

03:05.2

## **Свободные колебания в сегнетоэлектрическом жидком кристалле**

© А.П. Федоряко, М.Н. Пивненко, Е.В. Попова, В.П. Семиноженко

Институт монокристаллов НАН Украины, Харьков

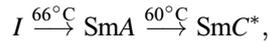
Поступило в Редакцию 27 ноября 1996 г.

В работе представлены экспериментальные исследования, позволившие впервые получить свободные электромеханические колебания в сегнетоэлектрических жидких кристаллах.

При исследовании вынужденных электромеханических колебаний в сегнетоэлектрическом жидком кристалле были обнаружены резонансные явления [1]. Авторы предположили, что они связаны с наличием в образце текстуры шевронов, однако это предположение не было обосновано. Поскольку шевроны разбивают монодомен кристалла на отдельные элементы, необходимо учитывать дискретность материала и взаимодействие между элементами структуры в процессе деформирования. Представляется весьма важным оценить параметры статистического ансамбля молекул, участвующего в колебательном движении и определяющего инерционные свойства резонансной структуры. Для определения инерционных свойств резонансных структур мы предлагаем исследование не вынужденных, а свободных колебаний. Далее представлены экспериментальные исследования, которые позволили впервые получить свободные электромеханические колебания в сегнетоэлектрическом жидком кристалле, проявляющиеся в немонотонной релаксации к равновесию объемной поляризации. Приводится оценка момента инерции элемента структуры. Резонансные структуры осцилляторного типа представляют интерес как новое направление в исследовании динамических процессов в таких кристаллах и позволят расширить область практического применения жидких кристаллов.

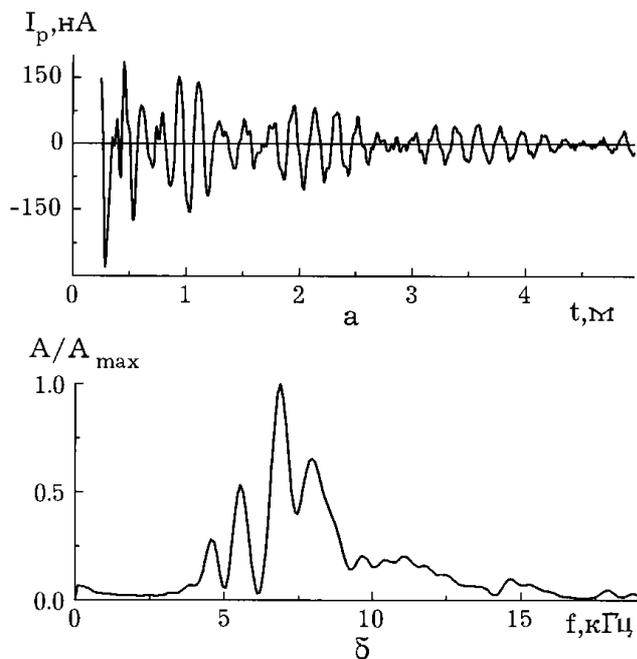
В качестве объекта исследований использовалась бинарная смесь ахирального смектика С 2-(4-октилксифенил)-5-октилпиримидина и хиральной добавки бис-4, 4'-(2-*s*-мелилпентил)-терфенилдикарбоксилата.

Эти соединения неоднократно использовались для исследования природы возникновения спонтанной поляризации [2]. Используемая композиция (концентрация добавки = 19.7 вес.%) имеет следующие температуры фазовых переходов:



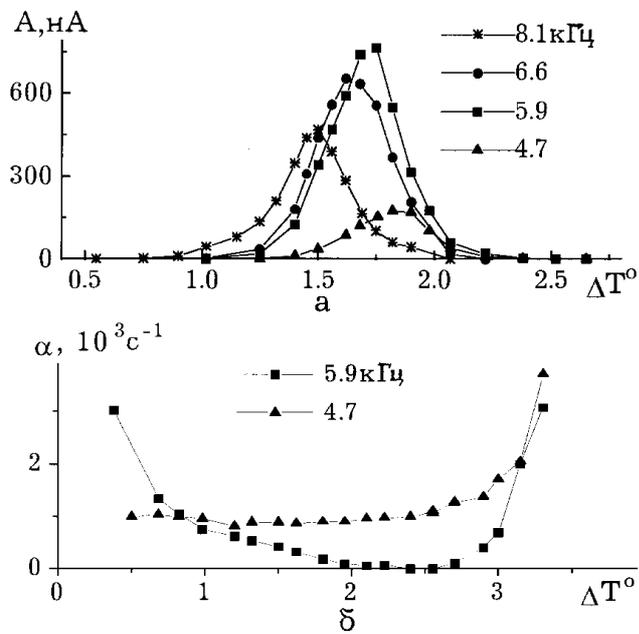
где  $I$  — изотопная фаза,  $\text{SmA}$  — смектик А,  $\text{SmC}^*$  — хиральный смектик С. Величина спонтанной поляризации  $P_S$  составляет 9 нКл/см<sup>2</sup> при  $T = 58^\circ\text{C}$ . Исследуемый кристалл помещался между стеклами с прозрачным токопроводящим покрытием. Нанесением ориентанта обеспечивались планарные граничные условия. Толщина слоя составляла 24 мкм и нормировалась прокладками. Нижнее стекло жестко укреплялось на нагревательном элементе, а верхнее — лежало свободно. На ячейку подавались прямоугольные разнополярные импульсы напряжения длительностью 10 мс, которыми создавалась напряженность электрического поля  $E$  до  $10^4$  В/см. Измерялась величина тока реполяризации, вызванного изменением полярности электрического поля в образце. В интервале температур  $\Delta T < 4^\circ$  на фоне импульса реполяризации возникают сложные, многочастотные, медленнозатухающие колебания (рис. 1, а:  $\Delta T = T^* - T$  — разность температуры фазового перехода  $\text{SmA} \rightarrow \text{SmC}^*$  и температуры наблюдения). За начало отсчета на рис. 1, а принят момент переключения полярности электрического поля.

Максимальная амплитуда и мощность возникающих колебаний сравнима по величине с амплитудой тока и мощностью импульса реполяризации. Наибольшая интенсивность колебаний наблюдается при  $\Delta T = 1.75^\circ$ ,  $E = 8.75 \cdot 10^3$  В/см. В этом случае мощность колебаний не менее чем на три порядка превышает мощность шумов измерительной установки. Спектр частот находится в интервале от 4 до 16 кГц. Время затухания колебаний составляет около 10 мс. Следует отметить высокую стабильность всех характеристик колебаний во времени. Колебательный отклик на каждый импульс повторяет предыдущий с относительным отклонением менее  $10^{-3}$ . Такая стабильность позволила выполнить накопление данных по 100 и более циклам и на порядок увеличить отношение сигнал/шум. Это необходимо на краях температурного диапазона существования колебаний при  $\Delta T < 1^\circ$  и  $\Delta T > 3^\circ$ , когда амплитуда колебаний не превышает уровня шумов. Нестационарность процесса не



**Рис. 1.** Временная зависимость тока переполаризации (а) и спектр колебаний (б) для  $\Delta T = 1.7^\circ$ ,  $E = 8.75 \cdot 10^3$  В/см.

позволяет применить простые методы спектрального анализа. Поэтому весь временной интервал колебаний разбивался на перекрывающиеся сегменты такой длительности, чтобы в пределах одного сегмента было справедливо предположение о стационарности процесса с некоторой точностью. Для отдельного сегмента применялся анализ Фурье. Найденные значения частоты и амплитуды ( $A$ ) спектральных составляющих относились к моменту времени, соответствующему середине сегмента. Спектр колебаний для начального момента времени (рис. 1, б) характеризует процесс возникновения колебаний, механизм перехода энергии импульса переключения поля в энергию свободных затухающих колебаний. Большая часть энергии соответствует быстрозатухающим компонентам с частотами 6.6 и 8.1 кГц, которые затухают за период



**Рис. 2.** Температурные зависимости амплитуды колебаний ( $a$ ) и декремента затухания ( $b$ ) на различных частотах.

времени до 1.5 мс. Спектральные составляющие с частотами 4.7 и 5.9 кГц имеют декремент затухания на порядок меньше.

Для исследования условий возникновения колебаний были получены зависимости амплитуды отдельных спектральных составляющих колебаний от температуры (рис. 2,  $a$ ). Для каждой спектральной составляющей существует значение  $\Delta T$ , при котором амплитуда в момент возникновения колебаний максимальна. Это значение  $\Delta T$  соответствует совпадению периода колебаний и ширины импульса переполаризации на полувысоте ( $\Delta\tau$ ). Длительность импульса переполаризации зависит от соотношения вращательной вязкости  $\gamma_{\varphi}$ , напряженности электрического поля и спонтанной поляризации [3]:

$$\Delta\tau = \frac{1.8\gamma_{\varphi}}{P_s E}. \quad (1)$$

С увеличением  $\Delta T$  при постоянном значении  $E$  вращательная вязкость монотонно растет,  $\Delta \tau$  увеличивается, что приводит к перераспределению энергии от высокочастотных составляющих спектра колебаний к низкочастотным. Частоты спектральных составляющих при этом не изменялись, что говорит о существовании резонансной структуры с набором собственных частот.

Изменение амплитуды колебаний во времени является экспоненциальным затуханием и описывается декрементом затухания  $\alpha$ , который имеет различные значения для составляющих спектра. По величине  $\alpha$  можно выделить два типа колебаний, которые, вероятно, связаны с различными структурами в кристалле. К первому типу относятся быстрозатухающие колебания ( $\alpha > 2 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ ), которые имеют начальную амплитуду, соизмеримую с величиной импульса реполяризации. Это спектральные компоненты с частотами 6.6 и 8.1 кГц на рис. 1, б. Согласно инерционной теории динамического поведения жидкого кристалла, уравнение движения директора  $\mathbf{n}$  имеет вид [4]:

$$\sigma \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = K \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \gamma_\varphi \frac{\partial \varphi}{\partial t} - P_S E \sim \varphi, \quad (2)$$

где  $\sigma$  — момент инерции единицы объема,  $\varphi$  — азимутальный угол директора,  $K$  — константа упругости. Легко получить, что декремент затухания связан с вязкостью и моментом инерции следующим соотношением:

$$\alpha = \frac{\gamma_\varphi}{2\sigma}. \quad (3)$$

Для первого типа колебаний, используя соотношение (3), мы получили значение  $\sigma \sim 3 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}$ , что соответствует характерному размеру элемента структуры  $\sim 20 \text{ мкм}$ . Так как диаметр зигзаг-дефектов на шевронной текстуре равен 22–24 мкм, то можно предположить, что именно они определяют параметры колебаний первого типа. Второй тип колебаний ( $\alpha \sim 10^3 \text{ с}^{-1}$ ) не описывается уравнением (2), так как величина плотности момента инерции, в соответствии с соотношением (3), составляет  $\sim 3 \cdot 10^{-5} \text{ г/см}$ , что на порядок увеличивает характерный размер элемента структуры. Для этого типа колебаний были получены температурные зависимости  $\alpha$ . На рис. 2, б показаны зависимости  $\alpha(\Delta T)$  для спектральных составляющих с частотами 4.7 и 5.9 кГц. Предполагая, что диссипация энергии колебаний в виде тепла происходит благодаря вязкости кристалла, можно ожидать монотонное

увеличение декремента затухания при возрастании коэффициента  $\gamma_{\varphi}$ . Однако вблизи фазового перехода  $SmA \rightarrow SmC^*$  декремент затухания уменьшается и достигает минимального значения при  $\Delta T$  около  $2.5^\circ$ . Такое поведение  $\alpha(\Delta T)$  характерно для всех спектральных составляющих второго типа колебаний. Обнаружены также компоненты спектра, затухание которых определяется инерционными свойствами подвижной стеклянной подложки.

В настоящем сообщении мы ограничились лишь качественными рассуждениями. Результаты более детального и количественного анализа будут представлены отдельно.

Авторы выражают благодарность Л.А. Кутуле и В.В. Ващенко за синтез сегнетоэлектрических жидких кристаллов и хиральной добавки, а также за полезные обсуждения в ходе работы.

### Список литературы

- [1] *Jakli A., Bata L.* // *Liq. Cryst.* 1990. V. 7. N 1. P. 105–114.
- [2] *Лосева М.В., Пожидаев Е.А., Рабинович А.З.* и др. // *Итоги науки и техники.* ВИНТИ. Сер. Физическая химия. 1990.
- [3] *Skarp K.* // *Ferroelectrics.* 1988. V. 84. P. 119–142.
- [4] *Edwards B.J., Beris A.N., Grmela M.* // *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* 1991. V. 201. N 1. P. 51–86..