ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 5, № 2 (2001) с. 139–144

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 5, No. 2 (2001) p. 139–144

ЕЛЕКТРОДНИЙ ПОТЕНЦІЯЛ УЗДОВЖ КРИВОЛІНІЙНОЇ МЕЖІ КОНТАКТУ ЕЛЕКТРОЛІТУ З НАПРУЖЕНО-ДЕФОРМОВАНИМ МЕТАЛОМ

М. І. Жовтанецький[1], М. Г. Стащук[2], В. В. Паракуда[3], В. Г. Горопацький[3], А. М. Стащук[1]

[1] *Львівський національний університет імені Івана Франка, просп. Свободи, 18, Львів, 79000, Україна*

[2] *Фізико–механічний інститут ім. Г. В. Карпенка НАН України, вул. Наукова, 5, Львів, 79601, Україна*

[3] *Державний науково-дослідний інститут "Система", вул. Винниченка, 32, Львів, 79008, Україна*

(Отримано 12 грудня 2000 р.; в остаточному вигляді — 18 жовтня 2001 р.)

У рамках моделі пружно-деформованого тіла з використанням головних положень фізико-хемічної механіки матеріялів та теорії розчинів Дебая–Гюккеля отримано фізико-математичні співвідношення для визначення впливу механічних напружень на зміну електродного потенціялу вздовж межі контакту металевої пластини та аґресивного середовища.

Ключові слова: електродний потенціял, напружено-деформований стан, анод, катод, середовище.

PACS numbers: 62.90.+k

I. ВСТУП

Конструкційні матеріяли, елементи механізмів і приладів в умовах експлуатації зазнають одночасного впливу механічних напружень та зовнішнього середовища — електролітів, розчинів кислот, лугів тощо. Механічні навантаження зумовлюють підвищення внутрішньої енерґії металу, зниження його термодинамічної стабільности, розривання пасивувальних плівок та, внаслідок специфічних електрохемічних взаємодій між середовищем і деформованим металом, спричиняють появу різноманітних електромагнетних явищ. Це сприяє локалізації зон активного анодного розчинення металу в найбільш напружених місцях — біля концентраторів напружень, що контактують із середовищем. Тому дослідження електрохемічних процесів в околі дефектів напруженого матеріялу потрібне для визначення фізичних чинників корозійного руйнування та корозійної стійкости матеріялів.

У цій праці на прикладі навантаженого металевого тіла, яке містить заповнений корозійно-активним середовищем дефект у вигляді кругового отвору, описано один з аналітичних підходів [1–6] визначення електродного потенціялу металу — важливої характеристики проходження локальних корозійних процесів у тріщиноподібних дефектах [7].

II. МАТЕМАТИЧНЕ ФОРМУЛЮВАННЯ ЗАДАЧІ

Нехай металеве тіло містить круговий дефект радіусом r_0, який заповнений середовищем — електролітом. Між поверхнею металу й середовищем виникає різниця електричних потенціялів — електродний потенціял, що є наслідком появи подвійного електричного шару [8]. Динамічна рівновага струмів обміну є лише при відсутності сторонніх збудників струму. Якщо ж на тіло діють одновісні розтягувальні навантаження p, то такий рівноважний стан порушується і в міжфазній ділянці виникає додаткова електрорушійна сила. Проблема полягає у визначенні зміни електродного потенціялу, викликаного механічними навантаженнями, уздовж межі кругового дефекту тіла.

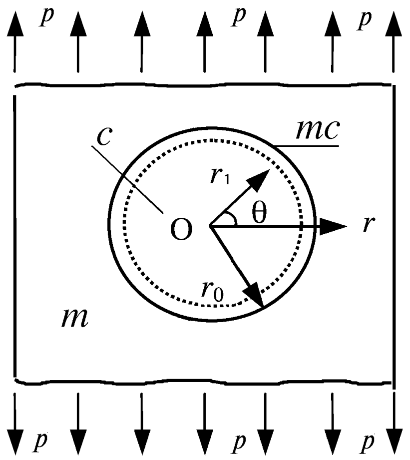

Рис. 1. Металеве тіло, що має круговий отвір радіусом r_0 з корозійним середовищем, під дією навантаження p: m — метал; mc — подвійний електричний шар завширшки λ; c — середовище; (r,θ) — полярні координати.

Помістімо початок полярної системи координат $(r,\ \theta)$ у центр отвору так, щоб полярна вісь була направлена перпендикулярно напрямкові дії навантажень p (рис. 1). Нехтуючи явищами поляризації та намагнечування і застосовуючи гіпотезу локального рівноважного стану [9], електричний потенціял φ_m у неферомагнетному тілі можна записати на основі результатів монографій [10,11]:

$$\nabla^2\varphi_m = \chi_m^2\varphi_m + \frac{2\beta p\,(1+\nu)}{3\varepsilon_0\,(1+4\nu)}\left(1+\frac{2r_0^2}{r^2}\cos 2\theta\right), \quad (r \geq r_0)\,, \tag{1}$$

а електричні потенціяли в середовищі φ_c та подвійному електричному шарі φ_{mc} визначають на підставі основних положень теорії Дебая–Гюккеля [8,12] з рівнянь

$$\nabla^2\varphi_c = \chi_c^2\varphi_c, \qquad (0 \leq r < r_1)\,, \tag{2}$$

$$\nabla^2\varphi_{mc} = \chi_{mc}^2\varphi_{mc}, \qquad (r_1 \leq r < r_0)\,, \tag{3}$$

де ∇^2 — оператор Лапласа, β — електрострикційний коефіцієнт об'ємного розширення [10]; ε_0 — електрична стала; $r_1 = r_0 - \lambda$ (λ — ширина подвійного електричного шару); $\chi_m,\ \chi_{mc}$ та χ_c — сталі металу, подвійного електричного шару та середовища, які в наближенні рівномірного розподілу визначають зі співвідношень [8,12]

$$\chi_m^2 = \rho_m C_m \varepsilon_0^{-1},$$

$$\chi_{mc}^2 = e^2\left(kT\varepsilon_{mc}\varepsilon_0\right)^{-1}\sum z_i^2 n_i^2,$$

$$\chi_c^2 = e^2\left(kT\varepsilon_c\varepsilon_0\right)^{-1}\sum z_i^2 n_i^2.$$

Тут ρ_m — густина металу; C_m — його питома електроємність; ε_{mc} та ε_c — відносні діелектричні проникності подвійного електричного шару та середовища; ez_i — заряд i-го сорту йонів; n — їхня кількість в одиниці об'єму; T — абсолютна температура; k — стала Больцмана.

Зауважимо, що головною проблемою в теорії подвійного електричного шару є запис рівняння для визначення розподілу потенціялу φ_{mc} по подвійному електричному шарі. Тому для більшости експериментальних і технологічних розрахунків використовують рівняння Пуасона–Больцмана (3) [13].

Задання граничних умов задачі випливає з неперервности нормальних складових струмів на лінії контакту електропровідних фаз, а також неперервности самих електричних потенціялів у цих фазах [14,15]. Тому вважатимемо, що на межі метал — подвійний електричний шар виконуються умови

$$\sigma_m \frac{\partial\varphi_m}{\partial r}\bigg|_{r=r_0} = \sigma_{mc}\,\frac{\partial\varphi_{mc}}{\partial r}\bigg|_{r=r_0}\,,$$

$$\varphi_m|_{r=r_0} = \varphi_{mc}|_{r=r_0}\,, \tag{4}$$

а на межі подвійний електричний шар — середовище

$$\sigma_{mc}\,\frac{\partial\varphi_{mc}}{\partial r}\bigg|_{r=r_1} = \sigma_c\,\frac{\partial\varphi_c}{\partial r}\bigg|_{r=r_1}\,,$$

$$\varphi_{mc}|_{r=r_1} = \varphi_c|_{r=r_1}\,, \tag{5}$$

де $\sigma_m,\ \sigma_{mc},\ \sigma_c$ — електропровідність металу, подвійного електричного шару та середовища. Окрім того, електричні потенціяли в металі і в середовищі повинні бути, очевидно, обмеженими.

III. ВИЗНАЧЕННЯ РОЗПОДІЛУ ЕЛЕКТРОДНОГО ПОТЕНЦІЯЛУ

Загальний розв'язок рівнянь (1–3) запишемо через модифіковані циліндричні функції $I_k(\cdot)\,,\ K_k(\cdot)$ [16]. Ураховуючи властивості цих функцій, умови симетрії $\varphi(r,\theta) = \varphi(r,-\theta)$ та $\varphi(r,\theta) = \varphi(r,\pi-\theta)$, а також необхідність забезпечення зазначених умов обмежености потенціялів, можемо записати, що

$$\varphi_m(r,\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} a_{2n}^m K_{2n}(\chi_m r)\cos(2n\theta) - \frac{\alpha}{\chi_m^2} - \frac{2\alpha}{\chi_m^2}\frac{r_0^2}{r^2}\cos(2\theta), \tag{6}$$

$$\varphi_c(r,\theta) = \sum_{n=0}^{\infty} a_{2n}^c I_{2n}(\chi_c r)\cos(2n\theta), \tag{7}$$

$$\varphi_{mc}(r,\theta) = \sum_{n=0}^{\infty}\left[a_{2n}^{mc} I_{2n}(\chi_{mc} r) + b_{2n}^{mc} K_{2n}(\chi_{mc} r)\right]\cos(2n\theta), \tag{8}$$

де

$$\alpha = \frac{2\beta p\,(1+\nu)}{3\varepsilon_0\,(1+4\nu)}. \tag{9}$$

Значення коефіцієнтів $a_{2n}^c,\ a_{2n}^{mc},\ b_{2n}^{mc},\ a_{2n}^m$ обчислюємо на підставі крайових умов (4), (5). У результаті низки математичних обчислень отримаємо, що у співвідношеннях (6–8)

$$a_0^c = \frac{1}{d_0}\frac{\alpha\sigma_m}{\chi_m^2}\sigma_{mc}K_0'\left(\chi_m r_0\right)\left[I_0\left(\chi_{mc}r_1\right)K_0'\left(\chi_{mc}r_1\right) - I_0'\left(\chi_{mc}r_1\right)K_0\left(\chi_{mc}r_1\right)\right],$$

$$a_0^{mc} = \frac{1}{d_0}\frac{\alpha\sigma_m}{\chi_m^2}K_0'\left(\chi_m r_0\right)\left[\sigma_{mc}I_0\left(\chi_c r_1\right)K_0'\left(\chi_{mc}r_1\right) - \sigma_c I_0'\left(\chi_c r_1\right)K_0\left(\chi_{mc}r_1\right)\right],$$

$$b_0^{mc} = \frac{1}{d_0}\frac{\alpha\sigma_m}{\chi_m^2}K_0'\left(\chi_m r_0\right)\left[\sigma_c I_0'\left(\chi_c r_1\right)I_0\left(\chi_{mc}r_1\right) - \sigma_{mc} I_0\left(\chi_c r_1\right)I_0'\left(\chi_{mc}r_1\right)\right],$$

$$\begin{aligned} a_0^m = {} & \frac{1}{d_0}\frac{\alpha\sigma_{mc}}{\chi_m^2}\left\{\sigma_{mc}I_0\left(\chi_c r_1\right)\left[I_0'\left(\chi_{mc}r_0\right)K_0'\left(\chi_{mc}r_1\right) - I_0'\left(\chi_{mc}r_1\right)K_0'\left(\chi_{mc}r_0\right)\right]\right. \\ & \left. + \sigma_c I_0'\left(\chi_c r_1\right)\left[I_0\left(\chi_{mc}r_1\right)K_0'\left(\chi_{mc}r_0\right) - I_0'\left(\chi_{mc}r_0\right)K_0\left(\chi_{mc}r_1\right)\right]\right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} d_0 = {} & \sigma_m K_0'\left(\chi_m r_0\right)\left\{\sigma_{mc}I_0\left(\chi_c r_1\right)\left[I_0'\left(\chi_{mc}r_1\right)K_0\left(\chi_{mc}r_0\right) - I_0\left(\chi_{mc}r_0\right)K_0'\left(\chi_{mc}r_1\right)\right]\right. \\ & \left. + \sigma_c I_0'\left(\chi_c r_1\right)\left[I_0\left(\chi_{mc}r_0\right)K_0\left(\chi_{mc}r_1\right) - I_0\left(\chi_{mc}r_1\right)K_0\left(\chi_{mc}r_0\right)\right]\right\} \\ & + \sigma_{mc}K_0\left(\chi_m r_0\right)\left\{\sigma_{mc}I_0\left(\chi_c r_1\right)\left[I_0'\left(\chi_{mc}r_0\right)K_0'\left(\chi_{mc}r_1\right) - I_0'\left(\chi_{mc}r_1\right)K_0'\left(\chi_{mc}r_0\right)\right]\right. \\ & \left. + \sigma_c I_0'\left(\chi_c r_1\right)\left[I_0\left(\chi_{mc}r_1\right)K_0'\left(\chi_{mc}r_0\right) - I_0'\left(\chi_{mc}r_0\right)K_0\left(\chi_{mc}r_1\right)\right]\right\}, \end{aligned} \tag{10}$$

$$a_2^c = \frac{1}{d}\frac{2\alpha\sigma_m}{\chi_m^2 r_0}\sigma_{mc}\left[r_0K_2'\left(\chi_m r_0\right) + 2K_2\left(\chi_m r_0\right)\right]\left[I_2\left(\chi_{mc}r_1\right)K_2'\left(\chi_{mc}r_1\right) - I_2'\left(\chi_{mc}r_1\right)K_2\left(\chi_{mc}r_1\right)\right],$$

$$a_2^{mc} = \frac{1}{d}\frac{2\alpha\sigma_m}{\chi_m^2 r_0}\left[r_0K_2'\left(\chi_m r_0\right) + 2K_2\left(\chi_m r_0\right)\right]\left[\sigma_{mc}I_2\left(\chi_c r_1\right)K_2'\left(\chi_{mc}r_1\right) - \sigma_c I_2'\left(\chi_c r_1\right)K_2\left(\chi_{mc}r_1\right)\right],$$

$$b_2^{mc} = \frac{1}{d}\frac{2\alpha\sigma_m}{\chi_m^2 r_0}\left[r_0K_2'\left(\chi_m r_0\right) + 2K_2\left(\chi_m r_0\right)\right]\left[\sigma_c I_2\left(\chi_{mc}r_1\right)I_2'\left(\chi_c r_1\right) - \sigma_{mc}I_2\left(\chi_c r_1\right)I_2'\left(\chi_{mc}r_1\right)\right],$$

$$\begin{aligned} a_2^m = {} & \frac{1}{d}\frac{4\alpha\sigma_m}{\chi_m^2 r_0}\left\{\sigma_{mc}I_2\left(\chi_c r_1\right)\left[I_2\left(\chi_{mc}r_0\right)K_2'\left(\chi_{mc}r_0\right) - I_2'\left(\chi_{mc}r_1\right)K_2\left(\chi_{mc}r_0\right)\right]\right. \\ & \left. + \sigma_c I_2'\left(\chi_c r_1\right)\left[I_2\left(\chi_{mc}r_1\right)K_2\left(\chi_{mc}r_0\right) - I_2\left(\chi_{mc}r_0\right)K_2\left(\chi_{mc}r_1\right)\right]\right\} \\ & + \frac{1}{d}\frac{2\alpha\sigma_{mc}}{\chi_m^2}\left\{\sigma_{mc}I_2\left(\chi_c r_1\right)\left[I_2'\left(\chi_{mc}r_0\right)K_2'\left(\chi_{mc}r_1\right) - I_2'\left(\chi_{mc}r_1\right)K_2'\left(\chi_{mc}r_0\right)\right]\right. \\ & \left. + \sigma_c I_2'\left(\chi_c r_1\right)\left[I_2\left(\chi_{mc}r_1\right)K_2'\left(\chi_{mc}r_0\right) - I_2'\left(\chi_{mc}r_0\right)K_2\left(\chi_{mc}r_1\right)\right]\right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} d = {} & \sigma_m K_2'\left(\chi_m r_0\right)\left\{\sigma_{mc}I_2\left(\chi_c r_1\right)\left[I_2'\left(\chi_{mc}r_1\right)K_2\left(\chi_{mc}r_0\right) - I_2\left(\chi_{mc}r_0\right)K_2'\left(\chi_{mc}r_1\right)\right]\right. \\ & \left. + \sigma_c I_2'\left(\chi_c r_1\right)\left[I_2\left(\chi_{mc}r_0\right)K_2\left(\chi_{mc}r_1\right) - I_2\left(\chi_{mc}r_1\right)K_2\left(\chi_{mc}r_0\right)\right]\right\} \\ & + \sigma_{mc}K_2\left(\chi_m r_0\right)\left\{\sigma_{mc}I_2\left(\chi_c r_1\right)\left[I_2'\left(\chi_{mc}r_0\right)K_2'\left(\chi_{mc}r_1\right) - I_2'\left(\chi_{mc}r_1\right)K_2'\left(\chi_{mc}r_0\right)\right]\right. \end{aligned}$$

$$+ \sigma_c I_2' (\chi_c r_1) [I_2 (\chi_{mc} r_1) K_2' (\chi_{mc} r_0) - I_2' (\chi_{mc} r_0) K_2 (\chi_{mc} r_1)]\} .$$

Інші ж коефіцієнти a^c_{2n}, a^{mc}_{2n}, b^{mc}_{2n}, a^m_{2n} $(n \neq 0,\ 1)$ дорівнюють нулеві, оскільки відповідні системи лінійних рівнянь для всіх $n \neq 0,\ 1$ є однорідними і, очевидно, мають тривіяльні розв'язки.

Зміну електродного потенціялу вздовж межі металу та заповненого середовищем кругового дефекту, стимульовану дією одновісних розтягувальних статичних навантажень, можна обчислити за формулою:

$$\Delta\varphi = a^m_0 K_0 (\chi_m r_0) - a^c_0 I_0 (\chi_c r_1) - \frac{\alpha}{\chi^2_m} + \left[a^m_2 K_2 (\chi_m r_0) - a^c_2 I_2 (\chi_c r_1) - \frac{2\alpha}{\chi^2_m}\right] \cos(2\theta) + \Delta\varphi_0, \tag{11}$$

де $\Delta\varphi_0$ — зміна електродного потенціялу, спричинена хемічною взаємодією двох електропровідних фаз — металу й середовища.

Уважатимемо радіус дефекту r_0 таким, що

$$\min\{\chi_m r_0, \chi_{mc}(r_0 - \lambda), \chi_c(r_0 - \lambda)\} > 2.$$

У цьому випадку модифіковані циліндричні функції можна записати в асимптотичному вигляді, тобто [16]

$$I_n (z) \sim \frac{e^z}{\sqrt{2\pi z}}, \qquad K_n (z) \sim \sqrt{\frac{\pi}{2z}} e^{-z}, \qquad I_n{}' (z) \sim \frac{e^z}{\sqrt{2\pi z}}, \qquad K_n{}' (z) \sim -\sqrt{\frac{\pi}{2z}} e^{-z}.$$

Тоді співвідношення (11) набуває вигляду

$$\Delta\varphi - \Delta\varphi_0 = \frac{\alpha}{\chi^2_m} \left(\frac{\gamma_0}{d} - 1\right) + \frac{2\alpha}{\chi^2_m} \left(\frac{\gamma}{d} - 1\right) \cos(2\theta), \tag{12}$$

де

$$\gamma_0 = \frac{\sigma_{mc}\chi_{mc}}{\sigma_m\sqrt{\chi_m\chi_c}} E_- - \frac{\sigma_c\sqrt{\chi_c}}{\sigma_m\sqrt{\chi_m}} E_+ - 2\sqrt{\frac{r_0}{r_1}} \frac{\sqrt{\chi_m}}{\sqrt{\chi_c}},$$

$$\gamma = \left(\frac{\sigma_{mc}\chi_{mc}}{\sigma_m\sqrt{\chi_m\chi_c}} + \frac{2\sigma_c\sqrt{\chi_c}}{\sigma_{mc}\sqrt{\chi_m}\chi_{mc} r_0}\right) E_- - \left(\frac{2}{r_0\sqrt{\chi_m\chi_c}} + \frac{\sigma_c\sqrt{\chi_c}}{\sigma_m\sqrt{\chi_m}}\right) E_+ - 2\sqrt{\frac{r_0}{r_1}} \left(\frac{\sqrt{\chi_m}}{\sqrt{\chi_c}} - \frac{2}{r_0\sqrt{\chi_m\chi_c}}\right),$$

$$d = \left(\frac{\sigma_c\sqrt{\chi_m\chi_c}}{\sigma_{mc}\chi_{mc}} + \frac{\sigma_{mc}\chi_{mc}}{\sigma_m\sqrt{\chi_m\chi_c}}\right) E_- - \left(\frac{\sqrt{\chi_m}}{\sqrt{\chi_c}} + \frac{\sigma_c\sqrt{\chi_c}}{\sigma_m\sqrt{\chi_m}}\right) E_+,$$

$$E_- = \left(e^{-\chi_{mc}\lambda} - e^{\chi_{mc}\lambda}\right), \quad E_+ = \left(e^{-\chi_{mc}\lambda} + e^{\chi_{mc}\lambda}\right).$$

Визначмо межі катодної та анодної ділянок на поверхні кругового дефекту. З рівняння

$$\Delta\varphi - \Delta\varphi_0 = 0$$

знайдімо

$$\theta = \pm\frac{1}{2} \arccos \frac{1}{2} \frac{d - \gamma_0}{\gamma - d} + 180^\circ k = \pm\frac{1}{2} \arccos \frac{1}{2} \left\{ \left[\frac{\sigma_c\sqrt{\chi_m\chi_c}}{\sigma_{mc}\chi_{mc}} E_- - \frac{\sqrt{\chi_m}}{\sqrt{\chi_c}} \left(E_+ - 2\sqrt{\frac{r_0}{r_1}}\right)\right]\right. \tag{13}$$

$$\left. \times \left[\frac{\sigma_c\sqrt{\chi_m\chi_c}}{\sigma_{mc}\chi_{mc}} \left(\frac{2}{r_0\chi_m} - 1\right) E_- + \frac{\sqrt{\chi_m}}{\sqrt{\chi_c}} \left(E_+ - 2\sqrt{\frac{r_0}{r_1}} - \frac{2}{r_0\chi_m} + \frac{4}{r_0\chi_m}\sqrt{\frac{r_0}{r_1}}\right)\right]^{-1} \right\} + 180^\circ k, \qquad (k = 0, 1) .$$

Отже, точки на поверхні дефекту, які відповідають кутам, що визначені співвідношенням (13), є точками зміни знака величини $\Delta\varphi - \Delta\varphi_0$, тобто в цих точках відбувається перехід від анодної ділянки поверхні контакту металу з середовищем до катодної.

IV. ВИСНОВКИ

У таблиці 1 наведено результати обчислень розподілу електродного потенціялу вздовж контура кругового дефекту для мідного та сталевого тіла. Дані для обчислень узято з праць [4,10].

Ці результати свідчать про:

1) суттєву залежність відхилення електродного потенціялу (від стандартного $\Delta\varphi_0$) від фізико-хемічних характеристик металу і середовища та пружних характеристик матеріялу;

2) прямопропорційну залежність величини зміни електродного потенціялу від накладених механічних навантажень;

3) корельованість зміщення меж анодної й катодної зон на поверхні дефекту дилатацією матеріялу [11]

$$\varepsilon_\sigma = \frac{2\beta p\,(1+\nu)}{3\,(1+4\nu)\,K}\left(1+\frac{2r_0^2}{r^2}\cos 2\theta\right)$$

(K — модуль об'ємного розширення);

4) правильність розробленого підходу до визначення електродного потенціялу на межі контакту неферомагнетного тіла та аґресивного середовища і його математичної формалізації.

	Мідь		Сталь	
$\theta(^\circ)$	$\Delta\varphi$–$\Delta\varphi_0$ (V)	$K\varepsilon_\sigma$ (Pa)	$\Delta\varphi$–$\Delta\varphi_0$ (V)	$K\varepsilon_\sigma$ (Pa)
0	1.306×10^{-3}	2.644×10^{8}	3.804×10^{-3}	8.320×10^{8}
10	1.254×10^{-3}	2.537×10^{8}	3.651×10^{-3}	7.985×10^{8}
20	1.102×10^{-3}	2.231×10^{8}	3.211×10^{-3}	7.022×10^{8}
30	8.706×10^{-4}	1.762×10^{8}	2.536×10^{-3}	5.547×10^{8}
40	5.866×10^{-4}	1.187×10^{8}	1.708×10^{-3}	3.737×10^{8}
50	2.842×10^{-4}	5.752×10^{7}	8.277×10^{-4}	1.810×10^{8}
60	2.129×10^{-11}	-4.723×10^{0}	7.514×10^{-11}	-1.486×10^{1}
70	-2.317×10^{-4}	-4.689×10^{7}	-6.747×10^{-4}	-1.476×10^{8}
80	-3.829×10^{-4}	-7.749×10^{7}	-1.115×10^{-3}	-2.439×10^{8}
90	-4.354×10^{-4}	-8.812×10^{7}	-1.268×10^{-3}	-2.773×10^{8}

Таблиця 1. Розподіл електродного потенціялу вздовж контура кругового дефекту для мідного та сталевого тіл.

[1] Н. Г. Стащук, *Задачи механики упругих тел с трещиноподобными дефектами* (Наукова думка, Київ, 1993).

[2] М. Г. Стащук, *у кн.: Механіка руйнування матеріалів і міцність конструкцій, у 3 т.*, за заг. ред. Панасюка В. В. (Каменяр, Львів, 1999) Т. 2. с. 213.

[3] М. Г. Стащук, М. М. Покровський, А. М. Стащук, А. С. ПА №2480; заявлено 30.11.1999.

[4] М. Г. Стащук, Фіз.-хім. механіка матеріалів. № 1, 47 (2000).

[5] М. Г. Стащук, Проблеми корозії та корозійного захисту матеріалів. №1, 222 (2000).

[6] М. Г. Стащук, В. Г. Горопацький, Проблеми корозії та корозійного захисту матеріалів. №1, 737 (2000).

[7] В. В. Панасюк, А. Е. Андрейкив, В. З. Партон, *Механика разрушения и прочность материалов: Справ. пособие: в 4 т.*, под ред. В. В. Панасюка (Наук. думка, Киев 1988) Т.1. с. 486.

[8] Л. І. Антропов, *Теоретична електрохімія* (Либідь, Київ, 1993).

[9] С. Де Гроот, П. Мазур, *Неравновесная термодинамика* (Мир, Москва, 1964).

[10] Я. Й. Бурак, Б. П. Галапац, Б. М. Гнідець, *Фізико-механічні процеси в електропровідних тілах* (Наукова думка, Київ, 1978).

[11] Н. И. Мусхелишвили, *Некоторые основные задачи математической теории упругости* (Наука, Москва, 1966).

[12] Н. А. Измайлов, *Электрохимия растворов* (Химия, Москва, 1976).

[13] Я. М. Заграй, И. М. Симонов, В. Л. Сигал, *Физико-химические явления в ионообменных системах*

(Вища школа, Київ, 1988).
[14] Ю. Я. Иосель *Электрические поля постоянных токов* (Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, Ленинград, 1986).
[15] Ю. Я. Иосель, Г. Э. Кленов, *Математические методы расчета электрохимической коррозии и защиты металлов* (Металлургия, Москва, 1984).
[16] В. Я. Арсенин, *Методы математической физики и специальные функции* (Наука, Москва, 1984).

THE ELECTRODE POTENTIAL ALONG THE CURVILINEAR CONTACT BOUNDARY BETWEEN AN ELECTROLYTE AND A STRESS-STRAIN METAL

M. I. Zhovtanetskiy[1], M. H. Stashchuk[2], V. V. Parakuda[3], V. H. Horopatskyi[3], A. M. Stashchuk[1]
[1] *Ivan Franko State University of Lviv,*
18 Svobody Pr., Lviv, UA–79000, Ukraine
[2] *Physico–Mechanical Institute of the National Academy of Sciences of Ukraine*
5 Naukova Str., Lviv, UA–79601, Ukraine
[3] *State Scientific–Research Institute "Systema",*
32 Vynnychenko Str., Lviv, UA–79008, Ukraine

Based on an elastic-strained body model, and by using general principles of both the physical-chemical mechanics of materials and the Debye–Hukkel's solution theory, there has been obtained a physical-mathematical relation to determine the impact of mechanical stresses on the electrode potential change along the metal plate-corrosive environment contact boundary.