

**ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ
В НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ,
ИНДУЦИРОВАННЫЙ ПОВЕРХНОСТНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ**

О. Д. Лаврентович, В. М. Пергаменцик, В. В. Серган

Внешнее электрическое поле E , приложенное к нематическому жидкому кристаллу (НЖК), способно вызывать искажения директора \vec{n} , тем самым меняя оптические свойства НЖК. Хорошо изучены ситуации, когда эффект обусловлен диэлектрическим, электро-

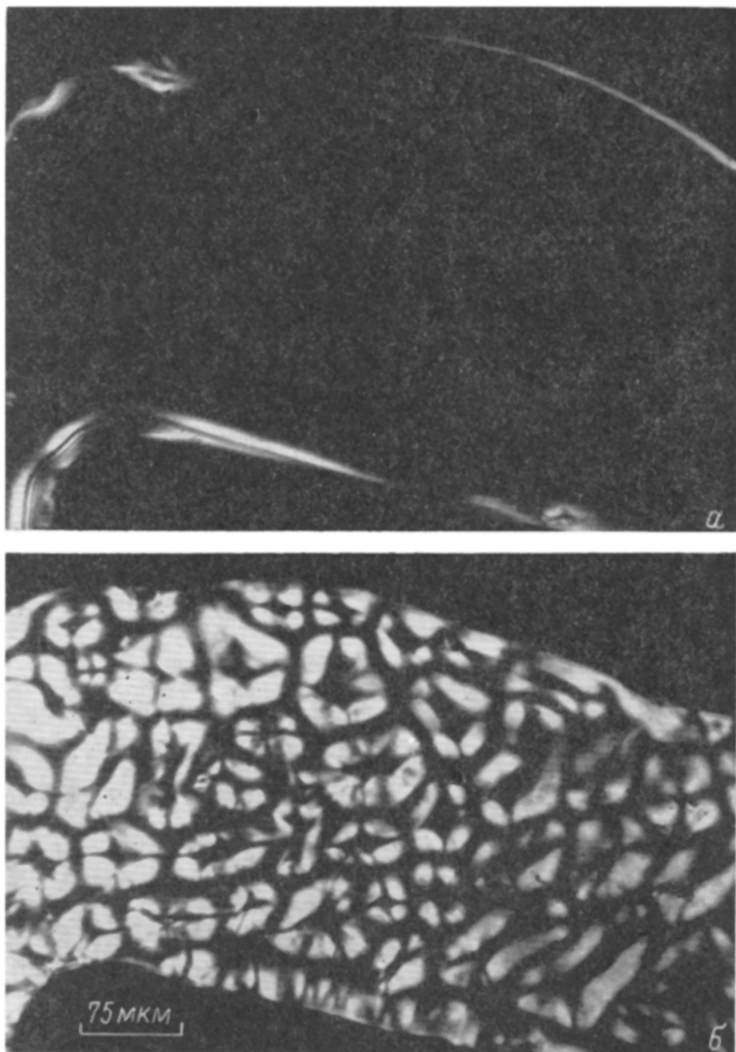


Рис. 1. Микрофотография текстуры 5ЦБ в А-ячейке при подаче постоянного электрического поля ($U=4$ В). Фокусировка на нижней поверхности слоя НЖК (у анода).

гидродинамическим или флексоэлектрическим механизмами [1]. Существуют предположения, что электрооптические эффекты могут возникать и за счет поверхностной поляризации НЖК, вызванной несимметричной ориентацией молекул ($n \neq -n$) на границе НЖК [2-4], однако выделить их на фоне других не удавалось. О наблюдении такого эффекта, непосредственно

доказывающего существование поверхностной поляризации, и сообщается в настоящей работе.

Исследовались гомеотропно ориентированные слои пентилцианобифенила (5ЦБ, $C_5H_{11}(C_6H_4)_2CN$) с большой анизотропией диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon > 0$. Внешнее электрическое поле совпадало по направлению с исходной ориентацией n , что позволило исключить дестабилизирующее влияние диэлектрического и большинства электрогидродинамических эффектов. Основная трудность заключалась в разделении флексоэлектрического и поверхностного поляризационного механизмов, поскольку оба они в описываемой геометрии могут вызывать отклонения n у электродов [4]. Для этого использовались ячейки двух типов (A и K), отличающиеся характером ориентирующих покрытий, и как следствие, типом поверхностной поляризации. В A -ячейках прозрачные электроды (SnO_2) покрывались слоем силиконового эластомера $(CH_3)_3SiO[(CH_3)_2SiO]_nSi(CH_3)_3$, $n=25\ 000$, который гидрофилен и задает преимущественную ориентацию полярных групп $C\equiv N$ молекул 5ЦБ по направлению к подложке. В K -ячейках дополнительно наносился слой лецитина, молекулы которого дифильны и, прикрепляясь полярной частью к эластомеру, задают противоположную ориентацию 5ЦБ (см., например, [3]). Две описанные возможности ориентации дипольных моментов ($\mu=4.3D$) [5] приводят к двум типам поляриза-

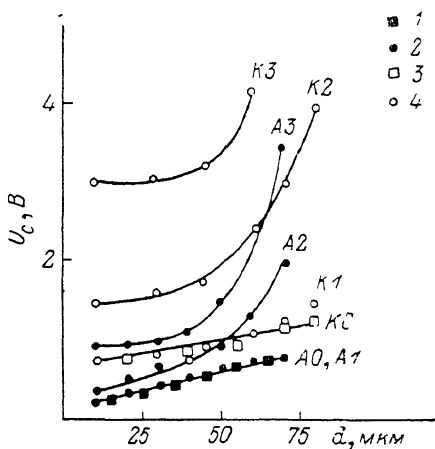


Рис. 2. Зависимость порогового напряжения U_c , вызывающего просветление ячейки от ее толщины d и частоты приложенного поля.

1, 2 — данные для A -ячеек (постоянное и переменное поле соответственно); 3, 4 — для K -ячеек. f , Гц: 0 — 0, 1 — 0.1, 2 — 1, 3 — 2.

ции поверхностных слоев НЖК. Ячейки толщиной $d=10-100$ мкм исследовались с помощью поляризационного микроскопа при комнатной температуре.

В отсутствие внешнего поля пропускание света через ячейку практически отсутствует, поскольку n направлено вдоль оптической оси микроскопа. При подаче вертикального электрического поля, постоянного или низкочастотного переменного, ячейка просветлялась, а в текстуре возникали домены (рис. 1). В обоих типах ячеек эффект обнаруживал сходные особенности и возникал при напряжениях U , больших некоторого порогового $U_c \sim 1$ В (рис. 2), причем при $U \geq U_c$ домены представляли собой серые пятна, подобные описанным в [4], а при $U \approx (2-3) U_c$ проявлялись как четко выраженные округлые образования, геометрия которых показана на рис. 3, а, б. Просветление ячейки, растущее с U вплоть до $U \sim 10$ В, обусловлено увеличивающимися отклонениями n от вертикали вблизи одной из границ слоя НЖК на угол от 0 до 10° . Как удалось выяснить при помощи перефокусировок микроскопа, изменения полярности поля и сдвига стекол ячеек относительно друг друга, искажения локализованы вблизи анода в A -ячейках и вблизи катода в K -ячейках. Эта особенность играет ключевую роль в выяснении природы эффекта. Если явления в A -ячейках при $U \geq U_c$ аналогичны описанным в [4] и могут быть качественно (но не количественно) описаны флексоэлектрическим эффектом, то неустойчивость K -типа ранее описана не была и не может вызываться флексоэлектричеством. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

Флексополяризация $P_f = \epsilon_1 n \operatorname{div} n + \epsilon_3 \operatorname{rot} n \times n$ (ϵ_1, ϵ_3 — флексокоэффициенты) приводит к вкладу вида $(-P_f E)$ в плотность свободной энергии НЖК [1]. Если E направлено вертикально, а $e = \epsilon_1 + \epsilon_3 > 0$, что выполняется для 5ЦБ [6], то энергия системы понижается за счет отклонений n вблизи анода (рис. 3, а). Это могло бы качественно объяснить эффект в A -ячейке, если бы не то обстоятельство, что для возникновения флексоэлектричества необходимо подавление диэлектрического момента, стабилизирующего гомеотропную ориентацию n , и выполнение условия [4] $4\pi e^2 > \Delta\epsilon K_{33}$, где K_{33} — модуль продольного изгиба. Для 5ЦБ это условие заведомо не выполняется, поскольку $e = 1.5 \cdot 10^{-4}$ дин $^{1/2}$ [6], $\Delta\epsilon = 14.2$, $K_{33} = 9.8 \cdot 10^{-7}$ дин [7]. Что касается K -неустойчивости, то флексополяризация при $e > 0$ может лишь препятствовать ее возникновению, как видно из рис. 3, б.

Экспериментальные данные получают объяснение, если учесть поверхностную поляризацию P_s НЖК, вносящую вклад $(-P_s E)$, аналогичный флексоэлектрическому. Поскольку

направления P_s в A - и K -ячейках различны, то при достаточно больших $|P_s|$ следует ожидать анодной неустойчивости в A -ячейке и катодной в K -ячейке (рис. 3, а, б). В последнем случае дестабилизирующий момент может вызываться лишь поверхностной поляризацией; флексоэлектрический и диэлектрический моменты играют стабилизирующую роль. Количественно величину $|P_s|$ можно определить, используя выражение

$$(\epsilon \pm |P_s|)^2 = \alpha^2 + Wda \left(\frac{Wd}{U_c \alpha} + 2 \operatorname{cth} \frac{U_c \alpha}{K_{33}} \right) / U_c, \quad (1)$$

следующее из теории [8] и учитывающее конечность энергии сцепления W НЖК с подложкой. Здесь $\alpha^2 = \Delta \epsilon K_{33} / 4\pi$, знак „+“ выбирается для A -ячейки, а „-“ — для K -ячейки. Значение W определялось двумя независимыми методиками [9, 10] $W_A = 2 \cdot 10^{-3}$ дин/см, $W_K = 5 \cdot 10^{-3}$ дин/см. Подставляя в (1) также $U_{cA} = 0.7$ В, $U_{cK} = 1.1$ В, $d = 60$ мкм, находим $|P_{sA}| = 6 \cdot 10^{-3}$ дин^{1/2}, $|P_{sK}| = 4.6 \cdot 10^{-3}$ дин^{1/2}.

Полученные значения являются оценками сверху, так как не учитывалась возможная неоднородность поля вдоль толщины ячейки, обусловленная двойными электрическими

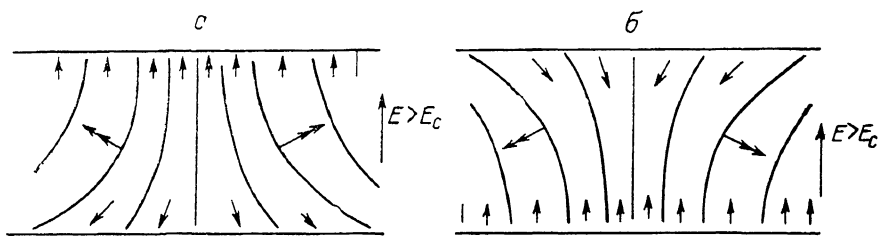


Рис. 3. Геометрия ориентационных нестабильностей слоя НЖК: искажения n во внешнем электрическом поле E вблизи анода в A -ячейках (а) и вблизи катода в K -ячейках (б).

Стрелками с удвоенными острями обозначена флексоэлектрическая поляризация.

слоями. Последние, не влияя на существование механизмов, способны приводить к эффективному росту поля вблизи электродов. В пределе $U_c/d \rightarrow \infty$ второе слагаемое в (1) обращается в нуль и, следовательно, нижние пределы $|P_s|$ можно оценить как $|P_{sA}| = 0.9 \cdot 10^{-3}$ дин^{1/2}, $|P_{sK}| = 1.2 \cdot 10^{-3}$ дин^{1/2}.

Уместно сравнить полученные значения $|P_s|$ с максимально возможным $|P_{s \max}|$. В предположении, что диполи молекул 5ЦБ ориентированы в приграничном слое толщиной ξ единообразно, имеем $P_{s \max} = \xi N \mu$, где N — молекулярная плотность 5ЦБ. Поскольку $\xi \sim 70 \text{ \AA}$ [3], $N = 2.5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, то $P_{s \max} = 7 \cdot 10^{-3}$ дин^{1/2}, т. е. $|P_{s \max}| > |P_{sA}|, |P_{sK}|$, как и следовало ожидать.

Как видно из формулы (1), зависимость $U_c(d)$ для наблюдаемого поляризационного эффекта должна быть практически линейной, что и наблюдается при малых частотах поля f (рис. 2, зависимости $A0, A1, K0, K1$). При достижении некоторой критической частоты $f = f_N$, которую можно оценить как [4] $f_N = (\pi K_{33}) / (8d^2 \eta)$, η — вязкость 5ЦБ (~ 0.1 П), отклонения директора, достаточные для проявления заметного оптического отклика системы, не успевают развиваться. Вследствие этого эффективное значение U_c , измеряемое в момент просветления ячейки, оказывается завышенным. Это и объясняет отклонение зависимости $U_c(d)$ от линейной (кривые $A2, A3, K2, K3$ на рис. 2).

Авторы признательны Т. Я. Марусий и Ю. А. Резникову за измерение W методом [10].

Список литературы

- [1] Блинов Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978. 384 с.
- [2] Чуевров А. Н., Сонин А. С., Закирова А. Д. // ФТТ. 1976. Т. 18. Вып. 10. С. 3064—3088.
- [3] Peitov A. G., Derzhanski A. // Mo!. Cryst. Liq. Cryst. Lett. 1977. Vol. 41. P. 41—46.
- [4] Monkade M., Martinot-Lagarde Ph., Durand G. // Europhys. Lett. 1986. Vol. 2. P. 299—305.
- [5] Dozov I., Martinot-Lagarde Ph., Durand G. // J. Phys. Lett. 1983. Vol. 44. N 19. P. L365—L369.

- [6] Береснев А. А., Блинов Л. М., Давидян С. А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. Вып. 12. С. 592—594.
- [7] Bradshaw M. J., Raynes E. P., Bunning J. D., Faber T. H. // J. Phys. 1985. Vol. 46. P. 1513—1519.
- [8] Derzhanski A., Petrov A. G., Mitov M. D. // J. Phys. 1985. Vol. 39. P. 273—285.
- [9] Ryschenkov G., Kleman M. // J. Chem. Phys. 1976. Vol. 64. N 1. P. 404—412.
- [10] Марусий Т. А., Резников Ю. А., Решетняк В. Ю. и др. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. Вып. 9. С. 851—860.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
2 августа 1988 г.
В окончательной редакции
22 февраля 1989 г.

01; 03

Журнал технической физики, т. 60, в. 1, 1990

© 1990 г.

УДАРНОЕ ВСКИПАНИЕ ПЕРЕГРЕТОГО МЕТАЛЛА— НОВАЯ ПЕРКОЛЯЦИОННАЯ ЗАДАЧА

А. П. Байков, С. Л. Мушер, А. Ф. Шестак, И. А. Энтин

Введение

Традиционные задачи теории перколяции, например задачи узлов и связей [1], имеют важную общую особенность, которая наглядно проявляется при моделировании этих задач на ЭВМ. Обычно для моделирования используют двух- или трехмерную сетку с пронумерованными узлами или связями. Узел (связь), чей номер выброшен датчиком случайных чисел, считается, например, включенным в сеть, т. е. элемент с бесконечным электрическим сопротивлением заменяется другим, сопротивление которого конечно. Следовательно, рассматривается задача случайного изъятия одних элементов сетки и замещения их другими. При этом общее число элементов («объем») сетки постоянно. Поскольку любая перколяционная задача является вероятностной, то число элементов сетки должно в идеале стремиться к бесконечности, а в крайнем случае быть очень большим по сравнению с единицей [1].

В предлагаемой работе рассмотрен эксперимент, для которого приближение постоянного суммарного числа элементов (т. е. постоянного объема) неприемлемо. Это — кипение перегретого металла: масса металла остается практически постоянной, а объем образца растет. Расчет зависимости электрического сопротивления образца от его объема — типичная перколяционная задача, поскольку удельные сопротивления металлов и их паров различаются на несколько порядков.

Объектом исследования служила металлическая проволочка, нагреваемая мощным импульсом тока до температуры $T > T_k$, где T_k — температура кипения. После быстрого отключения тока начиналось интенсивное объемное вскипание металла (при протекании тока вскипанию препятствует давление магнитного поля) и проволочка превращалась в двухфазную среду перегретый металл—пар. В процессе вскипания до начала интенсивного образования золя измерялись сопротивление проволочки и ее объем (скоростная рентгеновская фотосъемка). Этих данных достаточно для определения параметров теории перколяции.

Эксперимент

Исследуемый образец — медная проволочка *МП* (диаметр 0.58 мм, длина 10 см) включалась в установку, электрическая схема которой показана на рис. 1. Установка состояла из LC_1 — контура ($C_1=8.1$ мкФ, $L=4.7$ мкГн) для нагрева проволочки и C_2R — контура ($C_2=2.5$ мкФ, $R=200$ Ом) для формирования зондирующего импульса тока малой амплитуды, необходимого для измерения сопротивления проволочки после отключения греющего тока. Образец нагревался в воздухе при атмосферном давлении. Зарядные напряжения конденсаторных батарей C_1 и C_2 28 и 20 кВ соответственно.