

Восстановление функций распределения времен релаксации жидких кристаллов 7СВ и 7ОСВ по диэлектрическим спектрам

© Б.А. Беляев, Н.А. Дрокин, В.Ф. Шабанов

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук,
660036 Красноярск, Россия

E-mail: belyaev@iph.krasn.ru

(Поступила в Редакцию 21 июля 2005 г.)

На примере нематических жидких кристаллов 7СВ и 7ОСВ демонстрируется методика восстановления функции распределения времен релаксации (ФРВР) по измеренным в широкой области частот спектрам диэлектрической проницаемости. Минимизация целевой функции, представляющей собой сумму квадратов отклонений рассчитанных и измеренных значений диэлектрической проницаемости, проведена с помощью пакета программ Mathcad. Показано, что при параллельной ориентации директора молекул относительно направления поляризации переменного электрического поля вид ФРВР отвечает дебаевской модели процесса релаксации, однако в области малых времен, описывающих высокочастотную часть диэлектрического спектра, наблюдаются небольшие отклонения. При перпендикулярной ориентации директора на распределениях времен релаксации обнаружены особенности, наиболее сильно проявляющиеся в жидком кристалле 7ОСВ, которые, по-видимому, отражают внутримолекулярные движения жесткого остова и фрагментов алкильного „хвоста“.

Авторы выражают признательность Российскому фонду фундаментальных исследований за поддержку работы (грант № 03-03-32470).

PACS: 77.84.Nh, 61.30.Gd

1. Хорошо известно, что ориентационный механизм диэлектрической поляризации, называемый релаксацией, является определяющим для многих веществ, в том числе и для жидких кристаллов (ЖК). Обусловленную этим механизмом частотную зависимость (дисперсию) диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$, как правило, описывают уравнением Дебая, в котором время релаксации τ является характеристикой, отражающей динамику движения молекул в каждом конкретном веществе. Из эксперимента τ легко определить по положению максимума на частотной зависимости мнимой компоненты $\varepsilon''(\omega)$.

При наличии в исследуемых материалах двух или нескольких „релаксирующих подсистем“ дисперсия диэлектрической проницаемости $\varepsilon(\omega)$ достаточно хорошо описывается суммой дебаевских уравнений, различающихся временами релаксации, при этом вклад каждой подсистемы учитывается соответствующими весовыми коэффициентами [1]. В случае большого числа подсистем в дисперсионное уравнение Дебая вводится непрерывная функция распределения времен релаксации (ФРВР) [2], определение вида которой по экспериментальным диэлектрическим спектрам представляет большой интерес, так как позволяет изучать природу особенностей поляризации материалов, связанную, в частности, с внутримолекулярными движениями. Для решения таких задач, как правило, используются численные методы.

Важно отметить, что при восстановлении ФРВР из эксперимента существуют большие трудности, связанные не только с выбором адекватной модели и ее математического описания для каждого конкретного материала, но и с выбором самого численного метода,

позволяющего получить устойчивое решение. В некоторых случаях ФРВР задают аналитически, исходя из упрощенных модельных представлений о строении и движении молекул вещества, однако при этом нередко наблюдается неприемлемое расхождение теории и эксперимента. Поэтому представляет интерес поиск методов, позволяющих наилучшим образом восстанавливать ФРВР непосредственно из экспериментально измеренных спектров $\varepsilon(\omega)$.

При исследовании дисперсии диэлектрической проницаемости ЖК из группы цианпроизводных аппроксимация $\varepsilon(\omega)$ с использованием некоторых пробных аналитических ФРВР уже проводилась в работах [3,4]. В этих исследованиях непрерывные спектры времен релаксации описывались симметричными или асимметричными функциями с одним максимумом и монотонным поведением справа и слева от него. Существование широкого спектра времен релаксации является характерным свойством ЖК и обусловлено, по-видимому, совокупностью особенностей молекулярных и внутримолекулярных движений, связанных с набором коллективных колебаний жесткого остова и групп атомов гибкого алкильного „хвоста“. Очевидно, что времена релаксации, связанные с вращением молекул и внутримолекулярными движениями, должны существенно отличаться друг от друга, а характер поведения функции, описывающей непрерывное распределение этих времен, может быть весьма сложным.

Нами на основе широко распространенного математического пакета Mathcad разработана сравнительно простая методика восстановления ФРВР по измеренным спектрам действительной компоненты диэлектрической проницаемости. Точность измерения действи-

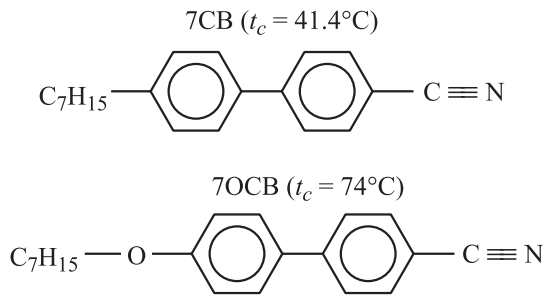


Рис. 1. Структурные формулы исследуемых жидких кристаллов и температуры их перехода из нематической в изотропную фазу t_c .

тельной компоненты, как известно, существенно выше, чем мнимой, при использовании резонансных методов измерения. Методика апробирована на двух ЖК: 7СВ и 7ОСВ, структурные формулы которых представлены на рис. 1. Измерения проводились как в нематической фазе ЖК для параллельной и перпендикулярной ориентаций директора молекул относительно поляризации высокочастотного электрического поля, так и в изотропной фазе.

2. Действительную и мнимую компоненты дисперсии диэлектрической проницаемости $\epsilon(\omega)$, описывающей среды с непрерывным распределением времени релаксации $g(\tau)$, обычно представляют в виде [2]

$$\epsilon'(\omega) = \epsilon_\infty + (\epsilon_0 - \epsilon_\infty) \int_0^\infty \frac{g(\ln \tau)}{1 + \omega^2 \tau^2} d(\ln \tau), \quad (1)$$

$$\epsilon''(\omega) = (\epsilon_0 - \epsilon_\infty) \int_0^\infty \frac{g(\ln \tau) \omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} d(\ln \tau). \quad (2)$$

Здесь ϵ_0 — статическая, а ϵ_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость. При этом условие нормировки ФРВР записывается в виде

$$\int_0^\infty g(\ln \tau) d(\ln \tau) = 1. \quad (3)$$

В предлагаемом методе восстановления ФРВР из эксперимента по действительной компоненте диэлектрической проницаемости $\epsilon'(\omega)$ требуется перейти от интегральных уравнений (1), (2) к дискретной системе нелинейных уравнений, считая, что на частотах вне измеряемого интервала $g(\tau) = 0$. Для этого измеренный в диапазоне частот $\omega_{\min} - \omega_{\max}$ диэлектрический спектр, построенный в десятичном логарифмическом масштабе, необходимо представить в виде гистограммы, разбив весь диапазон на некоторое заданное число N одинаковых интервалов, ширина которых

$$\Delta S = \frac{\log(\omega_{\max}/\omega_{\min})}{N - 1}. \quad (4)$$

Каждому прямоугольнику в гистограмме сопоставляется своя частота релаксации ω_i и соответствующее ей время релаксации $\tau_i = 1/\omega_i$.

При этом уравнение дисперсии для i -й компоненты диэлектрической проницаемости может быть записано в виде

$$\epsilon'_{\text{calc}}(\omega_i) = \epsilon_\infty + k \Delta S (\epsilon_0 - \epsilon_\infty) \sum_{m=1}^N \frac{g(\log \tau_m)}{1 + \omega_i^2 \tau_m^2}, \quad (5)$$

где $\epsilon'_{\text{calc}}(\omega_i)$ — вычисленная диэлектрическая проницаемость, $g(\log \tau_m)$ — весовой множитель, который эквивалентен дискретной ФРВР, $k = 1/\log e$.

Необходимо отметить, что аналогичная дискретная форма записи дисперсии, но для мнимой компоненты диэлектрической проницаемости позволили разработать численный алгоритм восстановления ФРВР по измеренной зависимости $\epsilon''(\omega)$ ЖК 5СВ [5]. При этом использовался предложенный в [6] метод, получивший название метода гистограмм, который, однако, неприменим для работы с действительной компонентой диэлектрической проницаемости из-за неустойчивости получаемых решений.

В уравнениях (5) для определения неизвестных весовых множителей $g(\log \tau_m)$ можно воспользоваться стандартным методом наименьших квадратов, в котором для каждой частоты ω_i минимизируется разность измеренных $\epsilon'_{\text{exp}}(\omega_i)$ и вычисленных значений $\epsilon'_{\text{calc}}(\omega_i)$. Эта разность в квадрате по существу и является целевой функцией в решаемой задаче. Однако при таком подходе задача определения ФРВР практически невыполнима из-за плохой устойчивости получаемых решений, которая обусловлена существованием погрешности измерений $\Delta \epsilon'_{\text{exp}}(\omega)$. Для устранения этой трудности в ряде работ, например в [7–10], были предложены оригинальные математические и методические способы получения регуляризованных решений нелинейным методом регрессии и с помощью разработанных специализированных алгоритмов. Нами же с этой целью для минимизации целевой функции (квадратичной ошибки) был использован нелинейный метод наименьших квадратов, в котором применялась встроенная в пакет Mathcad функция Minerror. Программа Mathcad, несмотря на свой основной недостаток — низкую скорость выполнения текста, имеет большие преимущества благодаря естественности записи математических выражений, удобству программирования и наличию большого числа встроенных подпрограмм, которые позволяют оперативно решать широкий класс задач, в том числе системы линейных и нелинейных уравнений.

Для обеспечения устойчивости получаемых решений в предлагаемом подходе восстановления ФРВР важными моментами, которые необходимо отметить, являются следующие. Во-первых, необходимо сгладить измеренный диэлектрический спектр, используя какой-либо метод аппроксимации. Во-вторых, требуется искусственное ограничение экспериментальной ошибки измерений $\Delta \epsilon'$, что физически вполне обосновано при достаточно большом числе измеренных точек. В-третьих, необходимо задание затравочного вида функции $g(\log \tau_m)$. В-четвертых,

требуется оптимальный выбор числа разбиений N частотного диапазона при получении гистограммы. В связи с этим сначала проводилась тщательная аппроксимация и сглаживание всех экспериментальных данных $\varepsilon'(\omega)$ с помощью уравнения Гаврильяка–Негами с подгоночными параметрами α и γ

$$\varepsilon_{\text{HN}}(\omega) = \varepsilon_{\infty} + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_{\infty}}{\left[1 + (i\omega\tau)^{\alpha}\right]^{\gamma}}. \quad (6)$$

При этом вычислялись как действительные $\varepsilon'(\omega)$, так и мнимые $\varepsilon''(\omega)$ компоненты с помощью уравнений, приведенных в [5,9]. Затем осуществлялось моделирование ошибки измерений путем генерации случайных чисел, которые добавлялись к сглаженному спектру $\varepsilon'_{\text{HN}}(\omega)$. Произвольные положительные или отрицательные числа получались с помощью функции $\text{unif}(N, -\sigma, \sigma)$, имеющей однородное распределение случайных чисел на интервале $\pm\sigma \approx 0.05-0.15$. Таким образом, величина абсолютной ошибки ($\Delta\varepsilon' \equiv \sigma$) сглаженного спектра $\varepsilon'_{\text{HN}}(\omega) \pm \Delta\varepsilon'$ могла варьироваться в заданных пределах.

Начальные затравочные компоненты $g(\log \tau_m)$ функции распределения задавались с помощью формулы, которая асимптотически точна для медленно меняющихся функций диэлектрических потерь [11],

$$g(z_m) \approx \frac{2\eta}{\pi} \left[\varepsilon''_{\text{HN}}(z_m) - \frac{\pi^2}{8} \frac{d^2 \varepsilon''_{\text{HN}}(z_m)}{dz_m^2} + \dots \right], \quad (7)$$

где $z_m = \log(\tau_m)$, η — множитель, который определялся для каждой фиксированной частоты по наилучшему совпадению вычислений по формуле (5) при использовании (7) с аппроксимированной зависимостью $\varepsilon'_{\text{HN}}(\omega)$ (6). Значения $g(z_m)$ представляются в виде матрицы, содержащей один столбец из N элементов.

При решении нелинейной итерационной задачи с помощью функции Minprog в принципе могут применяться три специализированных алгоритма и использоваться определенные настройки программы для ускорения процесса минимизации целевой функции $\chi(g)$

$$\chi(g) = \sum_{i=1}^N \left\{ \left[\varepsilon'_{\text{HN}}(\omega_i) \pm \Delta\varepsilon'(\omega_i) \right] - \varepsilon'_{\text{calc}}(\omega_i) \right\}^2. \quad (8)$$

Однако, как показали предварительные тесты, можно ограничиться автоматическими установками, которые предлагает сама программа Mathcad . Как правило, в этом случае используется метод сопряженных градиентов с многократным вычислением производных.

Для получения устойчивого решения, как уже отмечалось, важным условием является подбор интервала $\pm\sigma$ для задания ошибки измерений $\Delta\varepsilon'$, а также выбор порога χ_{min} , по достижении которого ($\chi \leq \chi_{\text{min}}$) итерационный процесс прекращается. В частности, при $\chi \gg \sigma$ ФРВР обычно получается монотонной, хорошо сглаженной и похожей на аналитические модельные функции распределения Гаврильяка–Негами или Коул–Коула.

При $\chi \rightarrow \sigma$ функция распределения может приобретать ряд специфических особенностей и даже обнаруживает отчетливо выраженные максимумы. И наконец, при $\chi \ll \sigma$ получаемые решения могут содержать отрицательные значения $g(\tau)$, что, естественно, недопустимо.

Отмеченное выше позволяет подобрать оптимальные по порядку величины значения σ и χ_{min} , для чего обычно требуется лишь несколько пробных запусков программы. Затем желательно накопить численные значения $g(\tau)$, получаемые путем последовательных запусков программы, и провести их усреднение. Полученную таким образом ФРВР можно считать окончательной функцией распределения времен релаксации, так как она оказывается устойчивой и воспроизводимой при изменении различных настроек программы.

3. Предложенный метод определения ФРВР апробирован на экспериментально полученных зависимостях диэлектрической проницаемости в широком диапазоне частот от 1 до 10^4 МГц для ЖК 7СВ и 7ОСВ. В области частот 1–30 МГц измерения проводились на стандартном измерителе добротности фирмы „Tesla“ ВМ-560 с использованием традиционной измерительной ячейки в виде плоского конденсатора. В метровом и дециметровом диапазонах длин волн использовались высокочувствительные перестраиваемые по частоте резонансные микрополосковые датчики [3,4]. В области сантиметровых длин волн применялись специальные микрополосковые [12] и коаксиальные многочастотные резонаторы. Амплитудно-частотные характеристики датчиков регистрировались автоматическими цифровыми измерителями комплексных коэффициентов передачи, работающими в соответствующих диапазонах.

В нематической фазе спектры измерялись при температуре $t = t_c - 5^\circ\text{C}$, а в изотропном состоянии — при $t = t_c + 5^\circ\text{C}$, где t_c — температура перехода из нематической в изотропное состояние (рис. 1).

На рис. 2 приведены спектры ЖК 7СВ и 7ОСВ для параллельно и перпендикулярно упорядоченных жидкокристаллических фаз, а также для изотропного состояния. Линии на этом рисунке соответствуют аппроксимации экспериментальных данных уравнением Гаврильяка–Негами (6), в котором предельные высокочастотные значения диэлектрической проницаемости ($\varepsilon'_{\parallel\infty}$, $\varepsilon'_{\perp\infty}$ и $\varepsilon'_{\text{is}\infty}$) определялись по результатам измерений дисперсии на максимально высокой частоте $f \approx 10^4$ МГц. Следует отметить, что на экспериментальных зависимостях в высокочастотной области дисперсии хорошо проявляются небольшие резонансные особенности [13,14], которые в настоящей работе при аппроксимации результатов измерений не учитывались. Как видно из вставок к рисункам, параллельная компонента диэлектрической проницаемости в области высоких частот практически постоянна для обоих ЖК и соответствующие высокочастотные значения равны $\varepsilon'_{\parallel\infty} = 3.05$ для 7СВ и 3.25 для 7ОСВ. С этими значениями диэлектрических констант получены следующие параметры аппроксимации Гаврильяка–Негами: $\alpha = 1$,

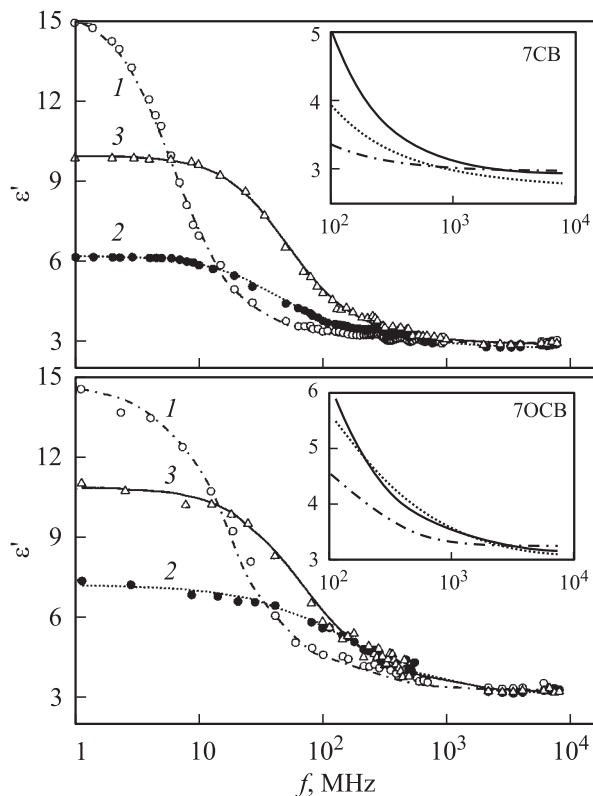


Рис. 2. Дисперсия действительной компоненты диэлектрической проницаемости жидких кристаллов 7СВ и 7ОСВ при параллельной (1) и перпендикулярной (2) ориентации директора относительно высокочастотного поля и для изотропного состояния (3). Точки — эксперимент, линии — аппроксимации уравнением Гаврильяка–Негами.

$\gamma \approx 0.83$ – 0.85 для обоих ЖК. Такие значения параметров соответствуют спектру, описываемому обычным уравнением Дебая с одним или двумя временами релаксации.

На рис. 3, *a* приведены восстановленные ФРВР $g_{\parallel}(\tau)$ для обоих ЖК, которые имеют вид лоренцевой кривой с несколько затянутым крылом в области малых времен релаксации. Максимум этой кривой соответствует временам релаксации $\tau_{\parallel 1} \approx 25$ ns для 7СВ и ≈ 10 ns для 7ОСВ, которые по величине близки к данным работ [3,15]. Эти времена описывают низкочастотную ориентационную область дисперсии с помощью дебаевского уравнения с одним временем релаксации, однако в этих же работах было показано, что для описания дисперсии в широком диапазоне частот необходимо использовать уравнение с двумя временами релаксации. Вторые времена релаксации, полученные в настоящей работе, $\tau_{\parallel 2} \approx 3.2$ ns для 7СВ и ≈ 6.3 ns для 7ОСВ попадают приблизительно в середину высокочастотного крыла $g_{\parallel}(\tau)$ и также неплохо согласуются с данными работ [3,15]. Таким образом, полученный вид ФРВР для параллельной компоненты диэлектрической проницаемости отражает процессы поляризации молекул с двумя временами релаксации и соответствующими

весовыми коэффициентами. Однако в [4] было показано, что при увеличении точности измерений достаточно хорошую аппроксимацию диэлектрических характеристик, в частности температурной зависимости $\epsilon'(\omega)$ ЖК 5СВ, можно получить лишь с учетом непрерывного распределения времен релаксации в области высоких частот.

Для перпендикулярной компоненты $\epsilon'_{\perp}(\omega)$ (кривые 2 на рис. 2) дисперсия в сантиметровом диапазоне длин волн все еще отчетливо наблюдается и, по-видимому, может продолжаться вплоть до оптических частот. В этом случае в качестве $\epsilon'_{\perp\infty}$ зачастую принимаются значения квадрата показателя оптического преломления n_o^2 для обыкновенного луча (например, для 7СВ $n_o = 1.52$). Однако аппроксимация дисперсии $\epsilon'_{\perp}(\omega)$ уравнением Гаврильяка–Негами с такой константой дает неудовлетворительные результаты. Это связано с тем, что характер дисперсии при переходе из сверхвысокочастотной области к субмиллиметровому и оптическому диапазону длин волн может существенно отличаться от дебаевского вида из-за наличия внутримолекулярных резонансов. В связи с этим для аппроксимации сверхвысокочастотной и оптической частей дисперсии $\epsilon'_{\perp}(\omega)$ должны применяться иные дисперсионные уравнения, которые, например, приведены в [16]. В настоящей работе для более точной аппроксимации $\epsilon'_{\perp}(\omega)$ и восстановления ФРВР $g_{\perp}(\tau)$ в качестве $\epsilon'_{\perp\infty}$ мы вынуждены были использовать значения, полученные экспериментально на максимально высокой частоте $f \sim 10^4$ MHz ($\epsilon'_{\perp\infty} \approx 2.8$ для 7СВ и ≈ 3.2 для 7ОСВ). В этом случае ФРВР будет определена лишь для времен релаксации $\tau \geq 0.03$ ns. С такими константами были получены следующие параметры аппроксимации Гаврильяка–Негами: $\alpha = 0.91$, $\gamma = 0.68$ для 7СВ и $\alpha = 0.63$, $\gamma = 0.8$ для 7ОСВ. Полученные значения α и γ , как правило, соответствуют широким и асимметричным аналитическим ФРВР.

На рис. 3, *b* приведены восстановленные спектры распределения времен релаксации $g_{\perp}(\tau)$ для перпендикулярной компоненты диэлектрической проницаемости ЖК 7СВ и 7ОСВ. Как видно, эти функции действительно асимметричны и для исследованных ЖК несколько различаются. Для 7СВ вид функции распределения имеет максимум при $\tau_{\perp 1} \approx 3.6$ ns и хорошо выраженную вторую область релаксации с временем $\tau_{\perp 2} \approx 4$ ns. Первое время релаксации хорошо согласуется с данными [3,15] и, очевидно, определяется вращением молекул вокруг длинной оси. Второе время релаксации можно соотнести, по-видимому, с коллективными движениями хвостовой алкильной группы. Отметим, что релаксационный спектр $g_{\perp}(\tau)$ в области малых времен, как обсуждалось выше, неполный. В нем отсутствует вклад в релаксацию от высокочастотных внутримолекулярных движений, в том числе и от внутримолекулярных резонансов. Время релаксации $\tau_{\perp 2}$ является некоторой усредненной эффективной величиной, учет которой позволяет достаточно точно аппроксимировать диэлектрический спектр $\epsilon'_{\perp}(\omega)$ в широкой области, включая сверхвысокие частоты.

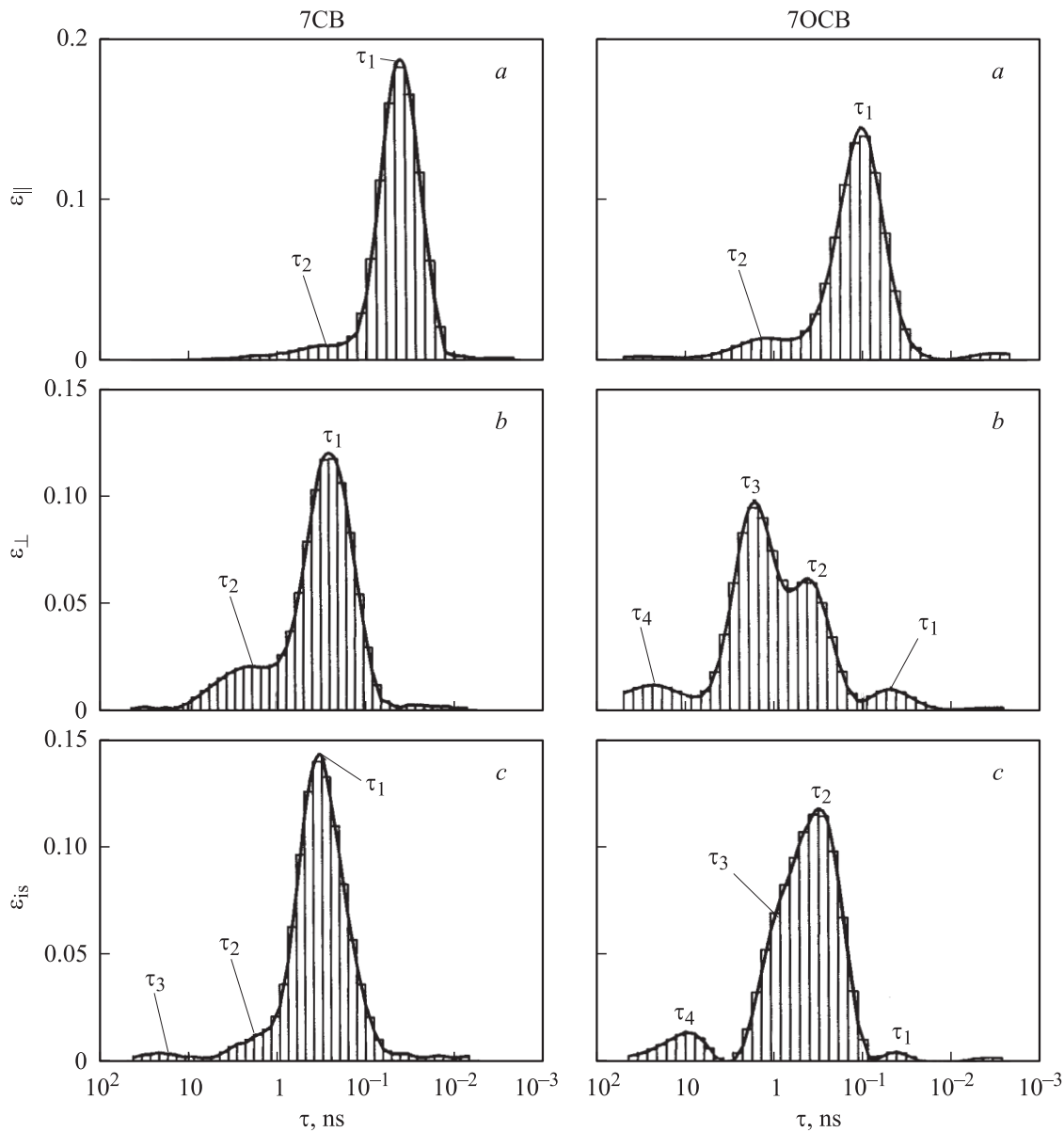


Рис. 3. Функции распределения времен релаксации исследуемых жидких кристаллов при параллельной (*a*) и перпендикулярной (*b*) ориентации директора относительно высокочастотного электрического поля и для изотропного состояния (*c*).

Для кристалла 7OCB (рис. 3, *b*) видно, что $g_{\perp}(\tau)$ содержит четыре хорошо разрешенных максимума с временами релаксации $\tau_{\perp 1} \approx 18$ ns, $\tau_{\perp 2} \approx 2.5$ ns, $\tau_{\perp 3} \approx 0.63$ ns и $\tau_{\perp 4} \approx 0.035$ ns. По порядку величины $\tau_{\perp 2}$ для 7OCB близко к $\tau_{\perp 1}$ для 7CB, поэтому время релаксации этого максимума можно связать с вращением жесткого остова молекулы вокруг длинной оси. Времена $\tau_{\perp 3}$ и $\tau_{\perp 4}$, по-видимому, должны соотноситься с движениями алкильных „хвостов“, а их большой весовой вклад в процесс релаксации может быть связан с высокой внутримолекулярной подвижностью из-за наличия атома кислорода, расположенного между остовом и алкильной группой (рис. 1).

ФРВР для изотропного состояния (рис. 3, *c*) имеют слегка асимметричный вид, что определяется, очевид-

но, совокупностью ориентационных поворотов молекул вокруг короткой и длинной осей, а также небольшими добавками от внутримолекулярных движений. При этом видно, что для кристалла 7CB функция $g_{\perp}(\tau)$ содержит три отчетливых максимума с временами релаксации $\tau_{\perp 1} \approx 2.5$ ns, $\tau_{\perp 2} \approx 0.39$ ns и $\tau_{\perp 3} \approx 0.05$ ns. Для кристалла 7OCB функция $g_{\perp}(\tau)$ содержит четыре максимума, соответствующих временам релаксации $\tau_{\perp 1} \approx 18$ ns, $\tau_{\perp 2} \approx 2.8$ ns, $\tau_{\perp 3} \approx 0.79$ ns и $\tau_{\perp 4} \approx 0.1$ ns.

4. Таким образом, в настоящей работе разработан метод восстановления ФРВР непосредственно из экспериментального спектра действительной компоненты диэлектрической проницаемости. Методика продемонстрирована на примере ЖК 7CB и 7OCB с помощью удобного в пользовании математического пакета Mathcad.

Описаны подготовительные процедуры, необходимые для минимизации целевой функции, представляющие собой сумму квадратов отклонений текущих рассчитанных значений диэлектрической проницаемости от эксперимента. Разработанная программа тестировалась для параллельно и перпендикулярно упорядоченных нематических фаз исследуемых ЖК (относительно поляризации высокочастотного электрического поля). Полученный вид функций распределения и значения характерных времен релаксации достаточно хорошо согласуются с аналитическими функциями и временами релаксации, полученными в других работах при аппроксимации диэлектрической дисперсии с помощью уравнений Дебая и Гаврильяка–Негами. Проведенные исследования существенно расширяют представления о характере релаксации ЖК, а сама методика восстановления ФРВР может легко модифицироваться и применяться при проведении самых различных экспериментов с использованием не только ЖК, но и других веществ.

Список литературы

- [1] Б.А. Беляев, Н.А. Дрокин, В.Н. Шабанов, В.А. Баранова. ФТТ **46**, 3, 554 (2004).
- [2] Г. Фрелих. Теория диэлектриков. ИЛ, М. (1960). 249 с.
- [3] Б.А. Беляев, Н.А. Дрокин, В.Н. Шабанов, В.Н. Шепов. ФТТ **45**, 3, 567 (2003).
- [4] Б.А. Беляев, Н.А. Дрокин, В.Н. Шабанов. ФТТ **46**, 3, 559 (2004).
- [5] Б.А. Беляев, Н.А. Дрокин, В.Н. Шабанов. ФТТ **47**, 9, 1722 (2005).
- [6] Y. Imanishi, K. Adachi, T. Kotaka. J. Chem. Phys. **89**, 7593 (1988).
- [7] H. Schafer, E. Sternin, R. Stannarius, M. Arndt, F. Kremer. Phys. Rev. Lett. **76**, 2177 (1996).
- [8] F. Alvarez, A. Alegria, J. Colmenero. Phys. Rev. B **44**, 7306 (1991).
- [9] A. Bello, E. Laredo, M. Grima. Phys. Rev. B **60**, 12 764 (1999).
- [10] F.D. Morgan, D.P. Lesmes. J. Chem. Phys. **100**, 671 (1994).
- [11] А. Ктиторов. Письма в ЖТФ **29**, 74 (2003).
- [12] Б.А. Беляев, Н.А. Дрокин. Материалы VII Междунар. конф. „Актуальные проблемы электронного приборостроения“ (АПЭП-2004). Т. 2. С. 256–258.
- [13] Б.А. Беляев, Н.А. Дрокин, В.Н. Шабанов, В.Н. Шепов. Письма в ЖЭТФ **66**, 4, 251 (1997).
- [14] Б.А. Беляев, Н.А. Дрокин, В.Н. Шабанов, В.Н. Шепов. ФТТ **42**, 5, 956 (2000).
- [15] A. Buka, P.G. Owen, A.H. Price. MCLC **51**, 273 (1979).
- [16] Е.М. Аверьянов. Эффекты локального поля в оптике жидких кристаллов. Наука, Новосибирск (1999). 552 с.