

УДК 541.64:537.3:539.3

## ОРИЕНТАЦИОННЫЕ УПРУГИЕ ДЕФОРМАЦИИ НИЗКОМОЛЕКУЛЯРНЫХ И ПОЛИМЕРНЫХ НЕМАТИКОВ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ КАК МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ ИХ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ

© 1993 г. В. Н. Цветков, Н. В. Цветков, Л. Н. Андреева

Научно-исследовательский институт физики при Санкт-Петербургском государственном университете  
198904 Санкт-Петербург, Петродворец, Ульяновская 1

Поступила в редакцию 11.03.92 г.

Описан метод, позволяющий на количественном уровне изучать упругие деформации под действием электрических полей в низкомолекулярных и полимерных нематиках с отрицательной диэлектрической анизотропией. Показано, что в гомеотропном слое нематика при деформации его электрическим полем возникает текстура, в которой поле директора имеет регулярную коноскопическую ориентацию со степенью порядка  $S$ , на молекулярном уровне не отличающейся от значения степени порядка в монодоменных структурах с однородным полем директора. На примерах некоторых низкомолекулярных аналогов ароматических полизифиров определены пороговые электрические потенциалы структурных переходов в нематике при различных температурах и частотах электрического поля. С использованием значений электрических потенциалов определены величины диэлектрической анизотропии ряда нематиков и изучены их температурные зависимости.

Как известно, ориентационные деформации, возникающие под действием электрических полей в монодоменных слоях низкомолекулярных жидких кристаллов, весьма широко используют в технике конструирования различных дисплейных устройств. Обычно в такого рода устройствах применяют низкомолекулярные нематики с положительной диэлектрической анизотропией  $\Delta\epsilon$ , поскольку в этих условиях электрическое поле  $E$ , переориентируя нематик, создает однородное поле директора в направлении вектора  $E$ . Происходящий при этом пороговый процесс изменения текстуры принято называть электрическим аналогом перехода Фредерикса, так как в равновесных условиях этот процесс по форме аналогичен пороговой переориентации нематика в магнитном поле – явлению, открытому экспериментально и обоснованному теоретически В.К. Фредериксом с сотр. [1, 2].

Однако информация о молекулярно-структурных характеристиках жидких кристаллов, которую получают, изучая его в электрическом поле, в принципе может оказаться значительно богаче данных, получаемых в опытах с магнитным полем, так как характер действия электрического поля на жидкий кристалл определяется дипольной архитектурой его молекул, которая может быть весьма разнообразной. В первую очередь она влияет на знак диэлектрической анизотропии жидкого кристалла. Этот знак может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от величины угла, образуемого молекулярным диполем с продольной осью молекулы [3, 4].

Например, для нематических фенилоксибензоатов [5, 6], как и для их высокомолекулярного структурного аналога – ароматического полизифира с мезогенными фрагментами в основной цепи [7], в нематической фазе величина  $\Delta\epsilon$  отрицательна. Последнее обстоятельство для обсуждаемой здесь темы имеет решающее значение, поскольку в дальнейшем мы будем интересоваться в первую очередь именно такими мезогенными полимерами.

В соответствии с этим следует подробнее рассмотреть электрооптические свойства слоя диэлектрически отрицательно анизотропного нематика, упруго деформируемого электрическим полем.

В нематике с отрицательной диэлектрической анизотропией электрическое поле  $E$  ориентирует оси молекул (директор) в направлениях, нормальных к вектору  $E$ , поэтому в ячейке с традиционной геометрией плоского оптически прозрачного конденсатора для осуществления деформации первоначальная ориентация директора монодоменного слоя должна быть параллельна  $E$ , т.е. слой должен иметь гомеотропную текстуру. При наблюдении в поляризованном свете при скрещенных поляроидах такой слой представляется однородно затемненным, а при возрастании поля  $E$  до пороговой разности потенциалов  $V_0$  он деформируется и поле зрения неоднородно просветляется.

Эта неоднородность вызывается тем, что в отличие от переориентации ароматического нематика в магнитном поле или диэлектрически поло-

жительного нематика в электрическом поле в диэлектрически отрицательном нематике действующее на него электрическое поле не создает однородного поля директора, ориентируя оси молекул в плоскости, нормальной к вектору  $E$ , под произвольными азимутами. Поэтому оптическая картина, которую можно наблюдать в деформированном плоском препарате, априори непредсказуема. Практически присутствие в веществе микроскопических примесей (твердые частицы, пыль, пузырьки воздуха и др.) приводит к тому, что (при увеличении поля допорогового потенциала  $V_0$ ) они становятся случайными центрами дефектов и дезинклинаций, хаотически заполняющих поле зрения, а наблюдаемое структурное превращение приобретает характер "вырожденного" перехода, изучение которого поляризационно-оптическим методом становится затруднительным [8, 9].

Однако, как было показано в работе [10], ситуация может быть коренным образом улучшена, если вместо плоского слоя пользоваться плоско-вогнутым, создавая гомеотропную текстуру нематика в слое между плоской и сферической поверхностями двух соприкасающихся стекол (рис. 1). В этом случае точка соприкосновения стекол играет роль центра, координирующего регулярное поле директора в деформированном нематике по всему его объему, в котором до деформации существовала гомеотропная текстура. В предлагаемой схеме (рис. 1) электродами служат тонкие электропроводящие покрытия 3 и 4, позволяющие создавать в нематике 5 однородное электрическое поле, параллельное директору гомеотропного слоя. В используемой нами установ-

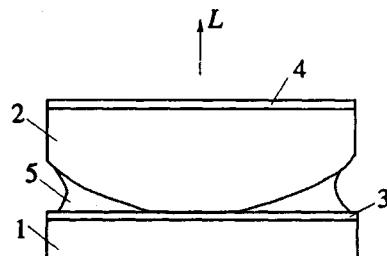


Рис. 1. Схема ячейки. 1 – плоское стекло, 2 – плоско-выпуклая (сферическая) линза, 3 и 4 – электропроводящий прозрачный слой, 5 – нематик, L – световой луч.

ке исходным источником синусоидального напряжения служил генератор Г-112/1, дополненный стандартным широкополосным усилителем, дающим на выходе напряжение 15 вольт. Второй ступенью усиления служил специально изготовленный резонансный усилитель с перестраиваемым контуром, собранный на лампе ГУ-50. Созданная таким образом схема позволяет получать на выходе напряжение до 700 В в диапазоне частот от 10 до 500 кГц.

Поляризационно-микроскопические картины, наблюдавшиеся в препаратах, деформированных синусоидальным (частота 100 кГц) электрическим полем, иллюстрируют рис. 2. На рис. 2а в качестве объекта использован отрицательно анизотропный нематик – азоксианизол  $(H_3CO \text{C}_6\text{H}_4 \overset{\text{O}}{=} N=N \text{C}_6\text{H}_4 \text{OCH}_3)$  с 1%-ной добавкой метоксикоричной кислоты для получения гомеотропной ориентации директора. На рис. 2б пред-

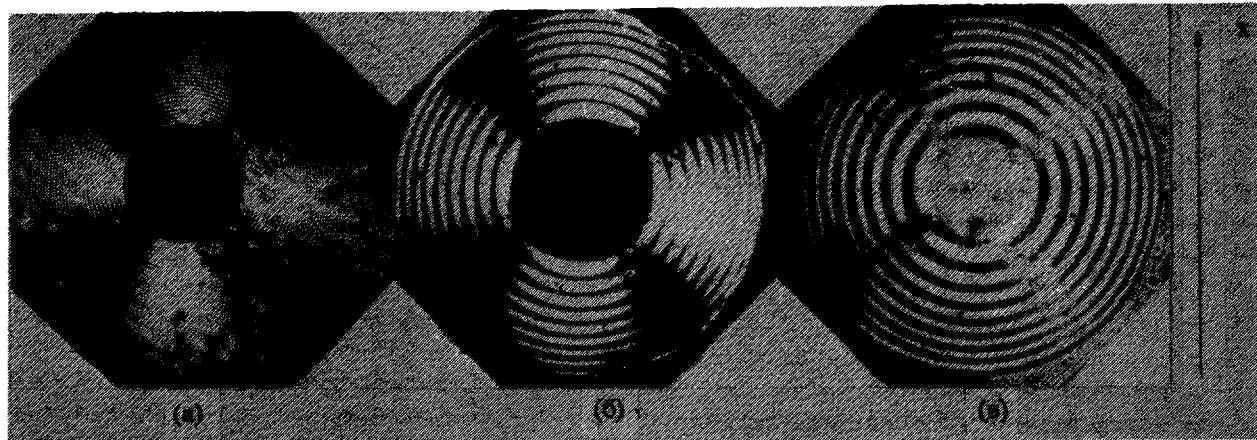


Рис. 2. Поляризационно-микроскопическая картина гомеотропного слоя нематика, деформированного электрическим полем. а – азоксианизол, б – ароматический эфир (АЭ), в – препарат АЭ с дополнительно введенной пластинкой  $\lambda/4$ , направление положительной оси X которой указано.

ставлена картина, полученная в нематическом слое ароматического эфира (АЭ) формулы  $\text{H}_7\text{C}_3-\text{O}-\text{C}(=\text{O})-\text{C}_6\text{H}_4-\text{O}-\text{C}(=\text{O})-\text{C}_6\text{H}_4-\text{O}-\text{C}(=\text{O})-\text{C}_6\text{H}_4-\text{O}-\text{C}_3\text{H}_7$ .

В обоих случаях отчетливо видна "критическая" граница, отделяющая недеформированную часть препарата (темная гомеотропная часть) от деформированной, где наблюдаются концентрические интерференционные полосы – кривые разной толщины, для которых оптическая разность хода кратна длине световой волны (рутная линия с  $\lambda = 5.46 \times 10^{-5}$  см). Характерной особенностью картин, представленных на рис. 2а и 2б, является наличие в них темного креста, оси которого совпадают с осями скрещенных поляризатора и анализатора.

Четкость и регулярность полученных интерференционных картин свидетельствует о том, что поле директора в рассматриваемых препаратах отнюдь не хаотично, а наличие темного креста показывает, что оно может соответствовать одному из двух типов геометрии, представленных на рис. 3. В первом из них (А) продольные оси молекул (и соответственно директор) лежат в плоскостях, каждая из которых содержит центральный световой луч  $L$  и один из радиусов в плоскости препарата. В геометрии второго типа (Б) оси молекул (и соответственно директор) лежат в плоскостях, каждая из которых параллельна центральному лучу  $L$  и нормальна одному из радиусов препарата.

Чтобы сделать выбор между структурами А и Б на рис. 3 следует учесть, что оптическая анизотропия  $\Delta n = n_e - n_0$  (где  $n_0$  и  $n_e$  – показатели преломления обычного и необыкновенного лучей) рассматриваемых жидкокристаллов положительна ( $\Delta n > 0$ ), и, следовательно, оси положительного  $\Delta n$  в плоскости препарата направлены в структуре А радиально, а в структуре Б тангенциальны. Если в систему микроскопа дополнительно ввести кварцевый клин или пластинку "четверть волны" ( $\lambda/4$ ) с фиксированным направлением положительной оси, то в тех двух секторах препарата, где знаки  $\Delta n$  нематика и пластиинки совпадают, общее двойное лучепреломление увеличивается и полосы смещаются к центру, тогда как в двух других секторах (где знаки  $\Delta n$  противоположны) полосы смещаются от центра к периферии. Это иллюстрирует рис. 2в, полученный с препаратом ароматического эфира, дополненным пластинкой  $\lambda/4$ . Из рассмотрения приведенных фотографий следует однозначный вывод в пользу текстуры А (рис. 3). Таким образом, в первоначально гомеотропном слое нематика с отрицательной диэлектрической анизотропией ( $\Delta\epsilon < 0$ ) при деформации его электрическим полем в условиях ячейки рис. 1 образуется текстура, в которой поле директора имеет регулярную коноскопическую ориентацию, представленную

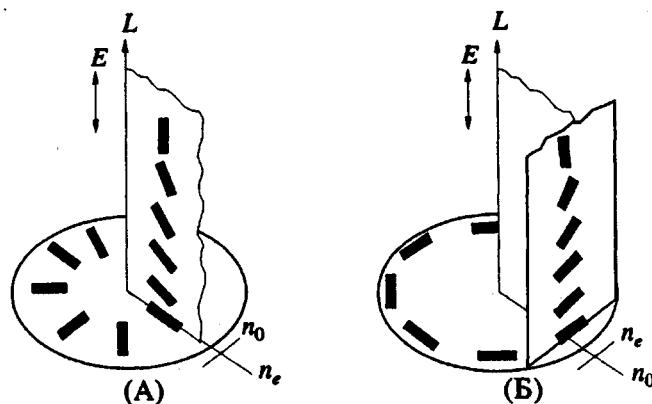


Рис. 3. Два возможных типа А и Б поля директора (показаны направления молекулярных осей), соответствующие картинам рис. 2.  $L$  и  $E$  – направления центрального светового луча и электрического поля соответственно.

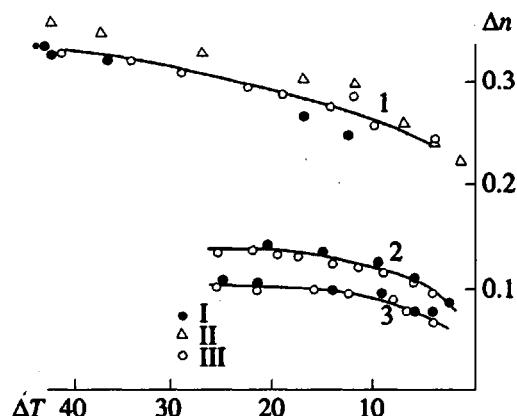


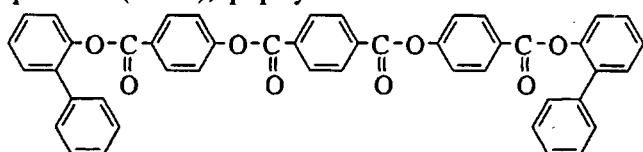
Рис. 4. Температурная зависимость оптической анизотропии  $\Delta n = n_e - n_0$  некоторых низкомолекулярных нематиков по данным измерений, проведенных различными методами. 1 – азоксианизол: I – по данным работы [1]; II – по данным работы [11]; III – по данным настоящей работы; 2 – ароматический эфир АЭ: I – по данным работы [7]; III – по данным настоящей работы; 3 – фенилентерифталат АЭ-7: I – по данным работы [12]; III – по данным настоящей работы;  $\Delta T$  – разность между температурами изотропизации и измерения.

на рис. 3А. В проекции на плоскость препарата эта ориентация представляется радиальной.

Поскольку в рассматриваемых на рис. 2 системах электрическое поле (в отличие от магнитного) не создает монодоменной макроскопической текстуры с одноосной упорядоченностью, возникает вопрос о степени их ориентационного порядка  $S$  на молекулярном уровне. Прямой ответ на этот вопрос может дать изучение оптической анизотропии  $\Delta n$  деформированных препаратов –

величины, пропорциональной  $S$ . Среднюю величину двойного лучепреломления  $\Delta n' = n'_e - n'_0$  в слое толщиной  $z$ , деформированного полем препарата (рис. 2), можно определить из соотношения  $\Delta n' = m\lambda/z$ , где  $m$  – порядок интерференционного темного кольца, соответствующего толщине  $z$ . Последняя определяется по радиусу кольца  $r$  и радиусу кривизны используемой линзы  $R$  по формуле  $z = r^2/2R$ . Величина  $\Delta n'$ , измеренная в поле определенного напряжения, возрастает с увеличением толщины слоя, приближаясь в области больших  $z$  к предельному значению  $\Delta n = n_e - n_0$  анизотропии нематика.

На рис. 4 представлены температурные зависимости оптической анизотропии  $\Delta n$  для трех нематиков: азоксианизола (кривая 1), ароматического эфира (АЭ) (кривая 2) и фенилентерфталата (АЭ-7), формулы



(кривая 3). Экспериментальные данные, полученные в настоящей работе (в электрическом поле), на всех трех кривых представлены точками в виде светлых кружков. Для азоксианизола они дополнены данными, полученными в других работах с использованием монодоменных, планарно ориентированных тонких слоев методами рефрактометрии [2, 11] (треугольники) и интерференционных полос [1] (темные точки). Для эфиров АЭ и АЭ-7 наши данные дополнены результатами, полученными в работах [7, 12], где нематики были ориентированы сильным магнитным полем в монодоменные текстуры с однородным полем директора (темные точки на кривых 2 и 3 рис. 4). В пределах погрешности опыта данные, полученные различными методами, практически совпадают. Это значит, что хотя в текстурах нематиков, деформированных электрическим полем, поле директора неоднородно, степень ориентационного порядка на молекулярном уровне в них не отличается от величины  $S$  в их монодоменных текстурах.

Хотя рассматриваемый структурный переход в электрическом поле для нематика с отрицательной диэлектрической анизотропией  $\Delta \epsilon$  является вырожденным, пороговые условия его возникновения не отличаются от пороговых условий нормальной деформации продольного изгиба, определяясь соотношением [10].

$$V_0 = z_k E = 2\pi \sqrt{\pi K_3 / \Delta \epsilon}, \quad (1)$$

где  $z_k$  – толщина слоя, соответствующего критической границе (рис. 2), в поле напряженностью  $E$ ;  $K_3$  – константа упругости продольного изгиба;  $V_0$  – пороговый потенциал деформации.

Уравнение (1) может служить для определения  $\Delta \epsilon$  по экспериментально установленным значениям

$V_0$  (т.е.  $z_k$  и  $E$ ), если известна величина  $K_3$ . Значение  $z_k$  легко определяется по радиусу  $r_k$  критической границы ( $z_k = r_k^2 / 2R$ ), однако определение  $E$  требует обсуждения.

Применяемая нами ячейка (рис. 1) является двухслойным конденсатором и, следовательно, отношение напряженностей поля  $E$  в исследуемом жидкокристалле и  $E_1$  в стеклянной линзе равно [13]

$$E/E_1 = [\gamma_1^2 + (\nu \epsilon_1 / 2)^2]^{1/2} / [\gamma^2 + (\nu \epsilon / 2)^2]^{1/2} \quad (2)$$

( $\gamma$ ,  $\gamma_1$  и  $\epsilon$ ,  $\epsilon_1$  – электропроводности и диэлектрические проницаемости жидкого кристалла и стекла соответственно,  $\nu$  – частота синусоидального электрического поля). Учитывая, что толщина слоя измеряемого жидкого кристалла на 2 порядка меньше толщины  $d$  линзы, можно считать  $E_1 = \Delta V/d$ , где  $\Delta V$  – разность потенциалов, подаваемая на проводящие слои 3 и 4 (рис. 1). Как следует из уравнения (2), в постоянном поле ( $\nu = 0$ )  $E/E_1 = \gamma_1/\gamma$ , а так как электропроводность стекла на 2–3 порядка меньше электропроводности жидкого кристалла, создать в среде последнего заметное поле в этих условиях невозможно. В области высоких частот  $\nu$ , когда  $(\nu \epsilon / 2\gamma)^2 \gg 1$ , отношение  $E/E_1 = \epsilon_1/\epsilon$  не зависит от частоты и по порядку величины может быть близко к единице. В этих условиях поле, действующее в нематике, определяется соотношением

$$E = (\Delta V/d) (\epsilon_1/\epsilon). \quad (3)$$

В промежуточной области  $\nu$  при заданном  $\Delta V$  величина  $E$  увеличивается с частотой, достигая предельного значения, определяемого по уравнению (3). В качестве примера ниже представлены значения  $E(\epsilon/\epsilon_1)d/\Delta V$ , полученные при  $15^\circ$  для ароматического эфира АЭ путем измерения "критических" толщин  $z_k$  при различных частотах  $\nu$  поля и при постоянных значениях  $\Delta V = 150$  В и  $d = 0.7$  мм.

$\nu$ , кГц	1	2	5	10	20	50	100	200
$E\epsilon d / \epsilon_1 \Delta V$	0.26	0.32	0.44	0.63	0.87	1.01	1.05	0.97

Как следует из приведенных данных, для исследуемой системы стекло–жидкий кристалл величина  $E$  практически достигает предельного значения  $\nu \approx 20$  кГц и далее с увеличением  $\nu$  не меняется. Это позволяет, работая в области частот  $\nu > 20$  кГц, определять  $E$  по формуле (3). Этот вывод относится и к другим исследованным здесь нематикам, электропроводности которых близки к значению  $\gamma$  для ароматического эфира АЭ.

С целью количественной проверки возможности использования пороговых деформаций и уравнения (1) для определения диэлектрической анизотропии  $\Delta \epsilon$  нематика можно воспользоваться полученными здесь данными для азоксианизола. Для этого жидкого кристалла среднее

значение  $\epsilon = 5.5$  [14] близко к значению  $\epsilon_1$  для стекла используемой линзы [15], что, согласно уравнению (3), позволяет определять  $E$  по формуле  $E = \Delta V/d$ .

На рис. 5 (кривая 1) представлена температурная зависимость порогового электрического потенциала  $V_0 = z_k E$ , определяемого по экспериментальным значениям  $z_k$  и  $E$  при частоте поля  $v = 100$  кГц. Уменьшение  $V_0$  с повышением температуры означает, что температурная зависимость  $\Delta\epsilon$  слабее, чем для константы упругости  $K_3$ . Для нахождения абсолютных значений  $\Delta\epsilon$  необходимо знать величину  $K_3$ . Эти сведения можно получить, привлекая данные по пороговым потенциалам  $z_k H$  структурных переходов в магнитном поле  $H$ , определенным в работе [10], и используя данные о диамагнитной анизотропии  $\Delta\chi$  азоксианизола, измеренной в работе [16]. Эти данные представлены на рис. 5 кривыми 2 и 3 соответственно. Используя значения  $z_k H$  и  $\Delta\chi$  и уравнение Фредерикса структурного перехода в магнитном поле

$$z_k H = \pi \sqrt{K_3 / \Delta\chi}, \quad (4)$$

получаем значения  $K_3$ , представленные кривой 4 на рис. 5. Наконец, используя эти значения  $K_3$  и пороговые электрические потенциалы (кривая 1), согласно уравнению (1), вычислим величины  $\Delta\epsilon$ , которые показаны светлыми точками на кривой 5 (рис. 5). На этой же кривой темными точками даны значения  $\Delta\epsilon = \epsilon_{||} - \epsilon_{\perp}$ , полученные непосредственным определением  $\epsilon_{||}$  и  $\epsilon_{\perp}$  методом измерения емкости в работе [14]. Хорошее совпадение этих данных с результатами настоящей работы служит иллюстрацией применимости пороговых упругих деформаций нематика в электрическом поле как метода количественного изучения его диэлектрических свойств.

Дальнейшей иллюстрацией этого могут служить данные, полученные нами для АЭ-7 и АЭ. Средние значения  $\epsilon$  для указанных веществ близки к величине  $\epsilon_1$  для стекла и потому (как и для азоксианизола) напряженность действующего в них поля  $E$  определяется из соотношения  $E = \Delta V/d$ . Результаты измерений пороговых потенциалов  $V_0$  для нематической фазы этих веществ представлены на рис. 6 в виде зависимостей  $V_0$  от температуры  $\Delta T$ , отсчитываемой от температур их изотропизации.

Для АЭ-7 (монотропный переход в нематик при  $T_{Ni} = 146^{\circ}\text{C}$ ) значения  $V_0$  (кривая 1) убывают с ростом температуры, что типично для большинства нематиков. Если воспользоваться величинами константы упругости  $K_3$  для АЭ-7, определенными в работе [12], то по значениям  $V_0$ ,  $K_3$  и формуле (1) вычислим его диэлектрическую анизотропию  $\Delta\epsilon$ , температурная зависимость которой представлена кривой 4 на рис. 6. Сравнивая эту кривую с кривой 3 на рис. 4, нетрудно убедиться, что для нематика АЭ-7 отношение  $\Delta\epsilon/\Delta\chi$

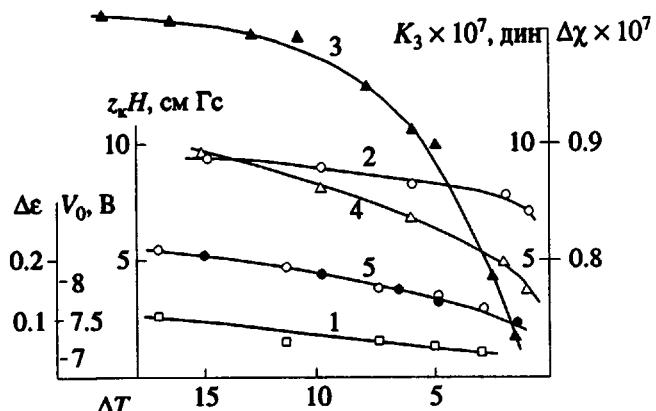


Рис. 5. Температурная зависимость диамагнитных, механических и диэлектрических характеристик нематического азоксианизола. 1 – пороговый потенциал  $V_0 = z_k E$  структурного перехода в электрическом поле; 2 – пороговый потенциал  $z_k H$  структурного перехода в магнитном поле по данным работы [10]; 3 – диамагнитная анизотропия  $\Delta\chi = \chi_{||} - \chi_{\perp}$  по данным работы [16]; 4 – константа упругости продольного изгиба  $K_3$ ; 5 – диэлектрическая анизотропия  $\Delta\epsilon = \epsilon_{||} - \epsilon_{\perp}$ . Светлые и темные точки – данные настоящей работы и работы [14] соответственно.

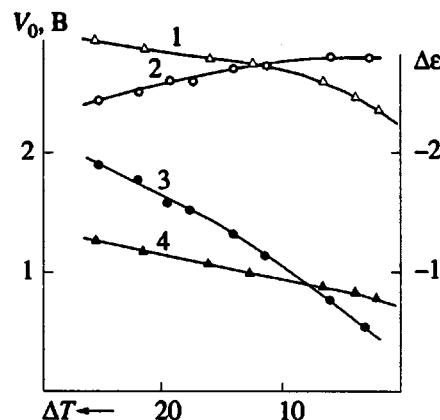


Рис. 6. Температурные зависимости пороговых потенциалов  $V_0$  (1, 2) и диэлектрической анизотропии  $\Delta\epsilon$  (3, 4) для фенилбензоата АЭ-7 (1, 4) и АЭ (2, 3).

в исследованном интервале температур не меняется с изменением  $T$ . Это значит, что диэлектрическая анизотропия АЭ-7 пропорциональна степени его ориентационного порядка  $S$  в соответствии с теорией диэлектрической анизотропии неассоциированных нематиков [17, 18]. Полученное значение  $\Delta\epsilon$ , по порядку близкое к  $-1$ , близко также к значению  $\Delta\epsilon$  для нематических оксифенилбензоатов [5, 6, 19]. Оно указывает на большую величину нормальной составляющей молекулярного диполя по сравнению с продольной, что со-

ответствует симметричному расположению четырех эфирных групп в молекуле.

Для ароматического эфира АЭ температурные зависимости как  $V_0$  (рис. 6, кривая 2), так и  $\Delta\epsilon$  (кривая 3) аномальны –  $V_0$  растет с температурой и соответственно  $\Delta\epsilon$  уменьшается значительно резче, чем  $\Delta n$  и степень порядка (рис. 4, кривая 2). Возможность таких аномалий вполне допустима, если учесть, что эфир АЭ (имеющий  $T_{Ni} = 238^\circ$ ) при  $200^\circ$ С переходит в смектическую фазу, флюктуационные зародыши которой могут существовать и в нематической фазе жидкого кристалла, как это было обнаружено у некоторых алкилазоксибензолов [20]. Вращательная подвижность продольной составляющей молекулярного диполя в таких зародышах должна быть сильно заторможена смектическим потенциалом, что должно увеличивать отрицательную диэлектрическую анизотропию вещества. Усиление этого процесса с приближением к температуре перехода в смектическую фазу приводит к резкому возрастанию  $\Delta\epsilon$  нематика АЭ с понижением  $T$ , что и отражает ход кривой 3 на рис. 6.

На примере нескольких низкомолекулярных нематиков мы проиллюстрировали возможности метода ориентационных деформаций в исследовании их электрооптических свойств на молекулярном уровне. Возможности и результаты применения этого метода к их высокомолекулярным аналогам – ароматическим полиэфирам будут рассмотрены в следующем сообщении.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Freedericksz V.K., Zolina V.V. // Z. Kristallogr. 1931. B. 79. S. 255.
2. Freedericksz V.K., Tsvetkov V.N. // Phys. Z. Soviet. 1934. B. 6. N. 5. S. 490.
3. Freedericksz V.K., Tsvetkov V.N. // Acta Physicochim. URSS. 1935. V. 3. N. 6. P. 879, 895.
4. Цветков В.Н., Маринин В.А. // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1948. Т. 18. № 7. С. 641.
5. Рюмцев Е.И., Ротинян Т.А., Агафонов М.А., Цветков В.Н. // Докл. АН СССР. 1982. Т. 266. № 1. С. 89.
6. Рюмцев Е.И., Ротинян Т.В., Ковшик А.П., Цветков В.Н. // Кристаллография. 1982. Т. 27. № 6. С. 1143.
7. Цветков В.Н., Коломиец И.П., Степченков А.С., Алимов С.В., Билибин А.Ю., Скороходов С.С. // Высокомолек. соед. А. 1989. Т. 31. № 4. С. 700.
8. Rapini A. // J. Phys. 1973. V. 34. N. 7. P. 629.
9. Rapini A., Leger L., Martinet A. // J. Phys. Colloque C I. Suppl. 1975. V. 36. P. 189.
10. Tsvetkov V.N. // Acta Physicochim. URSS. 1937. V. 6. N. 6. P. 865.
11. Chatelain P., Germain M.C.R. // Acad. Sci. Paris. 1964. V. 259. P. 127.
12. Цветков В.Н., Андреева Л.Н., Филиппов А.П., Смирнова Г.С., Скороходов С.С., Билибин А.П. // Высокомолек. соед. А. 1992. Т. 34. № 7. С. 104.
13. Сканави Г.И. Физика диэлектриков. М., Гос. изд-во технико-теоретической литературы, 1949.
14. Maier W., Meier G.Z. // Naturforschung. 1961. B. 16a. N. 3. S. 470.
15. Сборник физических констант / Под ред. Дорфман Я.Г., Фриш С.Я. Л., Гос. изд-во технико-теоретической литературы. 1937.
16. Цветков В.Н., Сосновский А.Н. // Журн. эксперим. и теорет. физики. 1943. Т. 13. № 9/10. С. 353.
17. Maier W., Meier G.Z. // Naturforschung. 1961. B. 16a. N. 2. S. 262.
18. Цветков В.Н. // Кристаллография. 1969. Т. 14. № 4. С. 681.
19. Kresse H. // Fortshritte der Physik. 1982. B. 30. N. 10. S. 507.
20. De Jeu W.H., Goossens W.J. A., Bordewijk P. // J. Chem. Phys. 1974. V. 61. N. 5. P. 1985.

## Orientational Elastic Deformations of Low-Molecular-Mass and Polymeric Nematics in an Electric Field: A Method for Studying Their Electrooptical Properties

V. N. Tsvetkov, N. V. Tsvetkov, and L. N. Andreeva

Institute of Physics, St. Petersburg State University, Ul'yanovskaya Ul. 1, Peterhof, St. Petersburg, 198904 Russia

**Abstract** – A new method is proposed that allows the study at a quantitative level of the elastic deformations induced by electric fields in low-molecular-mass and polymeric nematics with negative dielectric anisotropy. It is shown that the electric-field-induced deformation of a homeotropic layer of the nematic phase results in a texture in which the director field has a regular conoscopic orientation with a degree of order  $S$ . On a molecular level, this value does not differ from the degree of order in single-domain structures with a uniform director field. Using some low-molecular-mass analogs of aromatic polyesters as examples, the threshold electric potentials for structural transitions in the nematic phase have been determined at various temperatures and at various frequencies of the electric field. On the basis of the electric potentials, the values of the dielectric anisotropy of several nematics have been determined and its temperature dependence has been analyzed.