

УКД 537.226

ЧАСТОТНОЕ УПРАВЛЕНИЕ ЕМКОСТЬЮ И ПРОВОДИМОСТЬЮ ДИЭЛЕКТРИКА ПРИ РЕЛАКСАЦИОННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

© 2020 г. А. С. Богатин¹, *, А. Л. Буланова¹, С. А. Ковригина¹, И. О. Носачев¹

¹Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Южный федеральный университет”, Научно-исследовательский институт физики, Ростов-на-Дону, Россия

*E-mail: asbbogatin@sfnedu.ru

Поступила в редакцию 19.03.2020 г.

После доработки 10.04.2020 г.

Принята к публикации 27.05.2020 г.

Установлены взаимные зависимости между параметрами традиционного описания релаксационной поляризации в веществе с помощью уравнения Дебая и параметрами импедансных способов описания. В рамках модели двухслойного конденсатора с учетом установлены закономерности переходов к сильному релаксационному процессу, исчезновения максимумов в частотных зависимостях тангенса угла диэлектрических потерь, мнимых частей емкости диэлектрика как функций отношений сопротивлений и емкостей слоев диэлектрика. Проанализированы возможности частотного управления проводимостью и емкостью гетерогенных диэлектриков. При отрицательной емкости одного из слоев найдена возможность существенного увеличения модуля отрицательной емкости гетерогенного диэлектрика.

DOI: 10.31857/S0367676520090082

Наиболее простым способом релаксационная поляризация описывается в случае, когда диэлектрические спектры можно представить с помощью распределения Дебая. Эта ситуация реализуется релаксаторами, имеющими одинаковое время срабатывания (релаксации) τ . Эмпирическая формула, подобранная Дебаем для описания диэлектрических спектров, обусловленных дипольно-ориентационной поляризацией [1] (1), была обоснована в [2] термодинамическими методами, где показано, что распределением можно пользоваться и при многих других поляризационных моделях. Достаточно только, чтобы процесс затухал экспоненциально и выполнялся принцип суперпозиции поляризационных токов.

$$\varepsilon^* = \varepsilon_\infty + \Delta\varepsilon / (1 + i\omega\tau), \quad (1)$$

где $\Delta\varepsilon = \varepsilon_{st} - \varepsilon_\infty$ – вклад релаксационного процесса в диэлектрическую проницаемость вещества, разность между статическим и высокочастотным значениями диэлектрической проницаемости, ω – круговая частота электрического поля. Формула Дебая не учитывает развития в веществе сквозной электропроводности. Учесть ее оказывается удобным при описании процессов электропереноса в веществе методами импедансной спектроскопии [3–5]. Импедансная спектроскопия предполагает постановку в соответствие описываемым процессам электропереноса эквивалентных электрических схем. Для дебаевского процесса поляризации, до-

полненного сквозной электропроводностью, эквивалентная схема имеет вид, приведенный на рис. 1а. В ней емкость C_3 описывает быстрые поляризационные процессы, проводимость G_3 ($1/R_3$) – сквозную электропроводность, последовательная R_4 – C_4 цепочка – собственно релаксационный процесс. Адмитанс G_1^* для образца вещества, которому поставлена в соответствие эта эквивалентная схема, имеет вид (2).

$$G_1^* = G_3(1 + \omega^2(\tau_4^4 + C_4R_3\tau_4) + i\omega(C_4R_3 + \tau_3 + \omega^2\tau_3\tau_4^2)) / (1 + \omega^2\tau_4^2); \quad (2)$$

где $\tau_4 = R_4C_4$; $\tau_3 = C_3/G_3$.

Параметры распределения Дебая, использованные в (1) связаны с параметрами эквивалентной схемы 1а соотношениями (3).

$$\tau = \tau_4; \Delta\varepsilon = C_4 / (\varepsilon_0 K); \varepsilon_\infty = C_3 / (\varepsilon_0 K). \quad (3)$$

Здесь ε_0 – электрическая постоянная, а K – множитель, зависящий от геометрии образца вещества. Одним из видов дебаевской релаксационной поляризации является междуслойная поляризация. Ее наиболее простая эквивалентная схема – два последовательно включенных конденсатора с уч-

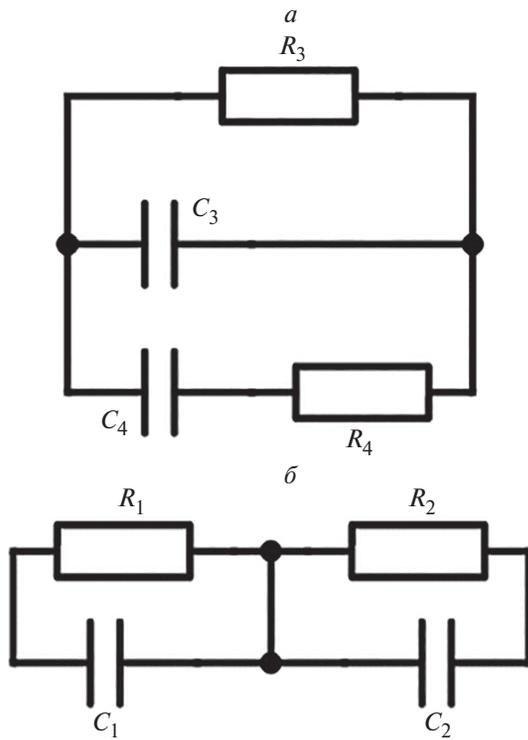


Рис. 1. Эквивалентные электрические схемы диэлектриков с дебаевской релаксационной поляризацией.

кой (рис. 1б). Адмиттанс такого электрического соединения имеет вид (4).

$$G_2^* = (R_1 + R_2 + \omega^2(\tau_1^2 R_2 + \tau_2^2 R_1) + i\omega(\tau_1 R_1 + \tau_2 R_2 + \omega^2(\tau_1 \tau_2^2 R_1 + \tau_1^2 \tau_2 R_2)))/((R_1 + R_2)^2 + \omega^2(\tau_2 R_1 + \tau_1 R_2)^2), \tag{4}$$

где $\tau_1 = R_1 C_1$; $\tau_2 = R_2 C_2$.

Взаимосвязь параметров используемых эквивалентных электрических схем описывается соотношениями (5)

$$R_3 = R_1 + R_2; C_3 = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}; R_4 = ((R_1 + R_2) R_1 R_2 (C_1 + C_2)^2)/((R_1 C_1 - R_2 C_2)^2); C_4 = (C_1 R_1 - C_2 R_2)^2/((R_1 + R_2)^2 (C_1 + C_2)). \tag{5}$$

Пользуясь представлениями о гетерогенном образце вещества, можно оценить границы перехода к сильным релаксационным поляризациям [6, 7] как

$$c^2 r^2 - 18cr - 8cr^2 - 8c + 1 = 0. \tag{6}$$

Исчезновение максимумов в частотных зависимостях мнимых частей диэлектрической проницаемости описывается уравнением

$$c^2 r^2 - 18cr - 8cr^2 - 8r + 1 = 0. \tag{7}$$

Исчезновения максимумов в частотных зависимостях тангенса угла диэлектрических потерь при слабых релаксационных поляризациях уравнением

$$\frac{8rc(r+1)(c+1)}{(rc-1)^2} - \frac{r(c+1)}{r+1} - \frac{c(r+1)}{c+1} - \frac{c^2 r^2 - 2cr + 1}{(r+1)(c+1)} = 0; \tag{8}$$

В соотношениях (6)–(8) использованы обозначения $c = C_1/C_2$; $r = R_1/R_2$.

Проводимость и емкость образца гетерогенного диэлектрика описывается соотношениями (9) и (10) соответственно

$$G = (R_1 + R_2 + \omega^2(\tau_1^2 R_2 + \tau_2^2 R_1))/((R_1 + R_2)^2 + \omega^2(\tau_2 R_1 + \tau_1 R_2)^2), \tag{9}$$

$$C = (\tau_1 R_1 + \tau_2 R_2 + \omega^2(\tau_1 \tau_2(\tau_2 R_1 + \tau_1 R_2)))/((R_1 + R_2)^2 + \omega^2(\tau_2 R_1 + \tau_1 R_2)^2). \tag{10}$$

Таким образом, открывается возможность частотного управления проводимостью и емкостью гетерогенных диэлектриков.

В ряде работ [8–10] обсуждаются возможности гигантского увеличения проводимости G и емкости C гетерогенных диэлектриков. В [11] проанализированы возможности управления скоростью частотного изменения G и C для двухслойных диэлектриков. При этом определены величины c и r , при которых возможен одновременный гигантский рост G и C или гигантский рост одной из этих величин, сопровождаемый медленным изменением второй. Пример гигантского частотного изменения G и C приведен на рис. 2.

Последнее время появилось большое количество публикаций, связанных с обнаружением отрицательной диэлектрической проницаемости в веществе [12–14]. Среди веществ с отрицательной емкостью имеются гетерогенные вещества [15]. В случае, когда один из слоев двухслойного диэлектрика имеет отрицательную емкость общая емкость C такого диэлектрика имеет вид (11), где $(-C_2 < 0)$

$$C = (C_1 R_1^2 - C_2 R_2^2 + \omega^2(C_1 C_2 R_1^2 R_2^2 (C_1 - C_2)))/((R_1 + R_2)^2 + \omega^2(C_1 - C_2)^2 R_1^2 R_2^2). \tag{11}$$

Анализ выражения (11) позволяет увидеть, что и в этом случае возможно частотное управление ем-

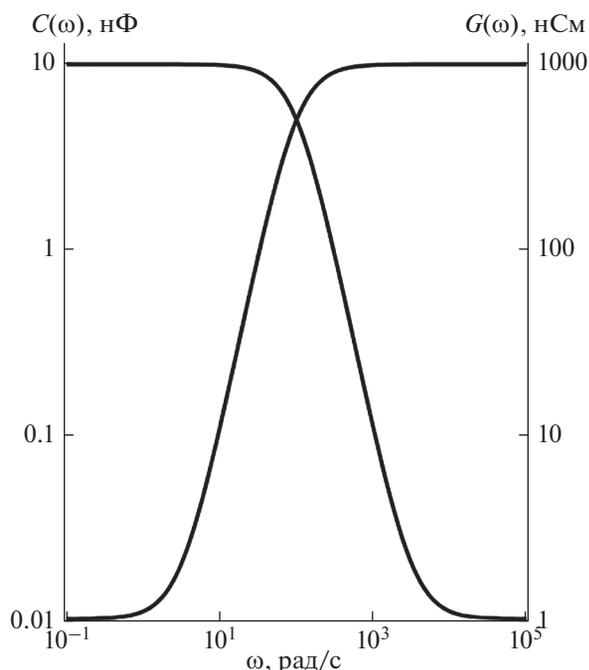


Рис. 2. Частотные зависимости емкости C и проводимости G дебаевского двухслойного диэлектрика. $R_1 = 10^6$; $R_2 = 10^9$ Ом; $\tau_1 = 10^{-5}$; $\tau_2 = 10$ с.

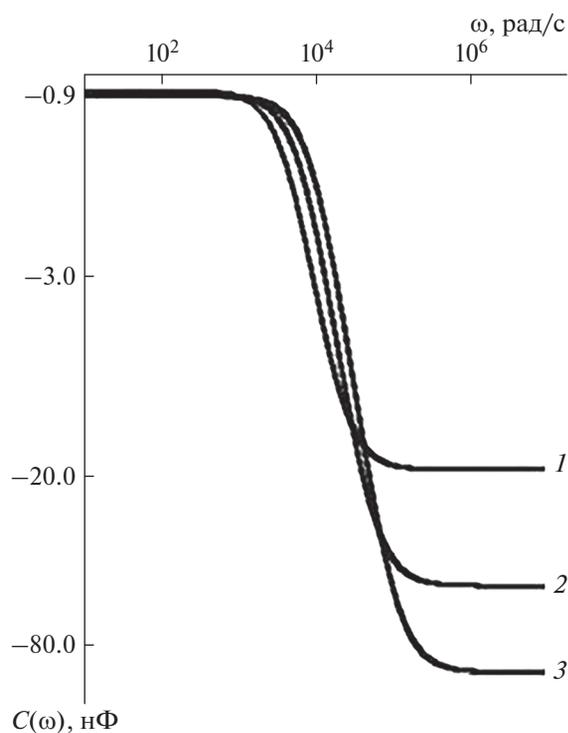


Рис. 3. Частотные зависимости емкости двухслойного диэлектрика, один из слоев которого имеет отрицательную емкость ($-C_2 < 0$). $R_1 = 10^6$ Ом; $R_2 = 2 \cdot 10^7$ Ом; $C_1 = 10$ нФ; (1) $C_2 = 9.5$; (2) $C_2 = 9.8$; (3) $C_2 = 9.9$ нФ.

костью гетерогенного образца. Причем, и это самый интересный факт, модуль отрицательной емкости диэлектрика за счет подбора c и r может быть увеличен в десятки и сотни раз. Это хорошо видно на рис. 3, где представлены частотные зависимости емкостей двухслойного диэлектрика, один из слоев которого характеризуется отрицательной емкостью.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дебай П. Полярные молекулы. М.-Л.: ГНТИ, 1931. 247 с.
2. Smyth C.P. Dielectric behavior and structure. McGraw-Hill, 1955. 441 p.
3. E. Barsoukov, J.R. Macdonald. Impedance spectroscopy theory, experiment, and applications. John Wiley & Sons, 2005. 608 p.
4. Челидзе Т.Л., Дервянко А.И., Куркленко О.Д. Электрическая спектроскопия гетерогенных систем. Киев: Наукова думка, 1977. 232 с.
5. Богатин А.С., Андреев Е.В., Ковригина С.А., Богатина В.Н. // Изв. РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78. № 4. С. 483; Bogatin A.S., Andreev E.V., Kovrigina S.A., Bogatina V.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2014. V. 78. № 4. P. 317.
6. Турик А.В., Богатин А.С., Андреев Е.В. // ФТТ. 2011. Т. 53. № 12. С. 2299.
7. Богатин А.С., Турик А.В., Ковригина С.А., Андреев Е.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 9. С. 1266; Bogatin A.S., Andreev E.V., Kovrigina S.A., Bogatina V.N. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2010. V. 74. № 9. P. 1212.
8. Lemonov V.V., Sotnicova E.P., Weihnacht M. // ФТТ. 2002. Т. 44. № 11. С. 1948.
9. Diu J., Duan C.-G., Yin W.-G. et al. // Phys. Rev. B. 2004. V. 70. Art. № 144105.
10. Турик А.В., Радченко Г.С., Чернобабов А.Н. и др. // ФТТ. 2006. Т. 48. № 6. С. 1088.
11. Куропаткина С.А., Раевский И.П., Богатин А.С. // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. № 2. С. 238; Kurapatkina S.A., Raevskii I.P., Bogatin A.S. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2007. V. 71. № 2. P. 228.
12. Jonscher A.K. // J. Chem. Soc. Faraday Trans. 1986. V. 82. P. 75.
13. Болтаев А.П., Пудонин Ф.А. // Кр. сообщ по физ. ФИАН. 2011. № 7. С. 3.
14. Shulman J., Xue Y.Y., Tsui S. et al. // Phys. Rev. B. 2009. V.80. Art. № 134202.
15. Богатин А.С., Буланова А.Л., Андреев Е.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. Т. 82. № 7. С. 892; Bogatin A.S., Bulanova A.L., Andreev E.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. № 7. P. 800.