

О МЕХАНИЗМАХ ВРАЩАТЕЛЬНОЙ ДИНАМИКИ КАПЕЛЬ КИРАЛЬНЫХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

О. А. Скалдин, О. С. Тарасов, Ю. И. Тимиров, Е. Р. Басырова*

*Институт физики молекул и кристаллов Уфимского научного центра Российской академии наук
450075, Уфа, Россия*

Поступила в редакцию 7 апреля 2017 г.

Методом поляризационной оптической микроскопии экспериментально исследована динамика ориентационной структуры капель нематохолестерика, находящихся в изотропной среде под действием постоянного и переменного электрических полей. Теоретически показано, что динамика вращательных процессов такого рода систем определяется электроконвективными процессами, развивающимися вследствие наличия флексоэлектрической поляризации, связанной с начальной конфигурацией поля директора в каплях. Экспериментально установлено, что наличие линейной и квадратичной областей зависимости скорости вращения капель от напряжения электрического поля находят объяснение в рамках упомянутых механизмов. Численное моделирование на основе развитого подхода дает хорошее согласие с экспериментальными данными.

DOI: 10.7868/S0044451018020128

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование структуры и физических свойств неупорядоченных дисперсных систем различных типов на основе жидких кристаллов (ЖК) является одной из актуальных задач в области кристаллофизики и физики конденсированных сред. Интерес к этим объектам обусловлен тем, что ЖК обладают необычными, а в ряде случаев уникальными электрооптическими и механическими свойствами по сравнению с традиционными оптическими материалами. Кроме того, в составе микродисперсных систем ЖК имеют многочисленные сложные ориентационные структуры, часто включающие топологические дефекты [1–3], которые легко контролируются изменением материальных параметров, граничных условий и внешних воздействий (электрические и световые сигналы, механические, тепловые и магнитные воздействия). Не менее важен прикладной аспект исследований, поскольку открываются возможности создания новых функциональных композиционных материалов на основе дисперсных ЖК-систем для оптоэлектроники, дисплейной тех-

ники, регистрирующей среды и информационных технологий [4–7].

В настоящее время наиболее полно исследованными являются структуры и свойства дисперсных систем, которые представляют собой взвеси ЖК-капель в полимерной матрице [1, 5, 7–9], в пористых стеклах и пленках [10], ЖК-эмульсии и гели [1, 8]. Но в последние годы больший интерес проявляется к дисперсным системам, представляющим собой взвеси капель ЖК в изотропной жидкости [11–13]. Эти системы более просты в приготовлении, но менее исследованы, и поэтому изучение свойств и структурных изменений в каплях ЖК (микронных и субмикронных размеров) при внешних воздействиях представляется важной задачей этого направления.

Следует отметить, что основные типы структур нематических ЖК-капель и, соответственно, переходы между ними достаточно хорошо изучены [2] по сравнению с киральными системами или холестерическими ЖК, в которых наличие спирально-скрученной надмолекулярной структуры данной фазы определяет ряд ее уникальных свойств. Примером такой среды могут служить нематохолестерик и дисперсная система капель на его основе, где значительную роль начинают играть граничные эффекты. Последнее обстоятельство

* E-mail: timirov@anrb.ru

ство должно способствовать инициированию интересных структурно-ориентационных превращений в каплях под действием электрических полей: например, циклических процессов, период которых значительно отличается в сторону увеличения по отношению к периоду воздействующего переменного электрического поля [14], и, что совсем нетривиально, вращения капель в постоянном электрическом поле [15]. В связи с этим актуальным представляется детальное исследование механизмов вращательной динамики капель в электрических полях на основе слабокиральных ЖК, диспергированных в изотропной жидкости, и использование адекватных теоретических моделей для анализа полученных экспериментальных результатов с целью установления механизмов, лежащих в основе этой динамики.

Первые экспериментальные наблюдения капельных дисперсий ЖК в изотропной среде были проведены Леманом [16] еще в конце 19 века. Было обнаружено большое разнообразие наблюдаемых структур различной симметрии как статического, так и динамического типа (вращение ЖК-капель), развивающихся в поле градиента температуры [17, 18]. Явление вращения ЖК-капель наблюдалось также и в электрическом поле [19, 20]. Природа этих эффектов интерпретировалась как проявления термо- и электромеханических механизмов, присущих киральным ЖК-системам [21, 22]. Однако в работе [23] было теоретически показано, что поступательное движение «холестерических пальцев» в электрическом поле может быть инициировано электрогидродинамической неустойчивостью с учетом флексоэлектрического механизма, которая применима для объяснения эффекта вращения капель в смеси нематохолестерика.

Таким образом, несмотря на наличие теоретических моделей механизмов эффекта вращения ЖК-капель в электрическом поле, однозначного ответа о его физическом механизме нет. Это связано в том числе и с недостатком экспериментальных данных, включающих определение влияния степени киральности ЖК-среды и размеров капель на характер вращения. Целью настоящей работы является экспериментальное и теоретическое объяснение механизма вращательной динамики нематохолестерических капель ЖК (НХЖК) в электрическом поле.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве образцов для исследования выбрана смесь на основе нематического ЖК *n*-(4-метокси-

безилиден)-4-бутиланилина (МББА) и холестерического ЖК — холестерилхлорида (ХХ) в диапазоне от 0.05 до 2.8 вес. %, так что значения равновесного шага P спирали в этих смесях составляли соответственно от 238 до 4 мкм. Для этих смесей с проводимостью $\sigma \approx 2.75 \cdot 10^{-9} \text{ (Ом} \cdot \text{м)}^{-1}$ времена релаксации наведенного заряда составляют $\tau_q \approx 1.7 \cdot 10^{-2}$ с. Шаг спирали полученных смесей определялся по методу, описанному в работе [24]. Ячейка с толщиной ЖК-слоя 25 ± 0.3 мкм размещалась на термостоліке HCS250 (Instec, США) с термостабилизацией лучше 0.01 °С. Толщины образцов измерялись интерференционным методом на основе оптоволоконного спектрометра USB-650 (Ocean Optics Ltd., USA) с точностью 0.3 мкм. Термостолік располагался на вращающемся предметном століке поляризационно-оптического микроскопа AxioImager A1 (Carl Zeiss, Германия). Для получения капель в изотропном окружении ЖК-ячейка перегревалась для полного перехода ЖК в изотропное состояние, затем медленно охлаждалась до появления зародышей мезофазы, которые по мере охлаждения укрупнялись до образования ЖК-капель необходимого размера. Величина получаемых капель варьировалась охлаждением или нагревом ячейки. Измерения электрооптических характеристик проводились в проходящем свете в режиме скрещенных призм Николя.

Объектом исследования являются свободно взвешенные и сплюснутые ЖК-капли, диспергированные в изотропном расплаве. Размеры капель измерялись с помощью программного пакета AxioVision (Carl Zeiss, Германия) со встроенной системой определения размеров объекта. Точность определения размеров капель была порядка 1 мкм. 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 либо переменное электрическое напряжение U частотой $f = 50$ Гц при помощи генератора сигналов специальной формы SFG-3015 (GW Instek, Тайвань) с пределом абсолютной погрешности $\pm(0.05U + 0.05)$ В в диапазоне частот от 10 Гц до 1 МГц, либо постоянное электрическое поле от источника GPS-3303 (GW Instek, Тайвань) с дискретностью установки уровня выходного напряжения 0.01 В.

Для измерения динамических характеристик капель НХЖК, таких как скорость вращения, применялась следующая методика. Полученная видеоза-

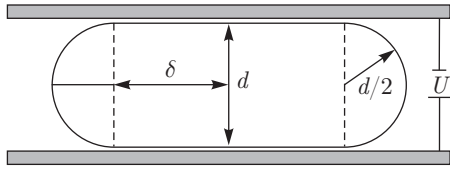


Рис. 1. Схематическое изображение сплюснутой ЖК-капли ($R = \delta + d/2$ – радиус капли)

пись с экспериментальными данными открывалась в специализированной программе обработки видеопотока, где осуществлялась покадровая развертка. Для определения периода вращения фиксировалось начальное положение со временем t_1 , после прохождения полного периода 2π фиксировалось конечное время t_2 . Отношение полного периода к разности времен $T = t_2 - t_1$ определяло угловую скорость вращения $\omega = 2\pi/T$ рад/с с точностью $\Delta t = 0.01$ с.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДИНАМИКИ СПЛЮЩЕННОЙ КАПЛИ

В качестве модельного объекта исследования рассматривается сплюснутая НХЖК-капля в изотропном окружении между двумя бесконечными параллельными пластинами (рис. 1).

Геометрия задачи рассматривается в цилиндрической системе координат. Ось z перпендикулярна к ограничивающей пластине образца, т. е. направлена вдоль оси спирали в центральной части капли, r и φ – соответственно радиальная и азимутальная координаты. Начало координат находится в центре капли. Размер НХЖК-капли определяется радиусом δ и высотой d центральной плоской (цилиндрической) части. Тороидальная часть капли имеет внутренний радиус $d/2$ и внешний радиус δ . Прикладывается постоянное электрическое поле \mathbf{E} , направленное вдоль оси z и имеющие компоненты $(0, 0, E)$.

Для описания физического процесса динамики НХЖК-капель в изотропной среде в постоянном электрическом поле используются дифференциальные уравнения континуальной теории механики анизотропной жидкости [21, 25, 26] с учетом флексоэлектрического эффекта, рассмотренного в работе [23] для случая динамики холестерических пальцев.

В силу сложности геометрии задачи и громоздкости уравнений аналитический расчет невозможен, и задача решается численно. Вводятся безразмерные переменные

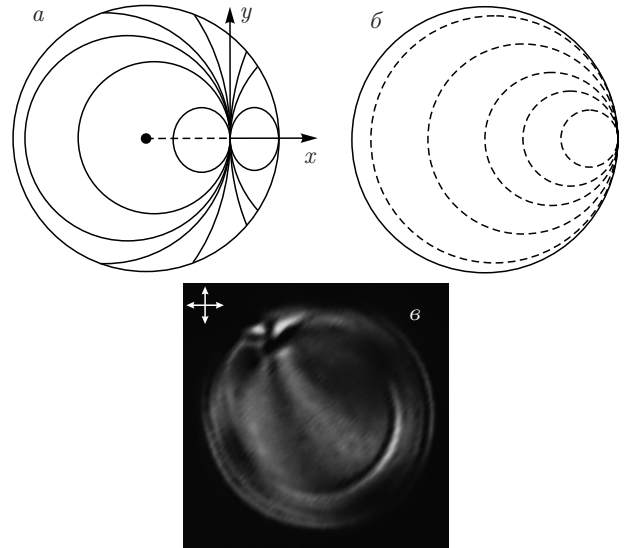


Рис. 2. а) Модельное распределение поля директора внутри сферической холестерической ЖК-капли (модель Франка – Прайса). б) Монополярная структура капли с точечным дефектом на поверхности, соответствующая распределению директора в плоскости сечения, проходящей через центр холестерической ЖК-капли. в) Изображение капли НХЖК с шагом спирали $P = 54$ мкм (радиус капли $R \approx 50$ мкм) при скрещенных призмах Николя

$$\begin{aligned} r &= \tilde{r}\delta, & z &= \tilde{z}d, & v_{r,\varphi} &= \tilde{v}_{r,\varphi} \frac{\delta}{\tau}, \\ v_z &= \tilde{v}_z \frac{d}{\tau}, & E &= \tilde{E} \frac{U_F}{d}, \end{aligned} \quad (1)$$

где $U_F = \sqrt{K_{el}/\epsilon_0}$ – напряжение, соответствующее переходу Фредерикса, K_{el} – коэффициент упругости Франка, $\tau = \eta d^2/K_{el}$ – время релаксации директора, $\eta = \alpha_4/2$ – коэффициент вязкости. Тогда электрогидродинамические уравнения можно записать в таком же виде, как и в работе [23], но с другими безразмерными коэффициентами.

Деформационное поле директора в капле (как показано на рис. 2) создает объемные заряды, которые связаны с индуцированием флексоэлектрической поляризации \mathbf{P}^{fl} , что приводит к появлению силы $\rho_{el}\mathbf{E}$ в уравнениях Навье–Стокса (ρ_{el} – плотность электрического заряда). Скорости на поверхностях вращающихся капель в экспериментах [19, 20] не превышали 1 мкм/с и типичными напряжениями были 2–4 В, которые по величине в 2–3 раза меньше, чем пороговое напряжение для электроконвекции в ЖК по механизму Карра-Хельффриха [21]. Таким образом, можно предположить, что скорости, индуцированные внутри НХЖК-капель, малы по сравнению со скоростями, вызываемыми электроконвекцией, и это позволяет искать решения электрогидродинамических уравнений в рамках теории возму-

щений, где малым параметром является проводимость σ :

$$\begin{aligned}\mathbf{n} &= \mathbf{n}_0 + \mathbf{n}_1 + \dots, \\ \mathbf{v} &= \mathbf{v}_1 + \dots, \\ \rho_{el} &= \rho_{el1} + \dots, \\ \mathbf{E} &= \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1 + \dots\end{aligned}\quad (2)$$

Тогда уравнение Навье–Стокса с учетом новых переменных (1) в явном виде в цилиндрических координатах примет следующий вид:

$$\begin{aligned}\left(\Delta v_{r1} - \frac{v_{r1}}{r^2} - \frac{2}{r^2}v_{\varphi 1, \varphi}\right)_{,z} - \\ - \varpi^2 \Delta v_{z1, r} = b^4 E_0 \rho_{el1, r}, \\ \left(\Delta v_{\varphi 1} - \frac{v_{\varphi 1}}{r^2} + \frac{2}{r^2}v_{r1, \varphi}\right)_{,z} - \\ - \varpi^2 \Delta v_{z1, \varphi} = b^4 E_0 \rho_{el1, \varphi},\end{aligned}\quad (3)$$

где $\varpi = d/\delta$,

$$\begin{aligned}b^4 = \frac{d^4}{\delta^2 \xi_{fl} \xi_F}, \quad \xi_{fl} = \sqrt{\frac{K_{el}}{\varepsilon_0 E_{fl}^2}}, \quad \xi_F = \sqrt{\frac{K_{el}}{\varepsilon_0 E_F^2}}, \\ E_{fl} = \frac{e_{11}}{\varepsilon_0 d}, \quad E_F = \frac{U_F}{d},\end{aligned}\quad (4)$$

e_{11} — флексоэлектрический коэффициент.

Уравнения (3) дополняются условием несжимаемости:

$$\frac{1}{r}(rv_{r1})_{,r} + \frac{1}{r}v_{\varphi 1, \varphi} + v_{z1, z} = 0. \quad (5)$$

Выражение для плотности электрического заряда имеет вид

$$\rho_{el} = e_{fl} \nabla \cdot \left\{ \mathbf{n}_0 (\nabla \cdot \mathbf{n}_0) + \frac{e_3}{e_1} (\mathbf{n}_0 \cdot \nabla) \mathbf{n}_0 \right\}. \quad (6)$$

В нем отсутствует частотно-зависимая часть плотности флексозаряда [23], которая пропорциональна $(1 + \omega^2 \tau_q^2)^{-1}$. В общем случае можно теоретически показать, что частотно-зависимой частью этого выражения можно вообще пренебречь вне зависимости от условий эксперимента [27], тем более, что $\omega^2 \tau_q^2 \gg 1$ при частоте электрического напряжения $f \approx 50$ Гц, рассматриваемой в данной работе. Теория, изложенная в работе [23], вполне может быть применима для времен релаксации $\tau_q = \varepsilon_0 \varepsilon_{\perp} / \sigma_{\perp} \approx \approx 10^{-3}$ и выше (σ_{\perp} и ε_{\perp} — перпендикулярные составляющие электропроводности и диэлектрической проницаемости). Однако для $\tau_q \ll 10^{-3}$ данное приближение не будет справедливо по двум причинам. Во-первых, теория возмущений, с помощью которой решается система уравнений, использует в качестве малого параметра разложения проводимость

σ среды, а во-вторых, подход развитый в работе [23] и, соответственно, в данной работе, основан на биполярной электродиффузионной модели электроконвекции нематиков [28], которая, естественно, ограничена по временам ионной релаксации, связанной с их подвижностью.

Неоднородные линейные уравнения (3) и (5) для \mathbf{v}_1 зависят от статического распределения директора НХЖК-капли и в общем виде имеют решение в виде [23]

$$\mathbf{v}_1 = b^4 E_0 \mathbf{f}_1 + b^4 \xi_H E_0^2 \mathbf{f}_2, \quad (7)$$

где $\xi_H = \sigma_a / \sigma_{\perp} - \varepsilon_a / \varepsilon_{\perp}$ — параметр Хельфриха для МББА ($\xi_H = 0.1-0.5$), σ_a и ε_a — анизотропия этих величин, функция \mathbf{f}_1 зависит только от статического распределения директора НХЖК-капли и флексоэлектрического коэффициента, а \mathbf{f}_2 зависит также от соотношения флексоэлектрических коэффициентов e_3/e_1 .

Статическая конфигурация директора внутри капли, в принципе, может быть получена путем решения уравнения для поля для директора нулевого порядка, что является сложной задачей. Поэтому вместо этого будет использована приближенная аналитическая модель. Уравнение для директора первого порядка имеет вид [23]:

$$\begin{aligned}\underline{\underline{\delta_0^{\perp}}} \mathbf{h}_1^r + \underline{\underline{\delta_1^{\perp}}} \mathbf{h}_0^r = (\omega \partial_{\varphi} + \mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \mathbf{n}_0 - \\ - \mathbf{\Omega}_1 \times \mathbf{n}_0 + \gamma_2 \underline{\underline{\delta_0^{\perp}}} \underline{\underline{A_1}} \mathbf{n}_0,\end{aligned}\quad (8)$$

где \mathbf{v}_1 — скорость возмущений, $\gamma_2 = \alpha_6 - \alpha_5$ — коэффициент «вращательной» вязкости, величины \mathbf{h}_0^r и $\underline{\underline{\delta_0^{\perp}}}$ включают в себя только \mathbf{n}_0 , а $\underline{\underline{\delta_1^{\perp}}}$ зависят от возмущенного директора \mathbf{n}_1 , $\mathbf{\Omega}_1 = \nabla \times \mathbf{v}_1 / 2$ — скорость локального вращения жидкости, $\underline{\underline{A_1}} = \nabla \cdot \mathbf{v}_1 / 2$ — тензор гидродинамических напряжений. Нижние подчеркивания введены для снятия загромождения индексами; например, $A_{1i,j} \equiv \underline{\underline{A_1}}$.

Для однородного случая уравнение (8) примет вид

$$\underline{\underline{\delta_0^{\perp}}} \mathbf{h}_1^r + \underline{\underline{\delta_1^{\perp}}} \mathbf{h}_0^r = 0 \quad (9)$$

и имеет решение, которое соответствует вращению директора. Линейный оператор в уравнении (9) самосопряжен. Условие получения нетривиального решения уравнения (8),

$$\begin{aligned}\left\langle \frac{\partial \mathbf{n}_0}{\partial \varphi} \cdot [(\omega \partial_{\varphi} + \mathbf{v}_1 \cdot \nabla) \mathbf{n}_0 - \\ - \mathbf{\Omega}_1 \times \mathbf{n}_0 + \gamma_2 \underline{\underline{\delta_0^{\perp}}} \underline{\underline{A_1}} \mathbf{n}_0] \right\rangle = 0,\end{aligned}\quad (10)$$

дает выражение для скорости ω вращения:

$$\omega = b^4 E_0 \frac{I_1}{I_0 + I_2} + b^4 \xi_H E_0^2 \frac{I_3}{I_0 + I_2}, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} I_0 &= \langle \mathbf{n}_{0,\varphi} \cdot \mathbf{n}_{0,\varphi} \rangle, & I_1 &= \langle \mathbf{n}_{0,\varphi} \cdot \mathbf{g}_1 \rangle, \\ I_2 &= \langle \mathbf{n}_{0,\varphi} \cdot \mathbf{g}_2 \rangle, & I_3 &= \langle \mathbf{n}_{0,\varphi} \cdot \mathbf{g}_3 \rangle. \end{aligned} \quad (12)$$

Интегралы (12) вычисляются численно, если известны распределение директора \mathbf{n}_0 и его производные; функции \mathbf{g}_i выражаются алгебраически через \mathbf{f}_i путем подстановки выражения (7) в (10), функции \mathbf{f}_i находятся из численного решения уравнений (3) и (5), скалярное произведение определяется как $\langle \mathbf{a} \cdot \mathbf{b} \rangle = \iint (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}) r dr d\varphi dz$.

При соответствующей базовой конфигурации директора электрогидродинамическая модель позволяет рассчитать скорость вращения НХЖК-капли в электрическом поле численно.

Численный расчет распределения поля директора в НХЖК-каплях в трехмерной модели представляет собой нетривиальную задачу. Основная проблема состоит в наличии дефектов, которые требуют использования тензорного параметра порядка, что приводит к значительному увеличению количества уравнений. С другой стороны, существуют приближительные аналитические модели, описывающие распределение директора в нематических и холестерических каплях, встроенных в различные среды, например, в полимерную матрицу. В данной работе используется модель поля директора, рассмотренная в работе [29] для сферической холестерической ЖК-капли под влиянием постоянного электрического поля. В этом случае в центральной части капли распределение директора имеет вид

$$\begin{aligned} \mathbf{n} &= \frac{\rho_N^2 \cos(\varphi + qz) - \cos(\varphi - qz) + 2\rho_N \sin(qz)}{1 + \rho_N^2 - 2\rho_N \sin \varphi} \cdot \mathbf{e}_r + \\ &+ \frac{\rho_N^2 \sin(\varphi + qz) + \sin(\varphi - qz) - 2\rho_N \cos(qz)}{1 + \rho_N^2 - 2\rho_N \sin \varphi} \cdot \mathbf{e}_\varphi, \end{aligned} \quad (13)$$

где $\rho_N = r\eta(z)$, $\eta(z) \equiv 2/(2 + \varpi\pi|z|)$, $q = 2\pi/P$ — волновой вектор холестерической спирали.

Для того чтобы упростить задачу и снизить технические требования, в дальнейшем рассматривается только центральная часть капли. Это означает, что нужно решать уравнения (3) и (5) внутри цилиндра высотой d и радиусом δ .

Линеаризованные уравнения Навье–Стокса (3) вместе с условием несжимаемости (5) решаются с использованием метода Галеркина [30], т. е. компоненты скорости записываются следующим образом:

$$v_{s1} = \sum_{i=1}^{N_r} \sum_{j=1}^{N_\varphi} \sum_{k=1}^{N_z} a_{ijk}^s f_i^s(r) g_j^s(\varphi) p_k^s(z), \quad (14)$$

$s = r, \varphi, z,$

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

Граничные условия для скорости выбираются таким образом, чтобы скорость обращалась в нуль на поверхности цилиндра: $\mathbf{v}_1 = 0$, $z = \pm 1/2$ и $r = 1$. Тогда соответствующие пробные функции имеют вид

$$\begin{aligned} f_i^s(r) &= T_{i-1}(2r - 1), \\ p_k^s(z) &= \begin{cases} \cos(k\pi z), & k = 1, 3, 5 \dots, \\ \sin(k\pi z), & k = 2, 4, 6 \dots, \end{cases} \end{aligned} \quad (15)$$

где $s = r, \varphi, z$, а T_i — полиномом Чебышева. В азимутальном направлении скорость разлагается в ряд Фурье:

$$g_j^{r,\varphi,z}(\varphi) = \begin{cases} \sin([j+1]/2\varphi), & j = 1, 3, 5 \dots, \\ \cos(j/2\varphi), & j = 2, 4, 6 \dots \end{cases} \quad (16)$$

Кроме того, из-за особенности цилиндрической системы координат в начале координат должны быть использованы следующие условия [29]:

$$\left. \frac{\partial \mathbf{v}_1}{\partial \varphi} \right|_{r=0} = 0, \quad (17)$$

или (в компонентах)

$$\begin{aligned} v_{r1,\varphi} - v_{\varphi 1} &= 0, \\ v_{r1} + v_{\varphi 1,\varphi} &= 0, \\ v_{z1,\varphi} &= 0. \end{aligned} \quad (18)$$

Подставляя разложение (14) в уравнения (3) и (5) с использованием пробных функций (15) и (16), получаем неоднородную систему линейных алгебраических уравнений. Затем, решая уравнение (10), находим скорость вращения капли ω (11).

Основным источником численных ошибок является выбор значений параметров в N_r , N_φ и N_z в приближенном методе Галеркина (14), что в данном случае дает относительную погрешность 20%. Расчеты были выполнены для $N_r = N_\varphi = N_z = 5$ при следующих материальных параметрах:

$$\delta = 15 \cdot 10^{-6} \text{ м}, \quad d = 25 \cdot 10^{-6} \text{ м}, \quad U_F = 0.75 \text{ В},$$

$$K_{el} = 5 \cdot 10^{-12} \text{ Н}, \quad \alpha_4 = 82.6 \cdot 10^{-3} \text{ Н} \cdot \text{с}/\text{м}^2,$$

$$e_{11} = -9.5 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}/\text{м}, \quad e_{33} = -13.5 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}/\text{м},$$

$$e_{fl} = -17.19 \cdot 10^{-12} \text{ Кл}/\text{м}, \quad \sigma_a = 1.27 \cdot 10^{-7} (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1},$$

$$\sigma_\perp = 2.75 \cdot 10^{-7} (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}, \quad \varepsilon_a = -0.53, \quad \varepsilon_\perp = 5.4.$$

Таким образом, согласно выражениям (7) и (11), зависимость угловой скорости вращения капель от электрического поля содержит как линейный, так и квадратичный член, а константы при них содержат флексокоэффициенты. Следует отметить, что оба вклада имеют электрогидродинамическую природу, а численное соотношение между линейным и квадратичным вкладами составляет $\xi_H^{-1} \approx 5$, т. е. при небольших напряжениях квадратичным членом можно пренебречь.

4. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Определение механизмов вращения дисперсных капель ЖК в электрическом поле является непростой задачей, так как в этом процессе могут быть задействовано несколько механизмов: электромеханический, электроконвективный с учетом флексоэффекта. Первый случай, т. е. гипотетический, базируется на представлении связи угла φ вращения директора и внешнего электрического поля E через так называемый электромеханический коэффициент ν_e :

$$\varphi = q_0 z + \frac{\nu_e E t}{\gamma_1},$$

где q_0 — волновой вектор киральной смеси, γ_1 — коэффициент вязкости. Отсюда для угловой скорости вращения получаем

$$\omega = \frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\nu_e E}{\gamma_1}.$$

Из этого выражения следует, что скорость вращения директора линейно зависит от приложенного напряжения и не зависит ни от размеров капли, ни от величины волнового вектора. Это является существенным моментом при решении вопроса о механизме вращения ЖК-капель в электрическом поле.

Покажем, что эффект вращения НХЖК-капель в постоянном электрическом поле, которое интерпретировалось авторами работ [19, 20] как проявление электромеханического эффекта, может быть объяснен в рамках электрогидродинамического подхода, основанного на динамике индуцированных зарядов в деформированном поле директора вследствие наличия флексоэлектрической поляризации. Для этого проанализируем зависимости угловой скорости вращения от величины приложенного постоянного электрического напряжения, волнового вектора q спиральной структуры капель и размера R капель.

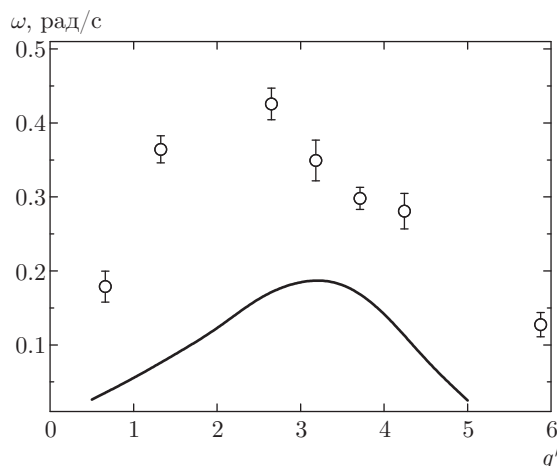


Рис. 3. Экспериментальная и расчетная зависимости угловой скорости вращения капель НХЖК от величины приведенного волнового вектора $q' = q/q_0$, где $q = 2\pi/P$ — волновой вектор спиральной структуры капли НХЖК, определяемой холестерическими добавками, а $q_0 = 2\pi/d$. Сплошная линия соответствует расчетным данным

Во-первых, согласно теории, скорость вращения капель меняет знак в зависимости от величины волнового вектора q спирали. Для левоскрученных киральных ЖК капли вращаются по часовой стрелке (если смотреть вдоль направления поля \mathbf{E} , т. е. $\omega > 0$), а для правоскрученных — против часовой стрелки, $\omega < 0$. Рассматриваемые в данной работе НХЖК-капли являются левоскрученными ЖК и, следовательно, $\omega > 0$, что подтверждают полученные результаты (рис. 3). Кроме того, численный расчет зависимости угловой скорости вращения от величины волнового вектора спирали в капле q (рис. 3) находит достаточно хорошее соответствие с аналогичной экспериментальной зависимостью (рис. 3).

Во-вторых, экспериментально наблюдаемая зависимость величины угловой скорости вращения капли линейно зависит от электрического поля (рис. 4а), что качественно согласуется с результатами численного расчета (рис. 4б) и соответствует первому слагаемому выражения (11), связанному с флексоэлектрическим эффектом.

В-третьих, также были получены экспериментальные зависимости угловой скорости вращения капель от их радиуса (рис. 5а), которые находятся в хорошем согласии с расчетными данными (рис. 5б). Здесь следует также отметить, что в рамках механизма электромеханической связи соответствующая зависимость от размера капель отсутствует [20].

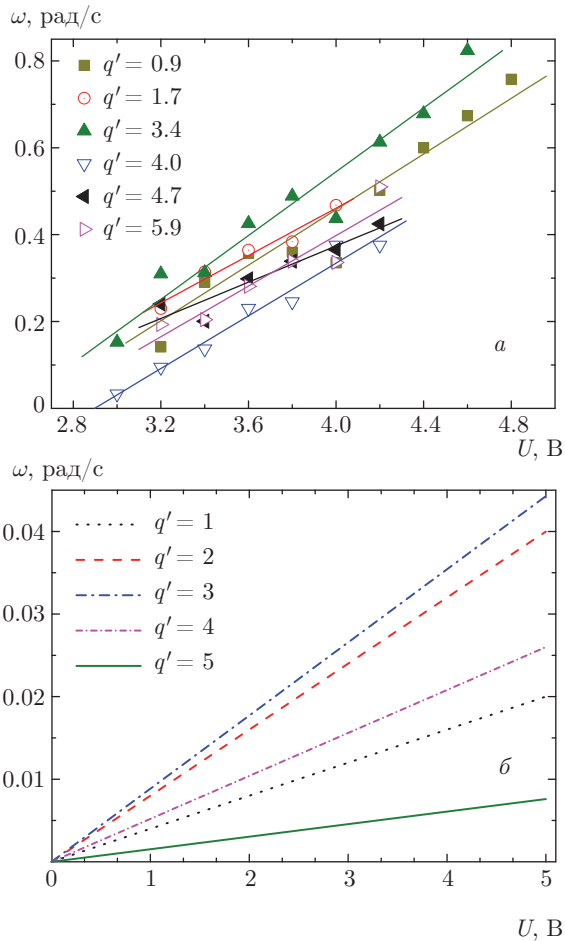


Рис. 4. (В цвете онлайн) Экспериментальные (а) и расчетные (б) зависимости угловой скорости ω вращения капель НХЖК от приложенного напряжения U для различных значений q'

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в основе наблюдаемого эффекта лежит, по-видимому, механизм электрогидродинамической (ЭГД) неустойчивости, которая развивается из-за присутствия в объеме капли связанных флексозарядов благодаря сильной деформации ориентационного поля директора, особенно вблизи дефектов, что основано на трех экспериментальных зависимостях (см. рис. 3, 4, 5а), хорошо совпадающих с рассчитанными численно (см. рис. 3, 4б, 5б).

Что касается уменьшения порога электроконвекции, то оно связано, как нам представляется, с тем, что равновесная структура капли — искривленные холестерические плоскости — обеспечивает наличие областей стекания зарядов (как положительных, так и отрицательных) для сколь угодно ма-

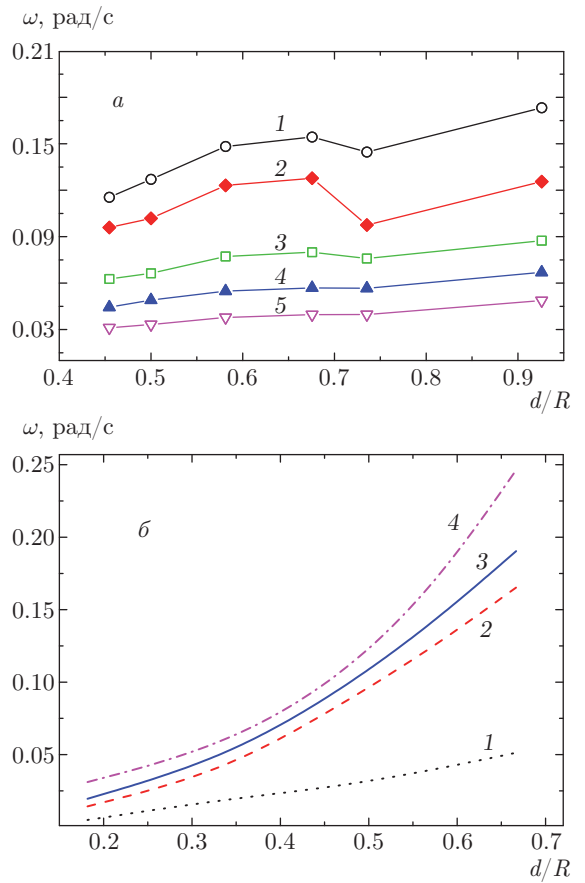


Рис. 5. Зависимости угловой скорости вращения капель НХЖК от d/R : а — экспериментальные кривые, построенные при напряжениях $U = 4.5$ В (1), 4.0 В (2), 3.3 В (3), 2.8 В (4), 2.4 В (5); б — расчетные данные при значениях напряжения $U = 1$ В (1), 2 В (2), 3 В (3), 4 В (4)

лых напряжений, т. е. из выражения для порогового значения поля ЭГД-конвекции как бы вычитается упругая составляющая. Подобное поведение обнаружено у так называемых холестерических пальцев — сложных структур, возникающих в области перехода нематик-холестерик [23]. Холестерические пальцы поступательно двигаются в электрическом поле (в постоянном или переменном в зависимости от симметрии ориентационного поля холестерических пальцев) при напряжениях, значительно меньших напряжения ЭГД-неустойчивости.

Существенно и то, что механизмы, обсуждаемые в данной работе, при детальном рассмотрении обнаруживают определенное сходство с механизмом ЭГД-неустойчивости в изотропной фазе, сопутствующей электроконвекции в анизотропных каплях, сформированных внутри изотропного

массива нематохолестерического образца. Последнее подтверждается наличием конвективного движения микрочастиц. Но принципиальная особенность исследуемого эффекта состоит в том, что вращение оси холестерической фазы в анизотропной капле не чувствительно к смене знака прикладываемого электрического поля. Это указывает на то, что моменты сил, приводящих к вращению капли, содержат четные степени напряженности электрического поля, что характерно для ЭГД-эффекта, который по электрическому полю квадратичен.

Кроме того, следует отметить, что скорость вращения капли существенно зависит от волнового вектора q закрученности, т.е. от концентрации холестерика (см. рис. 4 и 5), причем максимум имеет место при $q \sim q_0$. Такая зависимость также указывает на ЭГД-природу вращения капель, поскольку моменты сил, действующих на ЖК со стороны электрического поля в механизме Карра–Хелфриха, квадратичны по градиентам ориентационного поля, а вязкие моменты, с учетом градиентов скорости жидкости, содержат фактически более высокие степени таких градиентов. Поэтому при более сильных закрутках ЖК вращение капель подавляется вязкостью, а при слабых уже нивелируется влияние холестерической составляющей ЖК.

Авторы благодарят А. П. Крехова за полезные советы и обсуждения. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 15-02-09366) и стипендии Президента РФ (СП-183.2016.1). В экспериментальных исследованиях использовалось оборудование ЦКП «Спектр» ИФМК УНЦ РАН и РЦКП «Агидель».

ЛИТЕРАТУРА

- G. P. Crawford and S. Zumer *Liquid Crystals in Complex Geometries*, Taylor & Francis Publ., London (1996).
- Г. Е. Воловик, О. Д. Лаврентович, ЖЭТФ **85**, 1983 (1997) [G. E. Volovik and O. D. Lavrentovich, Sov. Phys. JETP **58**, 1159 (1983)].
- М. В. Курик, О. Д. Лаврентович, УФН **154**, 381 (1988) [M. V. Kurik and O. D. Lavrentovich, Sov. Phys. Usp. **31**, 196 (1988)].
- H. G. Graighead, J. Cheng, and S. Hackwood, Appl. Phys. Lett. **40**, 22 (1982).
- Г. М. Жаркова, А. С. Сонин, *Жидкокристаллические композиты*, Наука, Новосибирск (1994).
- P. S. Drzaic, *Liquid Crystal Dispersions*, World Sci., Singapore (1995).
- J. W. Doane, A. Golemme, J. L. West, J. B. Whitehead, and B. G. Wu, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **165**, 511 (1988).
- S. J. Klosowicz and J. Zmija, Opt. Eng. **34**, 3440 (1995).
- О. О. Прищепа, А. В. Шабанов, В. Я. Зырянов, А. М. Паршин, В. Г. Назаров, Письма в ЖЭТФ **84**, 723 (2006) [O. O. Prishchepa, A. V. Shabanov, V. Ya. Zyryanov, A. M. Parshin, and V. G. Nazarov, JETP Lett. **84**, 607 (2007)].
- D. Semerenko, D. Smeliova, S. Pasechnik, A. Murau-skii, V. Tsvetkov, and V. Chigrinov, Opt. Lett. **35**, 2155 (2010).
- Ю. И. Тимиров, О. С. Тарасов, О. А. Скалдин, Письма в ЖТФ **33**, 55 (2007) [Yu. I. Timirov, O. S. Tarasov, and O. A. Skaldin, Tech. Phys. Lett. **33**, 209 (2007)].
- О. А. Скалдин, Ю. И. Тимиров, Письма в ЖЭТФ **90**, 699 (2009) [O. A. Skaldin and Yu. I. Timirov, JETP Lett. **90**, 633 (2009)].
- Г. И. Максимочкин, С. В. Пасечник, А. В. Лукин, Письма в ЖТФ **41**, 25 (2015) [G. I. Maksimochkin, S. V. Pasechnik, and A. V. Lukin, Tech. Phys. Lett. **41**, 676 (2015)].
- Ю. И. Тимиров, О. А. Скалдин, Е. Р. Басырова, Ю. А. Лебедев, ФТТ **57**, 1863 (2015) [Yu. I. Timirov, O. A. Skaldin, E. R. Basyrova, and Yu. A. Lebedev, Phys. Solid State **57**, 1912 (2015)].
- Ю. И. Тимиров, О. А. Скалдин, Е. Р. Басырова, Письма в ЖТФ **41**, 62 (2015) [Yu. I. Timirov, O. A. Skaldin, and E. R. Basyrova, Tech. Phys. Lett. **41**, 336 (2015)].
- O. Lehmann, Ann. Phys. **2**, 649 (1900).
- P. Oswald and A. Dequidt, Phys. Rev. Lett. **100**, 217802 (2008).
- T. Yamamoto, M. Kuroda, and M. Sano, Europhys. Lett. **109**, 46001 (2015).
- N. V. Madhusudana and R. Pratibha, Liq. Cryst. **5**, 1827 (1989).
- N. V. Madhusudana, R. Pratibha, and H. P. Padmini, Mol. Cryst. Liq. Cryst. **202**, 35 (1991).

21. P. G. de Gennes and J. Prost, *The Physics of Liquid Crystals*, Clarendon Press, Oxford (1993).
22. N. V. Madhusudana, in *Modern Topics in Liquid Crystals*, ed. by A. Buka, World Sci., Singapore (1989), p. 195.
23. O. S. Tarasov, A. P. Krekhov, and L. Kramer, *Phys. Rev. E* **68**, 031708 (2003).
24. О. А. Скалдин, Ю. И. Тимиров, Ю. А. Лебедев, Письма в ЖТФ **36**, 23 (2010) [O. A. Skaldin, Yu. I. Timirov, and Yu. A. Lebedev, *Tech. Phys. Lett.* **36**, 885 (2010)].
25. С. А. Пикин, *Структурные превращения в жидких кристаллах*, Наука, Москва (1981).
26. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Физмат, Москва (1978).
27. O. S. Tarasov, *Structural Transition and Dynamics of Liquid Crystals under Flows and Electric Fields*, PhD Thesis, University of Bayreuth (2003).
28. M. Treiber and L. Kramer, *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **261**, 311 (1995).
29. J. Bajc and S. Zumer, *Phys. Rev. E* **55**, 2925 (1997).
30. D. Gottlieb and S. A. Orszag, *Numerical Analysis of Spectral Methods: Theory and Applications*, Capital City Press, Montpellier (1993).