

УДК 539.4:536.543:539.375

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ПЕРІОДУ ДОКРИТИЧНОГО РОСТУ ПОВЗУЧО- ВТОМНИХ ТРІЩИН У ПЛАСТИНАХ

О. Андрейків

Член-кор. НАН України,
проф., д-р. техн. наук

Р. Лесів

Магістр

Львівський національний
університет імені Івана Франка,
м. Львів

*І а ініта³ іадотіаї қаеііо оади іаеіаї³ее, а оаеіае інііаіео ііеіааіу і аоаі³ее
доел оааі іу поіди оеііааіа і аоаі аде-іа і іааеу аеу аеіа-аі іу і адоіао аіедео-ііаі
діноо і іақо-і-аоі і іі; од³іеіе а іеаіоеліао қа аеніеі; оаі і адоооде. Еііаеол³ноу
ааіаео і іеіааіу і іаае³ і аоаадаааіа а³аі і еі е а е³оадаоод³ аені адеі аі оаеііеі е
ааіеі е. Қаіоіноааі іу і іаае³ і діааі і інодіааі і іа і деееаа³ аіаеіаа қааа-³ Адо³опа
аеу аеіааео і іақо-і-аоі і іі; од³іеіе. І діааааі³ аіне³аааі іу і іеақаее, іі
іаадооааі іу і іақо-іно³ і де аіааіодеааео оеееао іаааі оаааі іу³ аеніе³е оаі і адооод³
і іаа і деқааіоде аі і адоіо³іее қаеіееліаі; аіааіа³-ііно³ о³еа қ од³іеіір³ аі
і аіадоааа-оааі іаі доел оааі іу.*

втома, високотемпературна повзучість, залишковий ресурс, тріщина, рівняння енергетичного балансу

Для розрахунку залишкового ресурсу елементів конструкцій, які працюють в умовах високотемпературної малоциклової втоми, потрібно врахувати повзуче поширення тріщини в межах одного циклу навантаження. Це пов'язано з тим, що більшість матеріалів піддані дії змінного в часі навантаження з великими циклами. В науковій літературі є ще дуже мало праць, присвячених питанню повзучо-втомного поширення тріщин, незважаючи на те, що багато конструкцій працюють під дією саме такого типу навантаження, зокрема, в енергетичній сфері. Досі в цьому розділі механіки руйнування відомі праці, які ґрунтуються лише на емпіричних дослідженнях [1 — 4].

У цій статті зроблена спроба побудови математичної моделі для опису такого процесу, використовуючи енергетичний підхід, зокрема, рівняння балансу швидкостей зміни складових енергій для такого типу руйнування.

Побудова циклічної математичної моделі. Розглянемо пластину з тріщиною довжини $2l_0$ (рис. 1), що

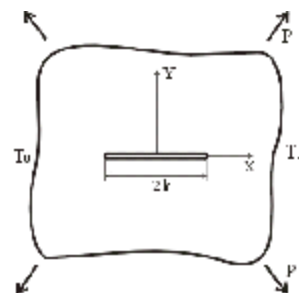


Рис. 1. Схема навантаження тіла з тріщиною

піддана дії високої температури T_0 і змінному в часі циклічному навантаженню p з періодом циклу T (рис. 2).

При цьому вважається, що тіло нагріте рівномірно до такої високої температури T_0 , що забезпечує повзучість матеріалу в пластичних зонах, тріщина макроскопічна, а зовнішні розтягуювальні навантаження з параметром p

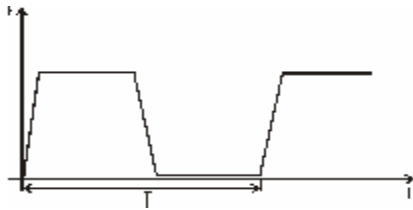


Рис. 2. Зміна в часі параметра p зовнішнього навантаження

прикладені так, що напружено-деформований стан буде симетричним відносно лінії тріщини.

Задача полягає у визначенні часу $t = t_*$ (кількості циклів навантаження $N = N_*$), коли тріщина підросте до критичного розміру $l = l_*$ і пластина зруйнується.

Згідно з [5] для процесу поширення повзучо-втомної тріщини виконуватиметься таке рівняння енергетичного балансу:

$$Q + A = W + \Gamma + K. \quad (1)$$

Тут A — робота зовнішніх сил, яка в цьому випадку є сталою; W — енергія деформування тіла, яку подамо у вигляді

$$W = W_e + W_p^{(0)}(l) + W_p^{(1)}(t) - W_p^{(2)}(t) - W_p^{(3)}(t) - W_p^{(4)}(t), \quad (2)$$

де W_e — пружна складова W ; $W_p^{(0)}(l)$ — частина роботи пластичних деформацій у зоні передруйнування при її статичному розтягу, яка залежить тільки від довжини тріщини l ; $W_p^{(1)}(t)$ — частина роботи пластичних деформацій від зовнішніх зусиль при зростанні навантаження в циклі і розтягу зони передруйнування, що залежить від часу t (рис. 3); $W_p^{(2)}(t)$ — частина роботи пластичних деформацій за сталої довжини тріщини під час розтягу і повзучості зони передруйнування біля вершини тріщини, що залежить тільки від часу t ; $W_p^{(3)}(t)$ — частина роботи пластичних деформацій під час розвантаження тіла і повзучості при стиску зони передруйнування, яка також виділяється за сталої довжини тріщини і залежить тільки від t ; $W_p^{(4)}(t)$ — частина роботи пластичних деформацій під час розвантаження тіла і статичного стиску зони передруйнування; Γ — енергія руйнування тіла, яка залежить тільки від довжини тріщини l ; $Q = const$ — величина теплової енергії, яка створена зовнішніми чинниками; K — кінетична енергія, яка в цьому випадку буде малою величиною і нею нехтуватимемо.

З рівняння енергетичного балансу (1) отримаємо рівняння балансу швидкостей зміни енергії, тобто:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma}{\partial t}. \quad (3)$$

Підставляючи (2) у (3) і вважаючи, що $W_p^{(2)}(t) = W_p^{(3)}(t)$, отримаємо

$$\frac{\partial}{\partial l} \left[\Gamma - (A - W_e - W_p^{(0)} - W_p^{(1)}) \right] \frac{dl}{dt} - \frac{\partial (W_p^{(4)} + 2W_p^{(3)})}{\partial t} = 0. \quad (4)$$

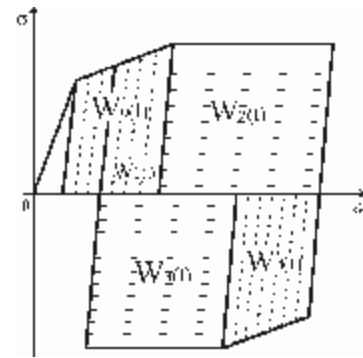


Рис. 3. Схема деформування зони передруйнування протягом одного циклу навантаження і розподіл відповідних енергетичних складових

Звідси знайдемо величину $V = \partial l / \partial t$ швидкості зміни довжини тріщини при її поширенні

$$\frac{dl}{dt} = \frac{\partial (W_p^{(4)} + 2W_p^{(3)})}{\partial t} / \frac{\partial}{\partial l} \left[\Gamma - (A - W_e - W_p^{(0)} - W_p^{(1)}) \right]. \quad (5)$$

На основі результатів праці [6] вираз у квадратних дужках подамо так:

$$\frac{\partial}{\partial l} \left[\Gamma - (A - W_e - W_p^{(0)} - W_p^{(1)}) \right] = \gamma_{fc} - \gamma_t. \quad (6)$$

Тут γ_t — питома робота пластичних деформацій при просуванні тріщини, а γ_{fc} — її критичне значення.

Підставляючи (6) у (5), отримаємо

$$\frac{dl}{dt} = \frac{\partial (W_p^{(4)} + 2W_p^{(3)})}{\partial t} / [\gamma_{fc} - \gamma_t] = \frac{dl^{(f)}}{dt} + \frac{dl^{(c)}}{dt}. \quad (7)$$

Помноживши рівняння (7) на період навантаження T і вважаючи, що $dt = T \cdot dN$, отримаємо рівняння для знаходження швидкості поширення тріщини за один цикл навантаження

$$\frac{dl}{dN} = \frac{dl^{(f)}}{dN} + \frac{dl^{(c)}}{dN}. \quad (8)$$

Тут втомна і повзуча складові визначатимуться так:

$$\frac{dl^{(f)}}{dN} = \frac{\partial W_p^{(4)}}{\partial N} / [\gamma_{fc} - \gamma_t], \quad (9)$$

$$\frac{dl^{(c)}}{dN} = 2 \frac{\partial W_p^{(3)}}{\partial N} / [\gamma_{fc} - \gamma_t] \quad (10)$$

Для повноти математичної моделі до рівняння (8) додаємо початкову і кінцеву умови:

$$N = 0, \quad l(0) = l_0; \quad N = N_*, \quad l(N_*) = l_*, \quad (11)$$

де критична довжина тріщини l_* визначається з енергетичного критерію

$$\gamma_t(l_*) = \gamma_{fC}. \quad (12)$$

Отже, кінетичні рівняння (8) та умови (11), (12) складають математичну модель для визначення періоду $N = N_*$ докритичного росту повзучо-втомних тріщин у пластинах.

Вважатимемо, що впродовж кожного довготривалого циклу навантаження в зоні передруйнування проходить високотемпературна повзучість матеріалу, основну частку часу якої займає складова — усталена повзучість. На основі цього максимальне розкриття зони передруйнування за цикл $\delta_{tmax}(x, t)$ можна визначити наближено так:

$$\delta_{tmax}(x, t) = \delta_{max}(x, 0) + \delta_{tmax}^{\&}(x, 0)t. \quad (13)$$

Тут $\delta_{max}(x)$ — максимальне розкриття зони передруйнування в циклі від статичного навантаження; $\delta_{tmax}^{\&}(x, 0)$ — швидкість розкриття зони передруйнування під час повзучості в циклі.

На основі результатів [5 — 7] складові рівняння (7) можна записати так:

$$\gamma_t = \sigma_{of} \delta_{max}(0, t), \quad \gamma_f = \sigma_{of} \delta_{fC}; \quad (14)$$

$$W_p^{(3)}(t) = \int_0^{l_p} \sigma_{of} [\delta_{max}(x, 0) + \delta_{tmax}^{\&}(x, 0)t] dx - \int_0^{l_p} \sigma_{of} \delta_{max}(x, 0) dx, \quad (15)$$

де l_p — довжина вихідної пластичної зони біля вершини тріщини; l_{pt} — довжина пластичної зони біля вершини тріщини за час повзучості t інкубаційного періоду перед стрибком тріщини; $\sigma_{of} = \sigma_{0,2} + 0,5 A \varepsilon_t^n$; $\sigma_{0,2}$ — межа текучості матеріалу; A, n — параметри істинної діаграми розтягу матеріалу. ε_t — деформація розтягу в зоні передруйнування.

Подамо, як і в працях [4, 8], величину $\delta_{max}(x)$ у зоні передруйнування наближено так:

$$\delta_{max}(x, 0) \approx \delta_{max}(0, 0) \left(1 - \frac{x}{l_p}\right)^2, \quad (16)$$

а довжину пластичної зони l_p у такому вигляді [7]:

$$l_p = \delta_{max}(0, 0) E \sigma_{of}^{-1}. \quad (17)$$

Тут E — модуль пружності.

Підставляючи (16) у (15) і проводячи потрібні обчислення, знайдемо

$$W_p^{(3)} = \frac{E}{3} \left\{ [\delta_{max}(0, 0) + \delta_{tmax}^{\&}(0, 0)t]^2 - \delta_{max}^2(0, 0) \right\}. \quad (18)$$

Тоді формула (10) для визначення повзучої складової швидкості поширення тріщини на основі співвідношення (18) і [7] набуде такого вигляду:

$$\frac{dl^{(c)}}{dN} = 1,33TE \delta_{tmax}^{\&}(0, 0) [\sigma_{of} - \delta_{fC}^{-1} \sigma_{of} \delta_{max}(0, 0)]^{-1}. \quad (19)$$

Подамо на основі [7] швидкість розкриття і розкриття тріщини такими залежностями:

$$\delta_{tmax}^{\&} = A_1 [\delta_{max}(0, 0) \delta_{fC}^{-1}]^m; \quad \delta_{max}(0, 0) = K_{I_{max}}^2 \sigma_{of}^{-1} E^{-1},$$

де $K_{I_{max}}$ — максимальне значення коефіцієнта інтенсивності за цикл; A_1, m — параметри повзучості матеріалу; δ_{fC} — критичне значення $\delta_{max}(0, 0)$ при циклічному навантаженні.

Підставляючи їх у (19), отримаємо

$$\frac{dl^{(c)}}{dN} = 1,33TE A_1 [\delta_{max}(0, 0) \delta_{fC}^{-1}]^m \times [\sigma_{of} - \delta_{fC}^{-1} \sigma_{of} \delta_{max}(0, 0)]^{-1}. \quad (20)$$

Розглянемо доданок $dl^{(f)}/dN$, що задається формулою (9). Згідно з [9] величину $\partial W_p^{(4)}/\partial N$ визначатимемо так:

$$\frac{\partial W_p^{(4)}}{\partial N} = \frac{\varepsilon_{fc} \alpha}{\delta_{fc}} \int_0^{l_p} \sigma_{of} [\delta_{tmax}(x, t) - \delta_{tmin}(x, t)] dx, \quad (21)$$

де $\delta_{tmin}(x, t)$ — мінімальне розкриття зони передруйнування за цикл; ε_{fc} — критичне значення деформації ε матеріалу при циклічному навантаженні; α — коефіцієнт, що пов'язує значення статичного й циклічного розкриття тріщини.

Ми розглядаємо випадок, коли в кожному циклі тверде тіло піддається статичному навантаженню з витримкою T , тому розкриття тріщини буде більше, ніж у випадку чистого циклічного навантаження. Вважаючи, що основну частку циклу займає другий етап (усталена повзучість), запишемо різницю розкриття тріщини $[\delta_{tmax}(x, t) - \delta_{tmin}(x, t)]$, використовуючи при цьому результати праць [6, 9], у такому вигляді:

$$\delta_{tmax}(x, t) - \delta_{tmin}(x, t) = 0,5 \left(\delta_{tmax}^{(f)}(x, t) + \delta_{tmax}^{\&}(x, t) \right) (1 - R^2)^2, \quad (22)$$

де R — коефіцієнт асиметрії циклу.

Вважатимемо, що $R=0$, і отримаємо

$$\frac{\partial W_p^{(4)}}{\partial N} = \frac{\varepsilon_{fc} \alpha}{2\delta_{fc}} \sigma_{of} \int_0^{l_p} [\delta_{tmax}^{(f)}(x, 0) + \delta_{tmax}^{\&}(x, 0)t] dx. \quad (23)$$

У зоні передруйнування величину $\delta_{tmax}^{(f)}(0, 0) + \delta_{tmax}^{\&}(0, 0)t$ подамо так:

$$\delta_{tmax}^{(f)}(x, 0) + \delta_{tmax}^{\&}(x, 0)t = [\delta_{tmax}^{(f)}(0, 0) + \delta_{tmax}^{\&}(0, 0)t] \left(1 - \frac{x}{l_p}\right)^2.$$

Вважатимемо, що розкриття у вершині тріщини сталі вздовж контуру тріщини. Тоді (23) набуде вигляду

$$\begin{aligned} \frac{\partial W_p^{(4)}}{\partial N} &= \frac{\varepsilon_{fc} \alpha}{2 \delta_{fc}} \sigma_{of} \int_0^{l_p} \left[\delta_{max}^{(f)}(0,0) + \delta_{max}^{(c)}(0,0)t \right] \left(1 - \frac{x}{l_p} \right)^2 dx = \\ &= \frac{\varepsilon_{fc} \alpha}{6 \delta_{fc}} \sigma_{of} \left[\delta_{max}^{(f)}(0,0) + \delta_{max}^{(c)}(0,0)t \right] l_p. \end{aligned} \quad (24)$$

Скористаємося відомими [7, 9] співвідношеннями:

$$\begin{aligned} l_p &= \delta_{max}(0,0) E \sigma_{of}^{-1}, \quad \delta_{tmax} = A_1 \left[\delta_{max}(0,0) \delta_{fc}^{-1} \right]^m, \\ \delta_{fc} &= K_{fc}^2 \sigma_{of}^{-1} E^{-1}. \end{aligned} \quad (25)$$

де K_{fc} — критичне значення $K_{I_{max}}$.

Підставляючи (25) у (24), запишемо $\partial W_p^{(3)}/\partial N$ у такому вигляді:

$$\frac{\partial W_p^{(4)}}{\partial N} = \frac{\varepsilon_{fc} \sigma_{of} \alpha}{6} \left[\delta_{max}^{(f)}(0,0) + \delta_{max}^{(c)}(0,0)t \right]^2 E^2 K_{fc}^{-2}. \quad (26)$$

Скориставшись співвідношеннями (13), (25) і

$$\delta_{max}/\delta_{fc} = K_{I_{max}}^2 / K_{fc}^2, \quad (27)$$

рівняння (9) запишемо так:

$$\begin{aligned} \frac{dl^{(f)}}{dN} &= \left[K_{I_{max}}^2 \sigma_{of}^{-1} E^{-1} + A_1 T \left[K_{I_{max}}^2 K_{fc}^{-2} \right]^m \right]^2 \times \\ &\times 4,5^{-1} \alpha E^2 \left(K_{fc}^2 - K_{I_{max}}^2 \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (28)$$

Об'єднуючи згідно з формулами (20), (28) доданки $dl^{(f)}/dN$ і $dl^{(c)}/dN$, отримуємо кінцевий вигляд кінетичного рівняння (8) для визначення швидкості повзучо-втомного поширення тріщини

$$\begin{aligned} \frac{dl}{dN} &= \left[K_{I_{max}}^2 \sigma_{of}^{-1} E^{-1} + A_1 T \left[K_{I_{max}}^2 K_{fc}^{-2} \right]^m \right]^2 \times \\ &\times 4,5^{-1} \alpha E^2 \left(K_{fc}^2 - K_{I_{max}}^2 \right)^{-1} + \\ &+ 1,3 E A_1 \sigma_{of} T \left[K_{I_{max}}^2 K_{fc}^{-2} \right]^m \left[1 - K_{I_{max}}^2 K_{fc}^{-2} \right]^{-1} \end{aligned} \quad (31)$$

з такими початковими і кінцевими умовами:

$$N = 0, \quad l(0) = l_0; \quad N = N_*, \quad l(N_*) = l_*, \quad (32)$$

$$K_{I_{max}}(l_*) = K_{fc}. \quad (33)$$

Співвідношення (31) — (33) утворюють математичну модель для визначення періоду N_* докритичного росту в твердому тілі повзучо-втомної тріщини.

Апробація моделі. Для підтвердження ефективності і коректності співвідношень (31) — (33) апробуємо їх шляхом порівняння з результатами експериментальних

досліджень [3] для сталі 321. Для цієї сталі механічні характеристики мають такі значення: $E = 1,9 \cdot 10^5$ МПа; $\sigma_t = 450$ МПа, $K_{fc} = 90$ МПа $\sqrt{м}$ для температури 650°С.

На основі експериментальних даних для чистої втоми (рис. 3) знайдемо $\alpha = 0,01$. Далі, використовуючи дані з [3], знайдемо константи A_1 і m : $A_1 = 6 \cdot 10^{-5}$, $m = 1,43$.

Користуючись результатами праці [3], можемо показати, що доданок $dl^{(c)}/dN$ є набагато меншим за $dl^{(f)}/dN$. Для цього, на основі результатів [3], знайдемо константи складової $dl^{(c)}/dN$ і запишемо її так:

$$\begin{aligned} \frac{dl^{(c)}}{dN} &= 0,6666 E A_1 \sigma_{of} T \left[C_{exp}^* T E D^{-1} K_{fc}^{-2} \right]^m \times \\ &\times \left[1 - C_{exp}^* T E D^{-1} K_{fc}^{-2} \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (37)$$

Порівнюючи доданки $dl^{(c)}/dN$ та $dl^{(f)}/dN$, бачимо, що $dl^{(c)}/dN \ll dl^{(f)}/dN$, тому в результаті знехтуємо доданком $dl^{(c)}/dN$, і кінцеве кінетичне рівняння (34) запишемо так:

$$\frac{dl}{dN} = \frac{10^4 \left[\frac{K_{I_{max}}^2}{\sigma_{of} E} + 0,00072 \left[\frac{K_{I_{max}}^2}{8100} \right]^{1,43} \right]^2}{1 - \frac{K_{I_{max}}^2}{8100}}. \quad (38)$$

На рис. 4 наведено порівняння співвідношення (38) з результатами експериментальних даних [3]. Це порівняння підтверджує коректність запропонованої математичної моделі (31) — (33).

Аналог задачі Гріфітса у випадку кінетики поширення повзучо-втомної тріщини при високій температурі. Розглянемо нескінченну пластину зі сталі 321 з початковою тріщиною довжини l_0 , яка нагріта до високої температури T_0 і розтягується в нескінченно віддалених точках рівномірно розподіленими зусиллями інтенсив-

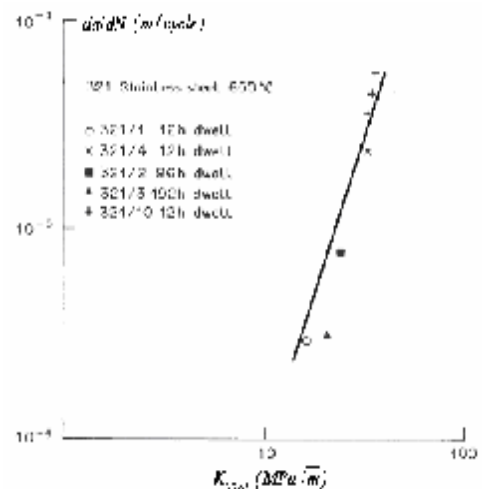


Рис. 4. Графічне порівняння теоретичних результатів $V \sim K_{I_{max}}$ (суцільна лінія) з експериментальними даними для сталі 321 [3]

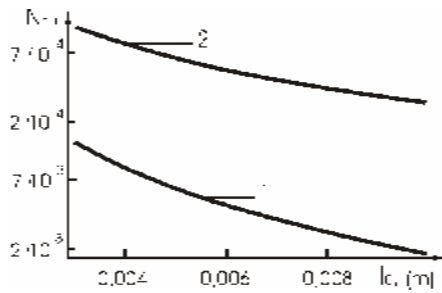


Рис. 5. Залежність залишкової довговічності пластини $N_{*н}$ від початкової довжини тріщини l_0 : 1 — при врахуванні повзучості; 2 — без врахування повзучості

ності p , які спрямовані перпендикулярно до осі Ox і змінюються циклічно (див. рис. 2). Це аналог задачі Гріфітса для випадку повзучо-втомних тріщин, яка полягає у визначенні кількості циклів навантаження $N = N_*$, по досягненню якого тріщина підросте до критичного розміру $l = l_*$ і пластина зруйнується.

Для розв'язання такої задачі застосуємо сформульовану вище розрахункову модель (34) — (36), співвідношення якої в цьому випадку запишуться так:

$$\frac{dl}{dN} = \left[\pi l P^2 \sigma_{of}^{-1} E^{-1} + A_1 T \left[\pi l P^2 K_{fC}^{-2} \right]^m \right]^2 \times \alpha E^2 \left(4,5 K_{fC}^2 \left(1 - \pi l P^2 K_{fC}^{-2} \right) \right)^{-1}. \quad (39)$$

$$N = 0, l(0) = l_0, \quad N = N_*, \quad l(N_*) = K_{fC}^2 \pi^{-1} P^{-2}. \quad (40)$$

Інтегруючи рівняння (39) при вищезгаданих константах, для сталі 321 [3] побудуємо графічну залежність періоду докритичного росту тріщини N_* від початкової довжини тріщини l_0 . При малому значенні періоду T (чиста втома) рівняння (39) — (40) набудуть такого вигляду:

$$\frac{dl}{dN} = \left[\pi l P^2 \sigma_{of}^{-1} \right]^2 \alpha \left(4,5 K_{fC}^2 \left(1 - \pi l P^2 K_{fC}^{-2} \right) \right)^{-1},$$

$$N = 0, \quad l(0) = l_0,$$

$$N = N_*, \quad l(N_*) = K_{fC}^2 \pi^{-1} P^{-2}.$$

Як видно з рис. 5, неврахування повзучості у докритичному рості тріщини може призвести до переоцінки залишкової довговічності пластини, а, отже, й до непередбачуваного руйнування.

Висновки. Побудована математична модель для визначення періоду докритичного росту повзучо-втомних

тріщин у пластинах. Показано, що неврахування повзучості в період докритичного росту тріщини може призвести до істотної переоцінки довговічності пластини.

Література

1. Тайра С., Отани Р. Теория высокотемпературной прочности материалов. — М.: Металлургия, 1986. — 280 с.
2. Koterazawa R. Creep-Fatigue crack growth of metallic materials at elevated temperatures // Advances in Fracture resistance and structural integrity. — Pergamon, 1994. — P. 497—504.
3. D.N. Gladwin, D.A. Miller, G.J. Neate, R.H. Priest. Creep, fatigue and creep-fatigue crack growth rates in parent and simulated HAZ type 321 stainless steel // Fatigue and fracture of engineering materials & structures 11 — 11 Number 5. — 1988. — P. 35.
4. Garofalo F. Fundamentals of creep and creep-rupture in metals. — New-York-London: Mac Millan Company, 1970. — 343 p.
5. Андрейків О.Є., Кім М.Б. Визначення періоду докритичного росту тріщини в елементах конструкцій при їх двохчастотному навантаженні // Машинознавство — 2006. — №2 (104). — С. 3—7.
6. Андрейків О.Є., Лищинська М.В. Рівняння росту втомних тріщин в неоднорідних пластинах // Фіз.-хім. механіка матеріалів. — 1999. — № 3. — С. 53—58.
7. Андрейків О.Є., Сас Н.Б. Математична модель для визначення періоду докритичного поширення тріщини високотемпературної повзучості в твердих тілах // Доповіді НАН України. — 2006. — №5. — С. 47—52.
8. Филатов М.Я. Сопrotивление усталости при сложной форме цикла изменения напряжений: (Обзор). — Завод. лаб. — 1968. — 34, №3. — С. 331—336.
9. Шата М., Терлецька З.О. Енергетичний підхід у механіці втомного поширення макротріщини // Механіка руйнування і міцність конструкцій (За ред. В.В. Панасюка). — Львів: Каменяр, 1999. — В. 2. — С. 141—148.

Отримана 04.06.07

O. Andreykiv, R. Lesiw

Mathematical model for estimating the subcritical period of creep-fatigue crack growth in plates

Ivan Franko National University of Lviv, Lviv

The mathematical model for estimating the period of creep-fatigue crack growing has been formulated based on first law of thermodynamics and basic positions of fracture mechanics. Known in scientific materials experimental data confirmed the correctness of this model. Application of this model demonstrated by solving analogues of Griffith problem. Our research showed that neglecting of creep can lead to the overvalue of remaining lifetime and as a result to unpredictable fracture.