

ИЗМЕНЕНИЕ ФОРМЫ И НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КАПЕЛЬ НЕМАТИКА ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Б.И.Лев, В.Г.Назаренко¹⁾, А.Б.Ныч, П.М.Томчук

Институт физики НАН Украины

03039 Киев, Украина

Поступила в редакцию 17 февраля 2000 г.

Исследовано поведение капель нематического жидкого кристалла, свободно взвешенных в изотропном, жидком полимере при воздействии внешнего электрического поля. Наблюдалось гигантское изменение формы капли, равновесный вид которой приобретал форму вытянутого эллипсоида при увеличении поля. Установлены зависимости формы, критических полей от концентрации ионов в полимерной жидкости. Дано теоретическое объяснение наблюдаемого эффекта, проанализированы экспериментальные зависимости изменения размеров капли от величины приложенного электрического поля, а также определены условия потери устойчивости капли.

PACS: 61.30.-v

В последнее время широко исследуются как дисперсные, так и диспергированные жидкие кристаллы. В первую очередь это связано с получением необходимых рабочих параметров в средствах отображения информации, основным элементом которых является мезофаза. Для этого ранее был предложен целый класс веществ – полимеры, диспергированные жидкокристаллическими включениями (PDLC) [1–5]. Наряду с улучшением некоторых характеристик такие вещества имели ряд недостатков. К последним следует отнести замороженность пространственного распределения включений жидкого кристалла, а вместе с ним и невозможность перестройки структуры в системе таких макровключений. В полимерной матрице нельзя было добиться коллективного поведения системы макровключений, и в конечном итоге рабочие характеристики зависели от искусства экспериментатора получить минимальный разброс как размеров микровключений, так и их пространственного распределения. Таким образом, возникает необходимость получения сред диспергированных жидкокристаллическими включениями одинаковых размеров взвешенных в изотропной матрице с меньшей вязкостью и с возможными минимальными ограничениями движения таких макровключений. Это необходимо еще и потому, что в системе макровключений жидкого кристалла в упругой жидкой среде могут возникать структуры, обусловленные их взаимодействием как через упругое поле деформаций самой среды, так и за счет возможного появления заряда или поляризации отдельных включений [6–9]. Этого можно достичь как способом приготовления, так и действием внешнего поля с такими свойствами, которые предполагают воздействие, только на одну из подсистем. Указанные выше свойства могут быть полезными при создании сазера – когерентного излучателя звука, основным рабочим элементом которого может стать жидкий кристалл. Активной средой для сазера является жидкий диэлектрик с равномерно распределенными в нем дисперсными частицами [10–12].

¹⁾ e-mail: vnazaren@iop.kiev.ua

Таковыми частицами могут быть жидкокристаллические макровключения. Преимущества жидкокристаллических макровключений состоят, прежде всего, в том, что сама мезофаза является очень мягкой упругой системой и достаточно малое внешнее воздействие может приводить к существенному изменению как структуры в системе макровключений, так и формы отдельного макровключения. Изменение формы жидкокристаллического макровключения при внешнем воздействии представляется одним из перспективных способов генерации звука в упругой изотропной матрице.

Цель нашей работы состоит в исследовании физических причин, обуславливающих изменение формы, и определении условий неустойчивости капель нематика, свободно взвешенных в жидком изотропном диэлектрике при изменении внешнего электрического поля, а также в получении зависимости размеров и формы капли от величины приложенного поля и концентрации вводимых ионов.

Исследование равновесной формы и устойчивости незаряженных капель в однородном внешнем электрическом поле проводилось неоднократно [13–22] как экспериментально, так и теоретически, в том числе и капель жидкого кристалла [23]. Наша постановка отличается от ранее предложенных исследований тем, что мы могли изменять проводимость среды в широком диапазоне. Поведение жидкокристаллических включений, взвешенных в жидком изотропном диэлектрике, в особенности в вопросе изменения их формы тоже ранее не проводилась.

Экспериментальная постановка исследований базировалась на возможности визуального наблюдения и непосредственного измерения формы капель жидкокристаллического включения ЖК-1289 размерами от 30 до 60 μm , свободно взвешенных в жидком изотропном полимере. Ячейка состояла из двух стеклянных пластин, между которыми были расположены электроды, толщиной 0.12 mm, на расстоянии 1.2 mm друг от друга, между которыми находилась полимерная матрица с взвешенными жидкокристаллическими капельками. Измерения проводились с использованием поляризационного микроскопа при постоянной температуре.

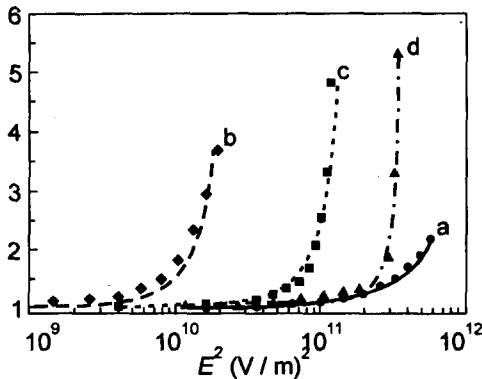


Рис.1. Графики зависимостей параметра вытягивания эллипсоида $l \equiv R_{\parallel}/R_{\perp}$ от квадрата приложенного поля для нелегированной ионами матрицы (кривая a) и для трех разных концентраций ионов (кривые b, c, d), причем концентрация дополнительных ионов возрастает: $n_{\blacklozenge} < n_{\blacksquare} < n_{\blacktriangle}$; точки — эксперимент

Экспериментальные данные по изменению формы капли, превращению сферической капельки в эллипсоид приведены зависимостью отношения полуосей эллипсоида R_{\parallel}/R_{\perp} от квадрата величины приложенного электрического поля на рис.1. Кривая a соответствует начальной низкой проводимости системы. Легирование полимерной матрицы ионными добавками приводит к резкому снижению порога неустойчивости (рис.1, кривые b, c, d). Более того, в случае легирования капля перестает быть эллипсоидальной и принимает веретенообразную форму. Фотографии формы капли

нематика в зависимости от величины приложенного электрического поля вплоть до значения $E_C \sim 3 \cdot 10^6 \text{ V/m}$, когда эллипсоидальная капля теряет устойчивость к распаду на две части, приведены на рис.2. В этом случае от полюса эллипсоида отрывается часть с не скомпенсированным зарядом, а форма капли за время $\tau \approx 0.5 \text{ s}$ релаксирует к равновесной эллипсоидальной. Обращают на себя внимание два нетривиальных факта. Первый заключается в том, что наблюдается гигантское изменение формы капли в довольно слабых полях и зависимость этого изменения от поля не носит линейного характера. Второй состоит в уменьшении величины внешнего поля для достижения тех же изменений формы при увеличении концентрации вносимых в полимерную матрицу ионов. Поэтому возникает необходимость в последовательном объяснении физических явлений, наблюдавшихся экспериментально.

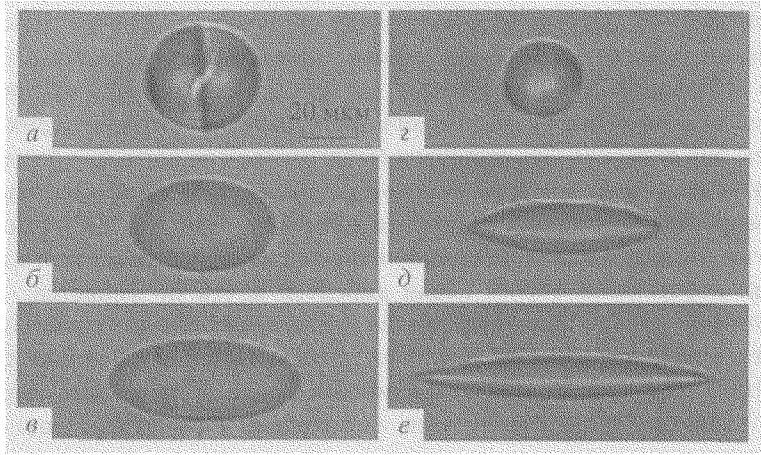


Рис.2. Фотографии капли жидкого кристалла при разных значениях приложенного поля для нелегированной ионами матрицы (a, b, c) и для легированной (d, e, f)

Теоретическое описание должно учитывать факторы поляризации дисперсной среды во внешнем электрическом поле, а также процессы, связанные с проводимостью носителей заряда. Определение равновесной формы капли должно базироваться на нахождении минимума свободной энергии макровключения во внешнем электрическом поле. Свободная энергия капли нематика состоит из трех слагаемых,

$$F = F_d + F_S + F_E, \quad (1)$$

где

$$F_d = \frac{1}{2} \int \{K_{11}(\text{div} \mathbf{n})^2 + K_{22}(\mathbf{n} \cdot \text{rot} \mathbf{n})^2 + K_{33}[\mathbf{n} \times \text{rot} \mathbf{n}]^2\} dV \quad (2)$$

– свободная энергия Франка, связанная с искажениями директора,

$$F_S = \oint \sigma dS - \oint W(\boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{n})^2 dS \quad (3)$$

– свободная поверхностная энергия, связанная с наличием поверхности, σ – коэффициент изотропного поверхностного натяжения, а W – энергия сцепления директора с

поверхностью, интегрирование ведется по замкнутой поверхности, ограничивающей каплю,

$$F_E = -\frac{1}{8\pi} \int dV \{ \epsilon_{\perp} \mathbf{E}^2 + \Delta\epsilon (\mathbf{E} \cdot \mathbf{n})^2 - \epsilon_0 \mathbf{E}^2 \} \quad (4)$$

– часть свободной энергии, обусловленная приложенным электрическим полем, где ϵ_{\parallel} , ϵ_{\perp} , ϵ_0 – диэлектрические проницаемости жидкого кристалла и полимерной жидкости. Третий член формулы (4) представляет собой энергию электрического поля в капле, заполненной полимерной жидкостью вместо жидкого кристалла. Теперь нужно определить равновесную форму капли жидкого кристалла в диэлектрической изотропной жидкости. С увеличением электрического поля с каплей нематика происходят следующие изменения. Сначала происходит перестройка распределения директора внутри капли, которую можно определить из анизотропной части свободной энергии [3, 5]. При $E \geq E_c = K/\Delta\epsilon R^2$, где R – радиус капли, директор выстраивает по полю при $\Delta\epsilon > 0$. Дальнейшее изменение связано с действием электрического поля на диэлектрическую среду включения. Электрическое поле внутри диэлектрического включения за счет эффектов поляризации отличается от приложенного внешнего поля. Под действием электрического поля капля диэлектрика в другом диэлектрике, как известно [24], начинает вытягиваться по полю или перпендикулярно ему в зависимости от соотношения между диэлектрическими проницаемостями сред, превращая форму капли в эллипсоид вращения. При $R > 2K/\sigma$ анизотропная часть энергии является малой по сравнению с энергией поверхностного натяжения, поэтому при деформации формы капли директор почти не меняется. Изменение формы капли наступает лишь тогда, когда вклад полевой части свободной энергии сравнивается с вкладом энергии поверхностного натяжения. Поэтому при определении критического поля потери устойчивости капли и изменении формы можно пренебречь анизотропными слагаемыми, связанными с распределением директора. При приближении к критическому значению поля основную роль в ориентации капли и направлении ее вытягивания начинают играть величина анизотропии диэлектрической проницаемости и соотношение диэлектрических проницаемостей капли и среды. Используя результаты работ [1, 5], можно определить равновесную ориентацию директора в капле и пространственную ориентацию самой капли по отношению к приложенному полю, а значит, и направление вытягивания капли. Для нашего случая директор будет ориентироваться по полю, а капля вытягиваться тоже вдоль приложенного поля. Как известно [24], поле внутри капли определяется выражением

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 / (1 + G(\epsilon)), \quad (5)$$

где E_0 – напряженность внешнего поля, а

$$G(\epsilon) = \left(\frac{\epsilon'}{\epsilon_0} - 1 \right) \frac{1 - e^2}{e^3} (\text{Arctch } e - e)$$

– фактор деполяризации, зависящий от отношения диэлектрических проницаемостей жидкого кристалла и матрицы, а также от эксцентриситета эллипсоида $e^2 = 1 - R_{\perp}^2/R_{\parallel}^2$, где R_{\parallel} , R_{\perp} – радиусы большой и малой оси. В сферической системе координат точки поверхности эллипсоида задаются уравнением:

$$r(\theta) = R_{\perp} / (1 - e^2 \cos^2 \theta)^{1/2}. \quad (6)$$

Проведя интегрирование (1) в сферической системе координат с явным видом (2)–(4), без учета анизотропной части энергии, для свободной энергии можем записать выражение

$$F = 2\pi\sigma R_{\perp}^2 \left(1 + \frac{R_{\parallel}}{R_{\perp}} \frac{\arcsin e}{e} \right) - \frac{\epsilon_0 E_0^2 R_{\perp}^2 R_{\parallel}^2}{\sigma(1+G(e))^2} \{\epsilon - 1\}, \quad (7)$$

где введено обозначение $\epsilon = \epsilon_{\parallel}/\epsilon_0$, ϵ_{\parallel} , ϵ_{\perp} – продольная и поперечная составляющие диэлектрической проницаемости жидкого кристалла. Минимум свободной энергии (7) даст нам равновесное значение формы капли при данном значении внешнего поля. Минимум свободной энергии (7) дает уравнение

$$-\frac{2}{3}l^{-5/3} + \frac{1}{3}\frac{C}{A}l^{-1/3} + \frac{1}{A^2}l^{1/3} - \frac{C}{A^3}l^{1/3} + [3lA - (2l^2 + 1)B] \frac{\gamma A^4}{(\epsilon - 1)[lB + (l^2 - \epsilon)A/(\epsilon - 1)]^3} = 0, \quad (8)$$

где искомой величиной выступает отношение $l = R_{\parallel}/R_{\perp}$, представляющее собой параметр вытягивания эллипсоида. Тут введены обозначения:

$$A \equiv \sqrt{l^2 - 1}, \quad B \equiv \text{Arcth} \sqrt{\frac{l^2 - 1}{l^2}}, \quad C \equiv \arcsin \sqrt{\frac{l^2 - 1}{l^2}}, \quad \gamma \equiv \frac{\epsilon_0 E_0^2 R}{6\pi\sigma}, \quad (9)$$

γ – известный параметр Тейлора, который определяется отношением электрической и поверхностной энергий сферической капли, R – начальный размер капли. Полученные теоретические зависимости параметра вытягивания эллипсоида от электрического поля приведены на графиках одновременно с экспериментальными данными (кривая *a* на рис.1). При экспериментальных значениях $\epsilon_0 = 2.85$, $\sigma = 0.002$ Н/м, $R \cong 50$ мкм можно говорить не только о качественном совпадении, но и о довольно хорошем количественном соответствии. А это предполагает в основе правильные предпосылки механизмов, влияющих на изменение формы включения под действием электрического поля. При добавлении дополнительных ионов в среду происходит переключение режимов влияния электрического поля с диэлектрического на проводящее. Включаются процессы поляризации, связанные с перераспределением носителей заряда во включении, что математически задается непрерывностью нормальной составляющей тока, который проходит в такой неоднородной среде. В этом случае электрическую часть свободной энергии, следуя результатам работы [14–15], необходимо записать в виде

$$F_E = \frac{\epsilon_0 E_0^2 R^3}{6[1+G(e,\sigma)]} \left\{ \frac{\epsilon - \sigma}{1+G(e,\sigma)} - (\sigma - 1) \right\}, \quad (10)$$

где $\epsilon = \epsilon_{\parallel}/\epsilon_0$, $\sigma = \sigma_{\parallel}/\sigma_0$ и $G(e,\sigma)$ – фактор деполаризации, который вместо отношения диэлектрической поляризуемости определяется отношением проводимостей. Тогда связь между вытягиванием эллипсоида $l \equiv R_{\parallel}/R_{\perp}$ и величиной электрического поля задается уравнением

$$-\frac{2}{3}l^{-5/3} + \frac{1}{3}\frac{l^{1/3}C}{A} + \frac{l^{1/3}}{A^2} - \frac{l^{-1/3}C}{A^3} = \frac{\gamma}{(1+G(l,\sigma))^3} \frac{\partial G}{\partial l} \{2(\epsilon - \sigma) - (\sigma - 1)(1+G(l,\sigma))\}, \quad (11)$$

из анализа которого можно воссоздать экспериментальные кривые в зависимости от проводимости среды, которая меняется при изменении концентрации ионов. Меньшие значения поля для одинаковых вытягиваний эллипсоидов при изменении проводимости матрицы объясняются тем, что механизмы перераспределения носителей заряда действуют в противоположном направлении по сравнению с поляризацией среды, уменьшая эффективное поле внутри капли. Зависимость величины электрического поля от отношения проводимостей жидкого кристалла и полимерной матрицы σ имеет минимум, который можно найти из соотношения (11), проминимизировав зависимость γ от этого параметра. Дальнейшее увеличение электрического поля для одних и тех же вытягиваний эллипсоида при увеличении проводимости матрицы объясняется фактором деполяризации, обусловленным только перераспределением носителей заряда. Как видно из рис.1, теоретическая кривая базирующаяся на уравнении (11) и высказанных предпосылках, достаточно хорошо качественно описывает экспериментальную зависимость. Важным фактором выступает и то, что вытягивание сферических капель имеет пороговый характер, связанные с действием поверхностных сил. Для начала вытягивания электрическому полю нужно преодолеть их сопротивление. Критическое поле можно найти из динамики поверхности капли в электрическом поле. Как известно из [16–19], спектр капиллярных колебаний сфероидальной капли диэлектрической жидкости задается уравнением

$$\omega^2 = \frac{n(n^2 + 1)}{(n + 1)\rho_0 + n\rho} \frac{\sigma}{R^3} \left\{ n + 2 - \frac{\epsilon_{\parallel}\epsilon_0 E_0^2 R}{4\pi\sigma(2\epsilon_0 + \epsilon_{\parallel})} \right\}, \quad (12)$$

где ρ_0, ρ – плотность капли и матрицы, а n – номер гармоники. Отсюда видно, что для второй гармоники критическое значение поля определяется как

$$E_C^2 > 8\pi\sigma(2\epsilon_0 + \epsilon_{\parallel})/\epsilon_0\epsilon_{\parallel}R,$$

что соответствует значению, когда наступит неустойчивость сфероидальной поверхности и капля приобретет форму эллипсоида. Для нашего случая $R = 50 \mu\text{m}$, $\sigma = 0.002 \text{ N/m}$, что дает $E_C \approx 2.5 \cdot 10^6 \text{ N/m}$, и это значение хорошо согласуется с экспериментальными данными. Экспериментально обнаружено также, что эллипсоидальная форма капли за время $\tau \approx 0.5 \text{ s}$ релаксирует к равновесной при выключении поля.

Таким образом, предложенная физическая картина с учетом перераспределения поляризационного и действительного зарядов полностью адекватно может описать изменение формы и неустойчивость капли нематика, взвешенной в изотропной полимерной жидкости. Работа выполнена при поддержке STCU проект #637 и INTAS проект #30234.

-
1. J.W.Doane, N.A.Vaz, B.G.Wu, and S.Zummer, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 269 (1986).
 2. J.W.Doane, *Liquid Crystals: Applications and Uses*, Ed. B.Bahadur, World Scientific Pub., N J 1990, vol.1, chap.14, p.362.
 3. V.G.Nazarenko, S.Sarala, and N.V.Madhusudana, *Jap. J. Appl. Phys.* **33**, 2641 (1994).
 4. G.E.Volovik and O.D.Lavrentovich, *Sov. Phys. JETP* **58**, 1159 (1983).
 5. B.G.Wu, J.E.Erdmann, and J.W.Doane, *Liquid Crystals* **5**, 1453 (1989).
 6. B.I.Lev and P.M.Tomchuk, *Phys. Rev.* **59**, 591 (1999).
 7. P.Poulin, H.Stark, T.C.Lubensky, and D.A.Weitz, *Science* **275**, 1770 (1997).

8. P.Poulin and D.A.Weitz, Phys. Rev. **E57**, 626 (1998).
9. P.Poulin, V.Cabuil, and D.A.Weitz, Phys. Rev. Lett. **79**, 4862 (1997).
10. С.Т.Завтрак, И.В.Волков, ЖТФ **67**, 92 (1997).
11. S.T.Zavtrak, Phys. Rev. **E51**, 2480 (1995).
12. S.T.Zavtrak, Phys. Rev. **E51**, 3767 (1995).
13. S.N.O'Konski and H.C.Thacher, The Journal of Physical Chemistry **57**, 955 (1953).
14. S.N.O'Konski and F.E.Harris, The Journal of Physical Chemistry **61**, 1172 (1957).
15. С.И.Шукин, А.И.Григорьев, ЖТФ **69**, 23 (1999).
16. С.И.Шукин, А.И.Григорьев, ЖТФ **69**, 49 (1999).
17. C.G.Garton and Z.Krasucki, Proc. R. Soc. London **A280**, 211 (1964).
18. G.I.Taylor, Proc. R. Soc. London **A280**, 283 (1964).
19. R.S.Allan and S.G.Masson, R. Soc. London **A267**, 62 (1962).
20. G.I.Taylor, Proc. R.Soc. London **A291**, 159 (1966).
21. А.И.Григорьев, ЖТФ **55**, 1272 (1985).
22. С.О.Ширяева, А.И.Григорьев, ЖТФ **66**, 12 (1996).
23. Ch.S.Park, N.A.Clark, and R.D.Noble, Phys. Rev. Lett. **72**, 1838 (1994).
24. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, 1982, с.620.