Олександр АНДРЕЙКІВ[1], Григорій НИКИФОРЧИН[2], Іван ШТОЙКО[2]

ВИЗНАЧЕННЯ ЗАЛИШКОВОГО РЕСУРСУ ТРУБИ ГАЗОПРОВОДУ ЗА ЦИКЛІЧНОЇ ЗМІНИ ТИСКУ ГАЗУ І НАВОДНЕННЯ ЇЇ СТІНКИ

[1] Львівський національний університет імені Івана Франка
вул. Університетська, 1, м. Львів, 79001. E-mail: andreykiv@ipm.lviv.ua
[2] Фізико-механічний інститут ім. Г.В. Карпенка НАН України
вул. Наукова, 5, м. Львів, 79060

Oleksandr ANDREYKIV[1], Hryhoriy NYKYFORCHYN[2], Ivan SHTOYKO[2]

DETERMINATION OF RESIDUAL RESOURCE OF PIPE GAS UNDER THE CYCLIC CHANGES OF GAS PRESSURE AND HYDROGENATION OF ITS WALL

[1] The Franko National University of Lviv
1, University Str., Lviv, 79001, Ukraine. E-mail: andreykiv@ipm.lviv.ua
[2] Karpenko Physico-Mechanical Institute of the NAS of Ukraine
5, Naukova Str., Lviv, 79060, Ukraine

ABSTRACT

The method for estimation of period of subcritical growth fatigue cracks in pipe gas under the cyclic changes of gas pressure and hydrogenation of its wall is proposed. The method is based on the first low of thermodynamics on energy balance and the balance of energy change rate in a metallic body, containing a macro crack and subjected to long-term cycling tension and environment containing hydrogen. On the basis of it, and also using the results of mathematical description of hydrogen influence on the cycling loading of metallic materials and also some ideas of fracture mechanics the known in literature the equation has been obtained for description of hydrogen-mechanical cracks growth kinetics. This equation together with initial and final conditions form is a mathematical model for determination of the period of hydrogen-mechanical crack subcritical growth in the metallic materials. Such method is here applied for determination of residual resource of gas pipeline pipe under cyclic changes of pressure and hydrogenation of its wall.

KEY WORDS: *residual resource of pipe gas, thermodynamics first law, hydrogen concentration, stress intensity factor, prefracture sone, period of subcritical hydrogenic-mechanical cracks growth.*

ВСТУП

Проблема водневої деградації металевих матеріалів давно знаходиться в центрі уваги вчених та інженерів. Різним її аспектам присвячено багато досліджень. Опубліковано десятки монографій, у яких розглядають водневу деградацію з різних наукових позицій (див., наприклад, [1-3]). Однак недостатньо ще досліджені питання впливу водню на поширення втомних тріщин, що є часто основним механізмом втрати довговічності елементів конструкцій енергетики, літальних апаратів, хімічного, нафтодобувного, транспортного й інших видів обладнання. При цьому слід зазначити, що доля втомних пошкоджень металевих конструкцій зростає і становить приблизно 40 % загальної кількості їх передчасних пошкоджень та відмов. Стосовно окремих видів виробів і споруд цей відсоток є ще вищим. Втома стала основним фактором, що визначає довговічність зварних елементів мостів і магістральних трубопроводів, морських стаціонарних платформ, антенно-мачтових споруд, кранів, залізничних локомотивів та вагонів, сільськогосподарських машини та інших конструкцій, які зазнають у процесі експлуатації дії змінних навантажень. У зв'язку з цим у даній роботі запропонована розрахункова модель для визначення залишкового ресурсу елементів конструкцій за дії циклічного навантаження і водневмісних середовищ. Застосування даної моделі продемонстровано під час визначення залишкового ресурсу труби газопроводу за дії змінного циклічного тиску і наводнення її стінки. Суть цієї моделі полягає в наступному.

ФОРМУЛЮВАННЯ РОЗРАХУНКОВОЇ МОДЕЛІ

Розглянемо тривимірне тіло з плоскою тріщиною початкової площі S_0, яке піддане дії водневмісного середовища і циклічним навантаженням з періодом циклу T, амплітуда якого описується силовим параметром p (рис. 1). При цьому вважається, що тріщина макроскопічна, а зовнішні навантаження розтягу прикладені таким чином, що відносно площини розміщення тріщини напружено-деформований стан симетричний, тобто описується в околі її вершини тільки коефіцієнтом інтенсивності напружень K_I. Задача полягає у визначенні кількості циклів навантаження $N = N_{H*}$, коли в результаті втомного руйнування тріщина підросте до критичного розміру S_*, і тіло зруйнується.

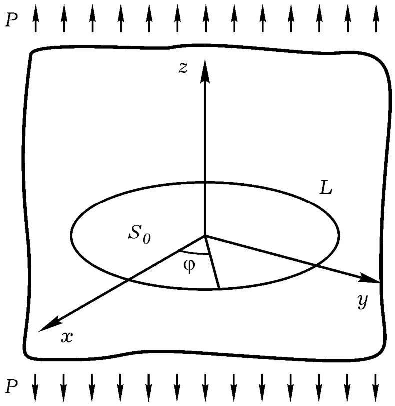

Рис. 1. Схема навантаження тіла з тріщиною.

Fig. 1. Loading mode of a boady with a crack.

Для розв'язку такої задачі насамперед побудуємо математичну модель, тобто математичні рівняння, які описують даний процес. При цьому будемо вважати, що тріщина рухається неперервно від початкового розміру $S = S_0$ до кінцевого $S = S_*$. Це припущення є коректним, так як реальний стрибкоподібний рух тріщини втомного руйнування супроводжується стрибками малого розміру ΔS_c за відносно велику кількість циклів ΔN_c.

У зв'язку з цим можемо записати швидкість V росту тріщини наближено у такому вигляді:

$$V = \frac{dS}{dN} \approx \frac{\Delta S_c}{\Delta N_c}. \tag{1}$$

Енергетичний баланс цього процесу для кожного стрибка тріщини малого розміру ΔS_c запишеться (див. [4, 5]) в такому вигляді:

$$A = W + \Gamma + Q + K. \tag{2}$$

Тут A – робота зовнішніх сил; W – енергія деформування тіла після просування тріщини на величину ΔS_c, яку представимо так:

$$W = W_s + W_p^{(1)}(S) + W_p^{(2)}(t) - W_p^{(3)}(t), \tag{3}$$

де W_s – пружна складова W_s; $W_p^{(1)}(S)$ – частина роботи пластичних деформацій, що залежить тільки від площі тріщини S; $W_p^{(2)}(t)$ – частина роботи пластичних деформацій від зовнішніх зусиль, яка виділяється за постійної площі тріщини під час інкубаційного періоду підготовки її стрибка ΔS_c, залежить тільки від часу t (кількості циклів навантаження $N = tT^{-1}$); $W_p^{(3)}(t)$ – робота пластичних деформацій під час розвантаження тіла і стиску зони передруйнування, яка залежить тільки від часу t і генерується самим тілом; Γ – енергія руйнування тіла, яка залежить від площі тріщини S і часу наводнення зони передруйнування t; Q – величина виділеної теплової енергії під час руйнування тіла, яку вважають відносно малою величиною і нею будемо нехтувати в обчисленнях; K – кінетична енергія, яка в даному випадку буде також малою величиною.

Так як виконується умова балансу енергії, звідси слідує, що буде виконуватися умова балансу швидкостей зміни складових енергій

$$\frac{\partial A}{\partial N} = \frac{\partial W}{\partial N} + \frac{\partial \Gamma}{\partial N}. \tag{4}$$

Підставляючи вираз (3) в (4), цю умову можемо записати в такому вигляді:

$$\frac{\partial\left[\Gamma-\left(A-W_s-W_p^{(1)}\right)\right]}{\partial S}\frac{dS}{dN}-\frac{\partial\left(W_p^{(3)}-\Gamma\right)}{\partial N}=0. \tag{5}$$

Із рівняння (5) знайдемо величину швидкості поширення тріщини $V=dS/dN$

$$\frac{dS}{dN}=\left[\frac{\partial W_p^{(3)}}{\partial N}-\frac{\partial\Gamma}{\partial N}\right]_{N=\Delta N_C}\Bigg/\frac{\partial}{\partial S}\left[\Gamma-\left(A-W_s-W_p^{(1)}\right)\right]. \tag{6}$$

Використовуючи результати праць [1–4], похідну від виразу в квадратних дужках у правій частині рівняння (6) знайдемо в такому вигляді:

$$\frac{\partial}{\partial S}\left[\Gamma-\left(A-W_s-W_p^{(1)}\right)\right]=\gamma_f-L^{-1}\int_L\sigma_t\delta_{t\max}\left(0,\xi\right)d\xi. \tag{7}$$

Тут $\gamma_f=\sigma_t\delta_{HC}$ – питома енергія руйнування за поширення втомної тріщини за дії в зоні передруйнування водневмісного середовища; $\delta_{t\max}(0,\xi)$ – максимальне за цикл розкриття $\delta_t(0,\xi)$ тріщини в її вершині за усередненого напруження σ_t у зоні передруйнування; $\delta_{HC}[C_H(t,\xi)]$ – критичне значення $\delta_t(0,\xi)$ за дії водню концентрації $C_H(t,\xi)$, яку створює в зоні передруйнування зовнішнє водневмісне середовище; ξ – біжуча координата вздовж контуру тріщини довжини L.

Враховуючи результати праць [1–4], ширину елементарного стрибка тріщини l_{fp} можемо наближено визначити так:

$$l_{fp}\approx\alpha_H\Delta\delta_t(0,\xi)=\alpha_H[\delta_{t\max}\left(0,\xi\right)-\delta_{t\min}\left(0,\xi\right)], \tag{8}$$

де α_H – константа, яка визначається із експерименту.

Так як величина l_{fp} є достатньо мала, то, очевидно, на такій малій віддалі від контуру тріщини $\delta_t(x,\xi)$ змінюється незначно і її наближено по x можна вважати константою, тобто

$$\delta_t\left(x,\xi\right)\approx\delta_t\left(0,\xi\right)\ \text{для}\ \left(0\le x\le l_{fp}\right). \tag{9}$$

За такої умови знайдемо величину $W_p^{(3)}\left(N\right)$, яка на основі результатів праць [1–4] може бути записана у вигляді

$$W_p^{(3)}\left(N\right)=\alpha_H N\{\int_L\sigma_t[\delta_{t\max}\left(0,\xi\right)-\delta_{t\min}(0,\xi)]^2d\xi-W_0^{(3)}\}. \tag{10}$$

Тут $W_0^{(3)}$ – величина енергії за цикл, яка не викликає втомного руйнування матеріалу, і її визначаємо так $W_0^{(3)}=L\sigma_t\delta_{thH}^2$; δ_{thH} – значення $\delta_t(t)$, за якого не відбувається руйнування у водні. На основі результатів праць [6, 7] величину δ_{HC} наближено можна представити так:

$$\delta_{HC}=\delta_{fC}-AC_H(\xi,t)\approx\delta_{fC}-A_0C_{H0}(\xi)TN. \tag{11}$$

Тут δ_{fC} — критичне розкриття у вершині втомної тріщини; C_{H0} – концентрація водню на поверхні вершини втомної тріщини; T – величина періоду циклу; A, A_0 – константи, які визначаються із експерименту [1, 6]. У свою чергу, величину енергії руйнування за елементарного стрибка тріщини запишемо наближено такою формулою:

$$\Gamma\approx\alpha_H\sigma_t\int_L[\delta_{fC}-A_0C_{H0}(\xi)TN]^2d\xi. \tag{12}$$

Підставивши (7), (10) і (12) у співвідношення (6) і взявши похідну по N, для визначення величини швидкості V поширення втомної тріщини отримаємо таку формулу:

$$\frac{dS}{dN}=\frac{\int\limits_{L}\{[\delta_{t\max}(0,\xi)-\delta_{t\min}(0,\xi)]^2-\delta_{thH}^2+2A_0C_{H0}(\xi)T[\delta_{fC}-A_0C_{H0}(\xi)T(\Delta N_C)]\}d\xi}{(\alpha_H L)^{-1}\int\limits_{L}[\delta_{fC}-\delta_{t\max}(0,\xi)]d\xi}. \quad (13)$$

У формулах (11) і (13) δ_{fC} – критичне значення $\delta_t(0,\xi)$ за циклічного навантаження; $\delta_{t\max}(0,\xi)$, $\delta_{t\min}(0,\xi)$ – максимальне і мінімальне значення $\delta_t(0,\xi)$ за цикл.

У рівняння (13) входить тривалість часу ΔN_C інкубаційного періоду підготовки елементарного стрибка тріщини втоми у водні. Цю величину будемо визначати аналогічно до [8] наступним чином:

$$\Delta N_{\text{C}}=\frac{\delta_{fC}-\delta_{t\max}(0,\xi)}{A_0C_{H0}(\xi)T}. \quad (14)$$

Підставимо (14) в (13) і отримаємо

$$\frac{dS}{dN}=\frac{\alpha_H L\int\limits_{L}\{[\delta_{t\max}(0,\xi)-\delta_{t\min}(0,\xi)]^2-\delta_{thH}^2+2A_0C_{H0}(\xi)T\delta_{t\max}(0,\xi)\}d\xi}{\int\limits_{L}[\delta_{fC}-\delta_{t\max}(0,\xi)]d\xi}. \quad (15)$$

Для повноти математичної моделі до рівняння (13) додамо відповідно наступні початкову та кінцеву умови

$$N=0,\ \ S(0)=S_0;\ N=N_{H*},\ \ S(N_{H*})=S_*;\ \delta_t(S_*)=\delta_{fC}. \quad (16)$$

Коли тріщина є макроскопічна, поступаємо наступним чином. Відомо [5], що між розкриттями у вершині макроскопічної тріщини δ_t і коефіцієнтами інтенсивності напружень K_I існують наступні залежності:

$$\delta_t=K_I^2(E\sigma_t)^{-1},\Delta K_I=K_{I\max}-K_{I\min},R=K_{I\min}/K_{\text{I}\max}, \quad (17)$$

$$\delta_{t\min}/\delta_{t\max}=1-(1-R)^2/2,\Delta\delta_t=\delta_{t\max}-\delta_{t\min}=K_I^2(E\sigma_t)^{-1}.$$

Тут E – модуль Юнга.

Вважаючи $\sigma_t(\xi)\approx const$ і підставляючи (17) в (15) і (16), для визначення періоду докритичного росту втомної макротріщини $N=N_*$ отримаємо такі співвідношення:

$$\frac{dS}{dN}=\frac{\alpha_H L\int\limits_{L}\{[K_{I\max}^4(\xi)(1-R)^4-K_{thH}^4+BK_{\text{I}\max}^2(\xi)\}d\xi}{\sigma_t E\int\limits_{L}[K_{fC}^2-K_{\text{I}\max}^2(\xi)]d\xi} \quad (18)$$

за наступних початкової та кінцевої умов:

$$N=0,\ \ S(0)=S_0;N=N_{H*},\ \ S(N_{H*})=S_*;\ \max K_{I\max}(\xi)=K_{fC}, \quad (19)$$

де K_{fC} – критичне значення K_I за циклічного навантаження; K_{thH} – нижнє порогове значення K_I, за якого не проходить втомне руйнування; $B=2A_0ET\sigma_tC_{H0}$. Для того, щоб для $K_{\text{I}\max}=K_{thH}$ швидкість $dS/dN=0$, необхідно щоб $K_{thH}^2=B/[1-(1-R)^4]$.

Таким чином, за відомих характеристик матеріалу α_H, $\sigma_t,E,\ B,K_{fC},K_{thH}$ період докритичного росту втомної тріщин N_{H*} визначається на основі співвідношень (18) і (19).

ВИЗНАЧЕННЯ ЗАЛИШКОВОГО РЕСУРСУ ТРУБИ ГАЗОПРОВОДУ З ПОВЕРХНЕВОЮ ТРІЩИНОЮ

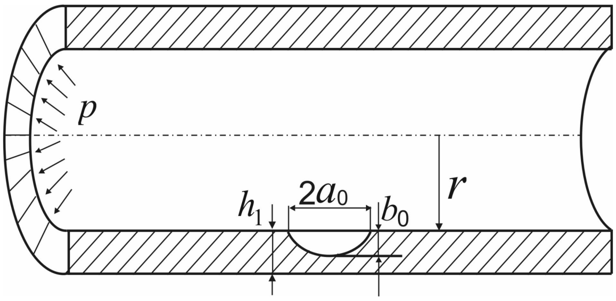

Рис. 2. Схема навантаження труби з півеліптичною тріщиною**.**

Fig. 2. Scheme of pipe loading with half of elliptic crack.

Розглянемо задачу про визначення залишкового ресурсу труби газопроводу зі сталі X60 внутрішнього радіуса r і товщини h_1, за дії внутрішнього довготривалого циклічного тиску p і наводнення її стінки до концентрації водню C_0 в результаті дисоціації на її поверхні природного газу. Вважаємо, що на внутрішній стінці труби вздовж твірної розміщена поверхнева півеліптична тріщина з півосями a_0 і b_0 площею S_0 (рис. 2). В умовах дії згаданих зовнішніх чинників тріщина може поширюватися з втратою герметичності труби. Задача полягає у визначенні кількості циклів зміни тиску газу $N = N_{H*}$, коли площа тріщини S внаслідок наводнення і циклічної зміни тиску підросте до критичного розміру $S = S_*$, тобто $b(t_*) = h_1$, і труба розгерметизується.

Перед розв'язком задачі були проведені експериментальні дослідження, і побудована кінетична діаграма поширення втомної тріщини в сталі X60 за дії водню, що відповідає наводненню стінки труби газопроводу природнім газом (див. рис. 3).

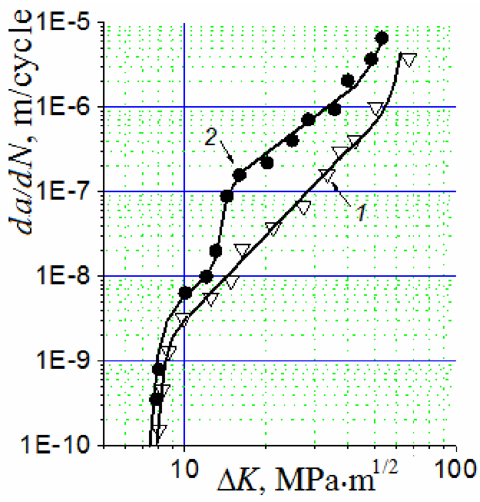

Рис. 3. Кінетична діаграма втомного руйнування сталі X60: *1* – на повітрі; *2* – у водні.

Fig. 3. Kinetic diagram of fatigue fracture of X60 steel: *1* – on air; *2* – in hydrogen.

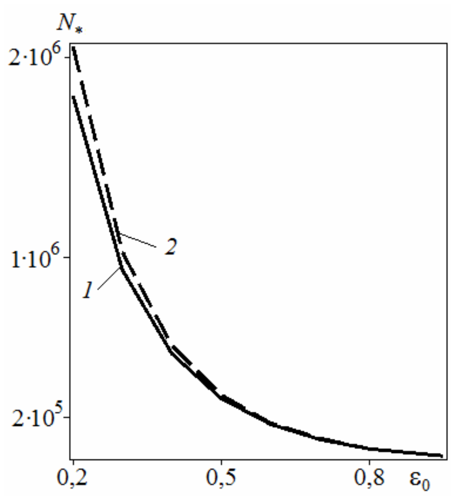

Рис. 4. Залежність $N_* \sim \varepsilon_0$ для труби зі сталі X60 : *1* – з врахуванням дії водню; *2* – без врахування дії водню.

Fig. 4. Dependence $N_* \sim \varepsilon_0$ for a pipe from X60 steel: *1* – taking into account the action of hydrogen, 2 – without the account of action of hydrogen.

.

Розв'язок такої задачі здійснюємо наближено за допомогою методу еквівалентних площ [8], замінюючи дану задачу модельною, в якій контур тріщини півколовий радіуса $\rho = \sqrt{ab}$ обмежує площу, рівну півеліптичній реальній тріщині, і вздовж якого вибираємо найбільше значення КІН [9], а саме:

$$K_I = 2p\sqrt{h_1\pi^{-1}}\, f(\varepsilon),\ \ f(\varepsilon) = r h_1^{-1}\varepsilon^{0,5}(1,01+0,067\varepsilon^3)(1,57-0,51e^{-0,21\varepsilon^2})\ \ (\varepsilon = \rho h_1^{-1}). \qquad (20)$$

Тоді розв'язок задачі зведеться до інтегрування наступного рівняння:

$$d\varepsilon / dN = \alpha_{1H}\{16 p^4 h_1^2 \pi^{-2} f^4(\xi)(1-R)^4 - K_{thH}^4 + 4p^2 h_1 \pi^{-1} f^2(\xi) B\}[K_{fC}^2 - 4p^2 h_1 \pi^{-1} f^2(\xi)]^{-1} \quad (21)$$

з початковими і кінцевими умовами

$$N = 0, \quad \varepsilon(0) = \varepsilon_0; \qquad N = N_{H*}, \quad \varepsilon(N_{H*}) = 1 \quad (\alpha_{1H} = \alpha_H (\sigma_t E)^{-1}). \qquad (22)$$

Інтегруючи рівняння (21) за початкових і кінцевих умов (22), для визначення періоду $N = N_*$ докритичного росту в стінці труби втомної тріщини отримаємо формулу

$$N_{H*} = \int_{\varepsilon_0}^{1} \frac{[K_{fC}^2 - 4p^2 h_1 \pi^{-1} f^2(\xi)]}{\alpha_{1H}\{16 p^4 h_1^2 \pi^{-2} f^4(\xi)(1-R)^4 - K_{thH}^4 + 4p^2 h_1 \pi^{-1} f^2(\xi) B\}} d\varepsilon . \qquad (23)$$

Розглянемо випадок, коли труба газопроводу виготовлена зі сталі X60, для якої із згаданих вище результатів експериментальних досліджень (див. рис. 3) знайдені наступні характеристики і параметри навантаження $\alpha_{1H} = 13 \cdot 10^{-10} (\mathrm{MPa})^{-2} (\mathrm{cycle})^{-1} \mathrm{m}^{-1}$, $r = 710$ mm, $h_1 = 18{,}7$ mm, $\alpha_{10} = 12 \cdot 10^{-10} (\mathrm{MPa})^{-2} (\mathrm{cycle})^{-1} \mathrm{m}^{-1}$, $p = 8\mathrm{MPa}$, $\sigma_t = 485\mathrm{MPa}$, $K_{th} = 7\,\mathrm{MPa}\cdot\sqrt{\mathrm{m}}$, $K_{thH} = 6{,}5\,\mathrm{MPa}\cdot\sqrt{\mathrm{m}}$, $K_{fC} = 71\mathrm{MPa}\cdot\sqrt{\mathrm{m}}$, $B = 79$ $(\mathrm{MPa})^2\mathrm{m}$. На основі цих даних, а також формули (23) на рис. 4 побудовані залежності $N_{H*} \sim \varepsilon_0$ для випадків врахування (крива *1*) і не врахування (крива *2*) дії на трубу водневмісного середовища. Як видно із рис. 4, дія водневмісного середовища понижує період $N = N_{H*}$ докритичного росту втомної тріщини (залишковий ресурс). Це свідчить про те, що неврахування в розрахунках наводнення стінки труби газопроводу може призвести до значних помилок під час визначення її залишкового ресурсу, що може викликати непередбачене її руйнування.

ВИСНОВКИ

Розроблено теоретичні основи методу для визначення залишкового ресурсу елементів конструкцій з тріщинами за дії довготривалих циклічних навантажень і водневмісних середовищ. Застосування методу продемонстровано на задачі про визначення залишкового ресурсу труби газопроводу за циклічної зміни тиску і наводнення її стінки в результаті дисоціації на її поверхні природного газу. При цьому показано, що неврахування наводнення труби газопроводу може призвести до значних помилок під час визначення її залишкового ресурсу, що може викликати непередбачене її руйнування.

ЛІТЕРАТУРА

1. Андрейків О.Є., Гембара О.В. Механіка руйнування та довговічність металевих матеріалів у водневмісних середовищах. – К.: Наук. Думка, 2008. – 344 с.
2. Андрейків О.Є. Довговічність металевих матеріалів у водневмісних середовищах. Прогресивні матеріали і технології. – К.: НАН України, 2003. –2. – С. 423–439.
3. Panasyuk V.V., Andreykiv O.Ye. and Gembara O.V. Hydrogen degradation of materials under long-term operation of technological equipment // Int. J. Hydrogen Energy. – 2000. – № 25. – P. 67–74.
4. Андрейків О.Є., Сас Н.Б. Математична модель для визначення періоду докритичного поширення тріщин високотемпературної повзучості в твердих тілах // Доповіді НАН України – 2006. – №5 – С. 47–52.
5. Андрейків О.Є., Сас Н.Б. Механіка руйнування металічних пластин при високотемпературній повзучості // Фізико-хімічна механіка матеріалів. – 2006. – № 2 – С. 62–68.
6. Andreykiv O., Yavorska N., Kukhar B. Estimation of period of subcritical growth of high temperature creep cracks in the construction thin-walled elements under hydrogen influence // Materials Science. − 2014. − Special Issue № 10. − P. 139–144.
7. Андрейків О.Є., Добровольська Л.Н., Яворська Н.В. Поширення в металевих матеріалах тріщин високотемпературної повзучості за дії водню // Фізико-хімічна механіка матеріалів. – 2014. – № 3. – С. 45–52.
8. Андрейків О.Є., Сас Н.Б. Докритичний ріст плоскої тріщини в тривимірному тілі за високотемпературної повзучості // Фізико-хімічна механіка матеріалів. – 2008. − № 2. – С. 19–26.
9. Murakami Yu. et al., editor. Stress Intensity Factors Handbook. – Pergamon Press, 1987. – 587 p.