

01;05;06;12

## Наноструктуры в нематическом жидком кристалле

© С.И. Трашкеев,<sup>1</sup> Г.Н. Грачев,<sup>2</sup> Г.А. Поздняков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт лазерной физики СО РАН,  
630090 Новосибирск, Россия  
e-mail: sitrskv@mail.ru

<sup>2</sup> Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,  
630090 Новосибирск, Россия  
e-mail: georg@itam.nsc.ru

(Поступило в Редакцию 30 ноября 2006 г.)

Экспериментально и теоретически исследовано влияние нано- и молекулярных объектов,  $\alpha$ -частиц, внедренных в жидкокристаллическую матрицу, находящуюся в постоянном электрическом поле. Вносимые частицы образуют в ориентационной структуре жидкого кристалла заряженный дефект, радиус которого намного превышает размер самих частиц. Дефект хорошо виден при помощи оптического микроскопа, и его изображение согласуется с расчетными данными.

Предлагается использовать этот эффект для регистрации и диагностики малоразмерных объектов и создания детекторов ионизирующего излучения. Наблюдаемые явления можно использовать при получении новых жидкокристаллических структур, насыщенных заряженными дефектами, образованными в результате внедрения наночастиц в среду или воздействия на нее ионизирующего излучения. Реализован немеханический принцип транспортировки и регулярной упаковки наночастиц в решетку, основанный на возможности управления ориентацией молекул жидкого кристалла квазистационарными электрическими полями.

PACS: 61.30.Jf, 78.20.Jq

### Введение

Развитие нанотехнологий, создание новых композитных сред и их использование в технологиях и устройствах требует разработки методов управляемого размещения наночастиц в двух- или трехмерных объемах и контроля над процессами транспортировки таких частиц в среде. Применение в качестве матричной среды жидких кристаллов (ЖК) требует фундаментальных исследований их свойств дефектами структуры, возникающими в результате внедрения в анизотропную среду объектов, размер которых сравним с радиусом действия межмолекулярных (ориентационных) сил. Подобные объекты в большинстве случаев получают при приготовлении взвесей наночастиц или высокомолекулярных полимеров в ЖК. Этот класс композитных материалов демонстрирует множество интересных эффектов, которые могут быть использованы в современных технологиях [1–3].

В работе экспериментально и теоретически исследуются локализованные (точечно-подобные) дефекты в нематическом жидком кристалле (НЖК), находящемся в статическом электрическом поле. Наблюдаемые неоднородности получены тремя различными способами: нанесением сферических наночастиц золота и углеродных нанотрубок на прозрачные токопроводящие подложки, ограничивающие слой НЖК; объемным введением относительно высокомолекулярных соединений или красителей — хромолана и родамина; облучением ориентированного слоя НЖК потоком ионизирующего излучения. В первом случае частицы перемещаются в объем среды с токопроводящей подложки под действием внешнего напряжения и создают коллоидную смесь.

Во втором — коллоидная смесь готовится непосредственно перед заправкой образца. В третьем случае слой НЖК наносится на поверхность источника  $\alpha$ -излучения. Предложен вариант решения задачи регулярной упаковки в НЖК наноструктур с помощью квазистатических электрических полей заданной конфигурации. Все наблюдения проводились с помощью поляризационной микроскопии.

В работе показано, что визуализация включений и упаковка наночастиц происходят при включении внешнего электрического поля, вследствие чего сделано заключение о присутствии наведенного в дефекте локализованного электрического источника, в качестве которого может выступать кулоновский заряд, диполь или старшие мультиполи. Рассмотрена математическая модель, описывающая конфигурацию ориентационного состояния НЖК, находящегося во внешнем электрическом поле, в котором присутствует заряженный локальный объект [4–8]. Наблюдавшиеся изображения сопоставлялись с предсказанными картинами распределения интенсивности светового поля, полученными в результате решения уравнений Максвелла, описывающих распространение световой волны в анизотропной среде с ориентационной конфигурацией, рассчитанной предварительно из материальных уравнений [8]. В общем виде при численной реализации математическая модель содержала 3D динамические уравнения, следующие из теории Эриксона–Лесли без учета гидродинамики, и 3D стационарные уравнения Максвелла, составляющие совместно с материальными уравнениями замкнутую систему. На завершающем этапе интегрировались уравнения Максвелла для получения волновых характери-

стик излучения, проходящего через найденную неоднородность. Полученные при вычислениях результаты удовлетворительно согласуются с экспериментальными наблюдениями.

## Система уравнений для расчета ориентационных характеристик НЖК и стационарных электрических полей

Уравнения, описывающие влияние электростатических дефектов, получены вариацией выражения для плотности свободной энергии  $f$  НЖК, находящегося в электрическом поле. Так, в общем случае имеем [9]

$$f = \frac{1}{2} \{K_1(\operatorname{div} \mathbf{n})^2 + K_2(\mathbf{n} \operatorname{rot} \mathbf{n})^2 + K_3[\mathbf{n} \operatorname{rot} \mathbf{n}]^2\} - \frac{\varepsilon_a}{8\pi} (\mathbf{E}\mathbf{n})^2, \quad (1)$$

где  $\mathbf{n}$  — директор НЖК;  $(\mathbf{nn}) = 1$ ;  $K_1, K_2, K_3$  — упругие константы Франка;  $\varepsilon_a$  — анизотропная часть диэлектрической проницаемости;  $\mathbf{E}$  — вектор напряженности статического электрического поля, определяемого уравнениями Максвелла

$$\operatorname{div} [\varepsilon_{\perp} \mathbf{E} + \varepsilon_a \mathbf{n}(\mathbf{nE})] = 4\pi\rho, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0 \rightarrow \mathbf{E} = -\nabla U, \quad (2)$$

в которых  $\varepsilon_{\parallel}, \varepsilon_{\perp}$  ( $\varepsilon_a = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$ ) — компоненты тензора диэлектрической проницаемости;  $U$  — искомый потенциал;  $\rho$  — заданная плотность сторонних электрических зарядов в среде. Для упрощения записываемых уравнений приводится одноконстантный случай:  $K_1 = K_2 = K_3 = K$ . Все расчеты без использования приближений по методике, предложенной в [7] и реализованной в [8], основанной на применении алгебры групп вращений и локальной системы координат.

Вариация функционала (1) в одноконстантном приближении [9] дает уравнения [7] для углов ориентации  $\mathbf{n}$ :

$$\gamma \frac{\partial \theta}{\partial t} = K [\Delta \theta - \sin \theta \cos \theta (\nabla \varphi)^2] + \frac{\varepsilon_a}{4\pi} (\mathbf{nE})(\mathbf{mE}),$$

$$\gamma \sin^2 \theta \frac{\partial \varphi}{\partial t} = K \operatorname{div} (\sin^2 \theta \nabla \varphi) + \frac{\varepsilon_a}{4\pi} \sin \theta (\mathbf{nE})(\mathbf{pE}), \quad (3)$$

где директор  $\mathbf{n}$  и вспомогательные, ортогональные к нему, векторы  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{p}$  выражаются через полярный  $\theta$  и азимутальный  $\varphi$  углы в сферической системе следующим образом:

$$\mathbf{n} = (n_x, n_y, n_z) = (\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta),$$

$$\mathbf{m} = (m_x, m_y, m_z) = (\cos \theta \cos \varphi, \cos \theta \sin \varphi, -\sin \theta),$$

$$\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z) = (-\sin \varphi, \cos \varphi, 0),$$

$$(\mathbf{nm}) = 0, \quad (\mathbf{np}) = 0, \quad (\mathbf{mp}) = 0; \quad (4)$$

$\gamma$  — параметр вращательной вязкости. Уравнения (3) и стационарные уравнения Максвелла (2) дополнялись соответствующими начальными и граничными условиями на искомые функции  $\theta, \varphi$  и  $\mathbf{E}$  или  $U$ . Расчетная область

выбиралась в виде плоскопараллельного слоя НЖК толщиной  $L$  и ограничивалась проводящими поверхностями, находящимися под различными потенциалами или без них. Внутри объема помещался один или несколько зарядов, тем самым задавалась плотность  $\rho$ .

На заключительном этапе для найденной ориентационной конфигурации  $\mathbf{n}$  решались 3D стационарные волновые уравнения Максвелла:

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = i \frac{\omega}{c} \mathbf{H}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = -i \frac{\omega}{c} \mathbf{D},$$

$$D_i = \varepsilon_{\perp}(\omega) E_i + \varepsilon_a(\omega) n_i n_j E_j,$$

$\mathbf{E}, \mathbf{H}$  — векторы напряженности электрического и магнитного полей световой волны;  $c$  — скорость света в вакууме; значения диэлектрических постоянных выбирались для световых частот  $\omega$ . В качестве примера расчета одиночного заряда в объеме НЖК, находящегося во внешнем постоянном электрическом поле, приведено распределение полярного угла  $\theta$  в осевом сечении (рис. 1) и распределении интенсивности прошедшего света в скрещенных поляризаторах на выходе из образца (рис. 2).

Некоторые характерные особенности деформации НЖК, в котором находится точечный дефект, можно проанализировать и оценить количественно на основе достаточно простых размерностных рассуждений. Рассмотрим уравнение (2) в изотропном приближении ( $\varepsilon_{\parallel} \sim \varepsilon_{\perp} \sim \varepsilon$ ), сохранив при этом  $\varepsilon_a \neq 0$  в функционале (1). Тогда электрическое поле в среде с точечным источником можно представить одной из компонент (или их суперпозицией) следующего вида:

$$\mathbf{E}_0 = \text{const}, \quad \mathbf{E}_c = q\mathbf{r}/\varepsilon r^3, \quad \mathbf{E}_d = 3[(\mathbf{1d}\mathbf{1} - \mathbf{d}]/\varepsilon r^3, \quad (5)$$

где  $\mathbf{E}_0$  — внешнее постоянное электрическое поле;  $\mathbf{E}_c$  — кулоновское поле точечного заряда;  $q$  — величина

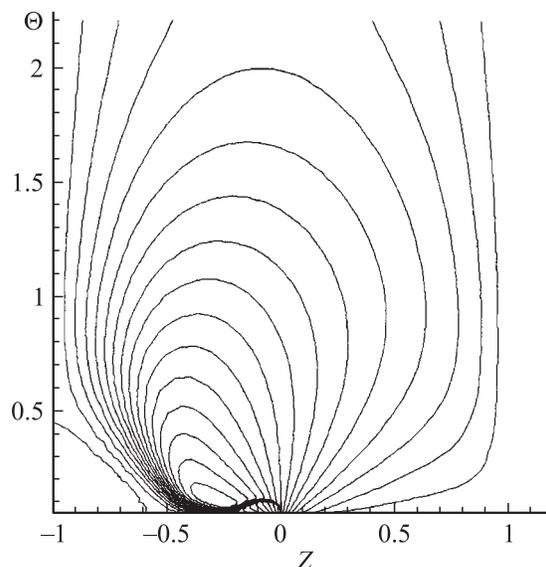
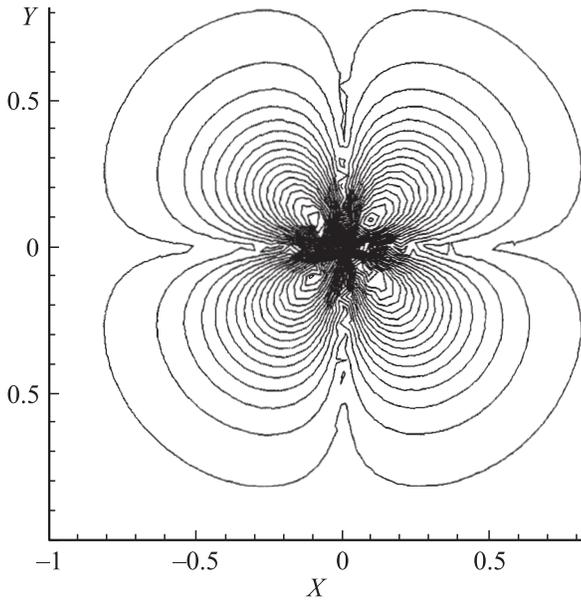


Рис. 1. Изолинии полярного угла директора НЖК в осевом сечении для одиночного заряженного дефекта в постоянном поле.



**Рис. 2.** Изолинии интенсивности прошедшего света (скрещенные поляризаторы) в радиальной плоскости для дефекта, рассчитанного на рис. 1.

заряда;  $\mathbf{r} = (x, y, z)$  — радиус-вектор с центром в точке расположения заряда ( $r = |\mathbf{r}|$ );  $\mathbf{E}_d$  — поле точечного диполя;  $\mathbf{l} = \mathbf{r}/r$  — единичный орт, направленный вдоль радиус-вектора  $\mathbf{r}$  с центром в точке диполя;  $\mathbf{d}$  — вектор дипольного момента.

Если в среде НЖК присутствует только точечный заряд  $q$ , то выражение (1) с учетом (5) в одноконстантном приближении принимает вид ( $\mathbf{E} = \mathbf{E}_c$ )

$$f = \frac{K}{2} \left\{ [(\operatorname{div} \mathbf{n})^2 + (\operatorname{rot} \mathbf{n})^2] - \frac{\varepsilon_a q^2 (\mathbf{r}\mathbf{n})^2}{4\pi\varepsilon K r^6} \right\}. \quad (6)$$

В этом случае электростатический член в выражении для плотности свободной энергии (1) убывает с расстоянием от заряда как радиус в четвертой степени:

$$f_e = \frac{\varepsilon_a}{8\pi} (\mathbf{E}\mathbf{n})^2 = \frac{\varepsilon_a q^2 (\mathbf{r}\mathbf{n})^2}{4\pi\varepsilon K r^6} \sim \frac{1}{r^4}. \quad (7)$$

Параметр, имеющий размерность длины из (6) и определяющий баланс упругих и электрических сил, равен

$$L_c = q \sqrt{\frac{\varepsilon_a}{4\pi\varepsilon K}}. \quad (8)$$

Попытки экспериментально (с использованием оптического микроскопа) наблюдать в объеме точечный заряд в среде нематика без внешнего электрического поля не привели к успеху. Отсюда был сделан вывод, что размер  $L_c$ , реализуемый потенциалом, величина которого убывает обратно пропорционально четвертой степени расстояния от дефекта, много меньше длины волны видимого света. Не удалось также визуализировать (с электрическим полем и без него) и нейтральные

диэлектрические наночастицы окиси кремния и окиси алюминия. Следовательно, размер области деформации директора, определяемой жесткой ориентацией молекул НЖК на поверхности наночастицы, убывает со скоростью, не меньшей четвертой степени расстояния от наночастицы.

Аналогичные рассуждения можно провести и по отношению к точечному дипольному дефекту. В этом случае

$$f_e \sim \frac{1}{r^6}, \quad L_d = \left( \frac{\varepsilon_a d^2}{4\pi\varepsilon K} \right)^{1/4}, \quad (9)$$

где  $d = |\mathbf{d}|$ .

Ситуация меняется, если НЖК находится во внешнем электростатическом поле  $\mathbf{E}_0 \neq 0$ . В выражении для свободной энергии (1) или (6) появляются слагаемые, убывающие от радиуса медленнее, чем потенциалы (7), (8) или (9). Величина  $f_e$ , разложенная по степеням  $1/r$ , принимает вид

$$f_e = \frac{\varepsilon_a}{8\pi} \left[ (\mathbf{E}_0\mathbf{n})^2 + 2(\mathbf{E}_0\mathbf{n})q \frac{(\mathbf{r}\mathbf{n})}{\varepsilon r^2} + 2(\mathbf{E}_0\mathbf{n}) \frac{3(\mathbf{l}\mathbf{d})(\mathbf{l}\mathbf{n}) - (\mathbf{d}\mathbf{n})}{\varepsilon r^3} + \dots + o\left(\frac{1}{r^4}\right) \right]. \quad (10)$$

Из (10) для каждого члена, зависящего от  $r$ , можно вычислить характерные величины, имеющие размерность длины для кулон-электростатического ( $L_{ce}$ ) и диполь-электростатического ( $L_{de}$ ) взаимодействий соответственно. Запишем (10) по порядку величины с учетом баланса между упругими и электрическими силами:

$$\frac{2f_e}{K} \sim \frac{\varepsilon_a E_0^2}{4\pi K} + \frac{\varepsilon_a E_0 q}{2\pi\varepsilon K} \frac{1}{r^2} + \frac{\varepsilon_a E_0 d}{2\pi\varepsilon K} \frac{1}{r^3} + \dots + o\left(\frac{1}{r^4}\right), \quad (11)$$

где  $E_0 = |\mathbf{E}_0|$ . Прежде всего, заметим, что коэффициент, стоящий перед множителем  $1/r^2$ , безразмерен, и объемный интеграл от  $f_e$  расходится на бесконечности. Это означает, что влияние кулоновского поля формально может распространяться на очень большие расстояния. В действительности ограничение произойдет, когда величины первого и второго членов в (11) сравняются либо вступят в действие силы, задаваемые граничным взаимодействием, определяемые толщиной слоя НЖК. В соответствии с этим характерный размер будет зависеть от величин  $L$  и

$$R_{ce} \sim \sqrt{2 \frac{q}{\varepsilon E_0}}. \quad (12)$$

Из численных расчетов на основе решения точных уравнений (2), (3) и сравнения с экспериментальными данными [8] следует, что наиболее оптимальное приближение для радиуса распространения деформации дается формулой

$$L_{ce}^{-2} = R_{ce}^{-2} + L^{-2}. \quad (13)$$

Таким образом, размер действия кулоновских сил в первом приближении слабо зависит от типа НЖК и уменьшается с ростом внешнего электрического поля. Исключениями, требующими более подробного рассмотрения, могут стать случаи:  $\epsilon_a > 0$  при тангенциальных граничных условиях,  $\epsilon_a < 0$  при нормальных граничных условиях на поверхности наночастицы.

Характерный размер действия дипольных сил из (11) определяется в виде

$$L_{de} \sim \frac{\epsilon_a E_0 d}{2\pi\epsilon K}. \quad (14)$$

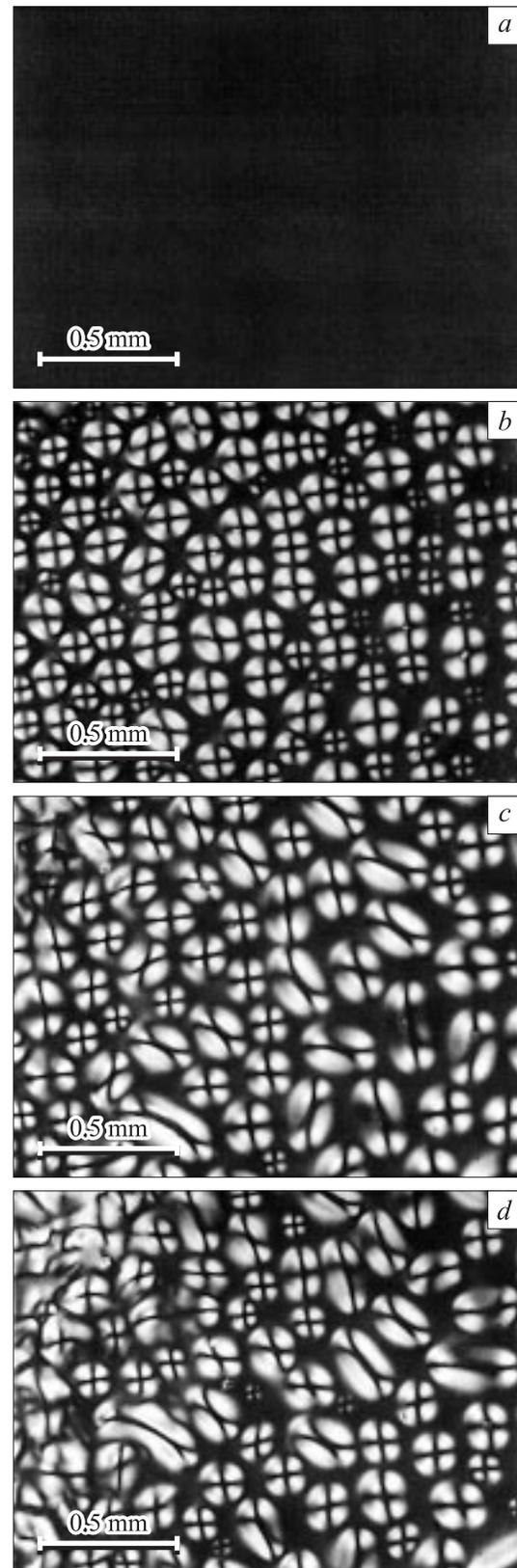
Из аналогичных оценок для старших мультиполей следует, что величина области деформации НЖК на порядок меньше, чем для дипольного взаимодействия.

Простой размерностный анализ несмотря на приближенность дает предварительное представление о зависимости размера области деформации от внешнего электрического поля  $E_0$ . При малом надпороговом поле влиянием старших членов разложения (11) можно пренебречь, поэтому заряд  $q$ , приобретаемый частицей при отрыве от поверхности, пропорционален  $E_0$  ( $q \sim E_0$ ). Тогда из (12), (13) следует, что размер области кулоновского взаимодействия  $L_{ce}$  слабо зависит от величины поля. Этот вывод качественно подтверждается экспериментальными наблюдениями. Однако определить точно величину заряда в рамках размерностных оценок затруднительно, так как в отсутствие электрического поля частица на поверхности находится в двойном заряженном слое, создаваемом контактом жидкость-проводник.

### Электростатические дефекты, образованные наночастицами золота

Эксперимент с наночастицами проводился следующим образом. Перед сборкой образца на внутреннюю токопроводящую поверхность одного из ограничивающих стекол наносился слой суспензии, содержащий почти сферические частицы золота, средний размер которых порядка 20 nm [9]. Поверхностная плотность частиц составляла  $10^4 - 10^5 \text{ mm}^{-2}$ . После сборки образец капиллярным методом был запроваден НЖК 1289 (изготовитель Институт прикладных физических проблем, Минск), имеющим положительную диэлектрическую анизотропию:  $\Delta\epsilon = 9.9$ . Стеклоклетки предварительно обработанные с целью создания гомеотропной ориентации жидкого кристалла, располагались параллельно друг другу на расстоянии 100  $\mu\text{m}$ . Наблюдения проводились на просвет в поляризационном микроскопе.

Полученные в эксперименте результаты приведены на рис. 3. Исходное состояние образца гомеотропное, нанесенные на поверхность частицы не оказывают влияния на ориентацию директора, поэтому в скрещенных поляризаторах изображение представляет собой черное поле



**Рис. 3.** Микрофотографии в скрещенных поляризаторах образца НЖК с наночастицами золота: *a* —  $U = 0$ , время  $t = 0$ ; *b* —  $U = 3 \text{ V}$ ,  $t = 10 \text{ s}$ ; *c* —  $U = 3 \text{ V}$ ,  $t = 610 \text{ s}$ ; *d* —  $U = 3 \text{ V}$ ,  $t = 1210 \text{ s}$ .

(рис. 3, *a*). Когда подаваемое постоянное напряжение достигает порогового значения  $U_{th} = 2-2.5$  V, возникает не зависящая от полярности картина (рис. 3, *b*). Плотность видимых объектов составляет  $100-200 \text{ mm}^{-2}$ , что на два-три порядка меньше, чем исходная поверхностная плотность частиц. Соотношение плотностей частиц на поверхности и видимых объектов требует дополнительных исследований. Частицы, получив заряд от электрода, начинают отрываться от подложки и проникать внутрь НЖК-среды, при этом электростатическая сила кулоновского отталкивания становится больше суммы ван-дер-ваальсовского притяжения к подложке и сил, препятствующих проникновению частиц в среду. Этим определяется пороговый характер явления. Проникновение заряженных частиц в жидкий кристалл приводит к нарушению однородной гомеотропной ориентации, что отображает рис. 3, *b*. При напряжении  $U = 3$  V время возникновения изображения, приведенного на рис. 3, *b*, порядка 10 с. Фотографии рис. 3, *c, d* получены последовательно, через 10 min каждая. Наблюдается множество светлых дисков с резкими границами и с темным крестом внутри. Диски имеют размер порядка  $50-100 \mu\text{m}$ . Такая картина является следствием радиальной („еж“) ориентации директора НЖК вокруг заряженной наночастицы. При резкой смене знака подаваемого напряжения картина плавно исчезает до черного фона, затем возникает аналогичное изображение, но не совпадающее с предыдущим. Эксперименты проводились при напряжении, не превышающем  $U \sim 8-10$  V, так как большие значения приводили к электрогидродинамической (ЭГД) неустойчивости. В этом интервале напряжений размер дисков практически не изменялся.

Подобные округлые образования при наличии внешнего электрического поля наблюдаются во многих экспериментах с жидкокристаллическими коллоидами, содержащими проводящие наночастицы [3].

Таким образом, внесение заряженных наночастиц в НЖК-среду, находящуюся в электростатическом поле, приводит к возникновению дефектов, размеры которых на много порядков превышают размеры частиц. Наблюдаемые дискообразные структуры с темным перекрестием внутри хорошо описываются уравнениями модели (2)–(4), расчеты по которой проведены для НЖК, содержащего в объеме одиночный заряд (см. рис. 1, 2).

### Электростатические дефекты в коллоидной смеси НКЖ–хромолан

Эксперимент проводился по схеме, аналогичной первому случаю. Смесь готовилась следующим образом: НЖК 1289 смешивался с 1%-м раствором хромолана в изопропиловом спирте, затем спиртовая компонента выпаривалась, после этого смесь заправлялась в образец капиллярным способом. Результат визуализации полученной среды приведен на рис. 4.

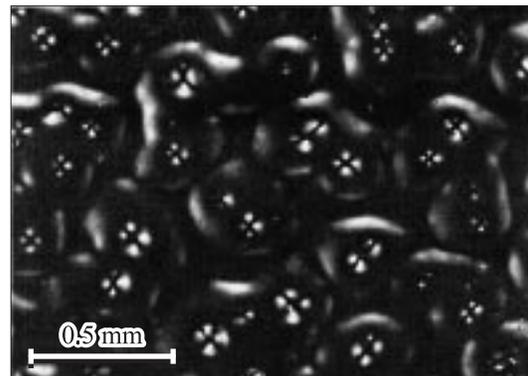
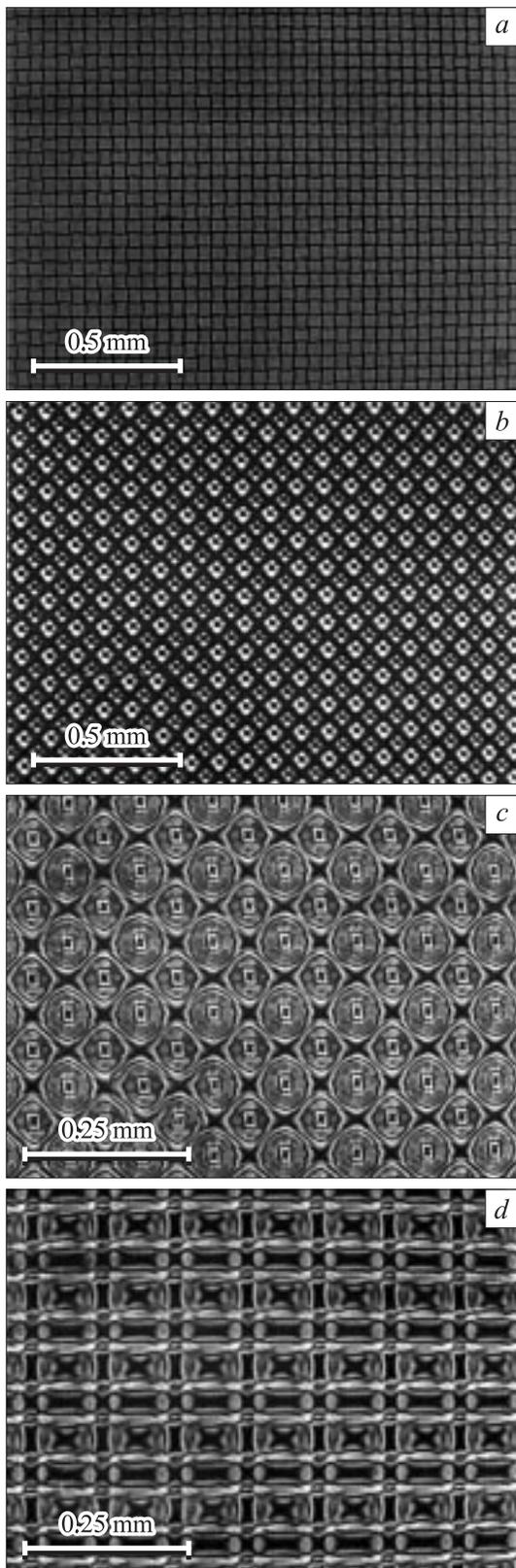


Рис. 4. Визуализация дефектов, образуемых раствором хромолана в НЖК.

Качественно полученная структура была подобна дискообразным объектам, наблюдаемым в эксперименте с наночастицами золота. Но в отличие от первого эксперимента имела место стабильность во времени: картина рис. 4 не изменялась в течение нескольких часов. Изображение дисков возникало, когда напряжение достигало порогового значения, причем размер дисков слабо зависел от величины электрического поля. Отсюда было сделано предположение, что минимальный размер дефектообразующей частиц может быть молекулярного масштаба.

### Регулярная упаковка наночастиц золота

Для этого эксперимента электродная система ограничивающих стекол напылялась встречно-штыревым способом с шагом полосы  $50 \mu\text{m}$ . При сборке образца стекла ориентировались так, чтобы электродные полосы располагались нормально друг к другу. Наночастицы и НЖК вводились в образец аналогично первому случаю. Фотографии, полученные в результате просвечивания образовавшихся структур при различных напряжениях, представлены на рис. 5. На рис. 5, *a* приведена фотография исходной электродной системы с НЖК без подачи напряжения (для получения изображения поляризаторы были скрещены под углом меньше  $90^\circ$ ). Регулярные образования (рис. 5, *b-d*) наблюдаются, как и в предыдущих случаях, при достижении порогового напряжения порядка  $2-3$  V и устойчивы во времени. При превышении напряжением величины порядка  $20$  V сложные структуры исчезают и видимая картина становится подобна рис. 5, *a*, причем без нарушения ортогональности поляризатора и анализатора. В расчетах были получены структуры, показанные на рис. 5, *b, c*, когда в область перекрестия электродных полос помещалась одна заряженная частица. Более сложные объекты, как на рис. 5, *d*, расчетным путем не были получены и нуждаются в дополнительном изучении. Скорее всего, при повышенных напряжениях частиц, входящих



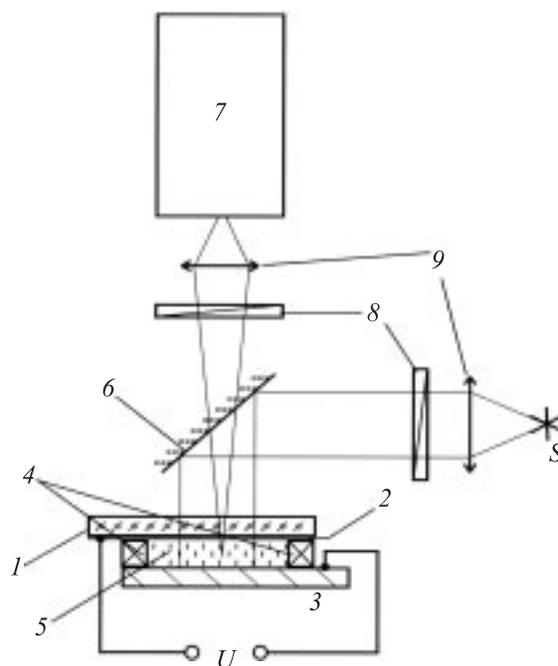
**Рис. 5.** Регулярная упаковка наночастиц золота в периодических электрических полях различной величины. *a* —  $U = 0$ , НЖК, исходная гомеотропная структура, наночастицы находятся на поверхностях; *b* —  $U = 4$  В, отрыв наночастиц от поверхностей; *c* —  $U = 7$  В, *d* — 12 В.

в объем НЖК, становится больше, и они начинают взаимодействовать между собой, возможно, с участием флексоэлектрического эффекта.

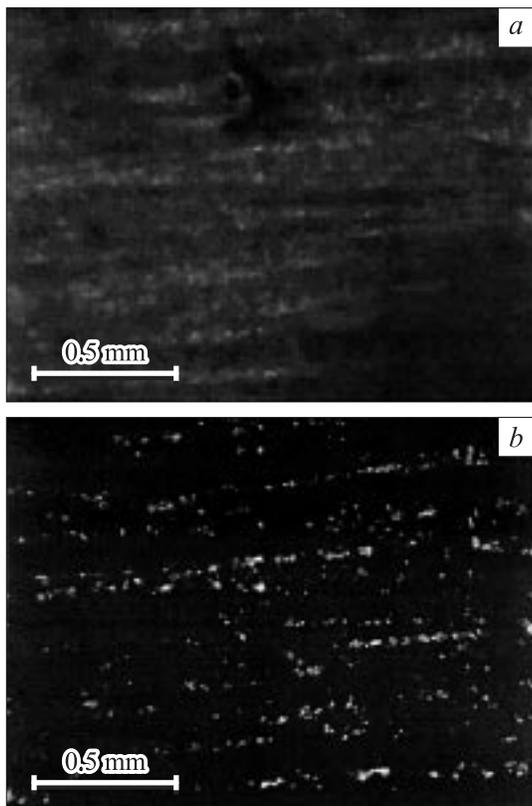
### Воздействие альфа-частиц на жидкий кристалл

После визуализации молекулярных включений возникает вопрос о минимальной величине объекта, дефект ориентации которого можно увидеть с использованием оптических методов. Для этого был проведен эксперимент по облучению НЖК ионизирующим излучением.

Опыты проводились по схеме, приведенной на рис. 6. Конструкция образца определялась использованием стандартного источника  $\alpha$ -частиц с энергией порядка 4.5 MeV. Этот источник представлял собой металлический диск (3) с  $\alpha$ -активным изотопом, покрытый тонким слоем лака. Интенсивность источника порядка 10 распадов/(с · см<sup>2</sup>). Альфа-частицы такой энергии имеют длину пробега в конденсированной среде порядка нескольких сотых долей миллиметра, поэтому НЖК-среда наносилась на поверхность источника и наблюдения проводились в отраженном свете. На расстоянии 300  $\mu$ m от поверхности источника  $\alpha$ -частиц на диэлектрических прокладках (4) помещалась стеклянная пластина (1), покрытая слоем ИТО (2), обращенная покрытием в сторону источника. Воздушный зазор заполнялся капиллярным способом НЖК 1289 (5), находя-



**Рис. 6.** Схема эксперимента для наблюдения воздействия  $\alpha$ -излучения на НЖК: 1 — стеклянная подложка, 2 — прозрачный токопроводящий слой (ИТО), 3 — источник  $\alpha$ -частиц, 4 — диэлектрические прокладки, 5 — НЖК 1289, 6 — полупрозрачное стекло, 7 — CCD-камера, 8 — поляриды, 9 — объективы.



**Рис. 7.** Микрофотография образца НЖК в скрещенных поляризаторах при его облучении  $\alpha$ -частицами. *a* —  $U = 0$ , *b* —  $40\text{ V}$ .

щимся в изотропном состоянии. Между металлическим диском и проводящим слоем, нанесенным на стеклянную подложку, прикладывалось постоянное напряжение  $U$ . Наблюдения проводились при комнатной температуре с помощью поляризационного микроскопа в отраженных лучах в режиме скрещенной поляризации. Объектив микроскопа фокусировался приблизительно на середину объема, занимаемого НЖК.

Визуализация образовавшихся дефектов происходила при подаче постоянного внешнего напряжения, превышающего пороговую величину:  $U_{\text{th}} \sim 10\text{ V}$ . На рис. 7, *a* приведено изображение без электрического поля. Мутные полосы на фотографии — несфокусированные неоднородности толщины лакового покрытия источника. На рис. 7, *b* представлена фотография, полученная при напряжении  $40\text{ V}$ . Подача напряжения до  $40\text{ V}$  не приводила к возникновению ЭГД-неустойчивости, так как поверхность источника диэлектрическая, что препятствует возникновению тока в НЖК. При включении внешнего напряжения на темном фоне появляются яркие точечноподобные объекты, находящиеся в движении. При приближении фокальной плоскости объектива микроскопа к поверхности источника в результате уменьшения поглощения  $\alpha$ -частиц средой концентрация светящихся объектов увеличивается, хотя их наблюдение затрудня-

ется из-за проявляющихся неоднородностей поверхности. Некоторые точки колеблются вокруг неподвижного центра, другие перемещаются практически через всю область наблюдения. Часть точек непрерывно исчезает, и на смену им возникают новые. В целом процесс напоминает диффузию броуновских частиц в жидкости, если не учитывать происходящие при этом рождение и уничтожение объектов. Размер ярких точек, возникающих при облучении НЖК  $\alpha$ -частицами, не превышает  $5\text{--}10\text{ }\mu\text{m}$ .

Резкая смена знака подаваемого напряжения не вызвала качественных изменений в наблюдаемой картине. Это свидетельствует о нулевом суммарном заряде дефекта и наличии в нем дипольной поляризации, дающей наиболее дальнедействующий потенциал, согласно (11). При попадании  $\alpha$ -частицы в среду, скорее всего, происходит возбуждение или разрушение молекулы НЖК и наводится дефект с величиной дипольного момента, слабо зависящий от модуля внешнего электрического поля, поэтому, в соответствии с (14),  $L_{\text{de}} \sim E_0$ . Исследовать зависимость размера наведенного дипольного дефекта от величины электрического поля нам не удалось, так как при напряжении выше  $40\text{ V}$  возникала ЭГД-неустойчивость.

Продемонстрированный эффект может быть использован для создания детекторов ионизирующего излучения. Наблюдаемое явление можно трактовать как метод получения новой жидкокристаллической структуры (свойства которой будут изучены более подробно), насыщенной дипольными дефектами, образованными в результате воздействия ионизирующего излучения в ЖК.

## Заключение

В результате проведения экспериментов и сравнения их данных с расчетными показана адекватность рассмотренной теоретической модели и экспериментально наблюдавшихся ориентационных структур в НЖК. Разработанный пакет программ позволяет описывать и предсказывать в достаточно полном объеме свойства наноструктурированных жидкокристаллических материалов с широким спектром композиционных составляющих. Трудностью в использовании пакета является неточность в определении величины заряда  $q$  и дипольного момента  $d$  дефекта. Несмотря на это были рассчитаны оптические (в том числе ИК и субмиллиметровые) дисперсионные характеристики трехмерных ЖК фотонных кристаллов. На основе данных численного эксперимента была предложена и затем реализована упаковка наночастиц в регулярную периодическую решетку. Предложена патентоспособная технология внедрения микро- и нанобъектов внутрь ЖК-среды через поверхность контакта жидкость–электрод, которая одновременно рассматривается как способ визуализации нано- и биологических объектов, размер которых ограничен молекулярными масштабами.

## Список литературы

- [1] *Nazarenko V.G., Nych A.B., and Lev B.I.* // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 87. P. 075 504.
- [2] *Fukuda Jun-ichi, Stark H., Yoneya M., and Yokoyama H.* // J. Phys. Condens. Matter. 2004. Vol. 16. P. S1957.
- [3] *Jeon S.Y., Baik In-Su., Yeong J. et al.* // 8<sup>th</sup> Europ. Conf. on Liquid Crystals, 2005. Sesto (BZ), Italy. P. 65.
- [4] *Преображенский Н.Г., Трашкеев С.И.* // Опт. и спектр, 1989. Т. 141. № 1. С. 1139–1141.
- [5] *Клементьев В.М., Трашкеев С.И., Стаценко П.А., Валинуров Т.Д.* // ПМТФ. 2004. Т. 4. № 6. С. 38–52.
- [6] *Trashkeev S.I., Klemen'ev V.M., Statsenko P.A.* // Liquid Crystals. 2006. Vol. 33. N 4. P. 417–438.
- [7] *Трашкеев С.И.* // ПМТФ. 2007. Т. 52. № 2 (в печати).
- [8] *Трашкеев С.И., Грачев Г.Н., Поздняков Г.А.* // Тез. докл. 3-й Всеросс. конф. „Химия поверхности и нанотехнология“. СПб.–Хилово, 24 сентября–1 октября 2006. С. 146–147.
- [9] *Пикин С.А.* Структурные превращения в жидких кристаллах. М.: Наука, 1981.