

01;05

Релаксационные поляризации в диэлектриках при распределении релаксаторов Диссадо—Хилла

© А.С. Богатин, А.В. Турик, Е.В. Андреев, Ю.А. Игнатова,
С.А. Ковригина, В.Н. Богатина

Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону
E-mail: asbbogatin@sfedu.ru

Поступило в Редакцию 9 августа 2011 г.

Исследовано разделение релаксационных поляризаций на сильные и слабые при распределении релаксаторов Диссадо—Хилла. Установлены границы между сильными и слабыми релаксационными поляризациями, зависящие от параметров распределения и отношения вкладов в диэлектрическую проницаемость вещества релаксационных и быстрых поляризаций. Область сильных релаксаций характеризуется наличием экстремумов в частотных зависимостях мнимых частей комплексной проводимости.

Принято считать, например [1], что наличие в диэлектрике сквозной электропроводности затрудняет исследование в таких диэлектриках релаксационной поляризации. В самом деле, считалось общепризнанным, что появление сквозной электропроводности уменьшает глубину экстремумов в частотных зависимостях $\varepsilon''(\omega)$ и $\operatorname{tg} \delta(\omega)$, по которым возможно определение параметров релаксационной поляризации. Нами установлено [2], что такое влияние сквозной электропроводности на характеристики релаксационной поляризации не является единственно возможным. При определенных условиях увеличение сквозной электропроводности может привести не к уменьшению, а к увеличению экстремумов в $\operatorname{tg} \delta(\omega)$. Релаксационные поляризации, характеризующиеся подобными частотными зависимостями $\operatorname{tg} \delta$, названы нами сильными [2]. Термин слабые закреплен за релаксационными поляризациями, в которых сквозная электропроводность уменьшает глубину экстремумов в $\operatorname{tg} \delta(\omega)$. Для дебаевского релаксационной поляризации положение границы между сильными и слабыми релаксациями зависит исключительно от величины отношения $\Delta\varepsilon/\varepsilon_\infty$. Здесь $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{st} - \varepsilon_\infty$, где ε_{st} , ε_∞ —

соответственно низкочастотная и высокочастотная диэлектрические проницаемости. В дебаевском случае [2] релаксационные поляризации при $\Delta\varepsilon/\varepsilon_\infty > 8$ сильные, а при $\Delta\varepsilon/\varepsilon_\infty < 8$ слабые. Мы определили границы между сильными и слабыми релаксационными поляризациями для распределений релаксаторов Коула–Коула, Дэвидсона–Коула, Гавриляка–Негами, Фрелиха [3–6]. В этих случаях границы между релаксационными поляризациями зависят как от величины $\Delta\varepsilon/\varepsilon_\infty$, так и от параметров распределений.

Одним из широко используемых распределений релаксаторов является распределение Диссадо–Хилла [7]. Его успешно используют для интерпретации экспериментальных результатов дисперсии диэлектрической проницаемости в диэлектриках [8]. При распределении Диссадо–Хилла выражение для комплексной диэлектрической проницаемости имеет вид

$$\varepsilon^* = \varepsilon_\infty + \frac{\Delta\varepsilon(\Gamma(1-n+m)_2F_1(1-n, 1-m; 2-n; \frac{1}{1+j\omega\tau}))}{\Gamma(2-n)\Gamma(m)(1+j\omega\tau)^{1-n}} \quad (1)$$

(${}_2F_1(\dots, \dots; \dots; \dots)$ — *Gaussian hypergeometric function*).

Разделение в выражении (1) действительной ε' и мнимой ε'' частей комплексной диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon' = \varepsilon_\infty + \frac{\Delta\varepsilon(\Gamma(1-n+m)_2F_1(1-n, 1-m; 2-n; \frac{1}{1+(\omega\tau)^2})) \times (1+(\omega\tau)^2)^{(n-1)/2} \cos((n-1) \arctan(\omega\tau))}{\Gamma(2-n)\Gamma(m)}, \quad (2)$$

$$\varepsilon'' = \frac{\Delta\varepsilon(\Gamma(1-n+m)_2F_1(1-n, 1-m; 2-n; \frac{\omega\tau}{1+(\omega\tau)^2})) \times (1+(\omega\tau)^2)^{(n-1)/2} \sin((n-1) \arctan(\omega\tau))}{\Gamma(2-n)\Gamma(m)} \quad (3)$$

позволяет исследовать диаграммы Коула–Коула для этого распределения, некоторые из которых приведены на рис. 1. При $m = 1$ и $n = 0$ распределение Диссадо–Хилла переходит в дебаевское. С уменьшением параметра распределения m центр распределения смещается в сторону более высоких частот, а с увеличением n — в сторону более низких частот. При этом увеличение n и снижение m увеличивают отступление поляризации от дебаевской. При распределении

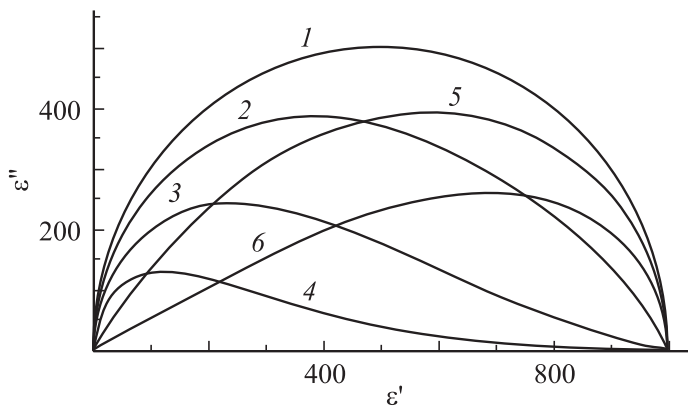


Рис. 1. Диаграммы Коула–Коула для распределения Диссадо–Хилла: 1 — $m = 1, n = 0$; 2 — $m = 0.7, n = 0$; 3 — $m = 0.4, n = 0$; 4 — $m = 0.2, n = 0$; 5 — $m = 1, n = 0.4$; 6 — $m = 1, n = 0.7$.

релаксаторов Диссадо–Хилла так же, как и при ранее исследованных распределениях, возможно разделение релаксационной поляризации на сильную и слабую. На рис. 2 представлены графики, характеризующие частотные зависимости $\text{tg } \delta$ для слабой и сильной релаксационной поляризации. Увеличение удельной электропроводности вещества σ_{st} при слабой релаксации сглаживает экстремумы в зависимостях $\text{tg } \delta(\omega)$, а при сильной увеличивает разность значений $\text{tg } \delta$ в максимумах и минимумах. С учетом сквозной электропроводности выражение для $\text{tg } \delta$ диэлектрика приобретает вид

$$\begin{aligned} \text{tg } \delta &= \frac{\sigma_{st}/\varepsilon_0\omega}{\varepsilon'} \\ &+ \frac{\Delta\varepsilon \left(\Gamma(1-n+m) {}_2F_1\left(1-n, 1-m; 2-n; \frac{\omega\tau}{1+(\omega\tau)^2}\right) \right) (1+(\omega\tau)^2)^{(n-1)/2} \sin((n-1) \arctan(\omega\tau))}{\Gamma(2-n)\Gamma(m)} \\ &= \text{tg } \delta_1 + \text{tg } \delta_2. \end{aligned} \quad (4)$$

Первое слагаемое в выражении (4) описывает вклад в тангенс угла диэлектрических потерь диэлектрика сквозной электропроводности, а

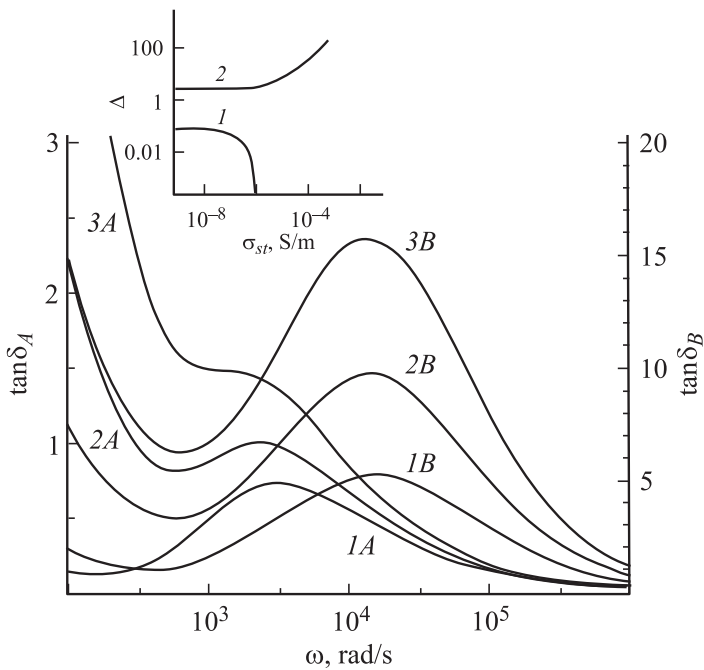


Рис. 2. Частотные зависимости $\operatorname{tg} \delta_A$ — слабая релаксационная поляризация $\Delta\varepsilon/\varepsilon_\infty = 8$; $n = 0.3$; $m = 0.5$ (1 — $\sigma_{st} = 10^{-7}$ S/m; 2 — $\sigma_{st} = 2 \cdot 10^{-6}$ S/m; 3 — $\sigma_{st} = 5 \cdot 10^{-6}$ S/m); $\operatorname{tg} \delta_B$ — сильная релаксационная поляризация $\Delta\varepsilon/\varepsilon_\infty = 1000$; $n = 0.1$; $m = 0.2$ (1 — $\sigma_{st} = 10^{-6}$ S/m; 2 — $\sigma_{st} = 4 \cdot 10^{-6}$ S/m; 3 — $\sigma_{st} = 8 \cdot 10^{-6}$ S/m). На врезке зависимости разности значений $\operatorname{tg} \delta$ в максимумах и минимумах от величины сквозной электропроводности; 1 — для слабой релаксационной поляризации, 2 — для сильной релаксационной поляризации. $\Delta\varepsilon = 1000$, $\tau = 10^{-3}$ s.

второе — собственно релаксационной поляризации. Соотношение между этими вкладами зависит от величины σ_{st} . При больших значениях σ_{st} , когда $\operatorname{tg} \delta_1$ становится существенно больше $\operatorname{tg} \delta_2$, именно сквозная электропроводность определяет поведение $\operatorname{tg} \delta(\omega)$. От поведения функции $\operatorname{tg} \delta_1(\omega)$ зависит, является релаксационная поляризация в исследуемом диэлектрике сильной или слабой.

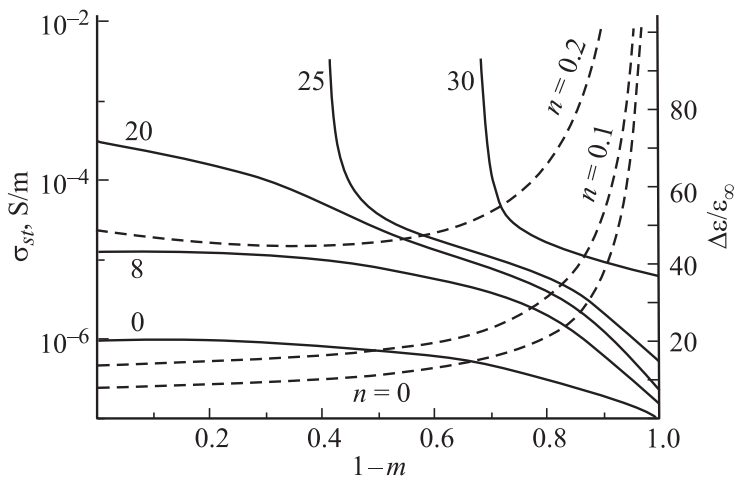


Рис. 3. Границы между сильными и слабыми релаксационными поляризациями (пунктирные кривые). Графики зависимостей σ_{st} , превышение которой приводит к исчезновению экстремумов в зависимостях $\text{tg}\delta(\omega)$, от параметра распределения m (сплошные линии).

Расчеты, проведенные нами, позволили в случае распределения Диссадо–Хилла определить границы между сильными и слабыми релаксационными поляризациями. Результаты этих расчетов приведены на рис. 3. Границы между сильными и слабыми релаксационными поляризациями представлены пунктирными линиями. Левее и выше этих кривых релаксационная поляризация является сильной, правее и ниже — слабой. Для каждого значения n находится свое значение $\Delta\epsilon/\epsilon_\infty$, ниже которого поляризация может быть только слабой. С ростом n это минимальное значение $\Delta\epsilon/\epsilon_\infty$ увеличивается. С ростом n увеличивается и область значений m , при которых поляризация не может стать сильной. При $n > 0.25$ поляризация при любых значениях m и $\Delta\epsilon/\epsilon_\infty$ может быть только слабой. В областях слабой поляризации определены значения σ_{st} , превышение которых приводит к исчезновению экстремумов в $\text{tg}(\omega)$. Эти значения представлены на рис. 3 сплошными кривыми для параметра распределения $n = 0.15$. Числа около кривых — значения $\Delta\epsilon/\epsilon_\infty$. Вплоть до значений $\Delta\epsilon/\epsilon_\infty = 20$ поляризация при любых m

остается слабой. Дальнейшее увеличение $\Delta\varepsilon_\infty$ приводит к тому, что появляется, а при дальнейшем росте $\Delta\varepsilon/\varepsilon_\infty$ расширяется область значений m , при которых поляризация является сильной. С ростом n величина отношения $\Delta\varepsilon/\varepsilon_\infty$, до которого поляризация остается слабой, увеличивается. На описанных кривых числом 0 обозначения линия, показывающая σ_{st} , превышение которой приводит к исчезновению экстремумов в зависимостях $\varepsilon(\omega)$. Как и при других распределениях релаксаторов, при распределении Диссадо–Хилла экстремумы в $\varepsilon''(\omega)$ исчезают при существенно меньших значениях σ_{st} , чем в зависимостях $\text{tg } \delta(\omega)$.

При распределении Диссадо–Хилла в случае сильной релаксационной поляризации наблюдаются экстремумы в частотных зависимостях мнимых частей δ'' комплексной электропроводности. При слабой релаксационной поляризации экстремумы в этих зависимостях отсутствуют. Такое совпадение не случайно. В самом деле, из (4) выражение

$$\text{tg } \delta_1 = \frac{\sigma_{st}/\omega\varepsilon_0}{\varepsilon_\infty + F(\omega, \Delta\varepsilon, \tau)}, \quad (5)$$

а

$$\sigma_{st} = \omega\varepsilon_0(\varepsilon_\infty + F(\omega, \Delta\varepsilon, \tau)). \quad (6)$$

В выражениях (5) и (6) ε_0 — электрическая постоянная, τ — время релаксации, $F(\omega, \Delta\varepsilon, \tau)$ — вклад релаксационного процесса в ε' . Явный вид функции $F(\omega, \Delta\varepsilon, \tau)$ зависит от распределения релаксаторов и параметров этого распределения. Выражения (5) и (6) с точностью до константы являются взаимно обратными. Экстремумы в этих двух выражениях совпадают по частоте. Разница лишь в том, что на местах максимумов в (4) в выражении (6) находятся минимумы, и наоборот: на местах минимумов в (4) в выражении (6) — максимумы. Таким образом, границы между сильными и слабыми релаксационными поляризациями проще искать, исследуя выражение (6), а не (5). Выражение (6) представляет собой произведение двух функций: $y = \omega$ и $\varepsilon' = (\varepsilon_\infty + F(\omega, \Delta\varepsilon, \tau))$. Наличие или отсутствие экстремумов в указанных зависимостях (5), (6), а следовательно то обстоятельство, что поляризация является сильной или слабой, зависит от соотношения ε_∞ и $\Delta\varepsilon$ и их функциональной связи, определяемой используемым распределением релаксаторов.

Список литературы

- [1] Поплавко Ю.М., Переверзева Л.П., Раевский И.П. Физика активных диэлектриков. Ростов н/Д.: Изд-во ЮФУ, 2009. 480 с.
- [2] Богатин А.С., Лисица И.В., Богатина С.А. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. В. 18. С. 61–66.
- [3] Богатин А.С., Турик А.В., Ковригина С.А., Богатина В.Н., Андреев Е.В. // Изв. РАН. Сер. Физ. 2010. Т. 74. С. 1115.
- [4] Богатин А.С., Турик А.В., Ковригина С.А., Богатина В.Н., Андреев Е.В. // Изв. РАН. Сер. Физ. 2010. Т. 74. С. 1196.
- [5] Богатин А.С., Турик А.В., Ковригина С.А., Андреев Е.В. // Изв. РАН. Сер. Физ. 2010. Т. 74. С. 1266.
- [6] Bogatin A.S., Turik A.V., Kovrigina S.A., Bogatina V.N., Andreev E.V. // Ferroelectrics. 2011. V. 413. P. 266.
- [7] Yeung Y.Y., Shin F.G. // J. Materials Science. 1991. V. 26. P. 1781.
- [8] Dissado L.A., Hill R.M. // Nature. 1979. V. 279. P. 685.