

05;12

Флексоэлектрический отклик слоя жидкого кристалла с температурно-индуцированным ориентационным переходом

© М.В. Хазимуллин, А.П. Крехов, Ю.А. Лебедев, О.А. Скалдин

Институт физики молекул и кристаллов, Уфимский научный центр РАН

Поступило в Редакцию 28 октября 1996 г.

В работе подтверждена достаточность привлечения модели флексоэлектрической поляризации для интерпретации температурного поведения электрического отклика на удвоенной частоте возбуждения гомеотропно ориентированных образцов нематических жидких кристаллов *n*-метоксибензилиден-*n*-бутиланилина. Экспериментально исследована температурная зависимость образцов с различной ориентацией директора.

Известно, что периодическая деформация тонкого слоя нематического жидкого кристалла приводит к появлению электрического сигнала, обусловленного возникновением макроскопической поляризации, которая может быть связана с существованием поверхностного слоя молекул с нескомпенсированным дипольным моментом (поверхностная поляризация), с искажением поля директора (флексополяризации) и др. [1]. В работе [1] было показано, что в случае гомеотропно ориентированных образцов *n*-метоксибензилиден-*n*-бутиланилина (МББА) для интерпретации экспериментальных данных по температурному поведению электрического отклика на удвоенной частоте возбуждения $U_{2f}(T)$ достаточно привлечения модели флексоэлектрической поляризации. Однако для однозначного утверждения о доминирующем вкладе флексоэффекта в U_{2f} необходимо исследование образцов с различной ориентацией директора. Для создания подобных слоев часто используется техника напыления монооксида кремния на подложки, ограничивающие нематический жидкокристаллический слой. Температурная зависимость угла наклона директора на таких подложках может быть описана в рамках предложенной ранее модели ориентационных переходов [2]. В настоящей работе исследуется температурная зависимость

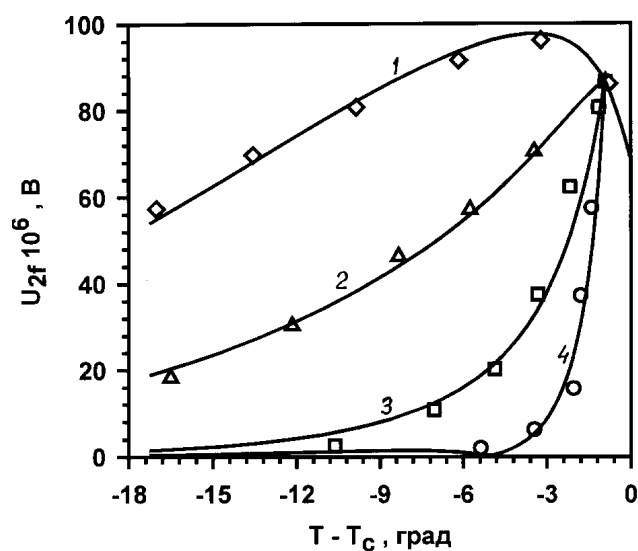


Рис. 1. Температурное поведение второй гармоники $U_{2f}(T)$ для ячеек с различными углами преднаклона θ_i : 1 — 81.5° , 2 — 68° , 3 — 50° , 4 — 10° .

электрического отклика на подложках с ориентационным переходом и показывается, что поведение $U_{2f}(T)$ для наклонно ориентированных слоев также удовлетворяет модели флексоэлектрической поляризации.

В работе экспериментально изучались слои МБА толщиной $d = 40$ мкм с различной исходной (при комнатной температуре) ориентацией директора. В качестве подложек использовались стекла с проводящим покрытием, на которые в вакууме напылялась под косым углом моноокись кремния, причем ориентация директора зависела от угла напыления. Деформация кристаллического слоя осуществлялась периодическими колебаниями нижней более тонкой подложки (толщиной $h \sim 100\text{--}200$ мкм) с частотой $f = 1$ кГц и малой амплитудой ($a \sim 0.1$ мкм), что обеспечивало затухание колебаний директора у верхней подложки. Электрический отклик ячейки регистрировался селективным вольтметром на удвоенной частоте возбуждения. Детали экспериментальной техники описаны в [3].

Экспериментальные зависимости второй гармоники $U_{2f}(T)$ от температуры для ячеек с различными начальными углами наклона директора приведены на рис. 1. При низких температурах абсолютная величина U_{2f} возрастает с увеличением стационарного угла, а вблизи точки перехода в изотропную жидкость (T_c) стремится к фиксированному значению U_{2f}^h . Поляризационно-оптические наблюдения показали, что при температуре, соответствующей U_{2f}^h , все образцы становились одномерно гомеотропными, т. е. во всех ячейках происходил температурно-индуцированный ориентационный переход наклон–гомеотроп.

Рассмотрим тонкий слой нематического жидкого кристалла, ориентированного под углом θ к поверхности подложек. Пусть нижняя подложка подвергается механической деформации с частотой f , тогда директор будет осциллировать относительно индуцированного подложкой угла θ по закону $\theta_d = \theta_0 \cos(2\pi ft)$, где θ_0 — амплитуда осцилляций, которая при фиксированной амплитуде и частоте механического возбуждения зависит от вязких свойств нематика и угла наклона θ . Можно показать, что в случае малых амплитуд механических колебаний ($a/d \ll 1$) разность потенциалов на подложках, возникающая за счет флексоэлектрической поляризации [1], будет выражаться формулой

$$U_{2f} = 2\pi e \frac{(\varepsilon_{\parallel} \sin^2 \theta - \varepsilon_{\perp} \cos^2 \theta)}{(\varepsilon_{\parallel} \sin^2 \theta + \varepsilon_{\perp} \cos^2 \theta)^2} \theta_0^2, \quad (1)$$

где ε_{\parallel} , ε_{\perp} — компоненты диэлектрического тензора, $e = e_{11} + e_{33}$ — сумма флексокоэффициентов. Температурное поведение индуцированного подложкой стационарного угла наклона директора для данных ячеек описывается формулой [2]:

$$\cos^2 \theta = \frac{S_t(S - S_{th})}{S(S_t - S_{th})} \cos^2 \theta_i \quad (2)$$

где S — скалярный параметр порядка, S_{th} и S_t — значения S , соответствующие температурам перехода в гомеотроп и измерению начального угла наклона (θ_i).

Механические колебания подложки приводят к аксиально-симметричному осциллирующему течению нематического жидкого кристалла, и для малых амплитуд осцилляций директора можно

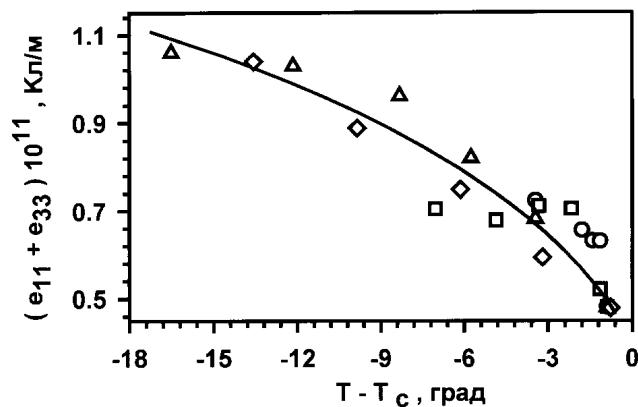


Рис. 2. Температурная зависимость флексокоэффициентов $e = e_{11} + e_{33}$.

воспользоваться выражением [4]:

$$\theta_0 = \frac{A\eta_1(\lambda \cos^2 \theta - \sin^2 \theta)(1 + \lambda)}{(1 - \lambda^2)(\eta_1 \cos^2 \theta + \eta_2 \sin^2 \theta) + (\eta_1 - \eta_2)(\lambda \cos^2 \theta - \sin^2 \theta)^2}, \quad (3)$$

где $\eta_1 = (\alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_6)/2$, $\eta_2 = (-\alpha_2 + \alpha_4 + \alpha_5)/2$, $\lambda = \alpha_3/\alpha_2$ (α_i — коэффициенты вязкости Лесли). Безразмерный коэффициент A , определяющийся геометрией ячейки и не зависящий от температуры, можно найти, рассматривая задачу о колебаниях тонкой круглой мембраны. В нашем случае толщина мембраны $h = 100$ мкм, радиус $R = 5$ мм, частота колебаний $f = 1$ кГц, амплитуда деформации в центре $a = 0.1$ мкм, тогда $A = 2.4 \cdot 10^{-2}$.

Используя литературные данные по температурным зависимостям ε_{\parallel} , ε_{\perp} , λ [5], η_1 , η_2 [6], S [7] и подставляя экспериментальные значения $U_{2f}(T)$ в (1), с учетом (2), (3) получим температурную зависимость суммы флексокоэффициентов $e = e_{11} + e_{33}$ (рис. 2). Порядок величины $e \sim 10^{-11}$ Кл/м, взятой при комнатной температуре, совпадает с данными других исследователей [5]. Использование аппроксимации $e(T) = \alpha S(T) + \beta S^2(T) + \gamma S^3(T)$ (рис. 2, сплошная линия, $\alpha = -1.1573 \cdot 10^{-11}$ Кл/м, $\beta = 9.2530 \cdot 10^{-11}$ Кл/м, $\gamma = -8.0362 \cdot 10^{-11}$ Кл/м) дает теоретическую зависимость темпера-

турного поведения второй гармоники U_{2f} (рис. 1, сплошные линии), хорошо согласующуюся с экспериментальными данными.

Таким образом, используя модели флексоэлектрической поляризации и температурно-индуцированных ориентационных переходов, можно описать экспериментально наблюдаемое температурное поведение второй гармоники электрического отклика в МББА на подложках с ориентационным переходом и определить температурную зависимость суммы флексокоэффициентов $e_{11} + e_{33}$.

Список литературы

- [1] *Barbero G., Chuvyrov A.N., Krekhov A.P. et al. // J. Appl. Phys. 1991. V. 69. N 9. P. 6343–6348.*
- [2] *Крехов А.П., Хазимуллин М.В., Лебедев Ю.А. // Кристаллография. 1995. Т. 40. В. 1. С. 137–140.*
- [3] *Скалдин О.А., Крехов А.П., Чувывров А.Н. // Кристаллография. 1989. Т. 34. В. 4. С. 951–957.*
- [4] *Krekhov A.P., Kramer L. // Phys. Rev. E. 1996. V. 53. N 5. P. 4925–4932.*
- [5] *Kelker H., Hatz R. // Handbook of Liquid Crystals. Weinheim, Verlag Chemie, 1980. P. 917.*
- [6] *Gahwiller Ch. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1973. V. 20. P. 301–311.*
- [7] *Yen S., Clark N.A., Pershan P.I. et al. // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 31. P. 1552–1555.*