

УДК 535.3

ЕФЕКТИВНА ДІЕЛЕКТРИЧНА ПРОНИКНІСТЬ В МАТРИЧНИХ ДИСПЕРСНИХ СИСТЕМАХ ІЗ ДВОШАРОВИМИ ВКЛЮЧЕННЯМИ

С.В. Шостак, кандидат фізико-математичних наук, доцент

Національний університет біоресурсів і природокористування України

e-mail: shostakserg@ukr.net

Анотація. Метою дослідження був розрахунок частотних залежностей ефективної діелектричної проникності для МДС із двошаровими кульовими включеннями із провідною анізотропною плівкою.

Розраховано діелектричні втрати в матричних дисперсних системах із двошаровими кульовими включеннями. В наближенні Максвелл-Гарнетта проведено детальний аналіз залежностей ефективної діелектричної проникності як від частоти зовнішнього поля, так і від параметрів системи.

Ключові слова: діелектричні втрати, матричні дисперсні системи, ефективна діелектрична проникність.

Актуальність. Сьогодні великий інтерес викликають дисперсні системи (ДС) із включеннями різної природи та форми. Прикладами таких систем є матрично-дисперсні системи (МДС) із кульовими біметалевими наночастинками з благородних металів типу срібне ядро – золота оболонка, чи навпаки – золоте ядро – срібна оболонка. Актуальність проведеного дослідження пов'язана, насамперед, з можливістю використання особливих властивостей різноманітних ДС для створення на їх основі композиційних матеріалів з наперед заданими електродинамічними, теплофізичними та пружними властивостями.

Аналіз останніх досліджень та публікацій. Дослідженню діелектричних втрат (ДВ) в матричних дисперсних системах (МДС) присвячена значна кількість робіт [1-11]. В деяких із цих робіт досліджено частотні залежності дійсної та уявної частини ефективної діелектричної проникності таких систем в залежності від їх фізико-хімічних параметрів, причому в основному вивчалися (МДС) із діелектричною матрицею з включеннями різної форми та природи.

Мета дослідження – розрахунок частотних залежностей ефективної діелектричної проникності для МДС із двошаровими кульовими включеннями із провідною анізотропною плівкою.

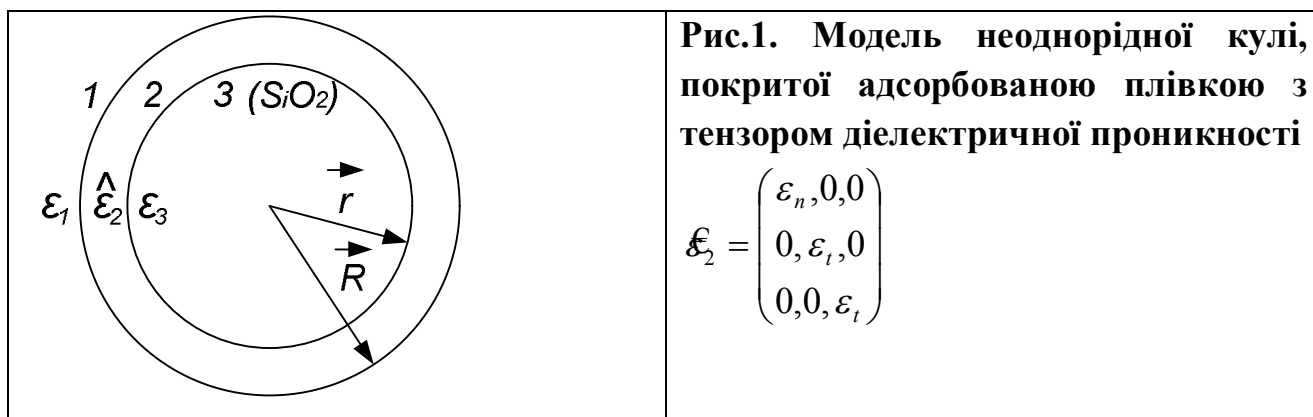
Матеріали та методи дослідження. У роботі були використані механізми і закономірності поглинання та розсіяння електромагнітного випромінювання з двошаровими кульовими включеннями.

Результати досліджень та їх обговорення. Основною задачею по знаходженню ДВ в МДС є розрахунок частотної залежності уявної частини ефективної діелектричної проникності $\text{Im}\tilde{\varepsilon}(\omega)$ в таких системах з урахуванням їх складу і структури та подальше обчислення величини ДВ за формулою:

$$W = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \omega \left[\tilde{\varepsilon}''(\omega) |\mathbf{E}_\omega|^2 + \tilde{\mu}''(\omega) |\mathbf{H}_\omega|^2 \right] \cdot d\omega, \quad (1)$$

де \mathbf{E}_ω і \mathbf{H}_ω - Фур'є компоненти зовнішніх полів $\mathbf{E}(r,t)$ і $\mathbf{H}(r,t)$, а $\tilde{\varepsilon}''$ і $\tilde{\mu}''$ - відповідно уявні частини ефективних діелектричної та магнітної проникності МДС.

Методи розрахунку поглинання електромагнітного випромінювання (ЕМВ) в матричних дисперсних системах (МДС) з багат шаровими включеннями (в нашому випадку двошарові) ми продемонструємо на слідуючій модельній системі [12]: двошарові сферичні частинки SiO_2 (радіусу r) з плівкою адсорбованої води товщиною $h = R - r$, розміщені в матриці з діелектричною проникністю ε_1 (Рис.1).



Діелектрична проникність $SiO_2 - \varepsilon_3$ (в подальшому ε_3 вибиралась рівною 1,5), концентрація включень N , а діелектрична проникність плівки має вид тензора:

$$\hat{\varepsilon}_2 = \begin{pmatrix} \varepsilon_n, 0, 0 \\ 0, \varepsilon_t, 0 \\ 0, 0, \varepsilon_t \end{pmatrix}, \quad (2)$$

де ε_n і ε_t - відповідно, нормальна і тангенціальна складові компоненти тензора діелектричної проникності адсорбованої води. Такий вид тензора було взято з роботи [13]. Його конкретний вид ε_n і ε_t буде приведено нижче. В цьому розділі ми введемо більш прості позначення: всі комплексні діелектричні проникності будимо писати без зірочки зверху; ε^* позначимо як $\tilde{\varepsilon}$.

Відомо, що поглинання ЕМВ в системах подібного типу добре визначається уявною частиною ефективної діелектричної проникності системи. Оскільки ми розглядаємо низькочастотну область поглинання ЕМВ (де $\lambda \gg R$, λ - довжина хвилі випромінювання), то в даному випадку для розрахунку $\tilde{\varepsilon}(\omega)$ з великою точністю може бути використано наближення Максвелл-Гарнетта, яке для даної моделі запишеться в наступному вигляді:

$$\frac{\tilde{\varepsilon}(\omega) - \varepsilon_1}{\tilde{\varepsilon}(\omega) + 2\varepsilon_1} = \frac{4}{3} \pi N \alpha(\omega), \quad (3)$$

де $\alpha(\omega)$ - поляризуємість неоднорідної двохарової кулі радіусу R в зовнішньому полі. При виконанні умови $\lambda \gg R$, вираз для $\alpha(\omega)$ має вигляд [12]:

$$\alpha = R^3 \frac{[(s+1)\varepsilon_n + \varepsilon_3][s\varepsilon_n - \varepsilon_1]q^{2s+1} + [\varepsilon_3 - s\varepsilon_n][\varepsilon_1 + (s+1)\varepsilon_n]}{[\varepsilon_3 + (s+1)\varepsilon_n][2\varepsilon_1 + s\varepsilon_n]q^{2s+1} + [2\varepsilon_1] - (s+1)\varepsilon[s\varepsilon_n - \varepsilon_3]}, \quad (4)$$

де $s = \left(2\varepsilon_t / \varepsilon_n + \frac{1}{4}\right)^{\frac{1}{2}} - \frac{1}{2}$, $q = R/r$.

У випадку $\varepsilon_t = \varepsilon_n = \varepsilon_2(\omega)$ переходить у відомий вираз для поляризуємісті двохарової неоднорідної кулі

$$\alpha = R^3 \frac{(2\varepsilon_2 + \varepsilon_3)(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)q^3 + (\varepsilon_3 - \varepsilon_2)(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2)}{(\varepsilon_3 + 2\varepsilon_2)(2\varepsilon_1 + \varepsilon_2)q^3 + 2(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)(\varepsilon_2 - \varepsilon_3)}. \quad (5)$$

З (5) слідує ряд практично важливих висновків, які реалізуються при великих частотах. Так, при виконанні умови

$$q^3 = \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_3)(\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2)}{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)(\varepsilon_3 + 2\varepsilon_2)} \quad (6)$$

поляризованість кулі прямує до нуля.

При виконанні умов (5) та (6) ефективна діелектрична проникність окремої кулі

$$\varepsilon = \varepsilon_2 \frac{2\varepsilon_2(q^3 - 1) + \varepsilon_3(q^3 + 2)}{\varepsilon_2(2q^3 + 1) + \varepsilon_3(q^3 - 1)} \quad (7)$$

точно дорівнює діелектричній проникності оточення (область 3). Фізично це означає, що електромагнітна хвиля, проходячи через таке дисперсне середовище, практично не розсіюється ("просвітлення" дисперсних систем [14]).

Відмітимо, що при наявності дисперсії хоч би одного з ε_i ($i=1,2,3$), що входять в (6) умова (7) реалізується завжди на певній частоті. При виконанні ж умови

$$q^3 = \frac{2(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)(\varepsilon_2 - \varepsilon_3)}{(\varepsilon_3 - 2\varepsilon_2)(\varepsilon_2 + \varepsilon_1)} \quad (8)$$

поляризованість частинок різко зростає, і в цьому випадку дисперсна система повинна сильно розсіювати падаюче випромінювання. Звертаємо увагу на такий факт: рівність нулю $\varepsilon_3 + 2\varepsilon_2$ чи $\varepsilon_2 + 2\varepsilon_1$ не що інше, як рівняння для поверхневих хвиль на границях (1-2) і (2-3) відповідно. Обернення в нуль цих виразів можливо при наявності дисперсії ε_2 , причому потрібно, щоб ε_2 приймала від'ємне значення.

Розглянемо тепер більш детально поведінку ефективної діелектричної проникності (7) окремої неоднорідної кулі в низькочастотній області спектру з урахуванням поверхневої провідності плівки. В цьому випадку діелектричну проникність плівки можна подати у вигляді [2]:

$$\varepsilon_2 = \varepsilon \left(1 + \frac{1}{i\omega\tau_0} \right). \quad (9)$$

Тут ε_g - діелектрична проникність води в статичному однорідному полі ($\omega = 0$), а τ_0 - час максвелівської релаксації рівне

$$\tau_0 = \varepsilon_b \varepsilon_0 / \bar{\sigma}, \quad (10)$$

де

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{h} \int_r^R \sigma(r) dr \equiv \sigma_s / h, \quad (11)$$

$\sigma_s = \int_r^R \sigma(r) dr$ - поверхнева провідність плівки, а ε_0 - діелектрична постійна, $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м.

Слід пам'ятати, що провідність $\bar{\sigma}$, як впливає з експерименту [15], з'являється в плівці лише при ступенях покриття плівкою частинок аеросилу ~ 0.75 моношару.

Якщо тепер ввести параметр

$$x = \frac{R^3 - r^3}{R^3} \left(h = r \frac{[1 - (1-x)^{1/3}]}{(1-x)^{1/3}} \right), \quad (12)$$

який характеризує відносну долю води в неоднорідній частинці, то вираз (7) можна подати у вигляді:

$$\varepsilon = \varepsilon_{2\infty} + \frac{\varepsilon_{20} - \varepsilon_{2\infty}}{1 + i\omega\tau_1} + \frac{\varepsilon_{20}}{i\omega\tau_2}, \quad (13)$$

де

$$\varepsilon_{2\infty} = \varepsilon_0 \frac{[\varepsilon_3(1-2x_1) + 2x_1\varepsilon_0]}{[\varepsilon_0(1-x_1) + x_1\varepsilon_3]}, \quad (14)$$

$$\varepsilon_{20} - \varepsilon_{2\infty} = \frac{\varepsilon_3^2(1-x_1)x_1}{(1-x_1)^2[\varepsilon_0(1-x_1) + \varepsilon_3x_1]}, \quad (15)$$

$$\tau_1 = \tau_0 \frac{[\varepsilon_0(1-x_1) + \varepsilon_3x_1]}{\varepsilon_0(1-x_1)}, \quad (16)$$

$$\tau_2 = \tau_0 \frac{[\varepsilon_3(1-3x_1) + 2x_1(1-x_1)\varepsilon_0]}{2x_1(1-x_1)\varepsilon_0}; \quad x_1 = x/3. \quad (17)$$

Формула (13) показує, що навіть в окремій двошаровій кулі з'являється максвелл-вагнерівська релаксація (другий член в (13) зумовлений накопичуванням зарядів на границях розділу).

Перейдемо тепер до розрахунку і аналізу ефективної діелектричної проникності системи в цілому. У випадку $\varepsilon_i = \varepsilon_n$ з формул (3) і (5) знаходимо:

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_1 \frac{1 + 2f\bar{\varepsilon}_1}{1 - f\bar{\varepsilon}_1}; \quad \bar{\varepsilon}_1 = \frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{\varepsilon + 2\varepsilon_1}, \quad (18)$$

де $f = \frac{4}{3}\pi R^3 N$ - об'ємна концентрація включень (ступень заповнення), а ε - ефективна діелектрична проникність окремої двошарової кулі, яка знаходиться по формулі (7).

Розкладаючи вираз (18) на елементарні множники знаходимо:

$$\tilde{\varepsilon} = \tilde{\varepsilon}_\infty + \frac{C_1(\tilde{\varepsilon}_- - \tilde{\varepsilon}_\infty)}{1 + i\omega\tau_3} + \frac{C_2(\tilde{\varepsilon}_- - \tilde{\varepsilon}_\infty)}{1 + i\omega\tau_4}, \quad (19)$$

де

$$\tilde{\varepsilon}_\infty = \varepsilon_1 \frac{(1 + 2f)\varepsilon_{2\infty} + 2\varepsilon_1(1 - f)}{(1 - f)\varepsilon_{2\infty} + \varepsilon_1(2 + f)}; \quad (20)$$

$$\tilde{\varepsilon}_0 - \tilde{\varepsilon}_\infty = \frac{9f\varepsilon_1}{(1 - f)[(1 - f)\varepsilon_{2\infty} + \varepsilon_1(2 + f)]}; \quad (21)$$

$$C_1 = \frac{\tau_4}{\tau_1} \cdot \frac{(\tau_3 - \tau_1)}{(\tau_3 - \tau_4)}; \quad C_2 = \frac{\tau_3}{\tau_1} \cdot \frac{(\tau_1 - \tau_4)}{(\tau_3 - \tau_4)}. \quad (22)$$

Відмітимо, що

$$C_1 + C_2 = 1, \quad (23)$$

а τ_3 і τ_4 знаходяться із слідуючих двох рівнянь:

$$\tau_3 + \tau_4 = \tau_1 + \tau_2 \frac{(\varepsilon_{20} - \varepsilon_{2\infty})}{\varepsilon_{20}} + \tau_2 \frac{[\varepsilon_{2\infty}(1 - f) + \varepsilon_1(2 + f)]}{\varepsilon_{20}(1 - f)}; \quad (24)$$

$$\tau_3\tau_4 = \frac{\varepsilon_{2\infty}(1 - f) + \varepsilon_1(2 + f)}{\varepsilon_{20}(1 - f)}. \quad (25)$$

Отримані аналітичні залежності ефективної діелектричної проникності системи від параметрів: $x_1 = \frac{1}{3} \left(\frac{R^3 - r^3}{R^3} \right)$ (відносний вклад об'єму води в окремій частинці

аеросилу) і f (ступінь заповнення) повністю розв'язують задачу про діелектричні втрати в таких дисперсних системах. Відмітимо, що частотна залежність діелектричної проникності води вибиралась тут у вигляді (10).

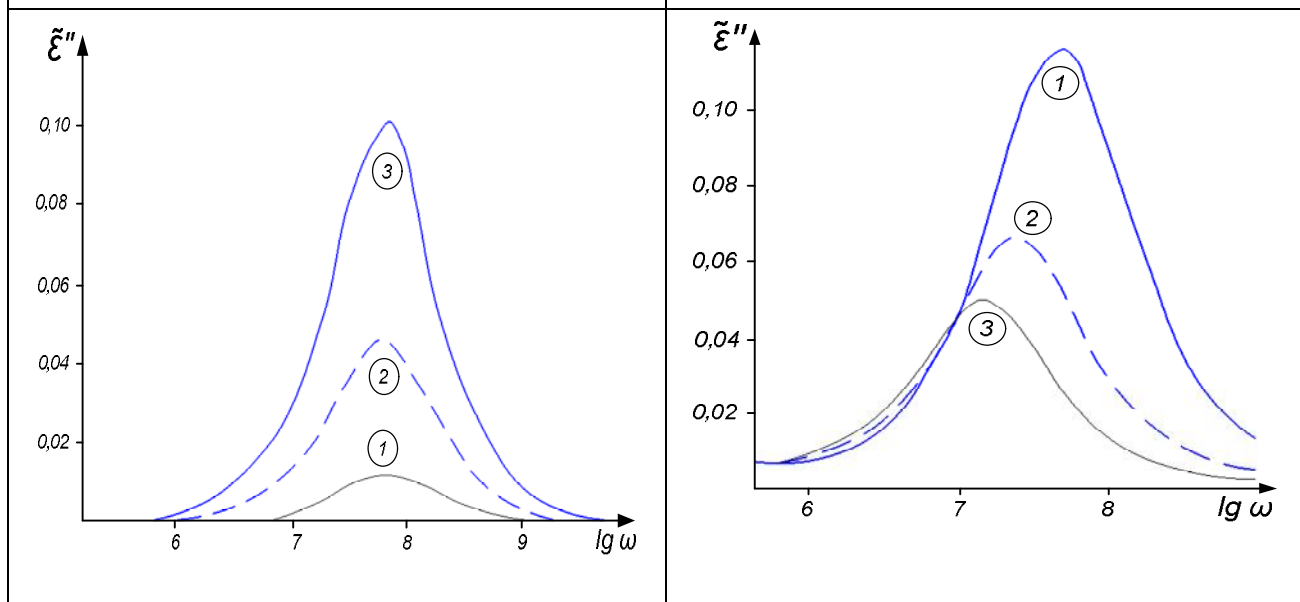
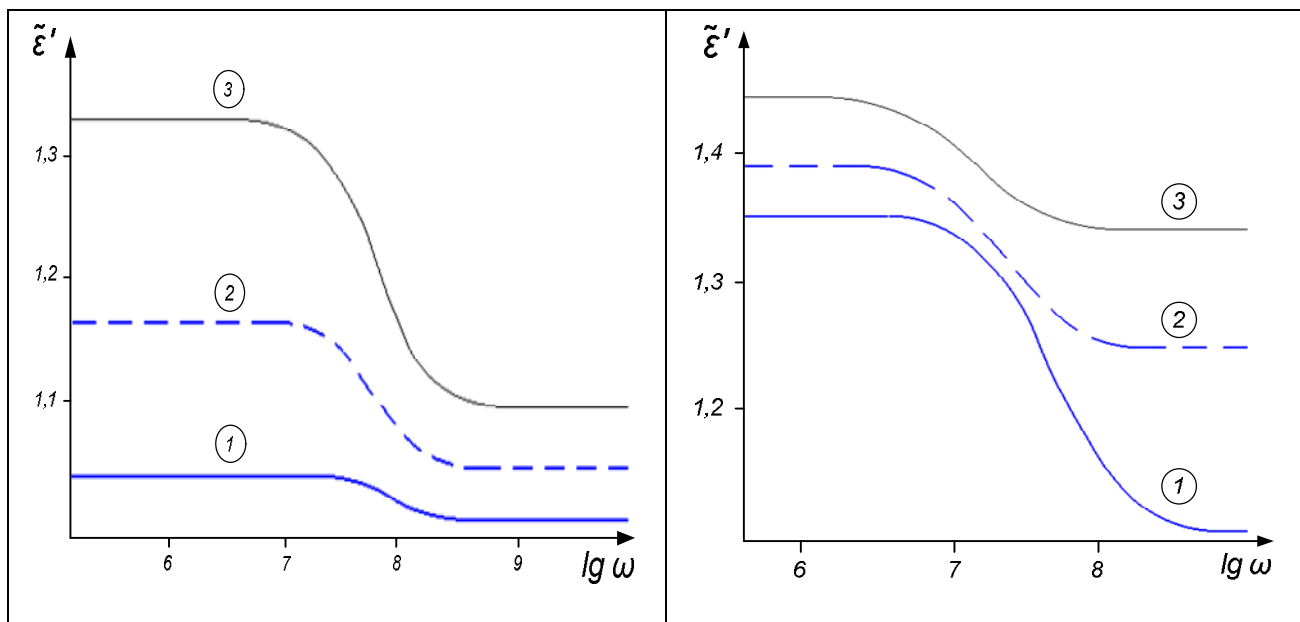


Рис.2. Залежності $\tilde{\epsilon}'$ та $\tilde{\epsilon}''$ для $\sigma_s=5 \cdot 10^{-11} \text{ Ом}^{-1}$, $x=0.01$, $r=5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$:

$$\epsilon_t = \epsilon_n = \epsilon_2 = \epsilon_b \left(1 + \frac{1}{i\omega\tau_0}\right)$$

$$1 - f_0 = 0.01, \quad \tau_0 = \frac{\epsilon_b \epsilon_0}{\sigma};$$

$$2 - f_0 = 0.05, \quad \sigma = \frac{\sigma_s}{h};$$

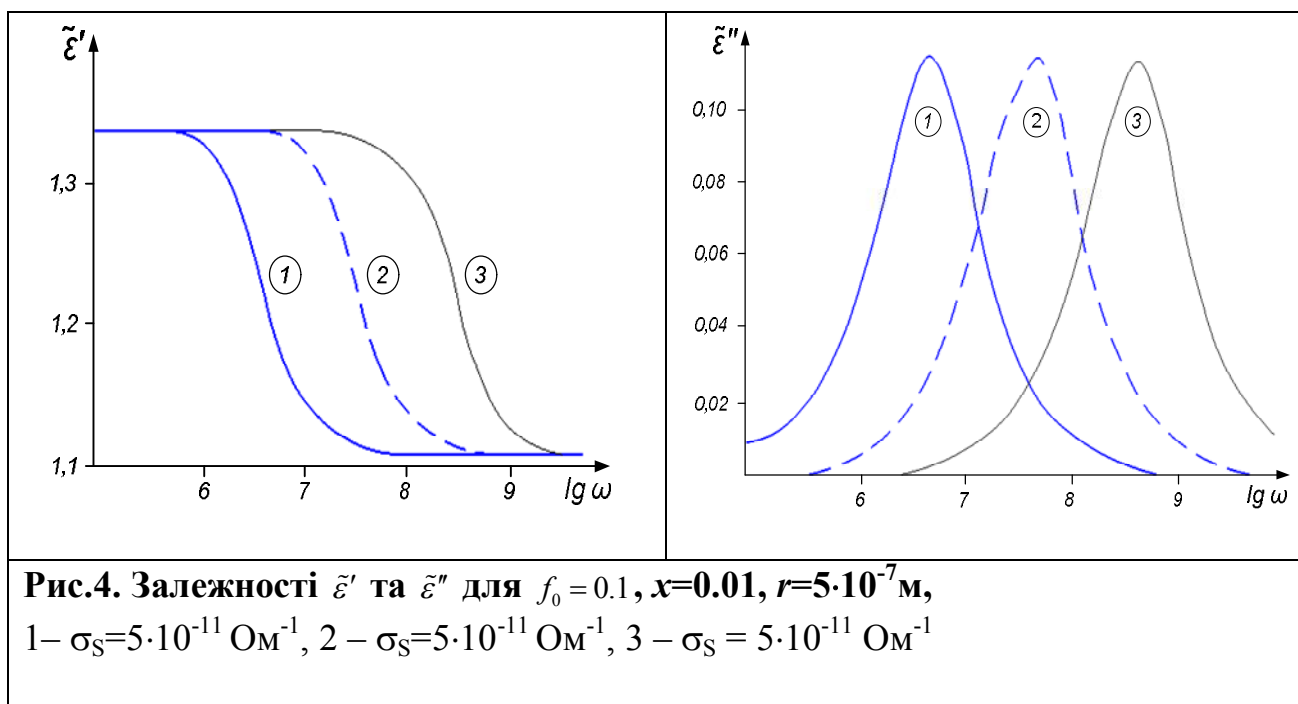
$$3 - f_0 = 0.1.$$

Рис.3. Залежності $\tilde{\epsilon}'$ та $\tilde{\epsilon}''$ для $\sigma_s = 5 \cdot 10^{-11} \text{ Ом}^{-1}$, $f_0 = 0.1$, $r=5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$:

$$1 - x=0.01,$$

$$2 - x=0.1,$$

$$3 - x=0.2.$$



Нижче на рисунках наведено частотні залежності дійсної та уявної частин ефективної діелектричної проникності $\tilde{\epsilon}$ дисперсного діоксиду кремнію для різних значень параметрів: степені заповнення $f_0 = 4/3\pi r^3 \cdot N$ (Рис.2), поверхневої провідності σ_s (Рис.3) та об'ємного вмісту води $x = \frac{R^3 - r^3}{R^3}$ (Рис.4).

Тут і надалі частота ω приведена в Гц. При розрахунках діелектрична проникність SiO_2 вибиралась рівною $\epsilon_3 = 1.5$, а діелектрична проникність середовища – $\epsilon_1 = 1$; вважалось, що діелектрична проникність плівки визначалась формулою (10), причому $\epsilon_n = \epsilon_t$.

Висновки і перспективи. В наближенні Максвелл-Гарнетта проведено детальний аналіз залежностей ефективної діелектричної проникності як від частоти зовнішнього поля, так і від параметрів системи. Розраховано діелектричні втрати в матричних дисперсних системах з двошаровими кульовими включеннями. З одержаних результатів слідує, що при провідностях $\sigma_s \sim (10^{-10} - 10^{-11})$ Ом $^{-1}$, (експериментальне значення [13]), величині ступеня заповнення $f \sim (0.05 - 0.1)$ та об'ємному вмісту води $x \sim 1\%$ в області частот $\omega \sim (10^7 - 10^8)$ Гц спостерігаються діелектричні втрати на рівні $\tilde{\epsilon}'' \sim (0.1 - 0.2)$.

Список літератури

1. Челидзе Т.Л. Электрическая спектроскопия гетерогенных систем / Челидзе Т.Л., Деревянко А.И., Куриленко О.Д. – К.: Наук. думка, 1977. – 232 с.
2. Felderhof V.U., Ford G.W. and Cohen E.G.D. Cluster expansion for the dielectric constant of a polarizable suspension // J. Stat. Phys. – 1982. – 28, № 1. – P. 135-164.
3. Одолевский В.И. Расчет обобщенной проводимости гетерогенных систем // ЖТФ. – 1951 - № 6. – С. 667-685.
4. Lamb W., Wood D.M. and Ashcroft N.W. Long-wavelength electromagnetic propagation in heterogeneous media // Phys. Rev. B. – 1980. – 21, № 6 – P. 2248-2266.
5. Ландау Л.Д. Электродинамика сплошных сред / Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. // Теоретическая физика, т.8. – Москва: Наука, 1982. – 624с.
6. Эмульсии. Под редакцией Ф.Шертана. Пер. с англ. под ред. А.А. Абрамова. – «Химия», - Л. – 1972. – С.448.
7. Джексон Дж. Классическая электродинамика. – Москва: Мир, 1965. – 720с.
8. Maxwell J.C. A treatise on electricity and magnetism. – Oxford: Clarendon, 1891, 3rd ed., v.2.
9. Maxwell Garnett J.C. Colours in metal glasses and in metallic films // Philos. Trans. Roy. Soc. – 1904. – A203. – Pl. 385-420.
10. Grechko L.G. Influence of particle multipole interaction on the absorption spectra of radiation in the metallic composites / Grechko L.G., Pustovit V.N., Shostak S.V. // Pros. SPIE. – 1999. – V. 3890. – P. 391-397.
11. Гречко Л.Г. Диэлектрические потери в многослойных дисперсных системах / Гречко Л.Г., Зарко Г.М., Козуб Г.М., Мотрич В.В., Пикалов В.К. // ИТФ-91-26Р. – Киев. – 1991. – 33с., (препринт).
12. Шостак С.В. Діелектричні втрати в матричних дисперсних системах / Шостак С.В., Водоп'янов Д.Л., Гречко Л.Г. // Вісник Київського Університету, серія: фізико-математичні науки, – випуск № 1, 2002, – С.412-420.
13. Гречко Л.Г. Диэлектрическая проницаемость дисперсных систем / Гречко Л.Г., Мотрич В.В., Огенко В.М. // Химия, физика и технология поверхности. – 1993. – В.1. – С. 17-36.
14. Пришивалко А.П. Рассеяния и поглощение света неоднородными и анизотропными сферическими частицами / Пришивалко А.П., Бабенко А.П., Кузьмин В.Н. – Мн.: Наука и техника, 1984. – 263 с.
15. Гречко Л.Г. Диэлектрическая проницаемость гетерогенных систем / Гречко Л.Г., Зарко В.И., Мотрич В.В., Чуйко А.А. // Теор. и exper. химия. – 1988. – 24, № 5. – С. 619-622.

References

1. Chelidze, T. L., Derevyanko, A. I., Kurilenko, O. D. (1977). Elektricheskaya spektroskopiya geterogennykh sistem [Electrical spectroscopy of heterogeneous systems]. Kyiv.: Nauk. mneniye, 232.

2. Felderhof , B. U., Ford , G. W., Cohen, E. G. D. (1982). Cluster expansion for the dielectric constant of a polarizable suspension. J. Stat. Phys., 28(1), 135-164.
3. Odolevskiy, V.I. (1951). Raschet obobshchennoy provodimosti geterogennykh sistem [Calculation of the generalized conductivity of heterogeneous systems], ZHTF, 6, 667-685.
4. Lamb, W., Wood, D. M., Ashcroft, N. W. (1980). Long-wavelength electromagnetic propagation in heterogeneous media. Phys. Rev. B., 21(6), 2248-2266.
5. Landau, L. D., Lifshits, Ye. M. (1982). Elektrodinamika sploshnykh sred [Electrodynamics of continuous media]. Teor. fiz., Moskow: Nauka, 8, 624.
6. Shertan F. (1972). Emul'sii [Emulsions], Khimiya, 448.
7. Dzhekson, Dzh. Klassicheskaya elektrodinamika [Classical electrodynamics], Moskow: Mir, 1965, 720.
8. Maxwell, J. C. (1891). A treatise on electricity and magnetism, Oxford: Clarendon, 3(2).
9. Maxwell, Garnett J. C. (1904). Colours in metal glasses and in metallic films, Philos. Trans. Roy. Soc., A203, 385-420.
10. Grechko, L. G., Pustovit, V. N., Shostak, S. V. (1999). Influence of particle multipole interaction on the absorption spectra of radiation in the metallic, Pros. SPIE, 890, 391-397.
11. Grechko, L. G., Zarko, M., Kozub, M., Motrich ,V. V., Pikalov, V .K. (1991). Dielektricheskiye poteri v mnogosloynnykh dispersnykh sistemakh [Dielectric loss in multilayer dispersed systems], ITF-91-26R. Kiyev, 33, (Preprint).
12. Shostak, S. V., Vodop'yanov, D. L., Grechko, L. G. (2002). Dielektricheskiye poteri v matrichnykh dispersnykh sistemakh [Dielectric losses in matrix disperse systems], Kyiv universite, s.: fiz.-mat., 1, 412 -420.
13. Grechko, L. G., Motrich, V. V., Ogenko, V. M. (1993). Dielektricheskaya pronitsayemost' dispersnykh system [Dielectric constant of dispersed systems]. Chemistry, Physics and Surface Technology, 1, 17-36.
14. Prishivalko, A. P., Babenko, P., Kuz'min, V. N. (1984). Raseyaniya i pogloshcheniye sveta neodnorodnyimi i anizotropnyimi sfericheskimi chastitsami [Scattering and absorption of light by inhomogeneous and anisotropic spherical particles], Mn. : Nauka i tekhnika, 263.
15. Grechko, L. G., Zarko, V. I., Motrich, V. V., Chuyko, A. A. (1988). Dielektricheskaya pronitsayemost' geterogennykh sistem [The dielectric constant of heterogeneous system], Theor. and experts. chemistry, 24(5), 619-622.

ЭФФЕКТИВНАЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ В МАТРИЧНЫХ ДИСПЕРСНЫХ СИСТЕМАХ С ДВУСЛОЙНЫМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

С. В. Шостак

Анотация. *Целью исследования был расчет частотных зависимостей эффективной диэлектрической проницаемости для МДС с двухслойными нулевыми включениями с ведущей анизотропной пленкой.*

Рассчитано диэлектрические потери в матричных дисперсных системах с двухслойными сферическими включениями. В приближении Максвелл-Гарнетта проведен детальный анализ зависимостей эффективной диэлектрической проницаемости как от частоты внешнего поля, так и от параметров системы.

Ключевые слова: *диэлектрические потери, матричные дисперсные системы, эффективная диэлектрическая проницаемость*

EFFECTIVE PERMITTIVITY IN THE MATRIX DISPERSED SYSTEMS WITH TWO-LAYERED INCLUSIONS

S. Shostak

Abstract. *The purpose of the study was to calculate the frequency dependences of effective dielectric permittivity for MDS with two-layer ball inclusions with a conducting anisotropic film.*

Calculated dielectric losses in the matrix dispersed systems with two-layer spherical inclusions. In the approximation of Maxwell-Garnett made a detailed analysis of the dependence of the effective permittivity as the frequency of the external field and the parameters of the system.

Keywords: *dielectric loss, matrix dispersion systems, the effective dielectric constant*