

МІЦНІСТЬ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОГО НЕФЕРОМАГНІТНОГО ШАРУ. РОЗМІРНИЙ ЕФЕКТ

Представлено результати дослідження за локально градієнтного підходу у термомеханіці рівноважного стану електропровідного неферомагнітного шару за врахування геометричної неоднорідності його поверхні. Показано, що поверхневим напруженням та міцності властивий багатошкільний розмірний ефект, а характерні розміри приповерхневої неоднорідності пов'язані зі структурною неоднорідністю матеріалу, геометричною неоднорідністю реальної поверхні тіла та силами кулонівської взаємодії. Значення термодинамічного електричного потенціалу та заряду, що встановлюються на поверхні, однозначно визначаються фізичними та геометричними характеристиками тіла. Вивчено вплив параметрів геометричної неоднорідності реальної поверхні тіла на розмірні ефекти поверхневих напружень і міцності.

Ключові слова: локально градієнтний підхід, електропровідний неферомагнітний шар, структурна неоднорідність, геометрична неоднорідність поверхні, розмірний ефект поверхневих напружень, розмірний ефект міцності, приповерхнева неоднорідність.

Одним з головних завдань механіки деформівного твердого тіла є розрахунок і прогнозування деформаційних, міцнісних та інших експлуатаційних параметрів реальних елементів конструкцій та приладів, які, як правило, перебувають в умовах інтенсивної зовнішньої дії. Таке прогнозування ґрунтується на математичних моделях, які повинні достатньо повно враховувати властивості та структуру матеріалу, а також природу процесів, що протікають в реальних тілах. Широке використання в інженерній практиці наноелементів і структур на їх основі зумовлює важливість врахування у таких моделях структурної неоднорідності матеріалу та геометричної неоднорідності реальної поверхні тіла [6, 7, 10–12].

У цій роботі в рамках локально градієнтного підходу в термомеханіці [1, 3, 5, 8] досліджено особливості приповерхневої неоднорідності в електропровідному неферомагнітному шарі. Порівняно із дослідженнями у [3], тут враховано геометричну неоднорідність реальної поверхні тіла та за розв'язуючу функцію прийнято термодинамічний електричний потенціал. Вивчено міцність розтягнутого шару із використанням критерію першої класичної теорії міцності та досліджено розмірні ефекти поверхневих напружень і міцності шару та їх залежність від параметра, що характеризує геометричну неоднорідність реальної поверхні шару.

1. Постановка задачі. Розглянемо деформівний електропровідний неферомагнітний ізотропний твердий шар, що займає область $-\ell \leq x \leq \ell$ у прямокутній декартовій системі координат $\{x, y, z\}$. Вважаємо, що на безмежності при $y \rightarrow \pm\infty$ шар перебуває під дією зовнішнього силового навантаження інтенсивності σ_a , а на його поверхнях $x = \pm\ell$ задано постійні значення термодинамічного електричного потенціалу φ_a та густини ρ_a , що відрізняються від відповідних відлікових значень $\varphi = 0$ та $\rho = \rho_*$.

За описаної зовнішньої дії рівноважний стан шару залежить лише від координати x . Якщо знехтувати впливом електронної підсистеми на густину, такий стан згідно з [1, 2] описується такою системою рівнянь для густини ρ , електричного потенціалу φ і нормальних компонент тензора напружень σ_{xx} , σ_{yy} , σ_{zz} :

✉ yuliya.senik@gmail.com

$$\frac{d^2\rho}{dx^2} - \xi^2(\rho - \rho_*) = -\xi^2 d_{\sigma m}, \quad \varepsilon_0 \frac{d^2\varphi}{dx^2} + a_{\omega\omega}\varphi + a_{m\omega}(\rho - \rho_*) + a_{\sigma\omega}\sigma = 0,$$

$$\frac{d^2\sigma_{yy}}{dx^2} = \frac{d^2\sigma_{zz}}{dx^2} = a_0 \frac{d^2}{dx^2}(\rho - \rho_* + a_{\omega}^0\varphi), \quad \frac{d\sigma_{xx}}{dx} = 0. \quad (1)$$

Тут $d_{\sigma m}$ – інтенсивність джерел маси, ξ , $a_{\omega\omega}$, $a_{m\omega}$, $a_{\sigma\omega}$, ε_0 , a_0 , a_{ω}^0 – сталі, $\sigma = \sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}$.

Граничні умови та умови для головних вектора та моменту у довільних поперечних перетинах шару приймаємо у вигляді

$$\rho(\pm\ell) = \rho_a, \quad \varphi(\pm\ell) = \varphi_a, \quad \sigma_{xx}(\pm\ell) = 0, \quad (2)$$

$$\int_{-\ell}^{\ell} \sigma_{yy}(x) dx = 2\ell\sigma_a, \quad \int_{-\ell}^{\ell} \sigma_{zz}(x) dx = 0,$$

$$\int_{-\ell}^{\ell} x\sigma_{yy}(x) dx = 0, \quad \int_{-\ell}^{\ell} x\sigma_{zz}(x) dx = 0. \quad (3)$$

Систему (1)–(3) слід доповнити умовою електронейтральності тіла:

$$\int_{-\ell}^{\ell} \omega(x) dx = 0, \quad (4)$$

де $\omega(x)$ – електричний заряд, який пов'язаний з густиною, термодинамічним електричним потенціалом і кульовою складовою тензора напружень рівнянням стану:

$$\omega = -a_{\omega\omega}\varphi - a_{m\omega}(\rho - \rho_*) - a_{\sigma\omega}\sigma. \quad (5)$$

Вибір вигляду джерел маси, обумовлений характером розв'язку однорідного аналога першого з рівнянь (1). Для випадку шару $-\ell \leq x \leq \ell$ функцію $d_{\sigma m}$ приймаємо у вигляді

$$d_{\sigma m} = (\rho_a - \rho_*) \frac{\text{ch}(\xi x)}{\text{ch}(\xi\ell)}, \quad (6)$$

де ξ – стала, що характеризує геометричну неоднорідність (шорсткість) реальної поверхні тіла. Зазначимо, що вираз для $d_{\sigma m}$ узгоджено з граничною умовою для густини.

2. Аналіз розв'язку задачі. Розв'язок задачі (1)–(6) має вигляд

$$\rho(x) - \rho_* = \frac{\rho_a - \rho_*}{D} \left(\frac{\text{ch}(\xi x)}{\text{ch}(\xi\ell)} - \frac{\xi^2}{\zeta^2} \frac{\text{ch}(\zeta x)}{\text{ch}(\zeta\ell)} \right),$$

$$\varphi(x) = \frac{(\rho_a - \rho_*)\beta}{Da_{\omega}^0} \left[\left(\frac{1}{\xi^2 - x^2} \frac{\xi}{x} \frac{\text{th}(\xi\ell)}{\text{th}(x\ell)} - \frac{\xi^2}{\zeta^2} \frac{1}{\zeta^2 - x^2} \frac{\zeta}{x} \frac{\text{th}(\zeta\ell)}{\text{th}(x\ell)} \right) \frac{\text{ch}(ax)}{\text{ch}(a\ell)} - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{\xi^2 - x^2} \frac{\text{ch}(\xi x)}{\text{ch}(\xi\ell)} + \frac{\xi^2}{\zeta^2} \frac{1}{\zeta^2 - x^2} \frac{\text{ch}(\zeta x)}{\text{ch}(\zeta\ell)} + \right.$$

$$\left. + M \left(\frac{\text{th}(\xi\ell)}{\xi\ell} - \frac{\xi^2}{\zeta^2} \frac{\text{th}(\zeta\ell)}{\zeta\ell} \right) \right] - \frac{a_{\sigma\omega}}{a_{\omega\omega}} \sigma_a,$$

$$\sigma_{xx} = 0, \quad \sigma_{zz} = \sigma_{yy} - \sigma_a,$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{yy} = \sigma_a + \frac{a_0(\rho_a - \rho_*)}{D} & \left[\left(1 - \frac{\beta}{\xi^2 - \alpha^2} \right) \left(\frac{\text{ch}(\xi x)}{\text{ch}(\xi l)} - \frac{\text{th}(\xi l)}{\xi l} \right) - \right. \\
& - \frac{\xi^2}{\zeta^2} \left(1 - \frac{\beta}{\zeta^2 - \alpha^2} \right) \left(\frac{\text{ch}(\zeta x)}{\text{ch}(\zeta l)} - \frac{\text{th}(\zeta l)}{\zeta l} \right) + \\
& + \beta \left(\frac{1}{\xi^2 - \alpha^2} \frac{\xi}{\alpha} \frac{\text{th}(\xi l)}{\text{th}(\alpha l)} - \frac{\xi^2}{\zeta^2} \frac{1}{\zeta^2 - \alpha^2} \frac{\zeta}{\alpha} \frac{\text{th}(\zeta l)}{\text{th}(\alpha l)} \right) \times \\
& \times \left. \left(\frac{\text{ch}(\alpha x)}{\text{ch}(\alpha l)} - \frac{\text{th}(\alpha l)}{\alpha l} \right) \right], \tag{7}
\end{aligned}$$

де

$$\begin{aligned}
\beta &= (a_{m\omega} + 2a_0 a_{\sigma\omega}) \frac{a_\omega^0}{\varepsilon_0}, & \alpha^2 &= -\frac{1}{\varepsilon_0} (a_{\omega\omega} + 2a_0 a_\omega^0 a_{\sigma\omega}), \\
M &= 2a_0 a_\omega^0 \frac{a_{\sigma\omega}}{a_{\omega\omega}} \left(\frac{1}{\beta} + \frac{1}{\alpha^2} \right), & D &= \frac{\zeta^2 - \xi^2}{\zeta^2}.
\end{aligned}$$

При цьому умову електронейтральності тіла (5) використано для знаходження поверхневого значення електричного потенціалу φ_a :

$$\begin{aligned}
\varphi_a \equiv \varphi(\pm l) &= \frac{(\rho_a - \rho_*)\beta}{Da_\omega^0} \left[\left(\frac{1}{\xi^2 - \alpha^2} \frac{\xi}{\alpha} \frac{\text{th}(\xi l)}{\text{th}(\alpha l)} - \frac{\xi^2}{\zeta^2} \frac{1}{\zeta^2 - \alpha^2} \frac{\zeta}{\alpha} \frac{\text{th}(\zeta l)}{\text{th}(\alpha l)} \right) - \right. \\
& - \frac{1}{\xi^2 - \alpha^2} + \frac{\xi^2}{\zeta^2} \frac{1}{\zeta^2 - \alpha^2} + \\
& \left. + M \left(\frac{\text{th}(\xi l)}{\xi l} - \frac{\xi^2}{\zeta^2} \frac{\text{th}(\zeta l)}{\zeta l} \right) \right] - \frac{a_{\sigma\omega}}{a_{\omega\omega}} \sigma_a. \tag{8}
\end{aligned}$$

Вираз (8) для φ_a використано у розв'язку (7) задачі (1)–(6).

Поверхнє значення φ_a залежить від силового навантаження σ_a , збурення густини відносно відлікового значення $\rho_a - \rho_*$, розміру тіла та параметрів його матеріалу. Зі зростанням півтовщини шару l це значення змінюється, прямує до значення електричного потенціалу на поверхні півпростору, тобто йому властивий розмірний ефект.

Розв'язку (7) властиві три характерні розміри: розмір ζ^{-1} , обумовлений врахуванням джерел маси, які у [1, 9] пов'язано зі способом формування поверхні тіла; розмір ξ^{-1} , пов'язаний зі структурною неоднорідністю матеріалу, та розмір α^{-1} , пов'язаний із силами кулонівської взаємодії. Зауважимо, що, якщо знехтувати впливом напружень на електричний потенціал (прийняти $a_{\sigma\omega} = 0$ у другому рівнянні системи (1)), то розв'язок (7) істотно спроститься, а вираз для α набуде вигляду $\alpha^2 = -a_{\omega\omega}/\varepsilon_0$.

Розподіл густини є симетричним відносно серединної поверхні шару. Йому властиві два характерні розміри ξ^{-1} та ζ^{-1} , а характер розподілу співпадає із випадком пружного локально неоднорідного шару, аналіз якого проведено, зокрема, у [8, 9]. Варто зазначити, що у шарах значної товщини ($l \gg \xi^{-1}$, $l \gg \zeta^{-1}$) значення густини у внутрішніх областях тіла є близьким до відлікового значення ρ_* .

На основі рівняння стану (6) і розв'язку (7) запишемо співвідношення

для розподілу густини заряду у вільному від силового навантаження ($\sigma_a = 0$) шарі:

$$\omega(x) = \frac{\omega_0}{D} \left[\left(\frac{\alpha \xi}{\xi^2 - \alpha^2} \frac{\text{th}(\xi \ell)}{\text{th}(\alpha \ell)} - \frac{\xi^2}{\zeta^2} \frac{\alpha \zeta}{\zeta^2 - \alpha^2} \frac{\text{th}(\zeta \ell)}{\text{th}(\alpha \ell)} \right) \left(\frac{\text{ch}(\alpha x)}{\text{ch}(\alpha \ell)} - \frac{\text{th}(\alpha \ell)}{\alpha \ell} \right) - \right. \\ \left. - \frac{\xi^2}{\xi^2 - \alpha^2} \left(\frac{\text{ch}(\xi x)}{\text{ch}(\xi \ell)} - \frac{\text{th}(\xi \ell)}{\xi \ell} \right) + \right. \\ \left. + \frac{\xi^2}{\zeta^2 - \alpha^2} \left(\frac{\text{ch}(\zeta x)}{\text{ch}(\zeta \ell)} - \frac{\text{th}(\zeta \ell)}{\zeta \ell} \right) \right]. \quad (9)$$

Тут $\omega_0 = \beta \varepsilon_0 (\rho_a - \rho_*) / a_\omega^0$.

Рис. 1 ілюструє розподіл відносного заряду ω / ω_0 по товщині шару для значень $\xi \ell = 3, 9, 30$ (криві 1–3) при $\alpha / \xi = 5$, $\zeta / \xi = 2$. Аналіз виразу (9) і наведених на рисунку кривих показує, що розподіл заряду є симетричним відносно серединної поверхні і близьким до нуля у середині товстих шарів. Поверхневе значення є від'ємним і мало змінюється зі зростанням товщини шару в області $\alpha \ell \gg 1$. Біля поверхонь спостерігаємо наявність подвійного електричного шару.

Рис. 2 ілюструє розподіл напружень σ_{yy} / σ_0 (де $\sigma_0 = (\rho_a - \rho_*) a_0$) по товщині вільного від силового навантаження ($\sigma_a = 0$) шару для $\xi \ell = 3, 9, 30$ (криві 1–3) при $\alpha / \xi = 5$, $\zeta / \xi = 2$, $\beta / \xi^2 = 5$. З аналізу формули (10) і наведених графіків випливає, що поверхневі напруження є розтягувальними, тоді як напруження на серединній поверхні шару стискувальними. У тонких плівках ($\xi \ell = 3$) напруження на зовнішній поверхні є меншими порівняно з товстими шарами ($\xi \ell = 30$). Від серединної поверхні $x = 0$ до зовнішніх поверхонь $x = \pm \ell$ напруження монотонно зростають до своїх найбільших значень:

$$\sigma_{yy}(\pm \ell) = \sigma_a + \frac{a_0 (\rho_a - \rho_*)}{D} \left[\left(1 - \frac{\beta}{\xi^2 - \alpha^2} \right) \left(1 - \frac{\text{th}(\xi \ell)}{\xi \ell} - \frac{\xi^2}{\zeta^2} \left(1 - \frac{\beta}{\zeta^2 - \alpha^2} \right) \times \right. \right. \\ \left. \times \left(1 - \frac{\text{th}(\zeta \ell)}{\zeta \ell} \right) + \beta \left(\frac{1}{\xi^2 - \alpha^2} \frac{\xi \text{th}(\xi \ell)}{\alpha \text{th}(\alpha \ell)} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\xi^2}{\zeta^2} \frac{1}{\zeta^2 - \alpha^2} \frac{\zeta \text{th}(\zeta \ell)}{\alpha \text{th}(\alpha \ell)} \right) \left(1 - \frac{\text{th}(\alpha \ell)}{\alpha \ell} \right) \right]. \quad (10)$$

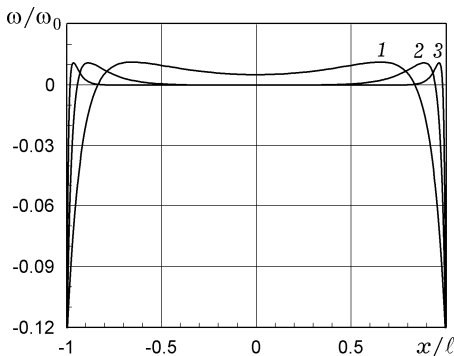


Рис. 1. Розподіл заряду у шарі.

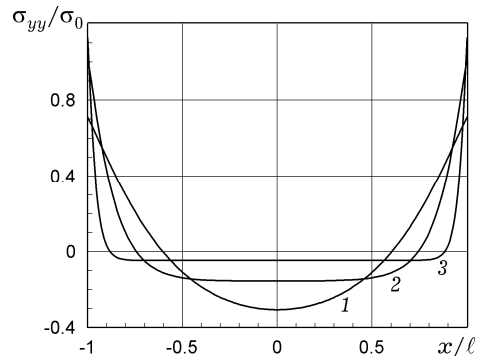


Рис. 2. Розподіл напружень у шарі.

Поведінку поверхневих напружень показано на рис. 3, який ілюструє залежність величини $\sigma_{\text{sur}} \equiv \sigma_{yy}(\pm\ell)/\sigma_0$ від півтовщини шару $\xi\ell$ при різних значеннях параметрів матеріалу. Тут прийнято $\sigma_a = 0$, $\beta/\xi^2 = 5$, $\alpha/\xi = 5$. Кривим 1–3 відповідають значення $\zeta/\xi = 0.5, 1.1, 2.0$. На основі аналізу формули (10) і графіків можемо зробити висновок, що відмінності у співвідношенні характерних розмірів ξ^{-1} та ζ^{-1} найбільш виразно проявляються у тонких плівках. Якщо характерний розмір ξ^{-1} є розміром зерна матеріалу, то на основі аналізу графіків можемо стверджувати, що напруження на поверхні тонких плівок, виконаних з дрібнозернистого матеріалу, є меншими порівняно з плівками, розмір зерна у яких є більшим. Значення поверхневих напружень у тонких плівках зменшуються зі збільшенням чистоти поверхні (зменшенням параметра ζ^{-1}).

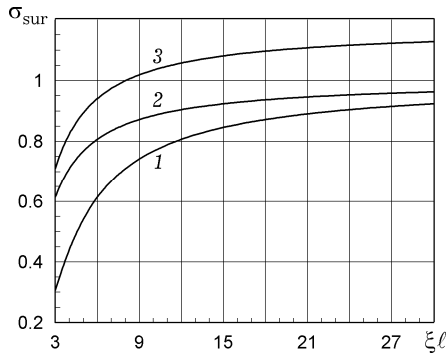


Рис. 3. Розмірний ефект поверхневих напружень.

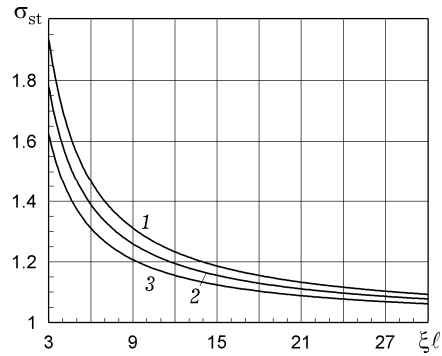


Рис. 4. Розмірний ефект міцності шару.

Поверхневі напруження є важливими при розрахунку параметрів міцності тіла. Вивчимо міцність електропровідного неферромагнітного шару, взявши за основу критерій першої класичної теорії міцності. Аналогічні дослідження для пружного, термопружного тіла та твердого розчину можна знайти у [7, 9].

3. Розмірний ефект міцності шару. Найбільшими напруженнями у розтягнутому ($\sigma_a > 0$) шарі згідно з формулою (7) та рис. 2 є поверхневі напруження $\sigma_{yy}(\pm\ell)$. Відповідно до першого класичного критерію міцності умовою крихкого руйнування шару є

$$\sigma_{yy}(\pm\ell) = \sigma_p,$$

де σ_p – критичне для матеріалу значення найбільших головних напружень

[4]. Враховуючи співвідношення (10), для інтенсивності σ_a^{cr} силового навантаження, що призводить до крихкого руйнування локально неоднорідного шару, отримуємо

$$\begin{aligned} \sigma_a^{\text{cr}} = \sigma_p - \frac{\sigma_0}{D} & \left[\left(1 - \frac{\beta}{\xi^2 - \alpha^2}\right) \left(1 - \frac{\text{th}(\xi\ell)}{\xi\ell}\right) - \frac{\xi^2}{\zeta^2} \left(1 - \frac{\beta}{\zeta^2 - \alpha^2}\right) \times \right. \\ & \times \left(1 - \frac{\text{th}(\zeta\ell)}{\zeta\ell}\right) + \beta \left(\frac{1}{\xi^2 - \alpha^2} \frac{\xi}{\alpha} \frac{\text{th}(\zeta\ell)}{\text{th}(\alpha\ell)} - \right. \\ & \left. \left. - \frac{\xi^2}{\zeta^2} \frac{1}{\zeta^2 - \alpha^2} \frac{\zeta}{\alpha} \frac{\text{th}(\zeta\ell)}{\text{th}(\alpha\ell)} \right) \left(1 - \frac{\text{th}(\alpha\ell)}{\alpha\ell}\right) \right], \end{aligned} \quad (11)$$

де $\sigma_0 = a_0(\rho_a - \rho_*)$.

При $\ell \rightarrow +\infty$ це значення прямує до

$$\sigma_+ = \sigma_p - \sigma_0 \left[1 + \frac{\beta}{x(\zeta^2 - \xi^2)} \left(\frac{\zeta^2}{\xi + x} - \frac{\xi^2}{\zeta + x} \right) \right], \quad (12)$$

що має сенс інтенсивності силового навантаження, визначеного шляхом експериментальних досліджень на товстих зразках [1].

Враховуючи, що функція $\text{th}(x)$ вже при значенні аргументу $x = 3$, що є нижньою межею застосовності континуальних теорій при описі приповерхневої неоднорідності у наноелементах [1], відрізняється від одиниці менше як на 0.5, прийmemo $\text{th}(\xi\ell) \approx \text{th}(\zeta\ell) \approx \text{th}(x\ell) \approx 1$ і запишемо (11) з урахуванням (12) у вигляді

$$\sigma_a^{\text{cr}} = \sigma_+ + \frac{\sigma_0(x^2 + \beta)}{x^2(\zeta^2 - \xi^2)} \left(\frac{\zeta^2}{\xi\ell} - \frac{\xi^2}{\zeta\ell} \right). \quad (13)$$

Залежність $\sigma_{\text{st}} \equiv \sigma_a^{\text{cr}}/\sigma_0$ від $\xi\ell$ для $\sigma_+/\sigma_0 = 1$, $\beta/\xi^2 = 5$, $x/\xi = 5$, наведено на рис. 4. Кривим **1–3** відповідають значення $\zeta/\xi = 0.5, 1.1, 2.0$.

Враховуючи, що $x^2 \gg \beta$, можемо стверджувати, що за прийнятих модельних наближень розмірний ефект міцності шару не залежить від електронної підсистеми тіла. Як і у випадку моделі пружного тіла, тонкі плівки витримують більшу інтенсивність навантаження.

Висновки. На основі виконаних досліджень можемо стверджувати, що:

- Розподілу полів у тілі та розмірним ефектам властиві три характерні розміри, що пов'язані з силами кулонівської взаємодії, локальною неоднорідністю матеріалу тіла та геометричною неоднорідністю поверхні тіла.
- Значення термодинамічного електричного потенціалу та заряду, що встановлюються на поверхні тіла, однозначно визначаються фізичними та геометричними параметрами тіла.
- Поверхневим напруженням і міцності шару властиві тришкальні розмірні ефекти.
- Міцність тонких плівок зростає зі зменшенням характерного розміру структурної неоднорідності матеріалу та зі збільшенням чистоти поверхні тіла.
- Електронна підсистема тіла не впливає на розмірний ефект міцності товстих плівок, однак впливає на значення силового навантаження, що призводить до їх крихкого руйнування.

1. *Нагірний Т. С., Червінка К. А.* Основи механіки локально неоднорідних деформованих твердих тіл. – Львів: Растр-7, 2018. – 204 с.
2. *Нагірний Т., Сеник Ю., Червінка К.* Моделювання стаціонарного стану локально неоднорідного електропровідного неферромагнітного термопружного тіла // Фіз.-мат. моделювання та інформ. технології. – 2014. – Вип. 19. – С. 127–135.
3. *Нагірний Т., Червінка К.* Структурна та приповерхнева неоднорідності у електропровідних півпросторі та шарі // Фіз.-мат. моделювання та інформ. технології. – 2017. – Вип. 25. – С. 100–112.
4. *Панасюк В. В., Андрейкив А. Е., Партон В. З.* Основы механики разрушения материалов. – Киев: Наук. думка, 1988. – 488 с. – Механика разрушения и прочность материалов: В 4 т. / Под ред. В. В. Панасюка. – Т. 1.
5. *Burak Ya., Nahirnyj T., Tchervinka K.* Local gradient thermomechanics // In: Encyclopedia of Thermal Stresses / Ed. R. B. Hetnarski. – Dordrecht etc.: Springer, 2014. – Vol. 6. – P. 2794–2801. – https://doi.org/10.1007/978-94-007-2739-7_833.
6. *Hirakata H., Matsumoto S., Takemura M., Suzuki M., Kitamura T.* Anisotropic deformation of thin films comprised of helical nanosprings // Int. J. Solids Struct. – 2007. – **44**, No. 11–12. – P. 4030–4038.
7. *Mohammadi M., Saha G. C., Akbarzadeh A. H.* Elastic field in composite cylinders made of functionally graded coatings // Int. J. Eng. Sci. – 2016. – **101**. – P. 156–170. – <https://doi.org/10.1016/j.ijengsci.2015.12.011>.

8. Nahirnyj T., Tchervinka K. Interface phenomena and interaction energy at the surface of electroconductive solids // *Comput. Meth. Sci. Technol (Poland)*. – 2008. – **14**, No. 2. – P. 105–110. – <https://doi.org/10.12921/cmst.2008.14.02.105-110>.
9. Nahirnyj T., Tchervinka K. Mathematical modeling of structural and near-surface non-homogeneities in thermoelastic thin films // *Int. J. Eng. Sci.* – 2015. – **91**. – P. 49–62. – <https://doi.org/10.1016/j.ijengsci.2015.02.001>.
10. Nahirnyj T., Tchervinka K. Mathematical modeling of the coupled processes in nanoporous bodies // *Acta Mech. et Autom. (Poland)*. – 2018. – **12**, No. 3. – P. 196–203. – <https://doi.org/10.2478/ama-2018-0030>.
11. Pishkenari H. N., Afsharmanesh B., Tajaddodianfar F. Continuum models calibrated with atomistic simulations for the transverse vibrations of silicon nanowires // *Int. J. Eng. Sci.* – 2016. – **100**. – P. 8–24.
12. Plawsky J. L., Kim J. K., Schubert E. F. Engineered nanoporous and nanostructured films // *Mater. Today*. – 2009. – **12**, No. 6. – P. 36–45.

ПРОЧНОСТЬ ЭЛЕКТРОПРОВОДЯЩЕГО НЕФЕРРОМАГНИТНОГО СЛОЯ. РАЗМЕРНЫЙ ЭФФЕКТ

Представлены результаты исследования при локально градиентного подхода в термомеханике равновесного состояния электропроводного неферромагнитного слоя с учетом геометрической неоднородности его поверхности. Показано, что поверхностным напряжениям и прочности присущий многошкальный размерный эффект; характерные размеры приповерхностной неоднородности связаны со структурной неоднородностью материала, геометрической неоднородностью реальной поверхности тела и силами кулоновского взаимодействия. Значение термодинамического электрического потенциала и заряда, которые устанавливаются на поверхности, однозначно определяются физическими и геометрическими характеристиками тела. Изучено влияние параметров геометрической неоднородности реальной поверхности тела на размерные эффекты поверхностных напряжений и прочности.

Ключевые слова: локально градиентный подход, электропроводный неферромагнитный слой, структурная неоднородность, геометрическая неоднородность поверхности, размерный эффект поверхностных напряжений, размерный эффект прочности, приповерхностная неоднородность.

STRENGTH OF ELECTROCONDUCTIVE NON-FERROMAGNETIC LAYER. SIZE EFFECT

The results of the study using local gradient approach in the thermomechanics of the equilibrium state of the electroconductive non-ferromagnetic layer are considered, taking into account the geometric heterogeneity of its surface. It is shown that surface stresses and strength are characterized by a multiscale size effect; the characteristic sizes of the near-surface heterogeneity are related to the structural heterogeneity of the material, the geometric heterogeneity of the body real surface, and the Coulomb interaction forces. The values of the thermodynamic electric potential and charge that are set at the surface are uniquely determined by the physical and geometric characteristics of the body. The influence of the geometric non-homogeneity parameters of the real body surface on the size effects of surface stresses and strength is studied.

Key words: local gradient approach, electroconductive non-ferromagnetic layer, structural non-homogeneity, geometric heterogeneity of surface, size effect of surface stresses, size effect of strength, near-surface non-homogeneity.