

### ПЛОСКИЙ ДЕФОРМОВАННИЙ СТАН У КОМПАКТНОМУ ЗРАЗКУ З НЕРУХОМОЮ ТРІЩИНОЮ З УРАХУВАННЯМ ПРОЦЕСУ РОЗВАНТАЖЕННЯ

*З використанням різницевих методів досліджується плоский деформований стан товстого компактного зразка для визначення в'язкості руйнування (тріщиностійкості) в нестационарній пружно-пластичній постановці з урахуванням процесу розвантаження матеріалу, коли навантаження, прикладене до локальної області, змінюється з часом за лінійним законом. В ролі основного незалежного параметра для опису розвитку полів напружень, деформацій, параметра Одквіста та інших величин вибрано розрахункове значення коефіцієнта інтенсивності напружень біля тріщини у статичній задачі для пружно-деформованого компактного зразка. Виявлено особливості зміни напружень при досягненні цими коефіцієнтами інтенсивності напружень певних критичних значень.*

В механіці руйнування питання визначення в'язкості руйнування матеріалу є одним із пріоритетних. Для його вирішення застосовуються передусім експериментальні методи. Однак теоретичний розрахунок напружено-деформованого стану зразків та еволюції тріщини з використанням тих чи інших математичних моделей і врахуванням у тому числі й динамічних явищ робить вирішення цього питання більш осмисленим, цілеспрямованим і сприяє глибшому розумінню явища руйнування (див., наприклад, [17–20]). У працях [2–9] було запропоновано для аналізу процесів руйнування застосувати поряд із експериментальними також і розрахункові методи із використанням динамічної пружно-пластичної моделі матеріалу. В роботі [9] розв'язано задачу плоского деформованого стану. Просторовий напружено-деформований стан матеріалу визначено в роботі [3]. У публікації [6] розв'язано задачу плоского напруженого стану з тріщиною, що рухається, за умови відсутності максимальних напружень на вістрі тріщини. У працях [7] і [8] розв'язано плоскі задачі відповідно напруженого і деформованого стану з тріщиною, що рухається, за локальним критерієм крихкого руйнування. У публікаціях [2, 4] і [5] в'язкість руйнування визначається відповідно на основі розв'язку плоского напруженого стану, плоского деформованого стану і просторової задачі у припущенні, що тріщина є нерухомою. Запропоновані моделі дали можливість істотно підвищити рівень адекватності отриманих теоретичних підходів. У праці [13] визначається напружено-деформований стан жорсткопластичної криволінійної пластини змінної товщини з довільним отвором при динамічному навантаженні.

У цьому дослідженні, на відміну від [5, 6], враховуємо процес розвантаження матеріалу.

**Математичне формулювання задачі.** Розглядаємо деформування балкового зразка у формі прямокутника  $\Sigma = L \times B$  ( $-L/2 \leq x \leq L/2$ ,  $0 \leq y \leq B$ ) з пропилом-тріщиною початкової довжини  $\ell = \ell_0$  уздовж відрізка  $\{x = 0, 0 \leq y \leq \ell_0\}$ , що контактує з двома нерухомими опорами уздовж  $\{L_* \leq |x| \leq L_* + a, y = 0\}$ . Товщину  $w$  зразка вважаємо настільки великою, щоб можна було використовувати залежності плоского напруженого стану.

Зверху на тіло падає абсолютно жорсткий ударник, що контактує уздовж відрізка  $\{|x| \leq A, y = B\}$ . Його дію на тіло замінимо рівномірно розподіленим в області контакту нормальним напруженням  $-P$ , що змінюється з часом як лінійна функція  $P = p_{01} + p_{02}t$ . З огляду на симетрію процесу деформування відносно лінії  $x = 0$  далі розглядаємо лише праву частину поперечного перерізу тіла (рис. 1а).

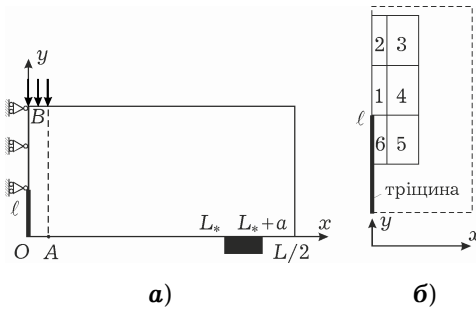


Рис. 1. а): геометрична схема задачі; б): сітка розбиття біля вістря тріщини.

Оскільки навантаження є ударним, вважатимемо, що матеріал є пружно-пластичним зі зміцненням. Розрахунок полів напружень, деформацій та їхніх приростів, зокрема й приростів інтенсивності пластичних деформацій  $d\varepsilon_i^p$ , а також параметра Одквіста  $\alpha = \int d\varepsilon_i^p$  будемо здійснювати на основі числового розв'язування відповідної динамічної пружно-пластичної задачі.

При розрахунку динамічних полів напружень і деформацій не враховуємо взаємодії хвильових полів, відбиття від межі тіла і можливої при цьому контактної взаємодії між берегами розрізу.

Розглядаємо рівняння плоскої динамічної теорії, для якої компоненти вектора зміщень  $\mathbf{u} = (u_x, u_y, u_z)$  пов'язані з компонентами тензора деформацій співвідношеннями Коші

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\partial u_x}{\partial x}, \quad \varepsilon_{yy} = \frac{\partial u_y}{\partial y},$$

$$\varepsilon_{zz} = \frac{\partial u_z}{\partial z}, \quad \varepsilon_{xy} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right),$$

а рівняння руху середовища мають вигляд

$$\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} = \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2},$$

$$\frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} = \rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2},$$

де  $\rho$  – густина матеріалу.

Крайові умови задачі, в яких враховуємо зміну довжини тріщини, однак виходимо із припущення про незмінність області прикладання реакції, розташування опор, а також визначення опорних реакцій за допомогою методів статички, запишемо так:

$$\begin{aligned} x = 0, \quad 0 < y < \ell : & \quad \sigma_{xx} = 0, \quad \sigma_{xy} = 0, \\ x = 0, \quad \ell < y < B : & \quad u_x = 0, \quad \sigma_{xy} = 0, \\ x = \frac{L}{2}, \quad 0 < y < B : & \quad \sigma_{xx} = 0, \quad \sigma_{xy} = 0, \\ y = 0, \quad 0 < x < L_* : & \quad \sigma_{yy} = 0, \quad \sigma_{xy} = 0, \\ y = 0, \quad L_* < x < L_* + a : & \quad u_y = 0, \quad \sigma_{xy} = 0, \\ y = 0, \quad L_* + a < x < \frac{L}{2} : & \quad \sigma_{yy} = 0, \quad \sigma_{xy} = 0, \\ y = B, \quad 0 < x < A : & \quad \sigma_{yy} = -P, \quad \sigma_{xy} = 0, \\ y = B, \quad A < x < \frac{L}{2} : & \quad \sigma_{yy} = 0, \quad \sigma_{xy} = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Початкові умови мають вигляд

$$\begin{aligned} u_x|_{t=0} = 0, \quad u_y|_{t=0} = 0, \quad u_z|_{t=0} = 0, \\ \dot{u}_x|_{t=0} = 0, \quad \dot{u}_y|_{t=0} = 0, \quad \dot{u}_z|_{t=0} = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

де крапкою над символом позначено похідну за часом.

В основу визначальних співвідношень механічної моделі покладемо теорію неізотермічної пластичної текучості середовища зі зміцненням за умови текучості Губера – Мізеса [15]. Ефектами повзучості та температурним розширенням нехтуємо. Тоді, вважаючи компоненти тензора деформацій у вигляді суми його пружних і пластичних складових [1], отримаємо

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^p, \quad \varepsilon_{ij}^e = \frac{1}{2G} s_{ij} + K\sigma + \varphi, \quad d\varepsilon_{ij}^p = s_{ij} d\lambda. \quad (3)$$

Тут  $s_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij}\sigma$  – компоненти девіатора тензора напружень;  $\delta_{ij}$  – символ Кронекера;  $\sigma = (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})/3$  – середнє напруження;  $G$  – модуль зсуву;  $K_1 = (1 - 2\nu)/(3E)$ ;  $E$  – модуль пружності;  $\nu$  – коефіцієнт Пуассона;  $K = 3K_1$  – модуль об'ємного стиску, що зв'язує у співвідношенні  $\varepsilon = K\sigma + \varphi$  об'ємне розширення  $3\varepsilon$  (температурне розширення  $\varphi \equiv 0$ );  $d\lambda$  – деяка скалярна функція, яка визначається умовою пластичності (формою поверхні навантаження) і, з огляду на згаданий вище його вибір, квадратично залежить від компонент девіатора напружень  $s_{ij}$  [15]. Матеріал зміцнюється з коефіцієнтом зміцнення  $\eta_*$  [12]:

$$\sigma_S(T) = \sigma_{02}(T_0) \left(1 + \frac{\alpha(T)}{\varepsilon_0}\right)^{\eta_*}, \quad \varepsilon_0 = \frac{\sigma_{02}(T_0)}{E}, \quad T_0 = 20^\circ \text{C}, \quad (4)$$

де  $\sigma_S(T)$  – межа текучості після зміцнення матеріалу за температури  $T$ .

Перепишемо (3) у розгорнутій формі:

$$\begin{aligned} d\varepsilon_{xx} &= d\left(\frac{\sigma_{xx} - \sigma}{2G} + K\sigma\right) + (\sigma_{xx} - \sigma)d\lambda, \\ d\varepsilon_{yy} &= d\left(\frac{\sigma_{yy} - \sigma}{2G} + K\sigma\right) + (\sigma_{yy} - \sigma)d\lambda, \\ d\varepsilon_{zz} &= d\left(\frac{\sigma_{zz} - \sigma}{2G} + K\sigma\right) + (\sigma_{zz} - \sigma)d\lambda, \\ d\varepsilon_{xy} &= d\left(\frac{\sigma_{xy}}{2G}\right) + \sigma_{xy}d\lambda. \end{aligned} \quad (5)$$

Тут

$$\begin{aligned} d\lambda &= \begin{cases} 0, & f \equiv \sigma_i^2 - \sigma_S^2(T) < 0, \\ \frac{3d\varepsilon_i^p}{2\sigma_i}, & f = 0, \quad df = 0, \end{cases} \quad (f > 0 - \text{неприпустиме}), \\ \sigma_i &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(\sigma_{xx} - \sigma_{yy})^2 + (\sigma_{xx} - \sigma_{zz})^2 + (\sigma_{yy} - \sigma_{zz})^2 + 6(\sigma_{xy})^2}, \\ d\varepsilon_i^p &= \frac{\sqrt{2}}{3} \sqrt{(d\varepsilon_{xx}^p - d\varepsilon_{yy}^p)^2 + (d\varepsilon_{xx}^p - d\varepsilon_{zz}^p)^2 + (d\varepsilon_{yy}^p - d\varepsilon_{zz}^p)^2 + 6(d\varepsilon_{xy}^p)^2}, \\ d\varepsilon_{zz}^p &= -d\varepsilon_{xx}^p - d\varepsilon_{yy}^p. \end{aligned} \quad (6)$$

На відміну від традиційної плоскої деформації, коли  $\Delta\varepsilon_{zz}(x, y) = \text{const}$ , для уточненого опису деформування зразка з урахуванням можливого приросту поздовжнього видовження  $\Delta\varepsilon_{zz}$  подамо його у вигляді [10, 16]

$$\Delta\varepsilon_{zz}(x, y) = \Delta\varepsilon_{zz}^0 + \Delta\chi_x x + \Delta\chi_y y, \quad (7)$$

де невідомі  $\Delta\chi_x$  і  $\Delta\chi_y$  характеризують згин призматичного тіла (яке моделює в механіці деформівного твердого тіла стан плоскої деформації) в площинах  $Ozx$  і  $Ozy$  відповідно, а  $\Delta\varepsilon_{zz}^0$  – прирости за згаданого згину деформації уздовж волокон  $x = y = 0$ .

**Схема розв'язування задачі.** Нехай нестационарна взаємодія відбувається в інтервалі часу  $t \in [0, t_*]$ . Як і в [4, 8, 9], у випадку плоскої деформації для числового інтегрування за часом використовуємо квадратурну формулу Грегори [16, 17] порядку  $m_1 = 3$  з коефіцієнтами  $D_n$ . Проводячи аналогічні викладки, для напружень і приростів деформацій отримаємо такі ж самі, як у [4, 8, 9], вирази.

Для урахування фізичної нелінійності застосовуємо метод послідовних наближень, який дає можливість нелінійну задачу звести до послідовності лінійних задач [2–9]:

$$\psi^{(n+1)} = \begin{cases} \psi^{(n)} p + \frac{1-p}{2G}, & \sigma_{i,S} < -Q, \\ \psi^{(n)}, & -Q < \sigma_{i,S} < Q, \\ \psi^{(n)} \frac{\sigma_i^{(n)}}{\sigma_S(T)}, & \sigma_{i,S} > Q, \end{cases} \quad (8)$$

де

$$\psi = \frac{1}{2G} + \Delta\lambda, \quad \sigma_{i,S} = \sigma_i^{(n)} - \sigma_S(T),$$

$Q$  – найбільше відхилення інтенсивності напружень від зміцненої межі текучості; емпірична стала  $0 \leq p \leq 1$  визначається для різних типів матеріалів (для м'яких сталей вона дорівнює 0.25; для твердих –  $p = 0.75$ ; для дуже твердих інструментальних сталей  $p \in [0.87, 0.90]$ ).

Інтенсивність напружень і деформацій, що використовуються вище, визначали для кожної елементарної комірки із числового розв'язку.

Незалежним параметром, який характеризує процес навантаження, є час  $t_k = k\Delta t$ , а, отже, і відповідна цьому моменту часу сила  $F = 2AP$  контактної взаємодії ударника зі зразком. Оскільки в механіці руйнування в'язкість руйнування (тріщиностійкість) переважно визначають з квазістатичних експериментів і зіставляють її із граничним значенням коефіцієнта інтенсивності напружень (КІН)  $K_I$ , отриманим із пружного розв'язку, то для опису зміни окремих характеристик у багатьох залежностях за незалежний параметр (змінну) виберемо наближене значення КІН  $K_I^e$  (нижче називатимемо його пружним КІН) для пружної задачі триточкового згину балки з тріщиною [14]:

$$K_I^e = 12F \frac{\sqrt{\ell}}{BH} \left( 1.93 - 3.07 \frac{\ell}{B} + 14.53 \left( \frac{\ell}{B} \right)^2 - 25.11 \left( \frac{\ell}{B} \right)^3 + 25.8 \left( \frac{\ell}{B} \right)^4 \right). \quad (9)$$

Процес розвантаження матеріалу відбувався за таким алгоритмом. Якщо в будь-якій комірці абсолютне значення напруження ставало меншим від максимального значення, тоді пластичні деформації перестають збіль-

шуватися і зміцнення матеріалу припиняється. Коли абсолютне значення напруження перевищує максимальне значення, пластичні деформації починають збільшуватися і зміцнення матеріалу продовжується,

**Числова реалізація.** Для розрахунків математичної моделі компактного зразка із сталі 15Х2НМФА застосовано метод скінченних різниць зі змінним кроком розбиття уздовж осей  $Ox$  ( $N$  елементів) і  $Oy$  ( $M$  елементів). Крок між точками розбиття був найменшим в околі вершини тріщини і на межах зразка. Характерний розмір комірок в радіусі  $1 \div 2$  мм від вершини тріщини дорівнює середньому розміру зерна випробуваного металу (0.05 мм). Використання методу скінченних різниць до хвильових рівнянь обґрунтовується в [11], причому забезпечується точність розрахунків з похибкою не більше ніж  $O((\Delta x)^2 + (\Delta y)^2 + (\Delta t)^2)$ .

Результати розрахунків середніх напружень у комірках поблизу вістря тріщини за відносно невеликих навантажень, коли у дискретизованій задачі пластичні деформації відсутні і розв'язок задачі є суто лінійно-пружним, зіставлялися із розрахованими для центру комірки на основі класичних одночленних асимптотичних залежностей п. 1.2 [14] з використанням виразу (9) для КІН пружного розв'язку. Для комірок 1, 6 (див. рис. 1б) при  $x = 0.01$  мм,  $y = 3 \pm 0.04$  мм різниця не перевищувала 0.3 %.

На рис. 2, рис. 3 відображено результати обчислення деяких важливих для механіки руйнування величин за таких значень параметрів:

$$\begin{aligned} \text{коефіцієнт зміцнення матеріалу } \eta_* &= 0.05, & L &= 60 \text{ мм}, \\ B &= 10 \text{ мм}, & \ell_0 &= 3 \text{ мм}, & \Delta t &= 5 \cdot 10^{-4} \text{ с}, & A &= 2.5 \text{ мм}, \\ p_{01} &= 8 \text{ МПа}, & p_{02} &= 10 \text{ МПа}, & M &= 60, & N &= 77. \end{aligned}$$

Найменший крок розбиття дорівнював 0.02 мм, а найбільший – 2.6 мм ( $\Delta x_{\min} = 0.02$  мм,  $\Delta y_{\min} = 0.04$  мм (лише перший шар),  $\Delta x_{\max} = 2.6$  мм,  $\Delta y_{\max} = 0.6$  мм),  $T = 50^\circ$ .

Суцільні лінії на рис. 2 і рис. 3 відповідають розглянутій задачі, а штрихові – результатам задачі плоского деформованого стану з нерухомою тріщиною без врахування процесу розвантаження матеріалу. Графіки розрахованих залежностей від КІН  $K_I^e$  середніх напружень  $\sigma_{xx}$ ,  $\sigma_{yy}$ ,  $\sigma_{zz}$ , напруження текучості  $\sigma_S$  та інтенсивності напружень  $\sigma_i$  відповідних задач на продовженні осі включення біля його вістря (комірка 1 на схемі рис. 1б) двовимірної моделі компактного зразка (рис. 2) свідчать, що з розвитком процесу деформування зразка у випадку перевищення пружним КІН  $K_I^e$  рівня  $K_I^e = 63.2 \text{ МПа} \sqrt{\text{м}}$  значно відрізняються тільки напруження  $\sigma_{xx}$ .

Обчислення виявили, що після досягнення пружним КІН значення  $K_I^e = 124.3 \text{ МПа} \sqrt{\text{м}}$  напруження  $\sigma_{xx}$ ,  $\sigma_{yy}$  починають зменшуватися (див. рис. 2), причому їх коливання збільшуються.

Обчислення залежності параметра Одквіста  $\alpha$ , який характеризує накопичену у комірці 1 (безпосередньо перед вістря тріщини, див. рис. 1б) пластичну деформацію від  $K_I^e$  відображає рис. 3. Поки деформування є пружним,  $\alpha = 0$ . Як бачимо, рівень пластичних деформацій при врахуванні процесу розвантаження менший, ніж без урахування. Це пояснюється тим, що при розвантаженні накопичення пластичних деформацій відбувається тільки тоді, коли напруження монотонно збільшуються і перевищують максимальні значення.

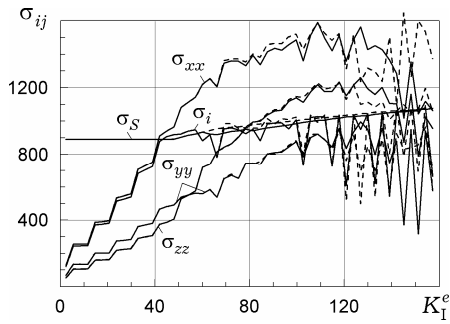


Рис. 2. Залежність напружень на продовженні осі тріщини від  $K_I^e$  у комірці 1.

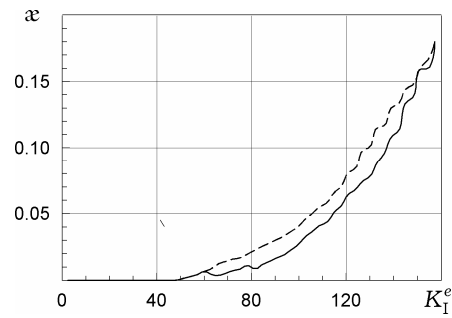


Рис. 3. Залежність параметра Одкавіста  $\alpha$  від КІН  $K_I^e$  у комірці 1.

Розв'язування задачі плоского деформованого стану для компактного зразка для визначення в'язкості руйнування на триточковий згин у динамічному пружно-пластичному формулюванні з урахуванням процесу розвантаження матеріалу дає можливість набагато точніше визначити поля пластичних деформацій і напружень, аніж при розв'язуванні квазістатичної пружно-пластичної задачі плоского деформованого стану, а також дає можливість адекватно моделювати процес концентрації напружень і пластичних деформацій.

1. Аркулис Г. Э., Дорогобид В. Г. Теория пластичности. – Москва: Металлургия, 1987. – 352 с.
2. Богданов В. Р. Визначення в'язкості руйнування матеріалу на основі чисельного моделювання плоского напруженого стану // Вісн. Київ. нац. ун-ту. Сер. Фіз.-мат. науки. – 2008. – Вип. 3. – С. 51–56.
3. Богданов В. Р. Тривимірна динамічна задача концентрації пластичних деформацій і напружень біля вершини тріщини // Вісн. Київ. нац. ун-ту. Сер. Фіз.-мат. науки. – 2009. – Вип. 2. – С. 51–56.
4. Богданов В. Р., Сулим Г. Т. Визначення тріщиностійкості на основі числового моделювання плоского деформованого стану // Фіз.-хім. механіка матеріалів. – 2010. – 46, № 6. – С. 16–24.  
Te same: Bohdanov V. R., Sulym H. T. Evaluation of crack resistance based on the numerical modelling of the plane strained state // Mater. Sci. – 2011. – 46, No. 6. – P. 723–734.
5. Богданов В. Р., Сулим Г. Т. Визначення в'язкості руйнування матеріалу на основі чисельного моделювання тривимірної динамічної задачі // Надежность и долговечность машин и сооружений. – 2010. – № 33. – С. 153–166.
6. Богданов В. Р., Сулим Г. Т. Динамічний розвиток тріщини у компактному зразку за пружно-пластичною моделлю плоского напруженого стану // Вісн. Київ. нац. ун-ту. Сер. Фіз.-мат. науки. – 2011. – № 1. – С. 31–34.
7. Богданов В. Р., Сулим Г. Т. Моделювання руху тріщини на основі числового розв'язування задачі плоского напруженого стану // Вісн. Львів. нац. ун-ту. Сер. мех.-мат. – 2010. – Вип. 73. – С. 192–204.
8. Богданов В. Р., Сулим Г. Т. Моделирование подрастания трещины на основе численного решения задачи плоского деформированного состояния // Проблемы обчислювальної механіки і міцності конструкцій. – 2011. – № 15. – С. 33–44.
9. Богданов В. Р., Сулим Г. Т. О решении задачи плоского деформированного состояния материала с учетом упругопластических деформаций при динамическом нагружении // Теорет. та прикл. механіка. – 2010. – № 47. – С. 126–133.
10. Боли Б., Уэйнер Дж. Теория температурных напряжений. – Москва: Мир, 1964. – 517 с.  
Te same: Boley B. A., Weiner J. H. Theory of thermal stresses. – New York–London: J. Wiley & Sons, Inc., 1960. – 586 p.
11. Зюкина Е. Л. Консервативные разностные схемы на неравномерных сетках для двумерного волнового уравнения // Тр. Мат. центра им. Н. И. Лобачевского. – 2004. – 26. – С. 151–160.
12. Махненко В. И. Расчетные методы исследования кинетики сварочных напряжений и деформаций. – Киев: Наук. думка, 1976. – 320 с.

13. *Немировский Ю. В., Романова Т. П.* Динамика жесткопластической криволинейной пластины переменной толщины с произвольным отверстием // Прикл. механика. – 2010. – **46**, № 3. – С. 70–82.  
 The same: *Nemirovskii Yu. V., Romanova T. P.* Dynamics of a rigid-plastic curvilinear plate of varying thickness with an arbitrary hole // Int. Appl. Mech. – 2010. – **46**, No. 3. – P. 304–314.
14. *Саврук М. П.* Коэффициенты интенсивности напряжений в телах с трещинами. – Киев: Наук. думка, 1988. – 620 с. – Механика разрушения и прочность материалов: Справ. пособие в 4 т. / Под общ. ред. В. В. Панасюка. – Т. 2.
15. *Теория пластичности: Сб. статей.* – Москва: Изд-во иностр. лит., 1948. – 460 с.
16. *Хемминг Р. В.* Численные методы. – Москва: Наука, 1972. – 399 с.  
 The same: *Hamming R. W.* Numerical methods for scientists and engineers. – 2d ed. – New York: McGraw-Hill, 1973. – ix+721 p.
17. *Rabczuk T., Bordas S., Zi G.* On three-dimensional modelling of crack growth using partition of unity methods // Comput. Struct. – 2010. – **88**. – P. 1391–1411.
18. *Rokach I.* Numeryczno-analityczne modelowanie prób udarowych: Monografie, Studia, Rozprawy. – Т. 50. – Kielce: Wyd-wo Politechniki Świętokrzyskiej. – 2005. – 175 s.
19. *Rokach I. V., Labędzki P.* Determination of the dynamic stress intensity factor for the four-point bend impact test // Int. J. Fract. – 2009. – **160**, No. 1. – P. 93–100.
20. *Weisbrod G., Rittel D.* A method for dynamic fracture toughness determination using short beams // Int. J. Fract. – 2000. – **104**, No. 1. – P. 89–103.

#### **ПЛОСКОЕ ДЕФОРМИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ В КОМПАКТНОМ ОБРАЗЦЕ С НЕПОДВИЖНОЙ ТРЕЩИНОЙ С УЧЕТОМ ПРОЦЕССА РАЗГРУЗКИ**

*С использованием разностных методов исследуется плоское деформированное состояние толстого компактного образца для определения вязкости разрушения (трещиностойкости) в нестационарной упруго-пластической постановке с учетом процесса разгрузки материала при нагрузке, которая приложена к локальной области и изменяется во времени по линейному закону. В качестве основного независимого параметра для описания развития полей напряжений, деформаций, параметра Одквиста и других величин выбрано расчетное значение коэффициента интенсивности напряжений возле трещины в статической задаче для упруго деформированного компактного образца. Выявлены особенности изменения напряжений при достижении этими коэффициентами интенсивности напряжений критических значений.*

#### **PLANE STRAIN STATE IN COMPACT SPECIMEN WITH STABLE CRACK WITH TAKING INTO ACCOUNT PROCESS OF UNLOADING**

*The plane strain state of a thick compact specimen is investigated with the use of difference methods to determine fracture toughness in non-stationary elastoplastic statement with taking into account the process of unloading of the material when load is applied to the local area and changes with time linearly. The computational value of stress intensity factor near the crack in static problem for elastic strained compact specimen is chosen as the main independent parameter for description of the development of stress and strain fields, Odquist parameter and other values. Some peculiarities of the stresses changes when these stress intensity factors achieve the critical values are found out.*

<sup>1</sup> Нац. транспорт. ун-т, Київ,

<sup>2</sup> Львів. нац. ун-т імені Івана Франка, Львів