Письма в ЖЭТФ, том 107, вып. 11, с. 728 – 731 © 2018 г. 10 июня

# Каскадное “плавление” линейной дисклинации в каплях нематохолестерика

*О. А. Скалдин*[+], *И. И. Клебанов*[*×], *Ю. И. Тимиров*[+1)], *Е. Р. Басырова*[+], *В. А. Делев*[+]

[+]*Институт физики молекул и кристаллов – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного научного учреждения Уфимского федерального исследовательского центра РАН, 450075 Уфа, Россия*

[*]*Южно-Уральский государственный гуманитарно-педагогический университет, 454080 Челябинск, Россия*

[×]*Южно-Уральский государственный университет (национальный исследовательский университет), 454080 Челябинск, Россия*

Поступила в редакцию 28 марта 2018 г.

После переработки 11 апреля 2018 г.

Экспериментально получена новая структура упругого поля нематохолестерика в цилиндрическом капилляре с особенностью на оси капилляра – спиральной “расплавленной” дисклинацией. Теоретически показано, что количество цилиндрических поверхностей – каскадов, на которых происходит скачок направления ориентационного поля директора $\mathbf{n}$ на $\pi$, может быть любым. Конкретное число каскадов зависит от радиуса $R$ цилиндра и граничных условий. В одноконстантном приближении континуальной теории жидких кристаллов получено выражение для свободной энергии упругого поля.

DOI: 10.7868/S0370274X18110073

Наличие дальнего порядка в жидких кристаллах (ЖК) определяет возможность наблюдения в них различного рода объемных и поверхностных дефектов [1–3]. Теория статических дефектов, их взаимодействия и симметрийных превращений в ЖК достаточно хорошо разработана [4]. К ним относятся равновесные и квазиравновесные локализованные образования различного типа: ежи, буджумы, дисклинационные кольца, солитоны и т.д. [2, 4, 5].

Актуальность исследования новых типов дефектов с нетривиальными топологическими свойствами в ЖК [6, 7] представляет интерес как с фундаментальной точки зрения – это позволит расширить имеющиеся представления о дефектных структурах в ЖК, так и с точки зрения приложения. Например, капли холестерических ЖК (ХЖК) используются не только как модельные объекты в экспериментальных исследованиях топологических свойств дефектов, но и в различных прикладных областях [8–10].

Проведенная в [11, 12] классификация топологически устойчивых дефектов в каплях нематических ЖК (НЖК) показала, что для планарной (тангенциальной) ориентации молекул нематика на границе раздела характерна биполярная конфигурация директора $\mathbf{n}$ (единичный вектор, характеризующий направление преимущественной ориентации молекул) с двумя точечными дефектами (буджумами), расположенными на противолежащих сторонах поверхности капель. В случае нормального (гомеотропного) сцепления нематика с поверхностями электродов ЖК-ячейки равновесной структурой является радиальное упорядочение директора с точечным дефектом (ежом) в центре капли [13, 14]. Капли нематика с изменяющимися граничными условиями за счет вариации температуры рассматривались в работе [12], где теоретически предсказан и экспериментально продемонстрирован сценарий трансформации биполярной конфигурации директора в радиальную с образованием дополнительных дисклинаций в переходных структурах сферических капель нематика, диспергированных в изотропной жидкости.

Тем не менее, хотя топологический анализ дефектов в настоящее время можно считать достаточно хорошо развитым, многие наблюдавшиеся экспериментально дефекты в рамках континуальной теории изучены недостаточно полно. К таковым относятся, в частности, точечные дефекты в капиллярных системах, плоские и трехмерные структуры упругого поля в цилиндрическом капилляре при произвольных граничных условиях, а также некоторые “классические” задачи о неустойчивости линейной дисклинации целой силы. Так в работе [15] в одноконстантном приближении континуальной теории НЖК показано, что в цилиндрическом капилляре при граничных условиях на его поверхности, отличных от нормальных, и радиусе, меньшем некоторого крити-

1)e-mail: timirov@anrb.ru

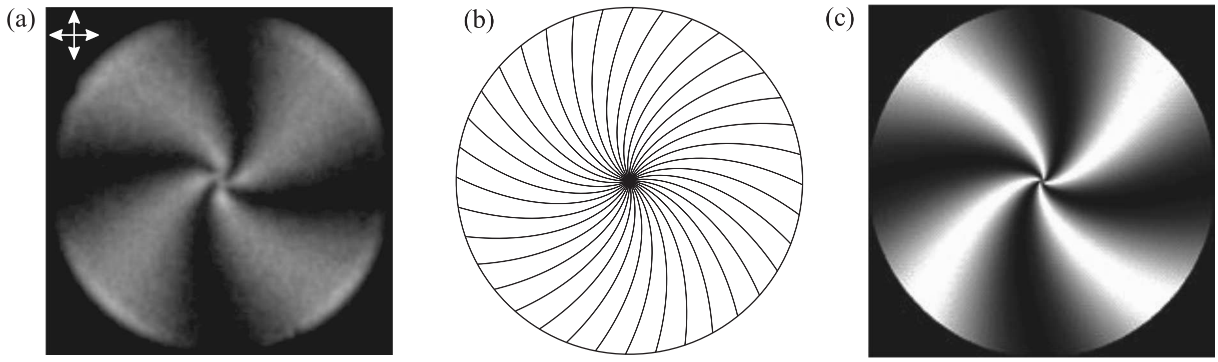


Рис. 1. Линейная дисклинация силы $m = 1$ в цилиндрическом капилляре (вид сверху). (a) – Микрофотография оптической тектсуры ЖК-капли радиуса $R \approx 60$ мкм в скрещенных поляризаторе и анализаторе. (b) – Схематическое распределение поля директора ($\beta_0 \sim \pi/6$). (c) – Численно рассчитанная оптическая структура дисклинации

ческого значения $\rho_c$, упругое поле нематика может содержать "каскад" цилиндрических поверхностей, при переходе через которые директор меняет направление на противоположное. Однако описанный тип деффекта с указанными свойствами до настоящего времени экспериментально не наблюдался.

В данной работе сообщается об экспериментальной реализации предсказаной текстуры нематохолестерика в цилиндрическом капилляре с особенностью на его оси – спиральной "расплавленной" дисклинацией. Представлены результаты исследований структурных особенностей и энергетических характеристик упругого поля нематохолестерика в цилиндрических каплях, диспергированных в изотропной жидкости.

В качестве ЖК-образцов исследовался ХЖК на основе нематика n-(4-метоксибезилиден)-4-бутиланилина (TSI-Europe), допированного холестерилхлоридом в концентрациях $C = 0.05, 0.11, 0.22\,\%$. Собственный шаг спирали $p_0$ для всех концентраций определялся методом, описанном в [16]. Основные результаты приведены для смеси с весовым соотношением компонент нематик : холестерик 99.95 : 0.05 с шагом спирали $p_0 = 238$ мкм. Стандартная ЖК-ячейка типа "сэндвич" толщиной 25 мкм помещалась в термостолик HCS-250 (Instec) с термостабилизацией лучше 0.01 °C. Для получения капель в изотропном окружении ЖК-ячейка нагревалась для полного перехода ЖК в изотропное состояние, затем медленно охлаждалась до появления зародышей мезофазы. Нужный размер капель $d$ (диаметр капель в плоскости ЖК-образца) задавался определенной температурой $t$ и составлял диапазон $30 \div 200$ мкм. Исследования проводились с помощью поляризационного оптического микроскопа AxioImager A1 (Carl Zeiss). Полученные с помощью видеокамеры VX-440 (PCO) экспериментальные изображения оцифровывались с помощью фрейм-граббера Pinnacle USB-700 (Pinnacle System) с разрешением $720 \times 576$ пикселей.

В исследуемых ЖК-образцах обнаружены два типа оптических текстур, в том числе капли с классической закрученной дисклинацией, изображение которой представлено на рис. 1a. Схематическое распределение поля директора и численно расчитанная оптическая структура плоской дисклинации показаны на рис. 1b и 1c соответственно.

Вторая текстура имеет более сложную структуру и представляет собой систему вложенных друг в друга цилиндрических поверхностей – "каскадов", на границе которых директор меняет направление ориентации (рис. 2a). Схематическое распределение поля директора и численно расчитанная оптическая структура капли с двумя цилиндрическими поверхностями показаны на рис. 2b и 2c соответственно.

Необходимо заметить, что экспериментально не удается пронаблюдать стабильные капли с вложенными цилиндрическими поверхностями, т.к. последние движутся и схлопываются на оси цилиндра. Для экспериментального наблюдения подобного рода структур необходимо к ЖК-образцу приложить поперечное постоянное электрическое поле с напряжением порядка $3 \div 5$ В (рис. 2). При этом ясно, что стабилизация плоской структуры возможна только при ЖК с отрицательной диэлектрической анизотропией.

Рассмотрим нематохолестерик в цилиндрическом капилляре радиуса $R$ и длины $L$ с жесткими граничными условиями на его поверхности. Представим компоненты директора в виде:

$$n_r = \sin\alpha(r)\cos\beta(r),$$
$$n_\varphi = \sin\alpha(r)\sin\beta(r),$$
$$n_z = \cos\alpha(r),$$

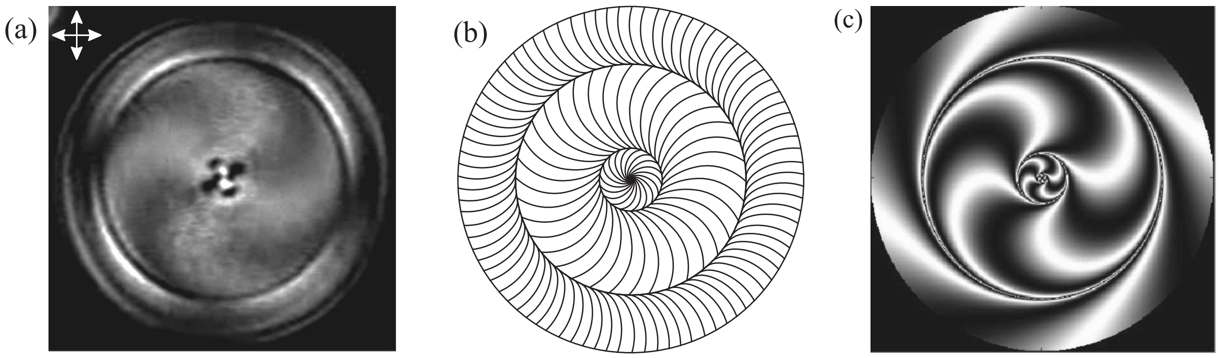


Рис. 2. Спиральная "расплавленная" дисклинация силы $m = 1$ в цилиндрическом капилляре (вид сверху). (a) – Микрофотография оптической текстуры ЖК-капли радиуса $R \approx 60$ мкм при $U = 3.5$ В в скрещенных поляризаторе и анализаторе. (b) – Схематическое распределение поля директора. (c) – Численно рассчитанная оптическая структура дисклинации при постоянной интегрирования $0.1 \leq c \leq 1$

где $\alpha$ – угол между силовой линией и осью капилляра $z$, а $\beta$ – угол между директором и радиус-вектором в плоскости $XY$, который может принимать на границе любое значение от 0 до 90°. Тогда, поскольку задача обладает аксиальной симметрией, при этом $\alpha(r/R) = \pi/2$, компоненты директора удобно представить в цилиндрической системе координат:

$$n_r = \cos\beta(r,\varphi), n_\varphi = \sin\beta(r,\varphi), n_z = 0. \quad (1)$$

Плотность энергии упругой деформации в одноконстантном приближении континуальной теории имеет вид:

$$F = \frac{K}{2}\left((\operatorname{div}\mathbf{n})^2 + (\mathrm{rot}\mathbf{n})^2\right) + Kq(\mathbf{n}\mathrm{rot}\mathbf{n}) + \frac{Kq^2}{2}, \quad (2)$$

где $K$ – модуль упругости Франка, $q$ – параметр, определяющий период геликоидальной структуры [17].

Подставляя (1) в (2) и интегрируя, получим выражение для энергии упругой деформации $F$:

$$\frac{F}{KL} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_a^R \frac{dr}{r}\left[(\beta_r r)^2 + (\beta_\varphi + 1)^2\right] + \\ + \frac{\pi q^2(R^2 - a^2)}{2}, \quad (3)$$

где $a$ – параметр определяющий порядок молекулярных размеров, где континуальная теория неприменима ($a \ll R$), индекс обозначает частную производную по соответствующей переменной.

Переходя к новой переменной $\xi = \ln\frac{r}{R}$ и минимизируя функционал (3), приходим к уравнению равновесия:

$$\beta_{\xi\xi} + \beta_{\varphi\varphi} = 0. \quad (4)$$

Уравнение (4) является уравнением Лапласа и при жестких граничных условиях на цилиндрической поверхности решается методами теории функций комплексного переменного [18].

В случае полной аксиальной симметрии $\beta = \beta(\xi)$ и $\beta = c\xi + \beta_0$ , где $c$ и $\beta_0$ – константы интегрирования. Выражение для энергии упругой деформации $F$ имеет вид:

$$\frac{F}{\pi KL} = (c^2 + 1)\ln\left(\frac{R}{a}\right) + \frac{q^2}{2}(R^2 - a^2). \quad (5)$$

При дополнительном требовании конечности решения ($c = 0$) для чистого нематика ($q = 0$) имеем известную структуру (рис. 1) с линейной дисклинацией единичной силы $m = 1$ на оси капилляра [17]. Отказ от требования конечности решения ($c \neq 0$) приводит к структуре, предсказанной в работе [15] и названной спиральной дисклинацией. При этом упругое поле содержит бесконечное число цилиндрических поверхностей или каскадов, при переходе через которые директор меняет направление на противоположное. При $c \gg 1$ цилиндрические поверхности практически равномерно заполняют пространство внутри капилляра, а при $c \ll 1$ сосредоточены в основном вблизи его оси. Эти поверхности не являются дефектами, поскольку направления $\mathbf{n}$ и $-\mathbf{n}$ эквивалентны. Радиусы цилиндрических поверхностей можно найти из условия изменения угла $\alpha$ на целое кратное $\pi$:

$$\rho_n = R \cdot e^{-\pi n/c}, \quad (6)$$

где $n = 1, 2, \ldots, c > 0$, $R$ – радиус капли.

Подчеркнем, что структура упругого поля при переходе от чистого нематика к нематохолестерику принципиально не меняется, т.к. для плоской структуры в выражении (2) $n \cdot \mathrm{rot}n = 0$, что верно при любом значении $p_0$. Функционал свободной энергии при этом изменяется на константу, а уравнения равновесия не меняются.

Учитывая, что у подобного типа ЖК-образцах реализуются достаточно слабые гомеотропные граничные условия на поверхностях электродов $W_s \approx \approx 10^{-6}$ Дж/м$^2$ [16], то для экспериментального наблюдения стабильных спиральных дисклинаций в цилиндрических каплях ЖК-ячейку достаточно поместить в поперечное постоянное электрическое поле с напряжением порядка $U \sim 3 \div 5$ В (рис. 2), при котором происходит переход Фредерикса и $n_z$-компонента становится равной 0. Это устраняет необходимость рассмотрения в задаче распределения поля директора его зависимости от координаты $z$, и мы получаем стабильную плоскую структуру.

В реальности при переходе к формированию такого рода капель в ЖК-образце из изотропного расплава без приложения стабилизирующего напряжения подобные структуры либо не образуются, либо переходят к линейной дисклинации (рис. 1).

Учитывая вышесказанное, для описания наблюдаемой оптической текстуры в цилиндрическом капилляре нематохолестерика в виде спиральной дисклинации (рис. 2) можно использовать выражение, полученное для упругого поля в цилиндрическом капилляре с закрученным нематиком [15]:

$$\varphi - \varphi_0 = -\frac{1}{c}\ln\left|\frac{\cos(c\ln(r/R)+\beta_0)}{\cos\beta_0}\right|, \qquad (7)$$

где $\varphi_0$ – постоянная интегрирования.

При $c = 0$ выражение (7) переходит в уравнение логарифмической спирали, которое описывает плоскую стуктуру, изображенную на рис. 1:

$$\varphi - \varphi_0 = \mathrm{tg}\,\beta_0 \ln(r/R). \qquad (8)$$

Таким образом, в данной работе экспериментально и теоретически исследован новый тип спиральных дисклинаций в цилиндрическом капилляре с нематохолестериком. Показана принципиальная возможность образования спиральных дисклинаций, упакованных в бесконечное число цилиндрических поверхностей – каскадов, на которых происходит скачок направления ориентационного поля директора $\mathbf{n}$ на $\pi$. Полученные результаты расширяют имеющиеся представления о типах и свойствах дефектов, наблюдаемых в упорядоченных и частично упорядоченных средах.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта # 18-32-00805. Клебанов И.И. благодарен Правительству РФ (Постановление # 211 от 16.03.2013 г.), соглашение # 02.A03.21.0011 и гранту ФГБОУ ВО "ЮУрГГПУ" по теме "Моделирование в теории и практике математического образования" за поддержку работ по теоретическому анализу ЖК-структур. В экспериментальных исследованиях использовалось оборудование ЦКП "Спектр" ИФМК УНЦ РАН и РЦКП "Агидель".

1. П. де Жен, *Физика жидких кристаллов*, Мир, М. (1977).
2. М. Клеман, О. Д. Лаврентович, *Основы физики частично упорядоченных сред*, Физматлит, М. (2007).
3. *Defects in Liquid Crystals: Computer Simulations, Theory and Experiments*, ed. by O. Lavrentovich, P. Pasini, C. Zannoni, and S. Zumer, Springer, Netherlands (2001).
4. М. В. Курик, О. Д. Лаврентович, УФН **154**, 381 (1988).
5. О. А. Скалдин, В. А. Делев, Е. С. Шиховцева, Ю. А. Лебедев, Э. С. Батыршин, ЖЭТФ **148**, 1232 (2015).
6. G. Posnjak, S. Copar, and I. Muševič, Sci. Rep. **6**, 26361 (2016).
7. J. Yoshioka and F. Araoka, Nature Commun. **9**, 432 (2018).
8. G. H. Kim, W.-J. Lee, H. N. Kim, and Y.-H. Kim, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **633**, 72 (2016).
9. M. Humar and I. Muševič, Opt. Express **18**, 26995 (2010).
10. H. Yokoyama, Nature Photon. **3**, 560 (2009).
11. Г. Е. Воловик, Письма в ЖЭТФ **28**, 65 (1978).
12. Г. Е. Воловик, О. Д. Лаврентович, ЖЭТФ **85**, 1997 (1983).
13. R. B. Meyer, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **16**, 355 (1972).
14. S. Candau, P. LeRoy, and F. Debeauvais, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **23**, 283 (1973).
15. В. К. Першин, И. И. Клебанов, Кристаллография **45**, 340 (2000).
16. О. А. Скалдин, Ю. И. Тимиров, Ю. А. Лебедев, Письма в ЖТФ **36**, 23 (2010).
17. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика. Теория упругости*, Физматлит, М. (1987), т. 7.
18. С. В. Бурылов, ЖЭТФ **112**, 1603 (1997).
19. В. К. Першин, И. И. Клебанов, П. Б. Залманов, ЖТФ **69**, 29 (1999).