

УДК 537.8
ББК В33

Алексей Олегович Орлов,
Институт природных ресурсов,

экологии и криологии СО РАН (Чита, Россия), e-mail: Orlov_A_O@mail.ru

Павел Юрьевич Лукьянов,
кандидат технических наук,

Институт природных ресурсов, экологии и криологии СО РАН
(Чита, Россия), e-mail: lukyanovpu@yandex.ru

Определение микроволновых характеристик наноструктурированных материалов резонаторным методом при частичном заполнении резонатора¹

Приведён вывод формул, позволяющих определить комплексную диэлектрическую проницаемость исследуемого наноструктурированного материала по измеренным параметрам резонанса при частичном заполнении объёмного резонатора. Методика измерений адаптирована для доступных в малых количествах химически активных и гигроскопичных наноматериалов с большими значениями угла потерь.

Ключевые слова: резонатор, диэлектрическая проницаемость, наноструктурированные материалы.

Aleksey Olegovich Orlov,

Institute of Natural Resources,
Ecology and Cryology SB RAS (Chita, Russia),
e-mail: Orlov_A_O@mail.ru

Pavel Yurievich Lukyanov,

Institute of Natural Resources,
Ecology and Cryology SB RAS (Chita, Russia),
e-mail: lukyanovpu@yandex.ru

Determining Microwave Characteristics of Nanostructured Materials by the Resonator Method with a Partially Filled Cavity

The article presents the formulas for calculating the complex dielectric permeability of the tested nanostructured material according to the measured parameters of the resonance with a partially filled cavity resonator. The measurement method is adapted for available in small quantities chemically active and hygroscopic nanomaterials with large values of $\tan \delta$.

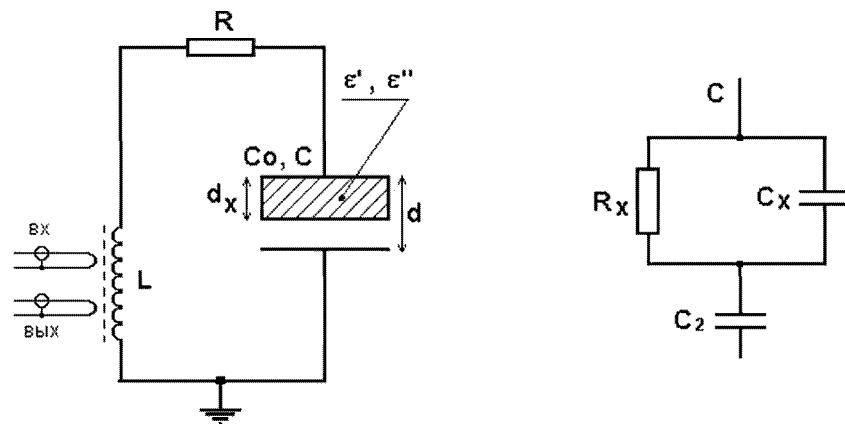
Keywords: cavity resonator, dielectric constant, nanostructured materials.

При исследовании свойств вновь синтезируемых наноструктурированных материалов с основой в виде матриц МСМ, СВА и т. п. (наноструктурированные силикагели, кристаллогидраты и т. д.) большой интерес представляют температурные зависимости комплексной диэлектрической проницаемости ϵ наноматериалов в частотном диапазоне 1–10 ГГц [1]. Однако определение микроволновых характеристик этих материалов радиофизическими методами в широком температурном диапазоне сталкивается с рядом специфических особенностей, в большинстве случаев исключающих применение широко распространённых и отработанных методов и методик измерений. В частности, количество наноматериалов, синтезируемых для исследований ($\sim 1 - 10 \text{ см}^3$), и высокие в них потери ЭМВ в указанном частотном диапазоне исключают применение волноводных или скаттерометрических методов, а также метода просвечивания [2]. Высокая химическая активность и гигроскопичность наноматериалов обуславливает их размещение в процессе измерений в герметичных закупоренных капсулах. По этим же причинам является невозможным применение широко распространённых методик резонаторного метода, требующих материала для исследований в количествах, равных полному внутреннему объёму резонатора (т.е. для этих частот – сотни и тысячи кубических сантиметров) [2].

¹Работа выполнена при поддержке междисциплинарного интеграционного проекта СО РАН №22 «Неавтономные наноформы гидратов и льда в наноструктурированных системах».

При частичном заполнении резонатора исследуемый материал требуется в значительно меньших объёмах, кроме того, появляется возможность расширить диапазон измерений для высоких значений мнимой части диэлектрической проницаемости ϵ'' вплоть до $\epsilon'' \sim 1$ [4]. Однако определение микроволновых характеристик в абсолютных единицах в этом случае усложняется, поскольку при введении исследуемого материала в резонатор структура электромагнитного поля в нём существенно искажается, что может быть описано аналитически лишь для геометрически простейших форм.

В случае такого размещения исследуемого материала в резонаторе, при котором выполняется условие равенства суммы тока проводимости и тока смещения, протекающих в исследуемом материале, полному току смещения резонатора, эквивалентная схема измерений при частичном заполнении резонатора может быть представлена в виде, приведённом на рис. 1, где ϵ' и ϵ'' – действительная и мнимая части комплексной диэлектрической проницаемости исследуемого материала, $x = \frac{d_x}{d}$ (для плоского конденсатора обозначения на рис. 1) – эффективный коэффициент заполнения резонатора, C_0 и C – емкость пустого и частично заполненного конденсатора соответственно.



Rис. 1. Эквивалентная схема измерений при частичном заполнении резонатора

Rис. 2. Эквивалентная схема частично заполненной электрической ёмкости

Плотность тока проводимости, протекающего в измеряемом веществе, $j_x = \sigma E_x = \sigma \frac{u_x}{d_x}$, где σ – электрическая проводимость материала, E_x – напряженность электрического поля, u_x – мгновенное значение напряжения на R_x (эквивалентная схема частично заполненной электрической ёмкости C приведена на рис. 2), откуда $i_x = S \cdot j_x = \sigma \cdot S \cdot \frac{u_x}{d_x}$ и $R_x = \frac{u_x}{i_x} = \frac{u_x}{\sigma \cdot S \cdot \frac{u_x}{d_x}} = \frac{d \cdot x}{\sigma \cdot S}$. Кроме

того, $C_2 = \frac{\varepsilon_0 S}{d(1-x)}$ и $C_x = \frac{\varepsilon_0 \epsilon' \cdot S}{d \cdot x}$.

Импеданс $Z_{C_x} = \frac{1}{j\omega C_x} = \frac{d \cdot x}{j\omega \varepsilon_0 \epsilon' S}$, $Z_{C_2} = \frac{1}{j\omega C_2} = \frac{d \cdot (1-x)}{j\omega \varepsilon_0 S}$, и $Z_{R_x} = R_x = \frac{d \cdot x}{\sigma \cdot S}$. Для параллельного соединения $Z_{C_x||R_x} = \frac{1}{\frac{1}{Z_{C_x}} + \frac{1}{Z_{R_x}}} = \frac{d \cdot x}{(j\omega \varepsilon_0 \epsilon' + \sigma) \cdot S}$, откуда

$$Z_C = Z_{C_x||R_x} + Z_{C_2} = \frac{d \cdot x}{(j\omega \varepsilon_0 \epsilon' + \sigma) \cdot S} + \frac{d \cdot (1-x)}{j\omega \varepsilon_0 S} = \frac{d}{j\omega \varepsilon_0 S} \left[\frac{x}{\epsilon' + \frac{\sigma}{j\omega \varepsilon_0}} + 1 - x \right].$$

Так как $\frac{d}{\varepsilon_0 S} = \frac{1}{C_0}$, а также, обобщая диссипативную компоненту, как $\frac{\sigma}{j\omega \varepsilon_0} = -j\epsilon''$, получаем:

$$Z_C = \frac{1}{j\omega C_0} \left[\frac{x}{\epsilon' - j\epsilon''} + 1 - x \right]. \quad (1)$$

Для последовательного RLC-контура выражение для импеданса:

$$Z_{RLC} = Z_R + Z_L + Z_C = R + j\omega L + \frac{1 + \frac{x}{\varepsilon' - j\varepsilon''} - x}{j\omega C_0}.$$

Преобразовывая, получаем

$$Z_{RLC} = j\omega L - j\frac{1-x}{\omega C_0} - j\frac{1}{\omega C_0} \cdot \frac{x(\varepsilon' + j\varepsilon'')}{(\varepsilon' - j\varepsilon'')(\varepsilon' + j\varepsilon'')} + R.$$

Выделяя мнимую и действительную части:

$$Z_{RLC} = j \left[\omega L - \frac{1-x}{\omega C_0} - \frac{1}{\omega C_0} \cdot \frac{x\varepsilon'}{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} \right] + \frac{x}{\omega C_0} \cdot \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} + R. \quad (2)$$

Из (2) выделим активную составляющую импеданса:

$$R_{\text{общ}} = \frac{x}{\omega \cdot C_0} \cdot \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} + R. \quad (3)$$

Условием резонанса является равенство нулю реактивной составляющей импеданса (2), то есть

$$\omega L - \frac{1}{\omega \cdot C_0} \left[1 - x + \frac{x\varepsilon''}{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} \right] = 0,$$

из чего получаем выражение для резонансной частоты ω_p :

$$\omega_p = \sqrt{\frac{1 - x + \frac{x\varepsilon'}{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}}{LC_0}}. \quad (4)$$

Так как для пустого резонатора (для пустой капсулы) $x = 0$, из выражения (4) следует

$$\omega_\Pi = \sqrt{\frac{1}{LC_0}},$$

из чего

$$LC_0 = \frac{1}{\omega_\Pi^2}$$

и выражение (4) может быть представлено в виде

$$\omega_p = \omega_\Pi \sqrt{1 - x + \frac{x\varepsilon'}{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}}. \quad (5)$$

Эффективный коэффициент заполнения x для используемой в данной серии измерений капсулы может быть определён при помещении капсулу вставки из диамагнитного металла с высокой проводимостью, по форме и размерам совпадающими с внутренней поверхностью капсулы.

При введении в капсулу металлической вставки (материал – медь или серебро), электромагнитное поле будет вытесняться из металла за счёт действия скин-эффекта. Можно принять для металлов, что $\varepsilon'' \gg 1$, и выражение (5) позволяет получить приближение

$$\omega_M = \omega_\Pi \sqrt{1 - x},$$

где ω_M – резонансная частота для введённой в резонатор в капсулы с металлической вставкой.

Из последнего равенства можно получить выражение для определения эффективного коэффициента заполнения резонатора x (при данных размерах и форме капсулы)

$$x = 1 - \frac{\omega_M^2}{\omega_\Pi^2}. \quad (6)$$

Действующее значение силы тока I_p при резонансе в системе связано с активной составляющей импеданса (3) как

$$I_p = U_{\text{вх}} \cdot \frac{k_1}{R_{\text{общ}}},$$

где $U_{\text{вх}}$ – действующее значение входного напряжения и k_1 – входной коэффициент передачи сигнала. С другой стороны, действующее значение выходного напряжения $U_{\text{вых}}$:

$$U_{\text{вых}} = I_p \cdot k_2 = U_{\text{вх}} \cdot \frac{k_1 k_2}{R_{\text{общ}}},$$

где k_2 – выходной коэффициент передачи сигнала. Можно записать, что

$$\frac{U_{\text{вых}}}{U_{\text{вх}}} = \frac{k_1 k_2}{R_{\text{общ}}} = \frac{k}{R_{\text{общ}}} = 10^{\Delta/20},$$

где $k = k_1 k_2$, Δ – измеряемый уровень проходящего сигнала на резонансной частоте в децибелах при введенном исследуемом материале.

Для пустого резонатора (пустой капсулы): $\frac{k}{R} = 10^{\Delta_0/20}$, где Δ_0 – уровень сигнала, проходящего через резонатор, в децибелах на резонансной частоте пустого резонатора.

Разделим (3) на R :

$$\frac{R_{\text{общ}}}{R} = 1 + \frac{x}{\omega_p \cdot C_0 R} \cdot \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}. \quad (7)$$

Так как $\frac{1}{\omega_{\Pi} \cdot C_0 R} = Q_{\Pi}$ – добротность пустого резонатора (добротность при введённой пустой капсule), отношение (7) может быть представлено в виде:

$$\frac{R_{\text{общ}}}{R} = 1 + Q_{\Pi} \frac{\omega_{\Pi}}{\omega_p} \cdot \frac{x \cdot \varepsilon''}{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2}. \quad (8)$$

Так как $\frac{k}{R_{\text{общ}}} = \frac{U_{\text{вых}}}{U_{\text{вх}}} = 10^{\Delta/20}$, $\frac{k}{R} = 10^{\Delta_0/20}$, исключая R и $R_{\text{общ}}$ из (8) получаем

$$1 + Q_{\Pi} \frac{\omega_{\Pi}}{\omega_p} \cdot \frac{x \varepsilon''}{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} = \frac{10^{\Delta_0/20}}{10^{\Delta/20}},$$

из чего

$$\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} = \frac{\left[\frac{10^{\Delta_0/20}}{10^{\Delta/20}} - 1 \right]}{Q_{\Pi} \cdot \frac{\omega_{\Pi}}{\omega_p} \cdot x} = B. \quad (9)$$

Так как последнее выражение не содержит никаких параметров дискретных элементов, относящихся к схеме замещения, оно может быть обобщено для всех электромагнитных осциллирующих систем, удовлетворяющих оговоренному выше условию размещения исследуемого материала в резонаторе. Кроме того, из (5) следует соотношение

$$\frac{\varepsilon'}{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} = 1 + \frac{\left[\frac{\omega_p^2}{\omega_{\Pi}^2} - 1 \right]}{x} = A, \quad (10)$$

которое также может быть обобщено.

Совместно выражения (9) и (10) представляют собой систему уравнений на действительную и мнимую части комплексной диэлектрической проницаемости материала:

$$\begin{cases} \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} = B, \\ \frac{\varepsilon'}{\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2} = A. \end{cases} \quad (11)$$

Возводя оба уравнения системы (11) в квадрат и складывая, получаем:

$$\varepsilon'^2 + \varepsilon''^2 = \frac{1}{A^2 + B^2}. \quad (12)$$

Учитывая (12) из (11) получаем окончательно:

$$\varepsilon' = \frac{A}{A^2 + B^2} \quad \text{и} \quad \varepsilon'' = \frac{B}{A^2 + B^2},$$

где

$$A = 1 + \frac{\left[\frac{\omega_p^2}{\omega_{\Pi}^2} - 1 \right]}{x}, \quad B = \frac{\left[\frac{10^{\Delta_0/20}}{10^{\Delta/20}} - 1 \right]}{Q_{\Pi} \cdot \frac{\omega_{\Pi}}{\omega_p} \cdot x} \quad \text{и} \quad x = 1 - \frac{\omega_M^2}{\omega_{\Pi}^2}.$$

Полученные формулы решают задачу определения комплексной диэлектрической проницаемости материалов по результатам измерения параметров резонанса в объёмных резонаторах при их частичном заполнении.

Список литературы

1. Брандт А. А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. М., 1963. 403 с.
2. Бордонский Г. С., Лукьянов П. Ю., Аристов Ю.И., Овощников Д.С., Уваров Н.Ф. СВЧ-свойства кристаллогидратов в нанопорах силикагеля // Ультрадисперсные порошки,nanoструктуры, материалы: получение, свойства, применение. Красноярск, 2009. С. 4
3. Бордонский Г. С., Филиппова Т. Г. Отличие электромагнитных свойств льда D2O и H2O при измерениях в резонаторе // ФТТ. 2001. 43. №9. С. 1575–1579.2–43.
4. Лукьянов П. Ю., Орлов А. О., Цыренжапов С. В. Определение микроволновых характеристик гетерогенных сред с nanostructured включениями резонаторным методом при частичном заполнении резонатора // Ученые записки Забайкальского государственного гуманитарно-педагогического университета им. Н. Г. Чернышевского. 2010. № 2. С. 68–72.

Статья поступила в редакцию 25.01.2012 г.