

Физические механизмы, приводящие к распределению времени релаксации в разупорядоченных диэлектриках

© В.А. Стефанович, М.Д. Глинчук*, Б. Хилчер**, Е.В. Кириченко

Институт математики, Университет Ополе,
45-052 Ополе, Польша

*Институт проблем материаловедения Национальной академии наук Украины,
03680 Киев, Украина,

**Институт молекулярной физики, Познань, Польша

E-mail: glin@materials.kiev.ua

(Поступила в Редакцию 17 июля 2001 г.)

Рассчитана функция распределения времени релаксации $F(\tau)$ в рамках метода случайного поля. Функция $F(\tau)$ выражена через функцию распределения случайного электрического поля $f(E)$ с учетом полученной в работе зависимости времени релаксации τ от электрического поля. Функция распределения $f(E)$ была рассчитана с использованием статистической теории в рамках метода случайного поля. Учтены нелинейные вклады случайного поля и пространственные корреляционные эффекты между случайно распределенными электрическими диполями. На основе расчетов, проведенных для смешанной сегнето-стекольной фазы с сосуществованием ближнего и дальнего полярного порядка, показано, что нелинейные вклады случайного поля приводят к асимметричной функции распределения времени релаксации, тогда как в случае только линейных вкладов $F(\tau)$ — симметричная функция. На основании сравнения рассчитанных $F(\tau)$ с эмпирическими функциями, извлеченными из известных законов для диэлектрического отклика Кола–Кола (CC), Девидсона–Кола (DC), Кольрауха–Вильямса–Ватса (KWW) и Гавриляка–Негами (HN) установлено, что эти законы соответствуют разупорядоченным системам с сосуществованием ближнего и дальнего порядка. Различные формы $F(\tau)$ определяются линейными (CC) либо нелинейными (DC, KWW, HN) вкладами случайного поля.

Аномалии динамических свойств являются характерной особенностью разупорядоченных сегнетоэлектриков, полимеров и композитов.

В частности, сильная дисперсия динамической магнитной или диэлектрической восприимчивости наблюдались во многих спиновых или дипольных стеклах (см., например, [1] и ссылки в ней). Дисперсия обычно связывается с существованием в разупорядоченных системах широкого спектра времен релаксации, который может быть извлечен из наблюдаемой частотной зависимости восприимчивости [2]. Для этого обычно используется модель суперпозиции нескольких релаксационных процессов с различными временами релаксации, описываемых законом Дебая. В такой модели динамические характеристики (частотная зависимость поляризации, диэлектрической восприимчивости и т.п.) могут быть рассчитаны путем усреднения с использованием функции распределения времен релаксации $F(\tau)$ в предположении параллельных (независимых) релаксационных процессов. Ключевой вопрос такого подхода — вид функции распределения времен релаксации. До настоящего времени практически не было расчетов этой функции в рамках какой-либо физической модели и использовалось несколько простых эмпирических форм $F(\tau)$. Одна из них была предложена Фрелихом [3], который предположил, что $F(\tau)$ равна некоторой постоянной положительной величине в некоторой области $[\tau_0, \tau_1]$ времен релаксации и равна нулю вне этой области. Но такая функция не позволила описать диэлектрический отклик, который представляется более сложными, чем простой

закон Дебая, функциями, такими как Кола–Кола (CC), Девидсона–Кола (DC), Гавриляка–Негами (HN) и другими законами, полученными эмпирически [4]. Было показано, что для описания отличного от дебаевского отклика необходимы различные сложные эмпирические формы $F(\tau)$ [5]. Очевидно, однако, что использование функций распределения, извлеченных из наблюдаемого диэлектрического отклика, не позволяет выяснить физическую природу аномалий отклика разупорядоченных систем.

Недавно были выполнены расчеты линейного [6,7] и нелинейного [8] по внешнему постоянному электрическому полю диэлектрического отклика сегнетоэлектрических релаксоров типа $\text{PbMg}_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ (PMN), $\text{PbSc}_{1/2}\text{Nb}_{1/2}\text{O}_3$ (PSN), $\text{Pb}_{1-x}\text{La}_x\text{Zr}_{0.35}\text{Ti}_{0.65}\text{O}_3$ ($x = 0.7-0.9$; PLZT).

Случайное электрическое поле, создаваемое из-за беспорядка в замещении ионов вакансиями свинца, кислорода и другими несовершенствами решетки, было рассмотрено как основная причина особенностей динамических свойств, поскольку случайное поле изменяет барьеры между различными ориентациями диполей. В рамках этой модели были получены: закон Фогеля–Фулчера в температурной зависимости времени релаксации, протяжения экспонента во временной зависимости поляризации [6] и ряд интересных особенностей в нелинейной восприимчивости [8].

В настоящей работе метод случайного поля был применен к расчету функции распределения времен релаксации. Рассмотрено влияние случайного электри-

ческого поля на барьеры прямоугольной и параболической формы. Функция распределения времен релаксации была рассчитана с помощью функции распределения случайного поля с учетом линейных [9] и нелинейных вкладов, а также пространственных корреляционных эффектов [10].

1. Связь между распределениями случайного поля и времени релаксации

1.1 Общие соотношения. Случайное электрическое поле E является характерной особенностью разупорядоченных систем. Наличие этого поля приводит к тому, что все физические свойства, включая время релаксации, также становятся случайными величинами, и, в частности, $\tau = \tau(E)$. Детальный вид этой зависимости будет рассмотрен далее. Распределение случайного электрического и упругого полей было рассчитано в [9–11] соответственно в рамках статистической теории. Знание функции распределения $f(E)$ позволяет рассчитать функцию распределения τ при известной связи τ и E с использованием известных формул теории вероятности. В простейшем случае, когда $\tau(E)$ — однозначная непрерывная функция E , теория вероятности дает [12]

$$F(\tau) = f(E(\tau)) \left| \frac{dE(\tau)}{d\tau} \right|, \quad (1)$$

где $E(\tau)$ — обратная функция, которая позволяет определить значение поля E , соответствующее заданному значению τ .

В более общем случае, когда $\tau(E)$ — неоднозначная функция E , т.е. одному значению τ соответствует несколько различных значений E (E_1, E_2, \dots, E_n), пространство значений E разделяется на n областей, содержащих указанные точки E_1, E_2, \dots, E_n , в каждой из которых функция $\tau(E)$ однозначна и непрерывна. В результате во всем пространстве полей $F(\tau)$ может быть представлена как сумма выражений (1) в областях монотонного поведения $\tau(E)$, а именно [12]

$$F(\tau) = \sum_{i=1}^n f(E_i(\tau)) \left| \frac{dE_i(\tau)}{d\tau} \right|. \quad (2)$$

Формула (2) представляет общее выражение функции распределения одной случайной величины через функцию распределению другой величины для известной связи между ними. В частности, уравнение (2) было использовано для расчета функции распределения случайного поля в случае существенного вклада нелинейных и корреляционных эффектов [10].

1.2. Влияние электрического поля на время релаксации. Обычные сегнетоэлектрические материалы типа PbTiO_3 , BaTiO_3 , обладающие дальним

полярным порядком, имеют единственное время релаксации, характеризующее скорость восстановления макроскопической поляризации после возмущения системы внешним воздействием.

Разупорядоченные системы, например релаксоры, имеют широкий спектр времен релаксации, поскольку их наиболее вероятные состояния — дипольное стекло (имеющее лишь наноразмерные полярные кластеры, т.е. ближний полярный порядок) и сегнето-стеклянная фаза с сосуществованием ближнего и дальнего порядков. Поскольку в рассматриваемых разупорядоченных системах полярный порядок обычно обусловлен выстраиванием электрических диполей, их разориентация может быть основным механизмом релаксации. Обычно температурная зависимость вероятности разориентации диполей описывается законом Аррениуса, так что скорость релаксации может быть записана в виде

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} \exp\left(-\frac{U}{T}\right), \quad (3)$$

где U — высота барьера между эквивалентными направлениями диполя.

Можно думать, что в разных точках образца высота барьера будет разной из-за изменения типа и числа ионов, окружающих рассматриваемый диполь. Это изменение окружения выражается через изменение локального электрического поля, и может быть учтено функцией распределения случайного поля.

Чтобы получить взаимосвязь времени релаксации τ и случайного поля E , рассмотрим релаксационную динамику диполя, имеющего две эквивалентные ориентации, в случайном электрическом поле. Рассмотрение показало, что время релаксации зависит главным образом от формы потенциала $U(x)$, в котором движется диполь. В отсутствие случайного поля ($E = 0$) потенциал $U(x) \equiv U_0(x)$ является симметричным с максимумом при $x = 0$, и $U(x = 0) \equiv U$ соответствует высоте барьера в обычном законе Аррениуса (3). В присутствии случайного поля потенциал становится асимметричным и может быть записан следующим образом:

$$U(x) = U_0(x) \pm eE_{\text{loc}}x. \quad (4)$$

Функция $U_0(x)$ может быть представлена в виде постоянного члена (прямоугольный барьер) либо в виде суммы U и ряда по степеням x , вид которого определяется симметрией. Из рис. 1 видно, что для прямоугольного барьера высота барьера является линейной функцией поля. Можно показать, что для параболического барьера изменение его высоты пропорционально квадрату поля. В дальнейшем будем рассматривать барьер прямоугольной формы, так что закон Аррениуса преобразуется к виду

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} \exp\left(-\frac{U \pm dE_{\text{loc}}}{T}\right), \quad (5)$$

где d — дипольный момент.

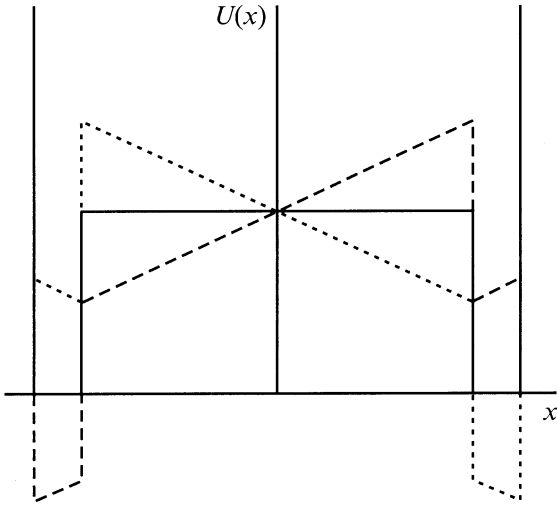


Рис. 1. Влияние электрического поля E на двухъямный потенциал $U(x)$ с прямоугольным барьером. $E = 0$ — сплошная линия, $E < 0$ — штриховая линия, $E > 0$ — пунктирная линия.

Из соотношения (5) видно, что электрическое поле уменьшает барьер для ориентации диполя вдоль поля и увеличивает его для ориентации против поля.

Окончательный вид зависимости времен релаксации от E может быть получен после усреднения (5) по возможным ориентациям электрического диполя. Квантостатическое усреднение с гамильтонианом $H = -dE_{\text{loc}}$ дает

$$\langle \tau \rangle = \bar{\tau}_0 \frac{\text{Sp} \exp(d^*E/T - H/T)}{\text{Sp} \exp(-H/T)} = \bar{\tau}_0 \frac{\text{ch}(2d^*E/T)}{\text{ch}(d^*E/T)},$$

$$\bar{\tau}_0 = \tau_0 \exp\left(\frac{U}{T}\right). \quad (6)$$

В (6) мы учли, что $dE_{\text{loc}} = d^*E$, где d^* — эффективный дипольный момент. Из (6) видно, что случайное поле увеличивает время релаксации, т. е. препятствует реориентации электрических диполей.

2. Распределение времен релаксации

2.1. Общие уравнения. Формула (6) приводит к следующему соотношению между электрическим полем и безразмерным временем релаксации $t \equiv \frac{\langle \tau \rangle}{\tau} \geq 1$:

$$E(t) = kT \text{arch}\left(\frac{1}{4}(t + \sqrt{t^2 + 8})\right) \equiv kT f_{0\pm}(t), \quad (7)$$

где знаки \pm соответствуют двум ветвям функции

$$\text{arch}(x) = \ln\left(x \pm \sqrt{x^2 - 1}\right). \quad (8)$$

Эти две ветви соответствуют двум значениям $i = 1, 2$ в формуле (2), из которой можно получить функцию распределения времени релаксации, подставляя $E(t)$

в виде (7), (8) в функцию распределения электрических полей. В простейшем случае, когда только электрические диполи являются источниками случайного поля, эту функцию распределения можно записать в гауссовой форме

$$f_l(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta} \exp\left(-\frac{(E - E_0L)^2}{2\Delta^2}\right). \quad (9)$$

Здесь

$$\Delta = \sqrt{\frac{32\pi}{15} r_c^3 n \frac{d^*}{\epsilon_0 r_c^3}}, \quad E_0 = \frac{4\pi n d^*}{\epsilon_0},$$

L — число когерентно-ориентированных диполей, n , d^* , r_c и ϵ_0 — соответственно концентрация, эффективный момент диполя, радиус корреляции и статическая диэлектрическая проницаемость „материнской“ решетки [9]. Индекс l в (9) означает, что функция распределения записана в линейном по E приближении. Подставляя (9) и (7) в формулу (2), получаем следующее выражение для функции распределения времени релаксации:

$$F(t) = \frac{b_1}{\sqrt{\pi}} \left\{ \left| \frac{df_{0+}}{dt} \right| \exp[-b_2(vf_{0+}(t) - L(v, z))^2] + \left| \frac{df_{0-}}{dt} \right| \exp[-b_2(vf_{0-}(t) - L(v, z))^2] \right\}, \quad (10a)$$

$$\frac{df_{0\pm}}{dt} = \pm \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1 + t/\sqrt{t^2 + 8}}{\sqrt{t^2 + t\sqrt{t^2 + 8} - 4}}, \quad (10b)$$

где мы ввели безразмерные параметры, удобные для численных расчетов,

$$b_1 = \frac{kT}{2\sqrt{nB}} \equiv vb_2, \quad b_2 = \frac{E}{2\sqrt{nB}} = \frac{1}{2} \sqrt{15\pi z},$$

$$z = nr_c^3, \quad v = \frac{kT}{E_0}, \quad B = \frac{16}{15} \pi r_c^3 \left(\frac{d^*}{\epsilon_0 r_c^3}\right)^2. \quad (11)$$

2.2. Функция распределения времени релаксации в приближении среднего поля. В параэлектрической и сегнетоэлектрической фазах все свойства разупорядоченных сегнетоэлектриков, включая распределение времени релаксации, могут быть рассчитаны в приближении среднего поля. В этом приближении функция распределения случайного поля представляется в виде δ -функции, а именно $\delta_{\text{mf}}(E) = \delta(E - E_0L)$ (линейный случай) и $\delta(E - E_0L(1 + \alpha E_0^2 L^2))$ (нелинейный случай, α — константа нелинейности [10]). В сегнетоэлектрической фазе $L \neq 0$, в параэлектрической — $L = 0$. Подстановка этих функций в формулу (1) дает для линейного вклада случайного поля

$$F_{\text{mf}}(t) = \delta(E(t) - E_0L) \left| \frac{dE(t)}{dt} \right|. \quad (12)$$

Учитывая, что $f(x)\delta(x - a) = f(a)\delta(x - a)$ и $\delta(f(x)) = \sum_k \frac{\delta(x - x_k)}{|f'(x_k)|}$ (см., например, [12]), где x_k — действительные корни уравнения $f(x)|_{x=x_k} = 0$, можно переписать уравнение (12) в виде

$$F_{mf}(t) = \delta(t - t_{mf}). \tag{13}$$

Здесь t_{mf} — единственный корень уравнения $E(t) - E_0L = 0$ для линейного случая. Формула (13) справедлива и в нелинейном случае, однако, время релаксации в приближении среднего поля t_{mf} определяется как корень уравнения $E(t) - E_0L(1 + \alpha E_0^2 L^2) = 0$. В параэлектрической фазе ($L = 0$) $t_{mf} = 1$, как видно из формул (7), (8), т.е. $\tau_{mf} = \bar{\tau}_0 = \tau_0 \exp(U/kT)$. В сегнетоэлектрической фазе ($L \neq 0$) появляется дополнительная температурная зависимость времени релаксации. В частности, при $LE_0/kT \gg 1$ $\tau_{mf} = \tau_0 \exp((U + LE_0)/kT)$ (линейный случай) и $\tau_{mf} = \tau_0 \exp[(U + LE_0(1 + \alpha E_0^2 L^2))/kT]$ (нелинейный случай, где параметр порядка $L = L(T)$). Отметим, что зависящие от L члены в показателе экспоненты отражают влияние среднего поля на высоту барьера.

2.3. Численные расчеты функции распределения времени релаксации. Расчеты функции распределения времени релаксации вне приближения среднего поля, т.е. для состояния дипольного стекла либо смешанной сегнето-стекольной фазы, были выполнены численно на основе уравнение (10а) (линейный случай)

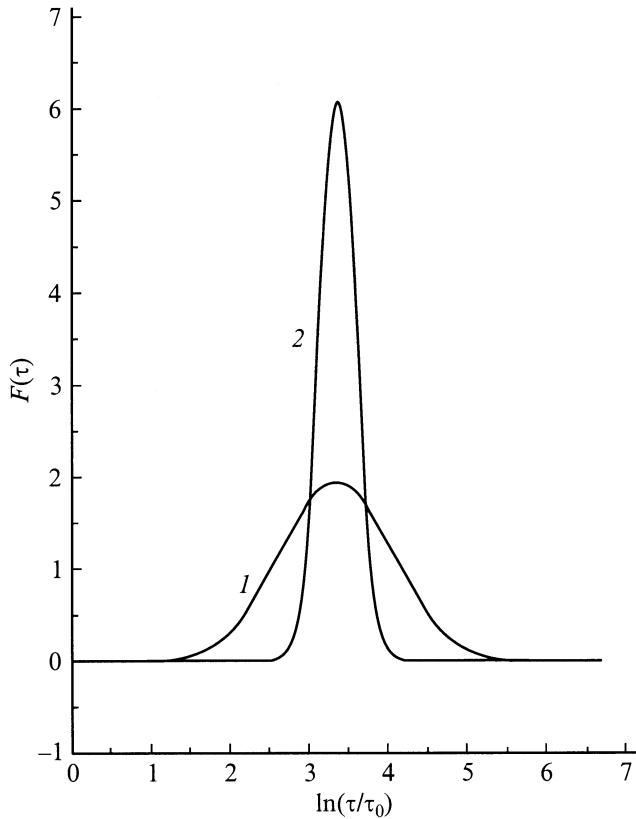


Рис. 2. Функция распределения времени релаксации для слабых случайных полей (линейный случай). Параметры расчета: $\nu = 0.3$, $z = 1$ (1), $z = 10$ (2).

и уравнений (2), (7) (нелинейный случай). В последнем случае в функции распределения случайных полей были учтены нелинейные и корреляционные эффекты аналогично работе [10]. Поскольку спектр времен релаксации в разупорядоченных системах очень широкий ($1 \leq \tau/\bar{\tau}_0 = t < \infty$), мы построили $F(t)$ в масштабе $\ln t$, как принято в большинстве работ. По этой же причине авторы не включали $df_{0\pm}/dt \sim d \ln t/dt$ в построенные кривые, поскольку эта производная становится постоянной для достаточно больших значений t . Результаты расчетов функции распределения времени релаксации в линейном случае представлены на рис. 2. Чтобы исключить из рассмотрения параэлектрическую фазу, мы выбрали $\nu = T/T_{cmf} < 1$ и рассмотрели два значения концентрации диполей $z = nr_c^3 = 1$ и 10 (кривые 1 и 2 соответственно). Величина $z = 1$ характерна для смешанной сегнето-стекольной фазы, тогда как $z = 10$ соответствует достаточно высокой степени дальнего порядка в системе. В этом случае функция распределения должна приближаться к δ -функции, что иллюстрирует рис. 2. Форма кривой 1 отражает гауссову форму (9) функции распределения случайных полей $f_i(E)$. Для иных форм $f_i(E)$ (например, лоренциан, хольцмаркиан и другие, которые соответствуют различным источникам случайных полей) форма $F(t)$ в линейном случае должна повторять форму $f_i(E)$, как следует из теории вероятности. Поскольку все упомянутые формы $f_i(E)$ симметричны, функция распределения времени релаксации также должна быть симметричной в линейном случае.

Перейдем к рассмотрению нелинейного случая. Для систем с центром инверсии в параэлектрической фазе первый нелинейный по случайному полю член $\sim \alpha E^3$, как уже предполагалось в предыдущем разделе. Расчеты показали, что знак и величина безразмерного коэффициента нелинейности $\alpha_0 \equiv \alpha E_0^2$ сильно влияют на форму и ширину $F(t)$ (рис. 3, а для $\alpha_0 > 0$ и 3, b для $\alpha_0 < 0$). Видно, что для $\alpha_0 > 0$ $F(t)$ уширяется и сдвигается в сторону больших t с ростом величины α_0 . Такое поведение может быть связано с ростом высоты барьера благодаря нелинейному вкладу случайных полей. Форма $F(t)$ преобразуется от полностью симметричной до слегка асимметричной с ростом α_0 . Например, для $\alpha_0 = 1$ правое крыло $F(t)$ имеет гауссову форму, тогда как левое крыло затухает быстрее, чем для гауссовой формы.

Существенно асимметричная форма оказалась специфической чертой для $\alpha_0 < 0$. Из рис. 3, b видно, что асимметрия растет с ростом значения $|\alpha_0|$. Сужение $F(t)$ и сдвиг положения максимума в сторону меньших значений t с ростом $|\alpha_0|$ может быть связано с уменьшением величины барьера. В соответствии с величинами z и ν кривые, изображенные на рис. 3, a, b, соответствует смешанной сегнето-стекольной фазе с сосуществованием ближнего и дальнего порядка. Расчеты $F(t)$ для состояния дипольного стекла ($z < z_c$, $z_c = n_c r_c^3$, где n_c — критическая концентрация [13]) привели к очень широкой кривой со слабым затуханием даже в масштабе $\ln t$.

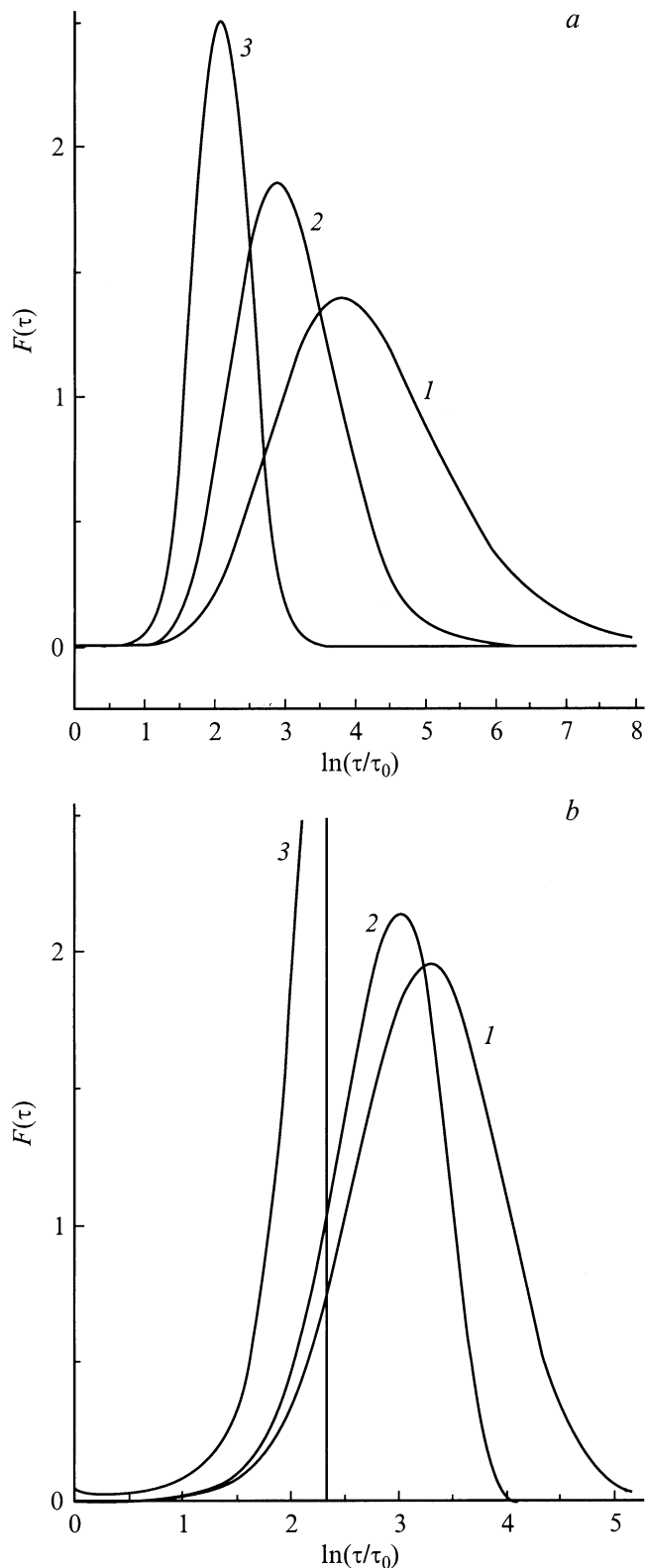


Рис. 3. Функция распределения времени релаксации для сильных случайных полей (нелинейный случай) для положительного (*a*) и отрицательного (*b*) коэффициента нелинейности. Параметры расчета: $\nu = 0.5, z = 2, \alpha_0 = 1, 0.5, 0.1$ (соответственно кривые 1–3 (*a*)); $\nu = 0.3, z = 1, \alpha_0 = -0.01, -0.1, -0.3$ (соответственно кривые 1–3 (*b*)).

3. Сравнение рассчитанных и полученных эмпирически функций распределения времени релаксации

Функция распределения времени релаксации обычно получается эмпирически на основе наблюдаемых частотных зависимостей диэлектрического отклика. Для упорядоченных систем диэлектрический отклик описывается законом Дебая с единственным временем релаксации. Для описания наблюдаемого динамического отклика разупорядоченных сегнетоэлектриков, полимеров и композитов, было предложено несколько эмпирических функций, представляющих обобщение закона Дебая (см. например, [4,5]). Среди этих функций наиболее известны следующие:

$$\frac{\varepsilon^*(\omega) - \varepsilon_\infty}{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty} = \begin{cases} (1 + (i\omega\tau_{CC})^{1-\kappa})^{-1}, & (14a) \\ (1 + i\omega\tau_{DC})^{-\beta}, & (14b) \\ (1 + (i\omega\tau_{HN})^\gamma)^{-\delta}. & (14c) \end{cases}$$

Формулы (14a)–(14c) представляют соответственно функции Кола–Кола ($0 \leq \kappa < 1$), Давидсона–Кола ($0 < \beta \leq 1$) и Гавриляка–Негами ($0 < \gamma \leq 1, 0 < \delta \leq 1$).

Все эти функции записаны в пространстве частоты, тогда как в пространстве времени функция затухания (которая имеет вид $\exp(-t/\tau)$ для закона Дебая) обычно записывается в виде протяженной экспоненты, соответствующей релаксационной функции Колярауха–Вильямса–Ватса (KWW), а именно

$$\Phi(t) = \exp\left(-\frac{t}{\tau_{WW}}\right)^\alpha, \quad 0 < \alpha \leq 1. \quad (15)$$

Численный расчет Фурье-образа функции (15), выполненный в [4], показал, что при специальном соотношении параметров, а именно $\gamma\delta = \alpha^{1.23}$, функция (15) приводит к закону HN (см. (14c)).

Эмпирические законы (14), (15) многие годы применялись для описания медленных релаксационных процессов в обычных стеклах, полимерах, композитах, разупорядоченных сегнетоэлектриках и др. Данные, полученные различными методами, включая диэлектрическую спектроскопию, ядерный магнитный резонанс, квазиупругое рассеяние нейтронов и т. д., были успешно „сшиты“ формулами (14), (15). Предполагалось, что эти формулы могут быть получены из дебаевской функции $1/(1 + i\omega\tau)$ либо $\exp(-t/\tau)$ при учете функции распределения времени релаксации, так что

$$\frac{\varepsilon^*(\omega) - \varepsilon_\infty}{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty} = \int_0^\infty \frac{1}{1 + i\omega\tau} F(\tau) d(\ln \tau), \quad (16a)$$

$$\exp\left(-\frac{t}{\tau_{WW}}\right)^\alpha = \int_0^\infty \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) F(\tau) d(\ln \tau). \quad (16b)$$

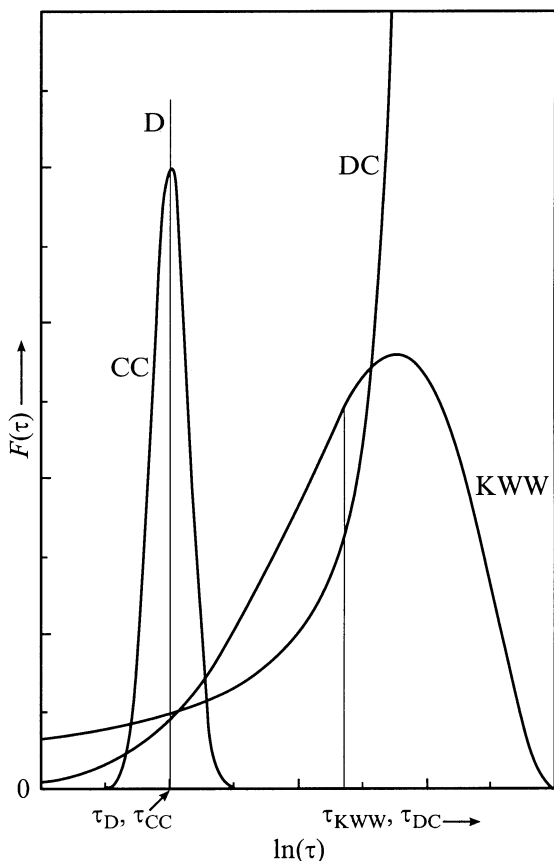


Рис. 4. Функции распределения времени релаксации для дебаевского (D), Кола–Кола (CC), Девидсона–Кола (DC) и Кольрауха–Вильямса–Ватса (KWW) законов [5].

Выражения (16) позволяют извлечь функцию распределения времени релаксации для всех эмпирических законов (14). Полученные таким образом в [5] функции распределения времени релаксации представлены на рис. 4 для законов CC ($\kappa = 0.2$), DC ($\beta = 0.6$), KWW ($\alpha = 0.42$). Там же вертикальной прямой (вместо δ -функции) показана функция распределения, соответствующая обычному закону Дебая. Укажем, что благодаря упомянутому выше соотношению между законами KWW и HN форма $F(\tau)$ для HN подобна $F(\tau)$ для KWW функции (рис. 4).

Чтобы прояснить физические механизмы, приводящие к существенно разному поведению функции распределения времени релаксации для разных эмпирических законов (14), сравним $F(\tau)$, приведенные на рис. 4, с результатами расчетов, представленными на рис. 2, 3. Сравнение кривых на рис. 3 и 4 показывает, что кривые 2 и 3 на рис. 3, *b* подобны соответственно кривым KWW и DC на рис. 4. Совпадение величины τ_{CC} и дебаевского времени релаксации τ_D , а также существенное отличие ширины $F(\tau)$ для этих законов (рис. 4) следует из результатов расчетов, представленных на рис. 2, так как с ростом концентрации случайно распределенных электрических диполей кривая 2 должна превратиться

в δ -функцию. Симметричная функция распределения, соответствующая CC закону на рис. 4, соответствует представленным на рис. 2 симметричным функциям, рассчитанным в линейном по случайным полям приближении, которое справедливо при достаточно малой концентрации источников случайных полей. Поскольку рассчитанные кривые на рис. 2 и 3 соответствуют смешанной сегнето-стеклольной фазе с сосуществованием ближнего и дальнего полярного порядка, можно заключить, что это сосуществование (а также малое случайное поле — CC закон) либо достаточно большое случайное поле (и вклад нелинейных эффектов с отрицательным коэффициентом нелинейности — KWW, DC, HN законы) являются физическими механизмами указанных выше эмпирических законов. Отметим, что нелинейные эффекты с отрицательным коэффициентом нелинейности уменьшают степень упорядоченности системы, и она становится „более разупорядоченной“, как это было показано ранее [10]. В этих условиях случайное электрическое поле и связанное с ним распределение времени релаксации играют определяющую роль в особенностях физических свойств разупорядоченных материалов.

Список литературы

- [1] И.Я. Коренблит, Е.Ф. Шендер. Успехи физических наук **157**, 2, 267 (1989).
- [2] E.V. Colla, E.Yu. Koroleva, N.M. Okuneva, S.B. Vakhrushev. J. Phys.: Cond. Matter **4**, 3671 (1992).
- [3] H. Frölich. Theory of Dielectrics. Oxford University Press, Oxford (1958).
- [4] F. Alvarez, A. Alegria, J. Colmenero. Phys. Rev. **B44**, 14, 7306 (1991).
- [5] J. Malecki, B. Hilczer. Key Engineering Materials **92–93**, 181 (1994).
- [6] M.D. Glinchuk, V.A. Stephanovich. J. Appl. Phys. **85**, 2, 1722 (1999).
- [7] M.D. Glinchuk, V.A. Stephanovich, B. Hilczer, J. Wolak, C. Caranoni. J. Phys.: Cond. Matter **11**, 6263 (1999).
- [8] M.D. Glinchuk, V.A. Stephanovich. J. Phys.: Cond. Matter **10**, 11 081 (1998).
- [9] M.D. Glinchuk, V.A. Stephanovich. J. Phys.: Cond. Matter **6**, 6317 (1994).
- [10] M.D. Glinchuk, R. Farhi, V.A. Stephanovich. J. Phys.: Cond. Matter **9**, 10 237 (1997).
- [11] M.D. Glinchuk, I.V. Kondakova. Sol. State Commun. **96**, 7, 529 (1995).
- [12] Д. Худсон. Статистика для физиков. Мир, М. (1967).
- [13] M.D. Glinchuk, R. Farhi. J. Phys.: Cond. Matter **8**, 6985 (1996).