

терміну експлуатації в десятки разів швидше за природне гальмування атмосферою, не вимагаючи додаткової енергії ш палива.

ЛІТЕРАТУРА

1. Шувалов В.А., Симанов В.Г., Хорольский П.Г., Кулагин С.Н. О торможении искусственно «намагниченного» космического аппарата в ионосферной плазме. *Космічна наука і технологія*. 2020. 26, № 2 (183). С. 59 – 71. Режим доступу: <https://doi.org/10.15407/knit2020.02.0592>.
2. Лапханов Е.О., Палий О.С. Аналіз можливості застосування рухової установки з постійним магнітом для космічних апаратів на навколосеземній орбіті. *Региональный межвузовский сборник научных работ*. Днепр, 2018. Выпуск 4 (117). С. 24–35.

ЕФЕКТИВНІ ВЛАСТИВОСТІ КОМПОЗИТІВ У КВАЗІСТАЦІОНАРНОМУ РЕЖИМІ ЗА РІЗНИХ ПОРОГІВ ПРОТІКАННЯ

Снарський А.О., Федотов В.В.

*Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
Україна, 03056, м. Київ, пр. Перемоги, 37,
e-mail: mail@kpi.ua*

У представленій роботі розглядаються модифікації наближення теорії середнього поля для обчислення ефективних кінетичних коефіцієнтів композитів із різним значеннями порогу протікання. Було досліджено випадок квазістаціонарного електромагнітного поля, який дозволяє провідність композита описувати як комплексну величину.

Обчислення ефективних властивостей середовища – складна задача, яка не має загального розв’язку. [1-5] Для дослідження макроскопічних неоднорідних середовищ із випадковою структурою найчастіше використовують наближення середнього поля (наближення Бруггемана – Ландауера, effective medium approximation – ЕМА) [6,7]. Як відомо [1,2,5], поріг протікання – значення концентрації, за якого відбувається різка зміна концентраційної поведінки ефективної провідності двофазного середовища – має визначене значення $p_c = \frac{1}{3}$. В той же час, це значення може змінюватися в залежності від технології виробництва композиту. В роботі [8] ЕМА було модифіковане, а в рівняння введено терм Саричева-Виноградова.

У найпростішому випадку ізотропного провідника двофазного середовища із провідностями σ_1 та σ_2 цей терм набуває виду:

$$C(p, p_c) = (1 - 3p_c) \cdot \left(\frac{p}{p_c}\right)^{p_c} \cdot \left(\frac{1-p}{1-p_c}\right)^{1-p_c} \quad (1)$$

а саме ЕМА:

$$\frac{\frac{\sigma_e - \sigma_1}{2\sigma_e + \sigma_1}}{1 + C(p, p_c) \cdot \frac{\sigma_e - \sigma_1}{2\sigma_e + \sigma_1}} p + \frac{\frac{\sigma_e - \sigma_2}{2\sigma_e + \sigma_2}}{1 + C(p, p_c) \cdot \frac{\sigma_e - \sigma_2}{2\sigma_e + \sigma_2}} (1 - p) = 0 \quad (2)$$

де σ_1 , σ_2 – питома провідність першої та другої фаз, p – концентрація фази σ_1 , $C(p, p_c)$ – терм Саричева-Виноградова.

При $p_c = \frac{1}{3}$ рівняння (2) перетворюється на стандартне ЕМА з порогом протікання $\frac{1}{3}$.

У роботі досліджений квазістаціонарний випадок, коли провідність стає комплексною та може бути записана як сума дійсної та уявної частин. Як приклад можна розглянути такий набір параметрів (в умовних одиницях): $\sigma_1 = 10^3$, $\sigma_2 = 10 - i10$. Тобто перша фаза має тільки дійсну частину, а друга – дійсну та уявну.

Ефективна провідність такого середовища є визначеною величиною та пов'язує між собою середні за об'ємом струми та напруги, має наступний вид:

$$\sigma_e = \text{Re } \sigma_e + i j_m \sigma_e$$

На рисунку 1 показані залежності $\text{Re } \sigma_e$ та $-i j_m \sigma_e$ для різних значень порогу протікання p_c

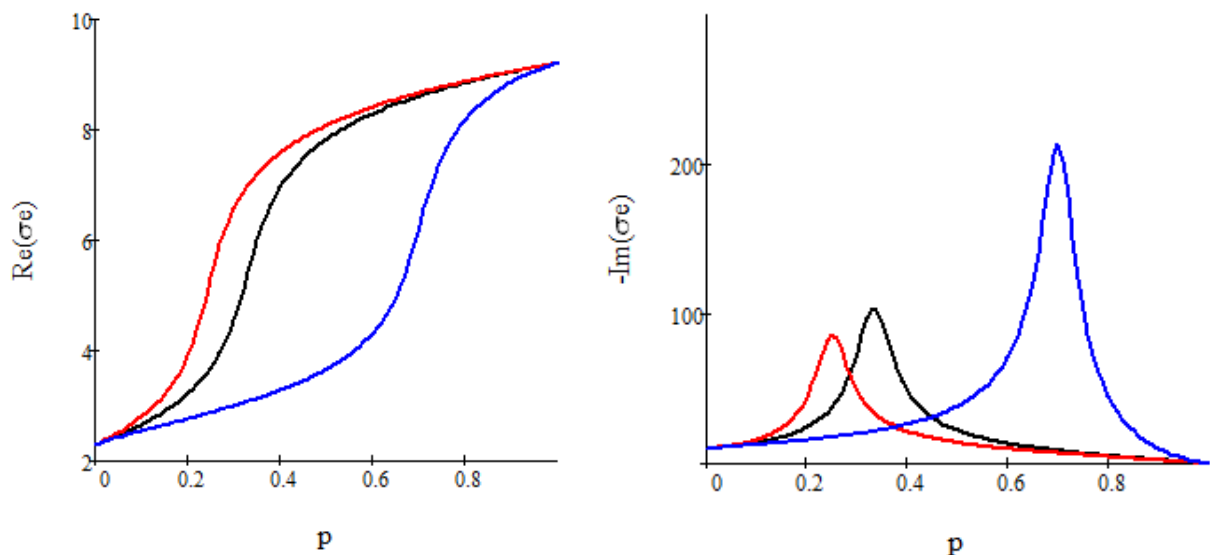


Рис. 1 Ефективні залежності дійсної та уявної частин ефективної провідності для різних порогів протікання. Пороги протікання(зліво направо) 0,2; 0,3; 0,7

На лівій частині рисунку 1 показано залежність дійсної частини ефективної провідності. Вісь ординат має логарифмічний масштаб. Видно,

що різке зростання $Re \ \sigma_e$ відбувається при заданих порогах протікання. На правій частині рисунку 1 показано залежність уявної частини ефективної провідності (із протилежним знаком). Величина уявної частини не тільки зміщується вправо за умови збільшення порогу протікання, а й її максимум (знаходиться на самому порозі) істотно зростає.

ЛІТЕРАТУРА

1. Torquato, S. Random Heterogeneous Materials. Microstructure and Macroscopic Properties, Springer Verlag: New York, USA, 2002.
2. Балагуров Б.Я. Электрофизические свойства композитов. *Мю ЛЕНАНД*, 2015. 752 с.
3. Choy, T.C. Effective medium theory: principles and applications, Oxford University Press: Oxford, UK, 2016.
4. Stauffer, D.; Aharoni, A. Introduction to Percolation Theory, Taylor & Francis: London, UK, 1994.
5. Snarskii, A.; Bezsudnov, I.; Sevryukov, V.; Mozovski, A.; Malinsky, J. Transport Processes in Macroscopically Disordered Media. From Mean Field Theory to Percolation, Springer Verlag: New York, USA, 2016.
6. Bruggeman, V.D. Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen. I. Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen. *Ann. Phys. (Leipzig)*, 1935, 416, 636-664.
7. Landauer, R. The electrical resistance of binary metallic mixtures. *J. Appl. Phys.* 1952, 23, 779-784.
8. Sarychev, A.K.; Vinogradov, A.P. Effective medium theory for the magnetoconductivity tensor of disordered material. *Phys. Stat. Sol. (b)* 1983, 117, K113-K118.

ФРАКТАЛИ ТА ГЕОМЕТРІЯ ПРИРОДИ

Ткаченко А. В., Бурделло Є. В., Кушлик-Дивульська О. І.

Національний технічний університет України

«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

Україна, 03056, м. Київ, пр. Перемоги, 37,

e-mail: olgakushlyk64@gmail.com

Вивчення такого елемента сучасної математики як фрактал розпочалось відносно нещодавно – в кінці XIX століття. Існує багато причин, чому фрактальна геометрія виникла так пізно, і однією з них є те, що математики, вважаючи фрактали «неправильними» та фрагментованими фігурами, вивчали об'єкти тільки евклідової, звичної для нас, геометрії. За