

03;07;11

## Механизм поверхностного динамического эффекта Фредерикса

© А.В. Ковальчук

Институт физики НАН Украины, Киев

E-mail: akoval@iop.kiev.ua

Поступило в Редакцию 22 июля 2000 г.

Показано, что период низкочастотных релаксационных процессов при локальном изменении ориентации молекул в планарно-ориентированных нематиках определяется как релаксацией слабо деформированного директора при отключении поля, так и процессами перераспределения напряжения между объемом и приэлектродной областью. При этом максимальная деформация директора происходит в поверхностном слое, равном длине экранирования Дебая.

В работе [1] было впервые показано, что начало низкочастотной дисперсии  $\varepsilon'$  и  $\varepsilon''$  в планарно-ориентированных нематических жидких кристаллах (ЖК) обусловлено локальным изменением ориентации молекул под действием внешнего электрического поля. Было сделано предположение, что изменение ориентации молекул в приповерхностном слое обусловлено перераспределением напряженности электрического поля как между объемом и двойным электрическим слоем (ДЭС), так и внутри самого ДЭС. Однако осталось невыясненным, как происходит локальное изменение ориентации молекул и как связано время релаксации  $\tau$  с параметрами вещества и измерительной ячейки. Следовало ожидать, что наибольшую информацию о механизме поверхностного динамического эффекта Фредерикса могут дать зависимости  $\tau$  от толщины образца  $d$  и напряжения измерительного сигнала. Для анализа были взяты как данные из работы [1,2], так и новые экспериментальные результаты. Методики измерений были такими же, как и в [1,2].

Как следует из таблицы, для образцов толщиной 3–22  $\mu\text{m}$   $\tau \sim d^2$ . Известно [3], что такая зависимость от  $d$  получается при теоретическом анализе процесса переориентации директора после отключения поля. В этом случае релаксация в исходное состояние определяется балансом

Параметры, характеризующие низкочастотные релаксационные процессы при локальном изменении ориентации молекул в жидкокристаллической смеси 1282. Амплитудное значение напряжения измерительного сигнала 0.5 V. Температура 294 К.  $H_C$  — пороговое значение напряженности магнитного поля для эффекта Фредерикса.

$d, \mu\text{m}$	$H/H_C$	$\tau, \text{ms}$	$\tau_0, \text{ms}$	$W, \mu\text{m}$
3.3	0	1.4	1.2	0.25
7.2	0	17	5.7	0.32
7.2	0.1	15		0.31
12	0	101	15.8	0.26
12	0.17	81		0.18
22	0	172	53.2	0.20

упругих и вязких моментов

$$K_{22} \frac{d^2\Theta}{dz^2} = \gamma \frac{d\Theta}{dt}, \quad (1)$$

где  $K_{22}$  — модуль упругости Франка,  $\Theta$  — угол отклонения директора от поверхности подложки,  $\gamma$  — вязкость. Решение уравнения (1) дает ряд гармоник с постоянными времени

$$\tau_n = \frac{\gamma d^2}{\pi^2 K_{22} (2n + 1)^2}, \quad (2)$$

где  $n$  — порядок гармоники. Наименьшее изменение конфигурации директора соответствует гармонике с  $n = 0$ . В таблице приведены значения  $\tau_0$  для РКС 1282 ( $\gamma = 0.012$  П,  $K_{22} = 1.1 \cdot 10^{-11}$  Н). Видно, что  $\tau$  и  $\tau_0$  различаются сравнительно мало (если учесть выбор наиболее простых соотношений для анализа), а для  $d = 3.3 \mu\text{m}$  практически совпадают. Тот факт, что  $\tau$  и  $\tau_0$  имеют один порядок, свидетельствует о том, что локальное изменение ориентации молекул определяется частотой, соответствующей наименее деформированной конфигурации директора для всего образца. Деформация с такой частотой является самым первым этапом процесса переориентации молекул и вправе иметь название деформационный прекурсор.

Подтверждением того факта, что значение  $\tau$  при локальном эффекте Фредерикса обусловлено временем релаксации директора при

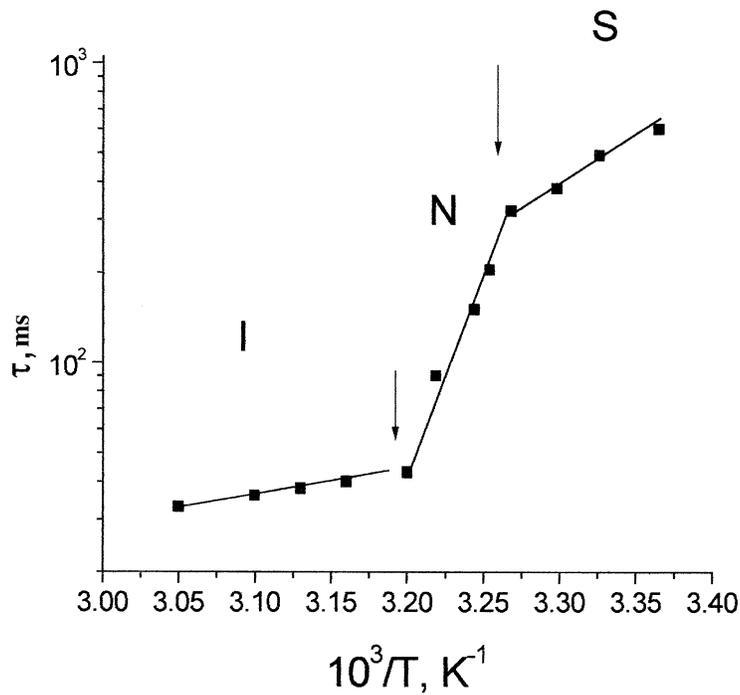
отключении поля, является независимость его значения от амплитуды измерительного сигнала [2].

Для некоторых образцов исследовались приэлектродные релаксационные процессы в магнитном поле с напряженностью  $H$ , при которой начинаются существенные отклонения директора от планарной ориентации. И в этом случае также наблюдались релаксационные процессы, соответствующие локальному эффекту Фредерикса. Как видно из таблицы, при наличии магнитного поля  $\tau$  уменьшается. В достаточно сильном магнитном поле конфигурация директора отличается от строго планарной. Поэтому малые изменения параметров свидетельствуют о том, что значение  $\tau_0$  слабо зависит от начальной конфигурации директора. Это также подтверждается данными работы [1].

Представленная выше модель не учитывает важного экспериментального факта — пропорциональности  $\tau$  удельному сопротивлению образца  $\rho$  [1]. Как уже отмечалось в [1], зависимость  $\tau \sim \rho$  является следствием процесса перераспределения напряжения в образце. Поэтому, хотя и значение  $\tau$  определяется условием релаксации мало деформированного директора, оно еще должно соответствовать времени перераспределения поля в приэлектродной области. Чем больше проводимость образца, тем меньше время перераспределения поля и тем большему порядку гармоники (в соотношении (2)) соответствует период локальных изменений ориентации молекул.

На рисунке приведена температурная зависимость  $\tau$  для 8ЦБ. Видно, что  $\tau$ , как и большинство параметров ЖК, характеризуется определенным значением энергии активации, которое существенно зависит от типа мезофазы, в которой находится образец. Важно отметить, что локальное изменение ориентации молекул происходит и в изотропной фазе — в фазе, где объемное ориентационное упорядочение отсутствует. Ясно, что в изотропной фазе, даже в приповерхностной области, возможно незначительное упорядочение в ориентации молекул. Это еще раз подтверждает модель релаксации слабо деформированного директора.

До сих пор при анализе механизма локального эффекта Фредерикса речь шла о значении  $\tau$ . Для общей картины не менее важно знать, от чего зависит толщина приповерхностной области  $W$ , где происходит самое большое изменение ориентации молекул. Как видно из таблицы, в отличие от  $\tau$  значение  $W$  практически не зависит от  $d$ . Откуда следует, что значение  $W$  зависит от объемных свойств ЖК. Так как  $W$



Температурная зависимость  $\tau$  для 8ЦБ. Толщина образца  $18 \mu\text{m}$ . Стрелками отмечены температуры фазовых переходов.

характеризует ДЭС, то логично его сравнить с длиной экранирования Дебая

$$W_D = \left( \frac{\varepsilon_{\perp} \varepsilon_0 k T}{e^2 n_i} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_{\perp}$  — диэлектрическая проницаемость при планарной ориентации молекул,  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $k$  — постоянная Больцмана,  $e$  — заряд электрона,  $n_i$  — концентрация ионов. Для исследованного в [1] 5ЦБ при  $T = 294 \text{ K}$  для  $\varepsilon_{\perp} = 5.2$  и  $n_i = 2.3 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$   $W_D = 0.18 \mu\text{m}$ , что практически равно  $W$  ( $0.21 \mu\text{m}$ ).

Таким образом, при переменном напряжении, значение которого ниже порогового, в приэлектродной области, равной длине экранирования

Дебая, в планарно-ориентированных нематиках в определенном частотном интервале возникают локальные изменения ориентации молекул. Частота таких колебаний определяется одной из гармоник релаксации слабдеформированного директора, которая согласуется с временем перераспределения поля между объемной и приэлектродной областями образца.

Работа выполнена при поддержке гранта STCU № 637.

## **Список литературы**

- [1] *Ковальчук А.В.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 13. С. 41–45.
- [2] *Ковальчук О.В.* // УФЖ. 1996. Т. 41. № 10. С. 991–998.
- [3] *Блинов Л.М.* Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. М.: Наука, 1978.