

Нематическая эмульсия в магнитном поле

Б. Лев, А. Ныч, У. Огныста, Д. Резников, С. Чернышук, В. Назаренко¹⁾

Институт Физики НАН Украины, 03650 Киев-39, Украина

Поступила в редакцию 22 февраля 2002 г.

Сообщается об экспериментальном наблюдении взаимопревращения гексагональной структуры в линейные цепочки в системе свободно взвешенных капель глицерина в гибридно ориентированном слое нематического жидкого кристалла под действием магнитного поля. Предлагается качественное объяснение наблюдаемого эффекта.

PACS: 61.30.—v

Известно, что капли изотропной жидкости, взвешенные в нематическом жидком кристалле (НЖК), взаимодействуют друг с другом [1–4]. Это взаимодействие анизотропно и его природа связана с упругими свойствами жидкокристаллической среды. Так, капли изотропной жидкости, взвешенные в НЖК, индуцируют упругие искажения директора. Характер таких искажений и, соответственно, тип дефекта, порождаемого каплей, зависит от граничных условий на поверхности капли [5–11]. Для гомеотропной ориентации директора на поверхности капли характерно наличие гиперболического ежа, локализованного вблизи самой капли, или дисклинационного кольца. Конкретная реализация того или иного дефекта зависит как от распределения директора в образце в целом, так и от величины энергии сцепления. В случае планарной ориентации было отмечено наличие двух буджумов на полюсах капли. Характер взаимодействия между каплями определяется структурой возникающих дефектов или, строго говоря, симметрией, распределения директора вокруг капли [4]. Капля, например, с нормальными граничными условиями и соответствующий ей гиперболический еж в однородном нематическом слое обладают дипольной симметрией и, как следствие, взаимодействие между такими каплями носит дипольный и квадрупольный характер [7, 8]. Для системы таких капель, взвешенных в нематической матрице, экспериментально наблюдалось формирование цепей капель вдоль направления директора [12]. В данном примере дипольное притяжение определяет линейное упорядочение капель. Особый интерес вызывает случай, когда не только квадрупольная, но и дипольная симметрия оказывается нарушенной, например, за счет неоднородного глобального распределения директора. В таком случае упорядочение капель будет

иметь более сложный характер [8–13]. В [13] описано устойчивое образование гексагональной кристаллической структуры из капель глицерина в гибридно ориентированном слое нематика. В данной работе мы представляем экспериментальное исследование поведения гексагональных структур капель под действием магнитного поля.

Для экспериментов брался слой чистого глицерина толщиной ~ 5 мм, на который наносили слой НЖК 5ЦБ. Кювету с глицерином и жидким кристаллом потом помещали в термостат и наблюдали за системой с помощью микроскопа. Температура измерялась с точностью 0.03 К. Толщина слоя жидкого кристалла составляла от 60 до 100 мкм. Как только в системе устанавливалось термодинамическое равновесие, образец нагревали до температуры 50 °С. Молекулы глицерина могут диффундировать в жидкий кристалл, и эффективность диффузии возрастает с увеличением температуры. Для этого кювету выдерживали при этой температуре на протяжении ~ 10 мин, а потом нагреватель выключали. При понижении температуры наблюдалась интенсивная конденсация и рост капель глицерина, поскольку количество глицерина, которое может раствориться в жидком кристалле, с понижением температуры уменьшается. В результате такой простой процедуры мы можем получить однородную суспензию капель глицерина в НЖК. Более детально этот процесс описан в [13]. В стационарном состоянии упорядочение капель становится заметным в течение 4–6 ч с момента охлаждения. Результирующая структура, гексагональная кристаллическая решетка капель, представлена на рисунке а.

Теперь остановимся более детально на распределении директора в нематическом слое. На границе с воздухом молекулы жидкого кристалла ориентируются гомеотропно, на границе с глицерином – планарно [14–17]. Таким образом, в слое нематика мы

¹⁾e-mail: vnazaren@iop.kiev.ua

Фотографии структур капель глицерина, взвешенных в нематическом жидком кристалле: (а) без поля; (b) во внешнем магнитном поле ($H = 2 \text{ кГс}$)

имеем гибридную ориентацию. Однако это касается только полярного сцепления. Азимутальное сцепление за счет изотропности как воздуха, так и глицерина является вырожденным на обеих поверхностях. Вырожденное азимутальное сцепление не критично для гомеотропной ориентации НЖК на верхней границе. Для нижней поверхности (границы раздела НЖК – глицерин) вырождение азимутальных граничных условий приводит к пространственным вариациям директора в плоскости образца и, как следствие, к негомогенности глобальной ориентации в образце в целом (это можно легко наблюдать в эксперименте [14]). Таким образом, стационарная ориентация слоя нематика определяется как состоянием поверхности и упругих искажений внутри слоя, так и распределением самих капель глицерина в этом слое. Более того, гибридность нематического слоя определяет распределение капель. Капли, в свою очередь, внося дополнительные искажения в распределение директора, меняют эту ориентацию, изменяя таким образом и свое собственное распределение. Именно таким взаимным воздействием можно объяснить длительные времена установления кристаллической структуры капель в нематическом слое.

Приложение внешнего магнитного поля существенно изменяет распределение директора в слое НЖК, меняя тем самым и упорядочение капель глицерина. Во-первых, снимается вырождение в азимутальной ориентации директора. Теперь влияние искажений, вносимых присутствием капель, как бы

экранируется ориентирующим действием магнитного поля. Во-вторых, сами молекулы НЖК частично переориентируются вдоль магнитного поля, устанавливается новое равновесное распределение директора с преимущественной ориентацией вдоль магнитного поля. Таким образом, влияние магнитного поля сводится к изменению глобальной ориентации директора, а в конечном итоге – к изменению эффективного взаимодействия между каплями. На рисунке b представлено новое распределение капель, полученное в результате воздействия магнитного поля на гексагонально упорядоченную структуру. Необходимо отметить явную тенденцию капель к формированию линейных цепочек, ориентированных вдоль магнитного поля, с фиксированными расстояниями как между цепочками, так и между каплями в цепочке. Размер капель, полученных в данном эксперименте, составлял 7 мкм, толщина жидкокристаллического слоя – 60 мкм.

Теоретически поведение макровключений в жидком кристалле при наложении внешнего магнитного поля представляет собой достаточно сложную задачу. В первую очередь, это связано с тем, что отдельное макровключение создает вокруг себя область деформации довольно больших размеров, что обуславливает ее эффективное взаимодействие с другим таким же включением. Кроме того, неоднородное распределение директора вокруг отдельного включения при наложении внешнего магнитного поля будет изменяться, что приведет к изменению эффективного

взаимодействия. Само эффективное взаимодействие зависит от равновесного распределения директора в жидком кристалле и изменяется при изменении ориентации директора [18–20]. Такая задача решалась в работе [20], где для цилиндрических включений была определена зависимость эффективной энергии взаимодействия от величины приложенного магнитного поля. Но если величины магнитного поля достаточно для изменения глобального равновесного распределения директора, то эффективное взаимодействие будет определяться только ориентацией и расположением отдельных макровключений относительно нового распределения директора.

На данное время не существует аналитического решения описанной задачи, но качественно можно дать приемлемую физическую картину поведения совокупности глицериновых капель в гибридной ячейке при наложении внешнего магнитного поля. Как известно [21, 22], изменение глобальной ориентации директора в гибридной ячейке при наложении магнитного поля не имеет порогового поведения, а непрерывно изменяется с изменением приложенного поля, хотя иногда имеет немонотонный характер. Если учесть, что длина магнитной корреляции $\xi = \sqrt{K/\Delta\chi}/H$, то при экспериментальных значениях $K \sim 10^{-11} \text{ Н}$, $\Delta\chi \sim 10^{-7}$ и $H \sim 1.6 \cdot 10^6 \text{ Э}$, $\xi \approx 1.5 \text{ мкм}$ и можно утверждать, что на расстояниях, где концентрируются капли глицерина, уже будет существенно чувствоваться изменение ориентации директора, обусловленное влиянием внешнего магнитного поля. Это индуцирует изменение ориентации формы веретенноподобного распределения директора вокруг отдельной капли и новое равновесное положение буджумов на ее поверхности. Поскольку в общем случае нарушаются все элементы симметрии в распределении директора вокруг капли, то в эффективной энергии парного взаимодействия должны присутствовать все члены мультипольного разложения [23, 24]:

$$W(\rho) = -\frac{Q^2}{\rho} \pm \frac{\beta^2}{\rho^5} \left(3(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\rho})^2 - \rho^2 \right) + \frac{\gamma^2}{\rho^9} \left(8(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\rho})^4 - 24(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\rho})^2(\mathbf{n} \times \boldsymbol{\rho})^2 + 3(\mathbf{n} \times \boldsymbol{\rho})^4 \right), \quad (1)$$

учитывающие зависимость от взаимной ориентации директора и вектор-расстояния $\boldsymbol{\rho} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$ между макровключениями. Первый член представляет собой притяжение кулоновского типа с величиной заряда $Q \sim \sin 2\psi$, где ψ – угол взаимного отклонения буджумов от глобальной ориентации директора. Этот член возникает только тогда, когда нарушаются все

элементы симметрии в распределении директора вокруг отдельного включения. Последующие слагаемые общего представления (1) описывают известное [8, 18] взаимодействие диполь-дипольного и квадрупольного характера, обусловленное общим изменением директора. В работах [18, 23] дан явный вид всех приведенных коэффициентов в зависимости от геометрических характеристик формы макровключения и энергии сцепления директора. Для веретенноподобной области деформации директора вокруг отдельного макровключения [13, 18] диполь-дипольное взаимодействие может иметь притягивающий характер в плоскости, перпендикулярной директору. В отсутствие внешнего магнитного поля и в приближении $Q = 0$ мы получаем результат, аналогичный тому, что использовался при объяснении формирования гексагональной кристаллической структуры в системе глицериновых капель, внесенных в НЖК с гибридными граничными условиями [13]. Как мы уже выяснили, приложение магнитного поля изменяет равновесную ориентацию директора, заставляя его ориентироваться по полю, и тем самым провоцирует проявление притяжения кулоновского типа [23, 25] и изменяет величину как квадрупольного, так и дипольного взаимодействий. При наличии магнитного поля увеличивается влияние $(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\rho})$ вдоль направления приложенного поля и проявляется анизотропия дипольного и квадрупольного взаимодействий [24]. Если обозначить $(\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\rho}) \equiv \alpha = \cos \theta$, где θ – угол между директором и приложенным полем, то можно рассмотреть приближенный эффективный парный потенциал взаимодействия в направлении магнитного поля в виде:

$$W(\rho) = -\frac{Q^2}{\rho} \pm \frac{\beta^2}{\rho^3} (3\alpha^2 - 1) + \frac{\gamma^2}{\rho^5} (3 - 30\alpha^2 + 35\alpha^4), \quad (2)$$

минимум которого достигается при

$$\rho_c^2 = -\frac{3\beta^2(3\alpha^2 - 1)}{2Q^2} \times \left(1 \pm \sqrt{1 + \frac{5}{9} \frac{4\gamma^2 Q^2 (3 - 30\alpha^2 + 35\alpha^4)}{\beta^4 (1 - 3\alpha^2)^2}} \right), \quad (3)$$

что при $\gamma^2 Q^2 / \beta^4 \ll 1$ дает прежний результат:

$$\rho_c^2 \approx \frac{5}{3} \frac{\gamma^2 (3 - 30\alpha^2 + 35\alpha^4)}{\beta^2 (1 - 3\alpha^2)^2}. \quad (4)$$

Если $\alpha \sim H^2$, то новое равновесное значение в направлении поля уменьшается по закону $\rho = \rho_0 (1 - kH^2)$, что соответствует эксперименту.

Вполне возможно, что существует притяжение кулоновского типа и в отсутствие внешнего поля, и именно оно примет участие в формировании гексагональной структуры, но у нас нет прямых экспериментальных доказательств. Физическая картина поведения структуры в магнитном поле может выглядеть следующим образом. Первоначально у нас имеется двумерная структура, сформированная силами притяжения и отталкивания через деформацию упругого поля директора. При приложении магнитного поля анизотропно меняются модули упругости решетки. Это вполне укладывается в объяснение взаимопревращений двумерных структур, представленное в работе [26], только с учетом другой природы внутреннего взаимодействия в системе.

1. P. Poulin, H. Stark, T. C. Lubensky, and D. A. Weitz, *Science* **275**, 1770 (1997).
2. P. Poulin and D. A. Weitz, *Phys. Rev.* **E57**, 626 (1998).
3. P. Poulin, V. Cabuil, and D. A. Weitz, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4862 (1997).
4. S. P. Meeker, W. C. K. Poon, J. Crain, and E. M. Terentjev, *Phys. Rev.* **E61**, R6083 (2000).
5. O. D. Lavrentovich, *Liquid Crystals* **24**, 117 (1998).
6. М. В. Курик, О. Д. Лаврентович, *Успехи физ. наук* **154**, 381 (1998).
7. R. W. Ruhwandl and E. M. Terentjev, *Phys. Rev.* **E56**, 5561 (1997).
8. T. C. Lubensky, D. Pettey, N. Currier, and H. Stark, *Phys. Rev.* **E57**, 610 (1998).
9. E. M. Terentjev, *Phys. Rev.* **E51**, 1330 (1995).
10. H. Stark, *Eur. Phys. J.* **B10**, 311 (1999).
11. R. W. Ruhwandl and E. M. Terentjev, *Phys. Rev.* **E55**, 2958 (1997).
12. Y. Ch. Loudet, P. Barois, and P. Poulin, *Nature* **407**, 611 (2000).
13. V. G. Nazarenko, A. B. Nych, and B. I. Lev, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 075504 (2001).
14. S. Faetti and L. Fronzoni, *Solid State Com.* **25**, 1087 (1978).
15. P. Chiarelli, S. Faetti, and L. Fronzoni, *Phys. Lett.* **A101**, 31 (1984).
16. O. D. Lavrentovich and V. M. Pergamenschchik, *Int. J. of Mod. Phys.* **9**, 2389 (1995).
17. O. D. Lavrentovich, *Physica Scripta* **39**, 394 (1991).
18. B. I. Lev and P. M. Tomchuk, *Phys. Rev.* **E59**, 591 (1999).
19. J. Fukuda and H. Yokoyama, *Eur. Phys. J.* **E4**, 389 (2001).
20. С. Л. Лопатников, В. А. Намиот, *ЖЭТФ* **75**, 361 (1978).
21. D. Sabacius, V. M. Pergamenschchik, and O. D. Lavrentovich, *MCLC* **288**, 129 (1996).
22. P. Ziherl, D. Sabacius, A. Strigazzi et al., *Liquid Crystal* **24**, 607 (1998).
23. B. I. Lev, S. B. Chernyshuk, P. M. Tomchuk, and H. Yokoyama, *Phys. Rev.* **E65**, 021709 (2002).
24. J. Fukuda, B. I. Lev, K. M. Aoki, and H. Yokoyama, Submitted to *Phys. Rev. E*.
25. S. B. Chernyshuk, B. I. Lev, and H. Yokoyama, *ЖЭТФ* **120**, 871 (2001) (*Sov. Phys. JETP* **93**, 760 (2001)).
26. L. Radzilovsky, E. Frey, and D. R. Nelson, *Phys. Rev.* **E63**, 031503 (2001).