0,48
-8,00	-0,82	0,10	-0,41	-8,00	-0,84	0,11	-0,42	-8,00	-0,85	0,11	-0,43
-7,00	-0,72	0,10	-0,36	-7,00	-0,73	0,11	-0,37	-7,00	-0,75	0,11	-0,37
-6,00	-0,61	0,10	-0,31	-6,00	-0,63	0,11	-0,31	-6,00	-0,64	0,11	-0,32
-5,00	-0,51	0,10	-0,26	-5,00	-0,52	0,11	-0,26	-5,00	-0,53	0,11	-0,27
-4,00	-0,41	0,10	-0,20	-4,00	-0,42	0,11	-0,21	-4,00	-0,42	0,11	-0,21
-3,00	-0,31	0,10	-0,15	-3,00	-0,31	0,10	-0,16	-3,00	-0,32	0,11	-0,16
-2,00	-0,20	0,10	-0,10	-2,00	-0,21	0,10	-0,10	-2,00	-0,21	0,11	-0,10
-1,00	-0,10	0,10	-0,05	-1,00	-0,10	0,10	-0,05	-1,00	-0,10	0,10	-0,05
0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00

$\varepsilon = 0,4$				$\varepsilon = 0,5$				$\varepsilon = 0,6$			
ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f
-10,0	-1,09	0,11	-0,55	-10,0	-1,12	0,11	-0,56	-10,0	-1,14	0,12	-0,57
-9,00	-0,98	0,11	-0,49	-9,00	-1,00	0,11	-0,50	-9,00	-1,02	0,12	-0,51
-8,00	-0,87	0,11	-0,44	-8,00	-0,89	0,11	-0,44	-8,00	-0,91	0,12	-0,45
-7,00	-0,76	0,11	-0,38	-7,00	-0,78	0,11	-0,39	-7,00	-0,79	0,12	-0,40
-6,00	-0,65	0,11	-0,33	-6,00	-0,66	0,11	-0,33	-6,00	-0,68	0,12	-0,34
-5,00	-0,54	0,11	-0,27	-5,00	-0,55	0,11	-0,28	-5,00	-0,56	0,12	-0,28
-4,00	-0,43	0,11	-0,22	-4,00	-0,44	0,11	-0,22	-4,00	-0,45	0,12	-0,22
-3,00	-0,32	0,11	-0,16	-3,00	-0,33	0,11	-0,16	-3,00	-0,33	0,12	-0,17
-2,00	-0,21	0,11	-0,11	-2,00	-0,21	0,11	-0,11	-2,00	-0,22	0,11	-0,11
-1,00	-0,10	0,11	-0,05	-1,00	-0,10	0,11	-0,05	-1,00	-0,10	0,11	-0,05
0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00

$\varepsilon = 0,7$				$\varepsilon = 0,8$				$\varepsilon = 0,9$			
ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f
-10,0	-1,16	0,12	-0,58	-10,0	-1,19	0,12	-0,59	-10,0	-1,21	0,12	-0,61
-9,00	-1,05	0,12	-0,52	-9,00	-1,07	0,12	-0,53	-9,00	-1,09	0,12	-0,54
-8,00	-0,93	0,12	-0,46	-8,00	-0,95	0,12	-0,47	-8,00	-0,97	0,12	-0,48
-7,00	-0,81	0,12	-0,40	-7,00	-0,83	0,12	-0,41	-7,00	-0,84	0,12	-0,42
-6,00	-0,69	0,12	-0,35	-6,00	-0,70	0,12	-0,35	-6,00	-0,72	0,12	-0,36
-5,00	-0,57	0,12	-0,29	-5,00	-0,58	0,12	-0,29	-5,00	-0,59	0,12	-0,30
-4,00	-0,45	0,12	-0,23	-4,00	-0,46	0,12	-0,23	-4,00	-0,47	0,12	-0,24
-3,00	-0,34	0,12	-0,17	-3,00	-0,34	0,12	-0,17	-3,00	-0,35	0,12	-0,17
-2,00	-0,22	0,12	-0,11	-2,00	-0,22	0,12	-0,11	-2,00	-0,22	0,12	-0,11
-1,00	-0,10	0,11	-0,05	-1,00	-0,11	0,11	-0,05	-1,00	-0,11	0,11	-0,05
0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00

$\varepsilon = 1$				$\varepsilon = 1,1$				$\varepsilon = 1,2$			
ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f
-10,0	-1,24	0,13	-0,62	-10,0	-1,26	0,13	-0,63	-10,0	-1,29	0,13	-0,64
-9,00	-1,11	0,13	-0,56	-9,00	-1,13	0,13	-0,57	-9,00	-1,16	0,13	-0,58
-8,00	-0,98	0,13	-0,49	-8,00	-1,00	0,13	-0,50	-8,00	-1,02	0,13	-0,51
-7,00	-0,86	0,13	-0,43	-7,00	-0,88	0,13	-0,44	-7,00	-0,89	0,13	-0,45
-6,00	-0,73	0,13	-0,37	-6,00	-0,75	0,13	-0,37	-6,00	-0,76	0,13	-0,38
-5,00	-0,61	0,13	-0,30	-5,00	-0,62	0,13	-0,31	-5,00	-0,63	0,13	-0,31
-4,00	-0,48	0,13	-0,24	-4,00	-0,49	0,13	-0,24	-4,00	-0,50	0,13	-0,25
-3,00	-0,35	0,13	-0,18	-3,00	-0,36	0,13	-0,18	-3,00	-0,36	0,13	-0,18
-2,00	-0,23	0,12	-0,11	-2,00	-0,23	0,13	-0,12	-2,00	-0,23	0,13	-0,12
-1,00	-0,11	0,12	-0,05	-1,00	-0,11	0,12	-0,05	-1,00	-0,11	0,12	-0,05
0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00

$\varepsilon = 1,3$				$\varepsilon = 1,4$				$\varepsilon = 1,5$			
ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f
-10,0	-1,31	0,14	-0,66	-10,0	-1,34	0,14	-0,67	-10,0	-1,37	0,14	-0,68
-9,00	-1,18	0,14	-0,59	-9,00	-1,20	0,14	-0,60	-9,00	-1,23	0,14	-0,61
-8,00	-1,04	0,14	-0,52	-8,00	-1,06	0,14	-0,53	-8,00	-1,09	0,14	-0,54
-7,00	-0,91	0,14	-0,45	-7,00	-0,93	0,14	-0,46	-7,00	-0,94	0,14	-0,47
-6,00	-0,77	0,14	-0,39	-6,00	-0,79	0,14	-0,39	-6,00	-0,80	0,14	-0,40
-5,00	-0,64	0,14	-0,32	-5,00	-0,65	0,14	-0,33	-5,00	-0,66	0,14	-0,33
-4,00	-0,50	0,13	-0,25	-4,00	-0,51	0,14	-0,26	-4,00	-0,52	0,14	-0,26
-3,00	-0,37	0,13	-0,18	-3,00	-0,38	0,14	-0,19	-3,00	-0,38	0,14	-0,19
-2,00	-0,24	0,13	-0,12	-2,00	-0,24	0,13	-0,12	-2,00	-0,24	0,14	-0,12
-1,00	-0,11	0,12	-0,05	-1,00	-0,11	0,12	-0,05	-1,00	-0,11	0,12	-0,06
0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00

$\varepsilon = 1,6$				$\varepsilon = 1,7$				$\varepsilon = 1,8$			
ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f
-10,0	-1,39	0,14	-0,70	-10,0	-1,42	0,15	-0,71	-10,0	-1,45	0,15	-0,72
-9,00	-1,25	0,14	-0,63	-9,00	-1,27	0,15	-0,64	-9,00	-1,30	0,15	-0,65
-8,00	-1,11	0,14	-0,55	-8,00	-1,13	0,15	-0,56	-8,00	-1,15	0,15	-0,57
-7,00	-0,96	0,14	-0,48	-7,00	-0,98	0,15	-0,49	-7,00	-1,00	0,15	-0,50
-6,00	-0,82	0,14	-0,41	-6,00	-0,83	0,15	-0,42	-6,00	-0,85	0,15	-0,42
-5,00	-0,67	0,14	-0,34	-5,00	-0,69	0,15	-0,34	-5,00	-0,70	0,15	-0,35
-4,00	-0,53	0,14	-0,27	-4,00	-0,54	0,15	-0,27	-4,00	-0,55	0,15	-0,27
-3,00	-0,39	0,14	-0,19	-3,00	-0,39	0,15	-0,20	-3,00	-0,40	0,15	-0,20
-2,00	-0,24	0,14	-0,12	-2,00	-0,25	0,14	-0,12	-2,00	-0,25	0,14	-0,13
-1,00	-0,11	0,12	-0,06	-1,00	-0,11	0,13	-0,06	-1,00	-0,11	0,13	-0,06
0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00

$\varepsilon = 1,9$				$\varepsilon = 2$				$\varepsilon = 2,1$			
ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f
-10,0	-1,48	0,15	-0,74	-10,0	-1,50	0,16	-0,75	-10,0	-1,53	0,16	-0,77
-9,00	-1,32	0,15	-0,66	-9,00	-1,35	0,16	-0,67	-9,00	-1,37	0,16	-0,69
-8,00	-1,17	0,15	-0,58	-8,00	-1,19	0,16	-0,60	-8,00	-1,21	0,16	-0,61
-7,00	-1,02	0,15	-0,51	-7,00	-1,03	0,16	-0,52	-7,00	-1,05	0,16	-0,53
-6,00	-0,86	0,15	-0,43	-6,00	-0,88	0,16	-0,44	-6,00	-0,89	0,16	-0,45
-5,00	-0,71	0,15	-0,36	-5,00	-0,72	0,16	-0,36	-5,00	-0,73	0,16	-0,37
-4,00	-0,56	0,15	-0,28	-4,00	-0,57	0,16	-0,28	-4,00	-0,58	0,16	-0,29
-3,00	-0,40	0,15	-0,20	-3,00	-0,41	0,16	-0,21	-3,00	-0,42	0,16	-0,21
-2,00	-0,25	0,15	-0,13	-2,00	-0,26	0,15	-0,13	-2,00	-0,26	0,15	-0,13
-1,00	-0,11	0,13	-0,06	-1,00	-0,11	0,13	-0,06	-1,00	-0,11	0,13	-0,06
0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00

$\varepsilon = 2,2$				$\varepsilon = 2,3$				$\varepsilon = 2,4$			
ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f
-10,0	-1,56	0,16	-0,78	-10,0	-1,59	0,17	-0,79	-10,0	-1,62	0,17	-0,81
-9,00	-1,40	0,16	-0,70	-9,00	-1,42	0,17	-0,71	-9,00	-1,45	0,17	-0,72
-8,00	-1,24	0,16	-0,62	-8,00	-1,26	0,17	-0,63	-8,00	-1,28	0,17	-0,64
-7,00	-1,07	0,16	-0,54	-7,00	-1,09	0,17	-0,55	-7,00	-1,11	0,17	-0,56
-6,00	-0,91	0,16	-0,45	-6,00	-0,93	0,17	-0,46	-6,00	-0,94	0,17	-0,47
-5,00	-0,75	0,16	-0,37	-5,00	-0,76	0,17	-0,38	-5,00	-0,77	0,17	-0,39
-4,00	-0,58	0,16	-0,29	-4,00	-0,59	0,17	-0,30	-4,00	-0,60	0,17	-0,30
-3,00	-0,42	0,16	-0,21	-3,00	-0,43	0,16	-0,21	-3,00	-0,43	0,17	-0,22
-2,00	-0,26	0,16	-0,13	-2,00	-0,27	0,16	-0,13	-2,00	-0,27	0,16	-0,13
-1,00	-0,12	0,13	-0,06	-1,00	-0,12	0,14	-0,06	-1,00	-0,12	0,14	-0,06
0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00

$\varepsilon = 2,5$				$\varepsilon = 2,6$				$\varepsilon = 2,7$			
ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f
-10,0	-1,65	0,17	-0,82	-10,0	-1,68	0,18	-0,84	-10,0	-1,71	0,18	-0,85
-9,00	-1,48	0,17	-0,74	-9,00	-1,50	0,18	-0,75	-9,00	-1,53	0,18	-0,76
-8,00	-1,30	0,17	-0,65	-8,00	-1,33	0,18	-0,66	-8,00	-1,35	0,18	-0,67
-7,00	-1,13	0,17	-0,57	-7,00	-1,15	0,18	-0,58	-7,00	-1,17	0,18	-0,59
-6,00	-0,96	0,17	-0,48	-6,00	-0,97	0,18	-0,49	-6,00	-0,99	0,18	-0,50
-5,00	-0,79	0,17	-0,39	-5,00	-0,80	0,18	-0,40	-5,00	-0,81	0,18	-0,41
-4,00	-0,61	0,17	-0,31	-4,00	-0,62	0,18	-0,31	-4,00	-0,63	0,18	-0,32
-3,00	-0,44	0,17	-0,22	-3,00	-0,45	0,17	-0,22	-3,00	-0,45	0,18	-0,23
-2,00	-0,27	0,16	-0,14	-2,00	-0,28	0,17	-0,14	-2,00	-0,28	0,17	-0,14
-1,00	-0,12	0,14	-0,06	-1,00	-0,12	0,14	-0,06	-1,00	-0,12	0,14	-0,06
0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00

Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата

$\varepsilon = 2,8$				$\varepsilon = 2,9$				$\varepsilon = 3$			
ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f
-10,0	-1,74	0,18	-0,87	-10,0	-1,77	0,19	-0,88	-10,0	-1,80	0,19	-0,90
-9,00	-1,56	0,18	-0,78	-9,00	-1,58	0,19	-0,79	-9,00	-1,61	0,19	-0,81
-8,00	-1,37	0,18	-0,69	-8,00	-1,40	0,19	-0,70	-8,00	-1,42	0,19	-0,71
-7,00	-1,19	0,18	-0,60	-7,00	-1,21	0,19	-0,61	-7,00	-1,23	0,19	-0,62
-6,00	-1,01	0,18	-0,50	-6,00	-1,02	0,19	-0,51	-6,00	-1,04	0,19	-0,52
-5,00	-0,82	0,18	-0,41	-5,00	-0,84	0,19	-0,42	-5,00	-0,85	0,19	-0,43
-4,00	-0,64	0,18	-0,32	-4,00	-0,65	0,19	-0,33	-4,00	-0,66	0,19	-0,33
-3,00	-0,46	0,18	-0,23	-3,00	-0,47	0,18	-0,23	-3,00	-0,47	0,19	-0,24
-2,00	-0,28	0,17	-0,14	-2,00	-0,29	0,18	-0,14	-2,00	-0,29	0,18	-0,14
-1,00	-0,12	0,15	-0,06	-1,00	-0,12	0,15	-0,06	-1,00	-0,12	0,15	-0,06
0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00

$\varepsilon = 3,1$				$\varepsilon = 3,2$				$\varepsilon = 3,3$			
ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f
-10,0	-1,83	0,19	-0,92	-10,0	-1,86	0,20	-0,93	-10,0	-1,90	0,20	-0,95
-9,00	-1,64	0,19	-0,82	-9,00	-1,67	0,20	-0,83	-9,00	-1,69	0,20	-0,85
-8,00	-1,45	0,19	-0,72	-8,00	-1,47	0,20	-0,73	-8,00	-1,49	0,20	-0,75
-7,00	-1,25	0,19	-0,63	-7,00	-1,27	0,20	-0,64	-7,00	-1,29	0,20	-0,65
-6,00	-1,06	0,19	-0,53	-6,00	-1,08	0,20	-0,54	-6,00	-1,09	0,20	-0,55
-5,00	-0,87	0,19	-0,43	-5,00	-0,88	0,20	-0,44	-5,00	-0,89	0,20	-0,45
-4,00	-0,67	0,19	-0,34	-4,00	-0,68	0,20	-0,34	-4,00	-0,69	0,20	-0,35
-3,00	-0,48	0,19	-0,24	-3,00	-0,49	0,19	-0,24	-3,00	-0,49	0,20	-0,25
-2,00	-0,29	0,18	-0,15	-2,00	-0,30	0,19	-0,15	-2,00	-0,30	0,19	-0,15
-1,00	-0,12	0,15	-0,06	-1,00	-0,12	0,15	-0,06	-1,00	-0,12	0,15	-0,06
0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00

$\varepsilon = 3,4$				$\varepsilon = 3,5$				$\varepsilon = 3,6$			
ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f
-10,0	-1,93	0,20	-0,96	-10,0	-1,96	0,21	-0,98	-10,0	-1,99	0,21	-1,00
-9,00	-1,72	0,20	-0,86	-9,00	-1,75	0,21	-0,88	-9,00	-1,78	0,21	-0,89
-8,00	-1,52	0,20	-0,76	-8,00	-1,54	0,21	-0,77	-8,00	-1,57	0,21	-0,79
-7,00	-1,32	0,20	-0,66	-7,00	-1,34	0,21	-0,67	-7,00	-1,36	0,21	-0,68
-6,00	-1,11	0,20	-0,56	-6,00	-1,13	0,21	-0,56	-6,00	-1,15	0,21	-0,57
-5,00	-0,91	0,20	-0,45	-5,00	-0,92	0,21	-0,46	-5,00	-0,94	0,21	-0,47
-4,00	-0,70	0,20	-0,35	-4,00	-0,71	0,21	-0,36	-4,00	-0,72	0,21	-0,36
-3,00	-0,50	0,20	-0,25	-3,00	-0,51	0,21	-0,25	-3,00	-0,51	0,21	-0,26
-2,00	-0,30	0,19	-0,15	-2,00	-0,31	0,20	-0,15	-2,00	-0,31	0,20	-0,15
-1,00	-0,12	0,16	-0,06	-1,00	-0,13	0,16	-0,06	-1,00	-0,13	0,16	-0,06
0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00

$\varepsilon = 3,7$				$\varepsilon = 3,8$				$\varepsilon = 3,9$			
ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f
-10,0	-2,03	0,22	-1,01	-10,0	-2,06	0,22	-1,03	-10,0	-2,09	0,22	-1,05
-9,00	-1,81	0,22	-0,91	-9,00	-1,84	0,22	-0,92	-9,00	-1,87	0,22	-0,94
-8,00	-1,60	0,22	-0,80	-8,00	-1,62	0,22	-0,81	-8,00	-1,65	0,22	-0,82
-7,00	-1,38	0,22	-0,69	-7,00	-1,40	0,22	-0,70	-7,00	-1,43	0,22	-0,71
-6,00	-1,17	0,22	-0,58	-6,00	-1,18	0,22	-0,59	-6,00	-1,20	0,22	-0,60
-5,00	-0,95	0,22	-0,47	-5,00	-0,96	0,22	-0,48	-5,00	-0,98	0,22	-0,49
-4,00	-0,73	0,21	-0,37	-4,00	-0,75	0,22	-0,37	-4,00	-0,76	0,22	-0,38
-3,00	-0,52	0,21	-0,26	-3,00	-0,53	0,22	-0,26	-3,00	-0,53	0,22	-0,27
-2,00	-0,31	0,20	-0,16	-2,00	-0,32	0,21	-0,16	-2,00	-0,32	0,21	-0,16
-1,00	-0,13	0,16	-0,06	-1,00	-0,13	0,16	-0,06	-1,00	-0,13	0,17	-0,06
0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00

$\varepsilon = 4$				$\varepsilon = 4,1$				$\varepsilon = 4,2$			
ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f
-10,0	-2,13	0,23	-1,06	-10,0	-2,16	0,23	-1,08	-10,0	-2,20	0,23	-1,10
-9,00	-1,90	0,23	-0,95	-9,00	-1,93	0,23	-0,97	-9,00	-1,96	0,23	-0,98
-8,00	-1,67	0,23	-0,84	-8,00	-1,70	0,23	-0,85	-8,00	-1,73	0,23	-0,86
-7,00	-1,45	0,23	-0,72	-7,00	-1,47	0,23	-0,74	-7,00	-1,49	0,23	-0,75
-6,00	-1,22	0,23	-0,61	-6,00	-1,24	0,23	-0,62	-6,00	-1,26	0,23	-0,63
-5,00	-0,99	0,23	-0,50	-5,00	-1,01	0,23	-0,50	-5,00	-1,02	0,23	-0,51
-4,00	-0,77	0,23	-0,38	-4,00	-0,78	0,23	-0,39	-4,00	-0,79	0,23	-0,39
-3,00	-0,54	0,22	-0,27	-3,00	-0,55	0,23	-0,27	-3,00	-0,56	0,23	-0,28
-2,00	-0,32	0,21	-0,16	-2,00	-0,33	0,22	-0,16	-2,00	-0,33	0,22	-0,16
-1,00	-0,13	0,17	-0,06	-1,00	-0,13	0,17	-0,07	-1,00	-0,13	0,17	-0,07
0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00

$\varepsilon = 4,3$				$\varepsilon = 4,4$				$\varepsilon = 4,5$			
ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f
-10,0	-2,23	0,24	-1,12	-10,0	-2,27	0,24	-1,13	-10,0	-2,31	0,25	-1,15
-9,00	-2,00	0,24	-1,00	-9,00	-2,03	0,24	-1,01	-9,00	-2,06	0,25	-1,03
-8,00	-1,76	0,24	-0,88	-8,00	-1,78	0,24	-0,89	-8,00	-1,81	0,25	-0,91
-7,00	-1,52	0,24	-0,76	-7,00	-1,54	0,24	-0,77	-7,00	-1,56	0,25	-0,78
-6,00	-1,28	0,24	-0,64	-6,00	-1,30	0,24	-0,65	-6,00	-1,32	0,25	-0,66
-5,00	-1,04	0,24	-0,52	-5,00	-1,06	0,24	-0,53	-5,00	-1,07	0,25	-0,54
-4,00	-0,80	0,24	-0,40	-4,00	-0,81	0,24	-0,41	-4,00	-0,82	0,25	-0,41
-3,00	-0,56	0,24	-0,28	-3,00	-0,57	0,24	-0,29	-3,00	-0,58	0,24	-0,29
-2,00	-0,33	0,22	-0,17	-2,00	-0,34	0,23	-0,17	-2,00	-0,34	0,23	-0,17
-1,00	-0,13	0,17	-0,07	-1,00	-0,13	0,17	-0,07	-1,00	-0,13	0,18	-0,07
0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00

$\varepsilon = 4,6$				$\varepsilon = 4,7$				$\varepsilon = 4,8$			
ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f
-10,0	-2,34	0,25	-1,17	-10,0	-2,38	0,26	-1,19	-10,0	-2,42	0,26	-1,21
-9,00	-2,09	0,25	-1,05	-9,00	-2,12	0,26	-1,06	-9,00	-2,16	0,26	-1,08
-8,00	-1,84	0,25	-0,92	-8,00	-1,87	0,26	-0,93	-8,00	-1,90	0,26	-0,95
-7,00	-1,59	0,25	-0,79	-7,00	-1,61	0,26	-0,81	-7,00	-1,64	0,26	-0,82
-6,00	-1,34	0,25	-0,67	-6,00	-1,36	0,26	-0,68	-6,00	-1,38	0,26	-0,69
-5,00	-1,09	0,25	-0,54	-5,00	-1,10	0,26	-0,55	-5,00	-1,12	0,26	-0,56
-4,00	-0,84	0,25	-0,42	-4,00	-0,85	0,25	-0,42	-4,00	-0,86	0,26	-0,43
-3,00	-0,59	0,25	-0,29	-3,00	-0,59	0,25	-0,30	-3,00	-0,60	0,26	-0,30
-2,00	-0,34	0,23	-0,17	-2,00	-0,35	0,24	-0,17	-2,00	-0,35	0,24	-0,18
-1,00	-0,13	0,18	-0,07	-1,00	-0,13	0,18	-0,07	-1,00	-0,14	0,18	-0,07
0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00

$\varepsilon = 4,9$				$\varepsilon = 5$			
ξ	U	U''	f	ξ	U	U''	f
-10,0	-2,45	0,26	-1,23	-10,0	-2,49	0,27	-1,25
-9,00	-2,19	0,26	-1,09	-9,00	-2,22	0,27	-1,11
-8,00	-1,93	0,26	-0,96	-8,00	-1,96	0,27	-0,98
-7,00	-1,66	0,26	-0,83	-7,00	-1,69	0,27	-0,84
-6,00	-1,40	0,26	-0,70	-6,00	-1,42	0,27	-0,71
-5,00	-1,13	0,26	-0,57	-5,00	-1,15	0,27	-0,58
-4,00	-0,87	0,26	-0,44	-4,00	-0,88	0,27	-0,44
-3,00	-0,61	0,26	-0,30	-3,00	-0,62	0,26	-0,31
-2,00	-0,36	0,24	-0,18	-2,00	-0,36	0,25	-0,18
-1,00	-0,14	0,18	-0,07	-1,00	-0,14	0,19	-0,07
0,00	0,00	0,10	0,00	0,00	0,00	0,10	0,00

Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата