

**ПРЯМОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ФЛЕКСОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ  
НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ**

Л.А.Береснев, Л.М.Блинов, С.А.Давидян,  
С.Г.Кононов, С.В.Яблонский

Впервые измерена флексоэлектрическая поляризация в нематических жидкких кристаллах МББА и 5ЦБ. Получены температурные зависимости флекс-коэффициента  $e_{11}$  для 5ЦБ и суммы флекс-коэффициентов  $e_{11} + e_{33}$  для МББА.

В соответствии с<sup>1</sup>, флексоэлектрическая поляризация есть функция пространственных производных директора  $n$  нематического жидкого кристалла (НЖК) :

$$P_f = e_{11} \operatorname{ndiv} n + e_{33} \operatorname{rot} n \times n, \quad (1)$$

где  $e_{11}$  и  $e_{33}$  – флексоэлектрические коэффициенты. В (1) первый член связан с  $S$ -деформацией поперечного изгиба и коэффициент  $e_{11}$  велик в случае, если молекулам можно присвоить грушевидную форму с продольным дипольным моментом, а второй член обусловлен  $B$ -деформацией поперечного изгиба и велик для банановидных молекул с большим поперечным дипольным моментом.

До сих пор прямых измерений величины  $P_f$ , вызванной деформацией поля директора  $n$ , не проведено. Коэффициент  $e_{33}$  обычно оценивается из обратного флексоэлектрического эффекта<sup>2</sup>, т. е. по возникновению  $B$ -деформации, индуцированной внешним электрическим полем. Единственная попытка определить коэффициент  $e_{33}$  из прямого эффекта проведена в<sup>3</sup>, однако в последнем случае деформация осуществлялась с помощью гидродинамического потока в весьма специальной геометрии, так что расчет флекс-коэффициента  $e_{33}$  требовал многочисленных оговорок. Данных по коэффициенту  $e_{11}$  вообще нет в литературе, так как измерениям обратного флексоэлектрического эффекта обычно мешает положительная дизелектрическая анизотропия НЖК  $\epsilon_a = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$  (индексы  $\parallel$  и  $\perp$  относятся к направлениям  $n$ ) с продольными молекулярными диполями.

В данной работе мы используем принципиально новый метод прямого определения самой величины флексоэлектрической поляризации для деформационного состояния, заданного граничными условиями. Величина поляризации определяется интегрированием температурной зависимости пироэлектрического коэффициента деформационной структуры и не критична к знаку  $\epsilon_a$ , так что метод может быть использован для измерения обоих флекс-коэффициентов для любых НЖК. Здесь мы приводим данные для двух классических веществ, отличающихся знаком  $\epsilon_a$ , а именно 5ЦБ (п-пентилцианобифенил) и МББА (п-метоксибензилиден-п'-бутиланилин).

Эксперимент осуществлялся следующим образом. Для измерений готовится ячейка с так называемой гибридной или гомео-планарной ориентацией. Тонкий слой НЖК (толщина варьировалась от 4 до 20 мкм) находился между двумя стеклами, на которые предварительно наносились электроды из  $\text{SnO}_2$  с определенным оптическим пропусканием в видимой и ближней ИК-области. Поверхности электродов обрабатывались таким образом, чтобы на одном из них молекулы НЖК были ориентированы гомеотропно, т. е. перпендикулярно подложке (для этого использовалась обработка поверхности дистеарилхлоридом хрома), а на другом – планарно, т. е. параллельно подложке (использовался метод натирания по предварительно нанесенному на электрод слою поливинилкетала). Соответствующее распределение директора в образце показано на рис. 1. В такой гомеопланарной структуре сочетаются  $B$ -деформация (вблизи верхнего электрода) и  $S$ -деформация (вблизи нижнего электрода) и в соответствии с (1) слой обладает электрической поляризацией, знак которой зависит от знака коэффициентов  $e_{11}$  и  $e_{33}$ .

На ячейку падает импульс излучения лазера на алюмино-иттриевом гранате с длиной волны  $\lambda = 1,06 \text{ мкм}$  и длительностью  $t_i = 100 \text{ мкс}$ . Излучение поглощается в электродах и практически мгновенно ( $\tau \ll t_i$ ) прогревает тонкий слой НЖК, при этом величина  $P_f$  изменяется, так как коэффициенты  $e_{11}$  и  $e_{33}$  температурно зависимы. На электродах появляется напряжение пироэлектрического эффекта, пропорциональное пирокоэффициенту

$$\gamma(T) = dP_f(T) / dT. \quad (2)$$

Так как поляризация  $P_f$  и пиросигнал наблюдаются лишь в нематической фазе, величину  $P_f(T)$  можно определять интегрированием  $\gamma(T)$  по температуре от точки перехода  $T_{NI}$  в изотропную фазу до любой желаемой температуры в нематической фазе. Эта методика ранее применялась нами к сегнетоэлектрическим жидким кристаллам <sup>4</sup>. В данном случае абсолютная калибровка измерений осуществлялась сравнением пирокоэффициентов деформированных структур НЖК с пирокоэффициентом классического сегнетоэлектрика ДОБАМБЦ <sup>4</sup>.

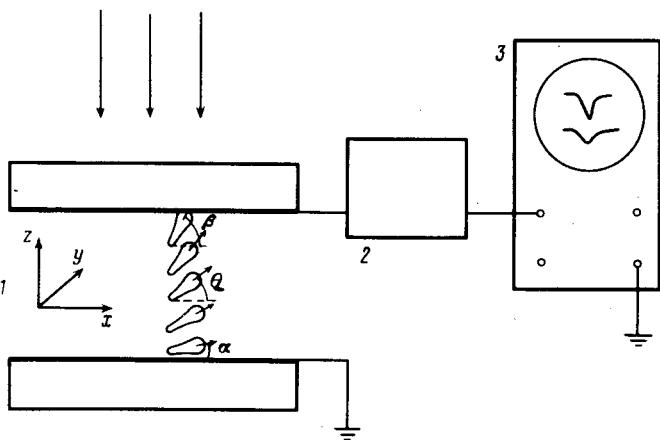


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – ячейка с гомеопланарно ориентированным образцом, 2 – усилитель УЭ-29, 3 – осциллограф С8-11

Теоретически величина  $P_f^z$  для гомеопланарной ячейки с граничными значениями углов  $\alpha$  и  $\beta$ , не зависящими от температуры, вычисляется элементарно: из (1):

$$P_f^z_d = (e_{11} + e_{33}) \sin \theta \cos \theta \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad (3)$$

$$\langle P_f^z \rangle = \frac{\int_0^d P_f^z dz}{d} = \frac{e_{11} + e_{33}}{4} (\cos 2\alpha - \cos 2\beta). \quad (4)$$

Выражение (4) позволяет легко найти сумму флекс-коэффициентов  $(e_{11} + e_{33})/T$  по значению поляризации  $P_f^z(T)$  с граничными условиями  $\alpha = 0$ ,  $\beta = \pi/2$ .

На рис. 2 показан температурный ход измеренной величины пирокоэффициента для слоя 5ЦБ толщиной  $d = 16 \text{ мкм}$ . Здесь же приведена температурная зависимость флекс-поляризации  $P_f^z$ . Рассчитанный ход флекс-коэффициента  $e_{11}$  (в предположении  $e_{33} = 0$  в силу цилиндрической симметрии молекулы 5ЦБ и отсутствие у нее поперечной компоненты дипольного момента) показан на рис. 3 (кривая 1). Для ячейки толщиной  $d = 9 \text{ мкм}$  измеренные значения  $e_{11}$  5ЦБ точно такие же, хотя дальнейшее уменьшение толщины до 4 мкм приводит к снижению рассчитанных величин  $e_{11}$ , по-видимому, из-за нарушения постоянства углов  $\alpha$  и  $\beta$ .

Для МББА кривые  $\gamma(T)$  и  $P_f(T)$  качественно такие же, как на рис. 2. Значение суммы флекс-коэффициентов  $e_{11} + e_{33}$  показано на рис. 3 (кривая 2). Величина  $e_{11} + e_{33}$  для МББА при комнатной температуре ( $e_{11} + e_{33} = 7 \div 8 \cdot 10^{-5} \text{ дин}^{1/2}$ ) согласуется со значениями  $e_{33}$ , полученными из обратного флекс-эффекта, что свидетельствует о малом значении  $e_{11}$ , вследствие малости продольного дипольного момента. Для 5ЦБ значение  $e_{11} =$

$= 1,5 \cdot 10^{-4}$  дин $^{1/2}$ , как уже говорилось, получено впервые. Дипольный момент 5ЦБ (за счет полярной группы – С ≡ N) больше, чем у МББА, поэтому неудивительно, что и флекскоэффициент оказался заметно выше.

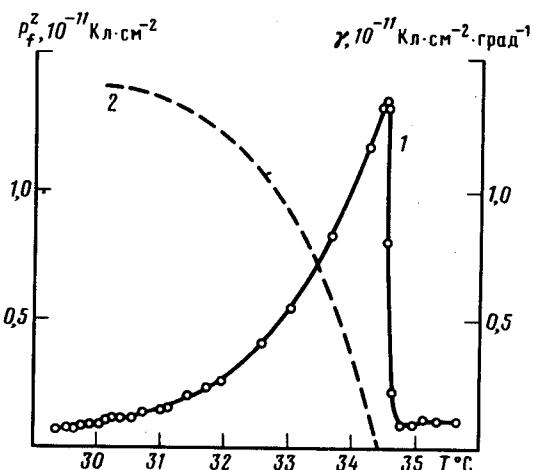


Рис. 2

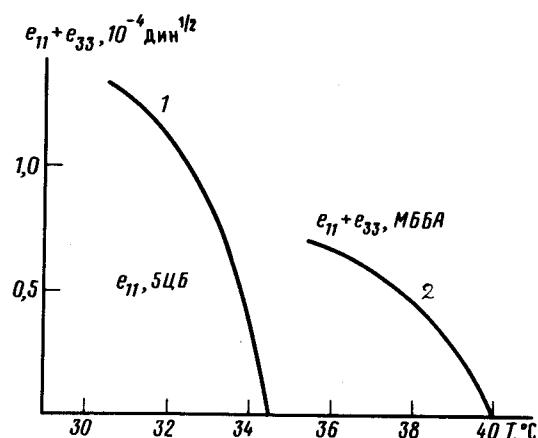


Рис. 3

Рис. 2. Температурные зависимости пирамоэффициента (кривая 1) и флексоэлектрической поляризации (кривая 2) для гомео-планарно ориентированного образца 5ЦБ

Рис. 3. Температурные зависимости флекскоэффициента  $e_{11}$  для 5ЦБ (1) и суммы флекскоэффициентов  $e_{11} + e_{33}$  для МББА (2)

Описанный выше метод позволяет изучать не только флекс-поляризацию, вызванную объемной деформацией директора, но и эффекты поверхностной поляризации. Так, на рис. 2 видно, что небольшой "пирамоэффициент" сохраняется и в изотропной фазе. Смена направления облучения ячейки указывает на то, что этот небольшой сигнал идет со стороны поверхности ячейки, где ориентация гомеотропна. Это же подтверждается наблюдением небольших (на порядок меньше, чем в гомеопланарных ячейках) сигналов с ячеек с чисто гомеотропной ориентацией, где флекс-эффекта не должно быть, так как  $\alpha = \beta = \pi/2$  и полным отсутствием сигналов с чисто планарных ячеек. Таким образом, наш эксперимент соглашается с утверждением о наличии температурно-независимой поверхностной поляризации гомеотропно-ориентированных слоев 5ЦБ, высказанном в работе<sup>5</sup> на основании экспериментов по генерации второй оптической гармоники из приповерхностного слоя. К сожалению, абсолютного определения величины  $P_s$  мы в данном случае сделать не можем именно из-за отсутствия начальной точки отсчета для интегрирования  $\gamma(T)$ .

#### Литература

1. Meyer R.B. Phys. Rev. Lett., 1969, 22, 918.
2. Блинов Л.М. Электро- и магнитооптика жидкокристаллов, М.: Наука, 1978.
3. Яблонский С.В., Блинов Л.М., Пикун С.П. Письма в ЖЭТФ, 1984, 49, 226.
4. Blinov L.M., Beresnev L.A., Shtykov N.M., Elashvili Z.M. J. Physique (Paris), 1979, 40, C3–269.
5. Guyot-Sionnest P., Hsiung H., Shen Y.R. Phys. Rev. Lett., 1986, 57, 2963.