

УДК 532.783

ВРАЩЕНИЕ ХИРАЛЬНЫХ КАПЕЛЬ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ¹

Тимиров Ю.И., Скалдин О.А., Басырова Е.Р.*ИФМК УНЦ РАН**г. Уфа, ул. пр. Октября, 151, timirov@anrb.ru*

Введение

В последнее время особый интерес вызывают наблюдаемые в жидких кристаллах (ЖК) эффекты вращения капель размером 10 – 100 мкм, поскольку механизмы динамических процессов отличаются от механизмов изотропных систем и связаны с анизотропной природой ЖК фазы. Эффекты вращения наблюдаются в окруженных изотропной фазой каплях холестерических или нематических ЖК с хиральными добавками. В таких каплях формируются спиральные надмолекулярные структуры, демонстрирующие динамическое разнообразие при различных внешних воздействиях. Впервые вращение капель холестерического ЖК было обнаружено в неоднородном температурном поле в 1900 году [1]. Также вращение капель смеси нематика и холестерика наблюдается при градиенте концентрации холестерической добавки [2], в электрическом поле в каплях, взвешенных в немезогенной изотропной среде [3] и в изотропной фазе ЖК [4]. На сегодняшний день существует несколько моделей, объясняющих динамику нематохолестерической жидкокристаллической (НХЖК) капли в постоянном электрическом поле, но общепринятого объяснения явления не существует, и дискуссия о механизме вращения продолжается до настоящего времени [5-7]. В связи с этим целью настоящей работы является анализ экспериментальных данных совместно с модельными расчетами в рамках модели, развитой в работе [14].

Методика эксперимента

В качестве образцов для исследования выбрана смесь на основе нематического ЖК *n*-(4-метоксибензилиден)-4-бутиланилина (МББА) и холестериче-

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ № 14-02-97014 р_поволжье_а, № 15-02-09366 и стипендии президента РФ СП-183.2016.1.

ского ЖК – холестерилхлорида (XX) в пропорциях 1:0.0017 и 1:0.0022 весовых долей, так что значения равновесного шага спирали в этих смесях составляли $P_1 = 72$ мкм и $P_2 = 54$ мкм, соответственно. Шаг спирали полученных смесей определялся по методу, описанному в [8]. Ячейка с толщиной ЖК слоя ~ 25 мкм размещалась на термостойке HCS250 (Instec, США) с точностью термостабилизации не менее 0.01°C . Термостойк располагался на вращающемся предметном столике поляризованно-оптического микроскопа AxioImager A1 (Carl Zeiss, Германия). Для получения капель в изотропном окружении ЖК-ячейка перегревалась до достижения полного перехода ЖК в изотропное состояние. Затем ячейка медленно охлаждалась до появления зародышей мезофазы, которые, в зависимости от температуры, укрупнялись, образуя ЖК-капли нужного размера. Размер получаемых капель регулировался охлаждением или нагревом ячейки.

Объектом исследования являются свободно взвешенные и сплюснутые капли ЖК, диспергированные в изотропном расплаве. Измерения размеров капель проводились с помощью программного пакета AxioVision (Carl Zeiss, Германия) со встроенной системой определения размеров объекта. Точность определения размеров капель была порядка $1\ \mu\text{m}$. Полученные с помощью видеокамеры VX-440 (PCO, Германия) экспериментальные последовательности видеоизображений оцифровывались с помощью фрейм-граббера Pinnacle USB-700 (Pinnacle System, Германия) с разрешением 720×576 пикселей и записывались на жесткий диск для дальнейшей обработки. К ЖК-слою прикладывалось переменное электрическое напряжение U частотой $f = 50$ Гц.

Теоретическая модель и динамика сплюсненной капли

В качестве модельного объекта исследования рассматривалась сплюсненная НХЖ-капля в изотропном окружении между двумя бесконечными параллельными пластинами (рис. 1).

Для описания динамики НХЖ-капель в изотропной среде, находящейся в постоянном электрическом поле, используются дифференциальные уравнения континуальной теории механики анизотропной жидкости [9-11], в том числе

флексозлектрический эффект [12,13], и применяется подход, разработанный в [14] для описания динамики холестерических пальцев.

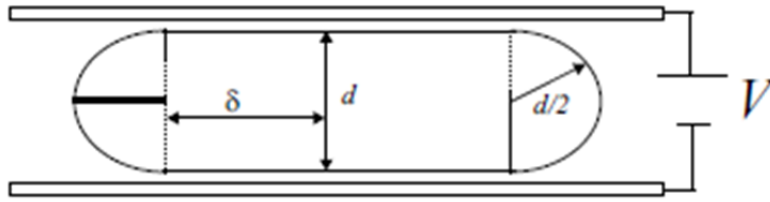


Рис. 1. Схематическое изображение капли

В силу сложности геометрии задачи и громоздкости уравнений, аналитический расчет невозможен, и задача решается численно. В данной работе использовалась модель поля директора, рассмотренная в работе [15], для сферической холестерической ЖК-капли под влиянием постоянного электрического поля. В этом случае в центральной части капли распределение директора имеет вид:

$$\mathbf{n} = \frac{\rho_N^2 \cos(\phi + qz) - \cos(\phi - qz) + 2\rho_N \sin(qz)}{1 + \rho_N^2 - 2\rho_N \sin \phi} \cdot \mathbf{e}_r + \frac{\rho_N^2 \sin(\phi + qz) + \sin(\phi - qz) - 2\rho_N \cos(qz)}{1 + \rho_N^2 - 2\rho_N \sin \phi} \cdot \mathbf{e}_\phi \quad (1)$$

где $\rho_N = r\eta(z)$, $\eta(z) \equiv 2/(2 + \varpi\pi|z|)$, $\varpi = d/\delta$.

Для того, чтобы упростить задачу и снизить вычислительные затраты в дальнейшем рассматривается только центральная часть капли.

Линеаризованные уравнения Навье-Стокса вместе с условием несжимаемости решаются с использованием метода Галеркина [16], т.е. компоненты скорости записываются следующим образом:

$$v_{s1} = \sum_{i=1}^{N_r} \sum_{j=1}^{N_\phi} \sum_{k=1}^{N_z} a_{ijk}^s f_i^s(r) g_j^s(\phi) p_k^s(z), \quad s = r, \phi, z, \quad (2)$$

где $f_i^s(r)$, $g_j^s(\phi)$ и $p_k^s(z)$ пробные функции.

Граничные условия для скорости выбираются таким образом, чтобы скорость обращалась в нуль на поверхности цилиндра, т.е. $v_1 = 0$, $z = \pm 1/2$ и $r = 1$. Тогда соответствующие пробные функции имеют вид:

$$f_i^s(r) = T_{i-1}(2r - 1),$$

$$p_k^s(z) = \begin{cases} \cos k\pi z, & k = 1, 3, 5, \dots \\ \sin(k\pi z), & k = 2, 4, 6, \dots \end{cases} \quad (3)$$

где $s = r, \phi, z$ и T_i является полиномом Чебышева. В азимутальном направлении скорость разлагается в ряд-Фурье, т.е.

$$g_j^{r, \phi, z}(\phi) = \begin{cases} \sin([j + 1]/2\phi), & j = 1, 3, 5, \dots \\ \cos(j/2\phi), & j = 2, 4, 6, \dots \end{cases} \quad (4)$$

Кроме того, из-за особенности цилиндрической системы координат, в начале координат должны быть использованы следующие граничные условия [17]:

$$\left. \frac{\partial v_1}{\partial \phi} \right|_{r=0} = 0, \quad (5)$$

или, с разложением на компоненты,

$$\begin{aligned} v_{r1, \phi} - v_{\phi 1} &= 0, \\ v_{r1} + v_{\phi 1, \phi} &= 0, \\ v_{z1, \phi} &= 0 \end{aligned} \quad (6)$$

С учетом всех преобразований, получаем неоднородную систему линейных алгебраических уравнений, и выражение для скорости вращения капли ω имеет вид

$$\omega = b^4 E_0 \frac{I_1}{I_0 + I_2} + b^4 \xi_H E_0^2 \frac{I_3}{I_0 + I_2} \quad (7)$$

Здесь первое слагаемое отвечает за флексоэлектрический механизм, а второе – за электрогидродинамический.

Расчеты были выполнены для шагов сетки $N_r = N_\phi = N_z = 5$ при следующих параметрах материала [14]:

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= 0.1093, \quad \gamma_2 = -0.1115, \quad N \cdot s / m^2, \\ e_{11} &= -9.5, \quad e_{33} = -13.5, \cdot 10^{-12} \text{ Кл/м}, \quad K_{el} = 5 \cdot 10^{-12} \text{ Н}. \end{aligned}$$

Экспериментальные результаты и их обсуждение

1. Структура и динамика дефектов в каплях нематохолестериков с $R/P \leq 1$

Рассмотрим структурные превращения в каплях нематохолестериков размером $R < P$ и равновесным шагом геликоида $P_1 = 72$ мкм и $P_2 = 54$ мкм, индуцированные внешним электрическим полем, приложенным к ЖК ячейке. В этом случае при охлаждении изотропного расплава образуются свободные капли, капли-перетяжки [18], а также сплюснутые капли, микрофотографии которых представлены на рис. 2а и 2б; последние и были объектами исследований данной работы. В отсутствие внешнего электрического поля в них наблюдается один поверхностный дефект, структура которого приведена на рис. 2в. Здесь в скрещенных николях достаточно хорошо видно количество ветвей погасания – их восемь, что соответствует силе дефекта $m = 2$. Последнее находится в согласии с моделью Франка-Прайса для хиральных ЖК капель [19], и такие дефектные структуры наблюдаются довольно часто в слабозакрученных нематиках и холестериках [20, 21]. При приложении электрического поля ориентационная структура этих капель становится неустойчивой, и при достижении порогового значения напряжения $U \sim 1.5$ В она начинает вращаться как целое. При этом направление вращения может быть как по часовой стрелке, так и против, в зависимости от начального направления закручивания капли.

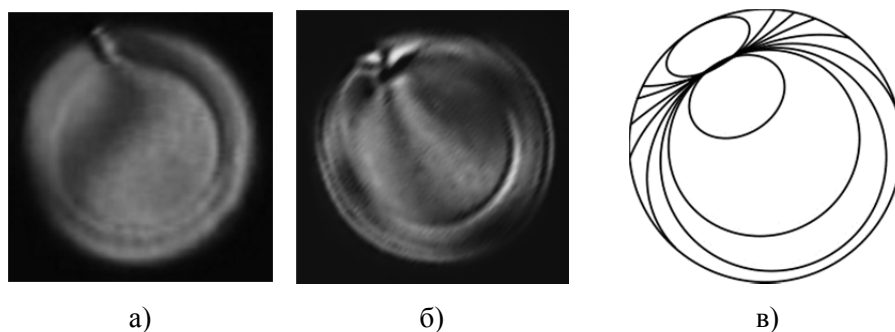


Рис. 2. Микрофотографии капель нематохолестерического ЖК с одним поверхностным дефектом: (а) шаг спирали $P = 72$ мкм, (б) $P = 54$ мкм; на (в) модель строения капли Франка-Прайса (радиус капли $R \sim 50$ мкм).

На рис. 3 представлены экспериментальные зависимости угловой скорости вращения дефекта для капель ЖК с шагом геликоида $P = 72$ мкм двух раз-

меров – радиусами $R_1 \sim 55$ мкм и $R_2 \sim 30$ мкм. Из анализа этих зависимостей следует, что угловая скорость вращения ориентационной структуры растет с напряжением U , причем в каплях меньшего размера скорость вращения выше. Кроме того, для капель с $R \leq 55$ мкм на кривой зависимости $\omega(U)$ (рис. 3) можно выделить две области, которые разделены

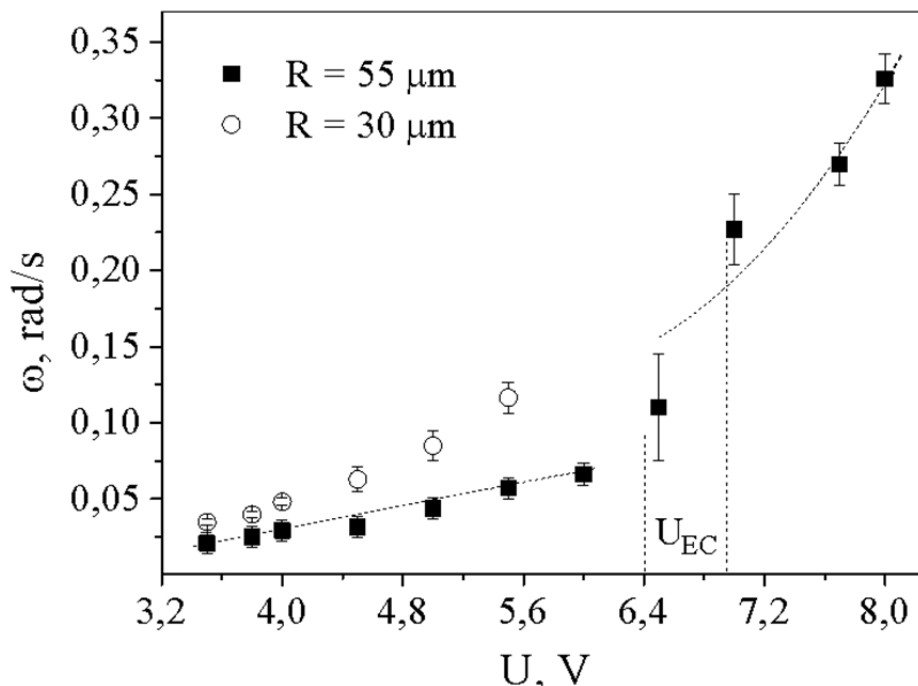


Рис.3. Зависимость угловой скорости вращения дефектной структуры от приложенного напряжения U для нематохолестерика с шагом $P = 72$ мкм; U_{EC} – порог электрогидродинамической неустойчивости.

точкой перегиба при $U \sim 6.4$ В. В области напряжений $U \leq 6.4$ В зависимость частоты вращения дефектной структуры капли является линейной. При значениях $6.4 < U < 7.0$ В имеет место переходная область включения электроконвективного механизма, при котором угловая скорость вращения $\omega \sim U^2$. Такое поведение качественно согласуется с решением уравнения Навье-Стокса с учетом электрических сил в приближении изотропной жидкости [23].

2. Вращательная динамика капля с $R/P \geq 1$

Если увеличить соотношение R/P до значений ~ 1 и более, например, выбрав смесь с шагом спирали $P = 54$ мкм и $25 \leq R \leq 40$ мкм, то в таких каплях в электрических полях наблюдаются более сложные процессы. В частности, дефект с зарядом $m = 2$ с увеличением электрического поля начинает «диссоции-

ровать» и трансформируется в цепочку дисклинаций единичной силы $|m| = 1$ (рис. 4). Заметим, что диссоциация дисклинации Франка-Прайса на два поверхностных дефекта силой $m = 1$ экспериментально описана еще в [21]. Кроме того, вся эта система дефектов также продолжает вращаться как целое, а скорость вращения зависит от величины приложенного электрического напряжения U (рис. 4).

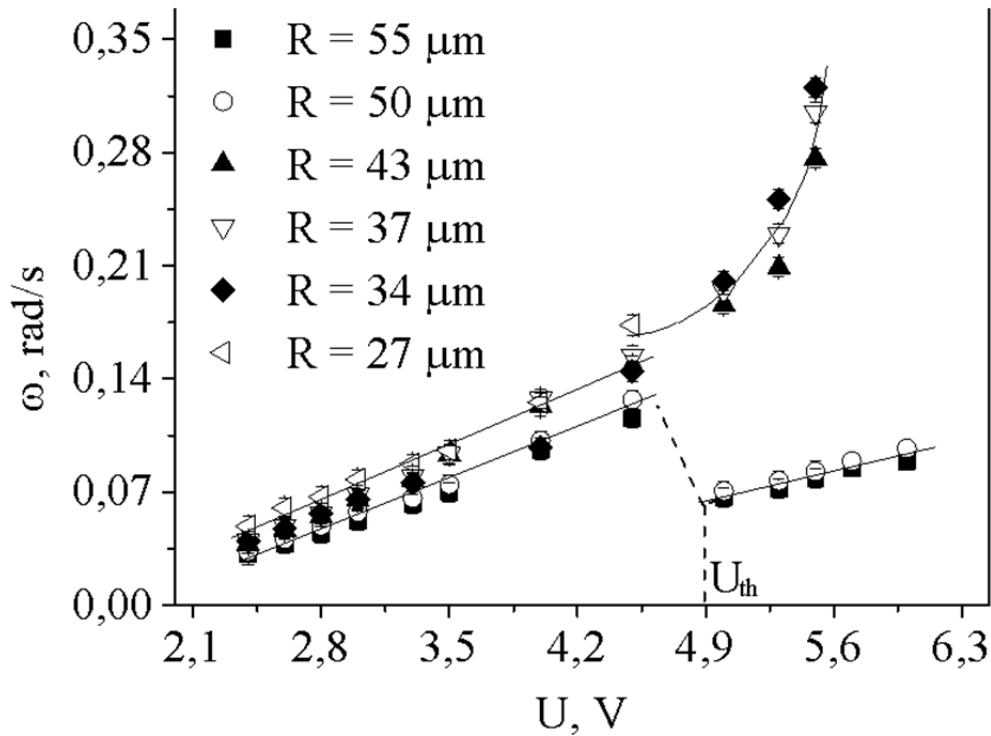


Рис. 4. Зависимость угловой скорости вращения цепочки дисклинаций от приложенного напряжения U для капель нематохолестерика с шагом спирали $P = 54$ мкм и различными радиусами $R = 27, 34, 37, 43, 50$ и 55 мкм. U_{th} – пороговое напряжение смены режима вращения цепочки дисклинаций на циклический процесс распада дефекта с $m = 2$ на две дисклинации с $m = 1$ при возрастании электрического поля для капель размером $R/P \sim 1$.

Таким образом, в обоих случаях при достижении значения напряжения $U > 2 V$ частота вращения линейно растет с напряжением, что соответствует выражению (7), в котором для постоянного поля остается только линейный член (механизм флексоэффекта), а в случае переменного – возможно линейная и квадратичная части (электроконвекция) [14].

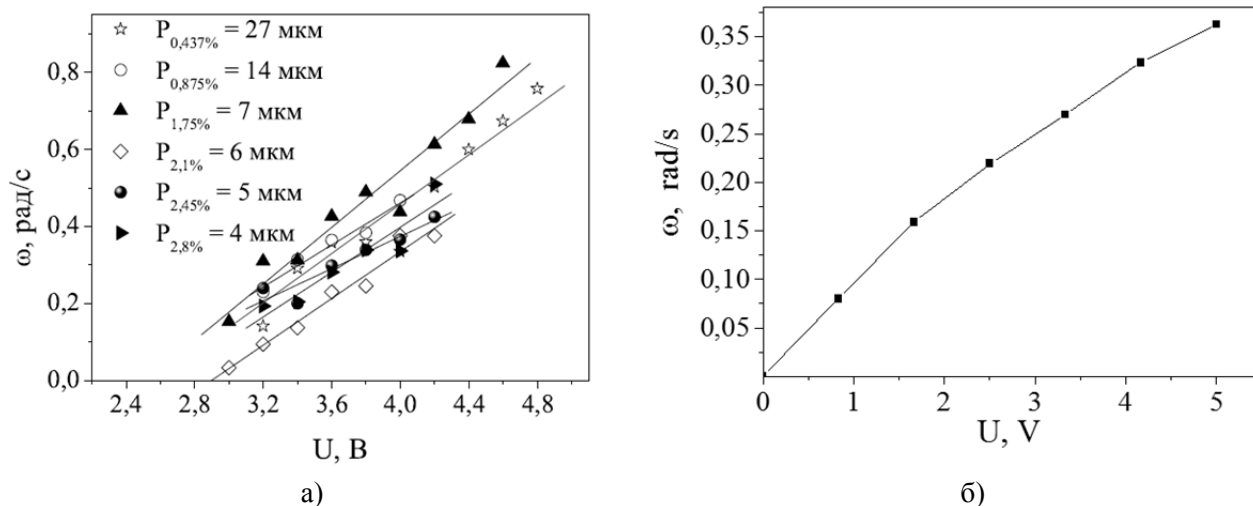


Рис. 5. Зависимости скорости вращения капли ω от приложенного постоянного напряжения U для различных значений концентрации холестерика – (а), расчетная кривая – (б).

Анализ экспериментальных данных, в частности рис. 3, 4 и 5а, совместно с модельными расчетами рис. 5б приводит к выводу, что основным действующим механизмом вращения капель является флесоэффект, поскольку модельная линейная зависимость угловой скорости вращения от напряжения достаточно хорошо описывает экспериментальные данные согласно выражению (7).

Литература

1. O. Lehmann, Ann. Phys., 2, 649 (1900).
2. I. Gvozдовskyy and L. Lisetski, Eur. Phys. J. E, 24, 211 (2007).
3. N.V. Madhusudana and R. Pratibha, Mol. Cryst. Liq. Cryst. Lett., 5, 43 (1987).
4. О.А. Скалдин, Ю.И. Тимиров. Письма в ЖЭТФ, 90, 699 (2009).
5. N. Eber and I. Janossy. Mol. Cryst. Liq. Cryst. Lett., 72, 233 (1982).
6. P. Oswald and A. Dequidt Phys. Rev. Lett. 100, 217802 (2008); P. Oswald. EPL, 97, 36006 (2012).
7. P. Oswald and G. Poy. Phys. Rev. E 91, 032502 (2015), T. Yamamoto et. al. EPL 109, 46001 (2015).
8. О.А. Скалдин, Ю.И. Тимиров, Ю.А. Лебедев. Письма в ЖТФ **36**, 23 (2010).
9. Пикин С.А. Структурные превращения в жидких кристаллах. М.: Наука, 1981. 336 с.
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматгиз, 1978. 365 с.

11. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1996. 724 с.
12. P.G. de Gennes and J. Prost, *The Physics of Liquid Crystals*, Clarendon Press (Oxford, 1993).
13. P.G. de Gennes, *The Physics of Liquid Crystals*, Clarendon Press (Oxford 1974).
14. O.S. Tarasov, A.P. Krekhov, and L. Kramer. *Phys. Rev. E* 68, 031708 (2003).
15. J. Bajc and S. ˇZumer, *Phys. Rev. E*, 55, 2925 (1997).
16. Gottlieb, D., and Orszag, S.A., 1993, *Numerical analysis of spectral methods: theory and applications*, (Montpelier: Capital City Press).
17. C. Canuto, M.Y. Hussaini, A. Quarteroni and T.A. Zang, *Spectral methods in fluid dynamics*, Springer, (NY, 1988).
18. Ю.И. Тимиров, О.А. Скалдин, Е.Р. Гареева. *Письма в ЖТФ* 39, 2, 36 (2013)
19. C. Robinson, J.C. Ward, R.B. Beevers. *Disc. Faraday Soc.* 25, 29 (1958).
20. Y. Bouligand, F. Livolant. *J. Phys. (France)* 45, 1899 (1984).
21. F. Xu, P.P. Crooker. *Phys. Rev. E* 56, 6853 (1997).
22. N.V. Madhusudana, R. Pratibha. *Liquid Crystals* 5, 1827 (1989).
23. Л.М. Блинов. *Электро- и магнитооптика жидких кристаллов*. Наука, М. (1978). 384 с.