

УДК : 539.375; 539.4:536.543

ОЦІНКА ПЕРІОДІВ ЗАРОДЖЕННЯ І ПОШИРЕННЯ ПОВЗУЧО-ВТОМНИХ ТРІЩИН У ТОНКОСТІННИХ ЕЛЕМЕНТАХ КОНСТРУКЦІЙ

О. Є. АНДРЕЙКІВ, І. Я. ДОЛІНСЬКА, Н. В. ЯВОРСЬКА

Львівський національний університет ім. Івана Франка

Запропоновано розрахункову модель для визначення ресурсу елементів конструкцій з концентраторами за втоми і високотемпературної повзучості. В її основі – енергетичний підхід і подання ресурсу елемента конструкції як суми періодів зародження та докритичного росту повзучо-втомних тріщин.

Ключові слова: *повзучо-втомна тріщина, період докритичного росту тріщини, період зародження повзучо-втомної тріщини, коефіцієнт інтенсивності напружень, концентратор напружень, високотемпературна повзучість, ресурс.*

У тепловій і атомній енергетиці, хімічній та нафтохімічній промисловості багато елементів конструкцій працюють в умовах дії високих температур і змінного в часі навантаження. Щоб відвернути непередбачене їх руйнування і запобігти аварійним ситуаціям, необхідні надійні підходи для визначення їх ресурсу. Особливо це стосується умов циклічного навантаження з різними витримками під дією високих температур, коли реалізується високотемпературна повзучість. Як відомо [1–5], в механіці руйнування втрата міцності і вичерпання ресурсу металічних елементів конструкцій за змінних довготривалих навантажень і високих температур відбуваються шляхом зародження та докритичного росту повзучо-втомної тріщини (залишкова довговічність).

Багато уваги приділено визначенню залишкової довговічності елементів конструкцій у заданих умовах навантаження [6]. Побудовано низку розрахункових моделей для визначення періоду зародження втомних тріщин біля концентраторів напружень за кімнатних температур (див., наприклад, [1, 2]). Однак досліджень за високотемпературної повзучості і циклічного розтягу з різними витримками недостатньо. Нижче запропоновано підхід для оцінки ресурсу елементів конструкцій з концентраторами напружень за циклічного навантаження і високих температур, в основу якого покладені розрахункові моделі визначення періодів докритичного росту і зародження біля концентраторів повзучо-втомних тріщин.

Формулювання задачі. Розглянемо тонкостінний елемент конструкції (пластину), послаблений концентратором напружень у вигляді витягнутої порожнини з радіусом заокруглення r у вершині, який навантажений циклічним розтягом з періодом T за високої температури, яка викликає в пластично деформованих областях високотемпературну повзучість. Необхідно визначити ресурс такого елемента $N = N_r$, який складається з двох періодів: періоду N_i зародження повзучо-втомної тріщини та періоду N_s її докритичного росту, тобто

$$N_r = N_i + N_s. \quad (1)$$

Визначення періоду докритичного росту повзучо-втомної тріщини. Розглянемо пластину, послаблену прямолінійною тріщиною початкової довжини l_0 , яка навантажена циклічно з амплітудою p за високої температури, що викликає в зоні передруйнування біля вершини тріщини високотемпературну повзучість (рис. 1а). Задача полягає у визначенні залишкової довговічності пластини $N = N_s$. Вважатимемо, що навантаження змінюється в часі (див. схему на рис. 1б). При цьому зовнішні навантаження розтягу з амплітудою p прикладені так, що напружено-деформований стан у пластині буде симетричний відносно лінії розміщення тріщини.

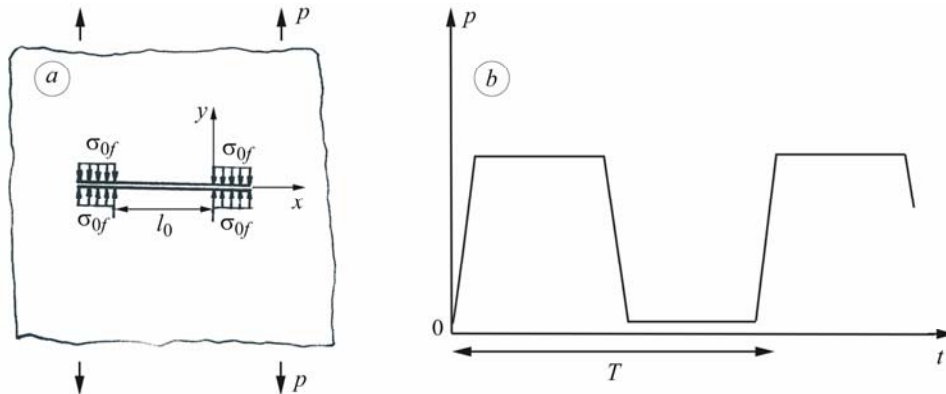


Рис. 1. Схеми навантаження пластини з прямолінійною тріщиною (а) і зміна в часі зовнішнього навантаження p (б).

Fig. 1. Schemes of a plate with a rectilinearly crack loading (а) and changing of external loading in dependence on time p (б).

Щоб розв'язати задачу, побудуємо кінетичне рівняння, за допомогою якого розрахуємо кінетику поширення тріщини і час $t = t^*$ (кількість циклів навантаження $N = N_s$), коли макротріщина підросте до критичного розміру l^* і пластина зруйнується. Для цього скористаємось рівнянням енергетичного балансу поширення тріщини на величину Δl [3, 7–9]:

$$Q + A_0 = W + \Gamma. \quad (2)$$

Тут $Q = \text{const}$ – теплова енергія; A_0 – робота зовнішніх сил; W – енергія деформування пластини, яку можна подати так:

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

де W_e – пружна компонента енергії W ; $W_p^{(0)}(l)$ – частина роботи пластичних деформацій у зоні передруйнування за її статичного розтягу, яка залежить тільки від довжини тріщини l ; $W_p^{(1)}(t)$ – частина роботи пластичних деформацій від зовнішніх зусиль зі зростанням навантаження за циклічного розтягу зони передруйнування, що залежить від часу t ; $W_p^{(2)}(t)$ – частина роботи пластичних деформацій за сталої довжини тріщини під час повзучості зони передруйнування біля вершини тріщини за розтягу, що залежить тільки від часу t ; $W_p^{(3)}(t)$ – частина роботи пластичних деформацій під час повзучості за розвантаження пластини, тобто стиску зони передруйнування, яка також виділяється за сталої довжини тріщини, генерується самою пластиною і залежить тільки від часу t ; $W_p^{(4)}(t)$ – частина роботи пластичних деформацій, яка генерується самою пластиною під час її розван-

таження і статичного стиску зони передруйнування; Γ – енергія руйнування пластини, яка залежить тільки від довжини тріщини l . Для спрощення вважатимемо, що $W_p^{(2)}(t) = W_p^{(3)}(t)$.

Оскільки виконується умова балансу енергії (2), то виконуватиметься і умова балансу швидкостей її зміни. Співвідношення (2) зведемо до вигляду [3]

$$\partial \left[\Gamma - (A_0 - W_e - W_p^{(0)} - W_p^{(1)}) \right] / \partial l \cdot dl / dt - \partial (W_p^{(4)} + 2W_p^{(3)}) / \partial t = 0. \quad (4)$$

Звідси, як і раніше [3, 7–9], знайдемо швидкість зміни довжини тріщини:

$$dl / dt = \partial (W_p^{(4)} + 2W_p^{(3)}) / \partial t / (\gamma_{fC} - \gamma_t), \quad (5)$$

де γ_t – питома робота пластичних деформацій у зоні передруйнування за росту тріщини; γ_{fC} – її критичне значення.

Розділимо швидкість зміни довжини тріщини dl / dt на дві компоненти:

$$dl / dt = dl^{(f)} / dt + dl^{(c)} / dt, \quad (6)$$

де $l^{(f)}$, $l^{(c)}$ – змінна довжина тріщини від циклічного навантаження і за повзучості в циклі. Вважаючи, що $dt = T \cdot dN$ (T – період циклу навантаження), подамо окремо втомну і повзучу компоненти

$$dl^{(f)} / dN = \partial W_p^{(4)} / \partial N / [\gamma_{fC} - \gamma_t]; \quad dl^{(c)} / dN = 2\partial W_p^{(3)} / \partial N / [\gamma_{fC} - \gamma_t] \quad (7)$$

з відповідними початковою і кінцевою умовами

$$N = 0, \quad l(0) = l_0, \quad N = N_s(T), \quad l(N_s(T)) = l_*, \quad \gamma_t(l_*) = \gamma_{fC}. \quad (8)$$

Отже, кінетичне рівняння (7) та умови (8) складають математичну модель для дослідження докритичного росту тріщини в пластинах за симетрії навантаження.

Оскільки розглядаємо практичні часи витримок, тобто час T не є тривалий [10], то основну частку часу займатиме перша ділянка діаграми повзучості, для якої характерне зменшення швидкості повзучості [10]. Відповідно розкриття зони передруйнування $\delta_{l_{\max}}(x, t)$ запишемо, використовуючи логарифмічний закон повзучості [10]:

$$\delta_{l_{\max}}(x, t) = \delta_{\max}(x) + B \cdot \ln((1+t) \cdot t_1^{-1}), \quad (9)$$

де B , t_1 – константи, які визначають із експерименту; $\delta_{\max}(x)$ – максимальне розкриття зони передруйнування на початку циклу навантаження; $B \cdot \ln((1+t) \cdot t_1^{-1})$ – додаткове розкриття зони передруйнування через повзучість впродовж циклу навантаження; x – координата вздовж лінії тріщини і з початком у її вершині.

Аналізуючи результати експериментальних досліджень [4], приходимо до висновку, що навіть за достатньо тривалого періоду циклу T виконується умова $dl^{(f)} / dN \gg dl^{(c)} / dN$. Тому надалі вважатимемо, що

$$dl / dN \approx dl^{(f)} / dN. \quad (10)$$

Величину $\partial W_p^{(4)} / \partial N$ у рівнянні (7) визначатимемо так [3, 7–9]:

$$\partial W_p^{(4)} / \partial N = \alpha \int_0^{l_p} \sigma_{0f} \{ [\delta_{l_{\max}}^{(f)}(x, t) - \delta_{l_{\min}}^{(f)}(x, t)] - [\delta_{ih_{\max}}^{(f)}(x, t) - \delta_{ih_{\min}}^{(f)}(x, t)] \} dx, \quad (11)$$

де l_p – ширина зони передруйнування біля контуру тріщини по нормалі до нього; α – коефіцієнт, що пов'язує статичне і циклічне розкриття тріщини [11, 12]; σ_{0f}

– усереднене значення напружень у зоні передруйнування; $\delta_{ih\max}^{(f)}(x,t)$ – нижнє порогове значення $\delta_{i\max}^{(f)}$, за якого руйнування не відбувається.

Оскільки розглядаємо випадок, коли в кожному циклі пластина піддається однаковому навантаженню (рис. 1а) з витримкою T , то розкриття тріщини буде більше, ніж за синусоїдального циклічного навантаження. Отже, використовуючи формулу (9) та результати праць [10–12], запишемо різницю розкриття тріщини $[\delta_{i\max}^{(f)}(x,t) - \delta_{i\min}^{(f)}(x,t)]$ у такому вигляді:

$$\delta_{i\max}^{(f)}(x,t) - \delta_{i\min}^{(f)}(x,t) = 0,5 \left(\delta_{i\max}^{(f)}(x) + B \ln((1+t) \cdot t_1^{-1}) \right) (1-R)^2, \quad (12)$$

де R – коефіцієнт асиметрії циклу.

Так як із виразу (9) випливає, що $B = \dot{\delta}_{i\max}^{(f)}(x,0)$, то за відомими результатами [10–12] величину $\delta_{i\max}^{(f)}(x,t)$ подамо так:

$$\delta_{i\max}^{(f)}(x,t) = [\delta_{i\max}^{(f)}(0) + \dot{\delta}_{i\max}^{(f)}(0,0) \cdot \ln((1+t) \cdot t_1^{-1})], \quad (13)$$

де $\dot{\delta}_{i\max}^{(f)}(0,0)$ – швидкість розкриття у вершині тріщини за повзучості в зоні передруйнування [7, 8]

$$\dot{\delta}_{i\max}^{(f)}(0,0) = A \left[\delta_{i\max}^{(f)}(0,0) \delta_{fC}^{-1} \right]^m. \quad (14)$$

Тут A, m – константи, які визначають із експерименту.

Для обчислення величини $\partial W_p^{(4)} / \partial N$ використаємо співвідношення для визначення розкриття вершини макротріщини [11, 12]:

$$\delta_{i\max}^{(f)}(0) = K_{I\max}^2(0) \sigma_{of}^{-1} E^{-1}; \quad \delta_{i\max}^{(f)}(0,t) = \delta_{fC} \varepsilon_{fC}^{-1} \varepsilon_{i\max}^{(f)}(t), \quad (15)$$

де $K_{I\max}$ – максимальне значення коефіцієнта інтенсивності напружень (КІН) у циклі; E – модуль пружності.

Підставляючи вирази (12)–(15) в (11), одержимо:

$$\begin{aligned} \partial W_p^{(4)} / \partial N = \alpha 4^{-1} (1-R)^4 \left\{ \left[\delta_{i\max}^{(f)}(0) + A \cdot \left[\delta_{i\max}^{(f)}(0) \delta_{fC}^{-1} \right]^m \ln((1+t) t_1^{-1}) \right]^2 - \right. \\ \left. - \left[\delta_{ih\max}^{(f)}(0) + A \cdot \left[\delta_{ih\max}^{(f)}(0) \delta_{fC}^{-1} \right]^m \ln((1+t) t_1^{-1}) \right]^2 \right\}. \end{aligned} \quad (16)$$

Скориставшись співвідношеннями (10), (15), (16), результатами праці [12] і формулами

$$\delta_{i\max}^{(f)} \delta_{fC}^{-1} = K_{I\max}^2 K_{fC}^{-2}, \quad \delta_{ih}^{(f)} \delta_{fC}^{-1} = K_{ih}^2 K_{fC}^{-2},$$

отримаємо остаточний вигляд кінетичного рівняння (6) для обчислення швидкості поширення повзучо-втомної прямолінійної тріщини

$$\begin{aligned} dl / dN = \alpha (1-R)^4 \left\{ \left[K_{I\max}^2 + A_1 \cdot \left[K_{I\max}^2 K_{fC}^{-2} \right]^m \ln((1+T) t_1^{-1}) \right]^2 - \right. \\ \left. - \left[K_{ih}^2 + A_1 \cdot \left[K_{ih}^2 K_{fC}^{-2} \right]^m \ln((1+T) t_1^{-1}) \right]^2 \right\} \cdot 4^{-1} \sigma_{of}^{-1} E^{-1} (K_{fC}^2 - K_{I\max}^2)^{-1} \end{aligned} \quad (17)$$

з початковою і кінцевою умовами

$$N = 0, \quad l(0) = l_0, \quad N = N_s(T), \quad l(N_s(T)) = l_*, \quad K_{I\max}(l_*) = K_{fC},$$

де $A_1 = A\sigma_{0f}^{-1}E^{-1}$.

Інтегруючи рівняння (17), отримаємо:

$$N_s = \frac{4\sigma_{0f}E}{\alpha(1-R)^4} \int_{l_0}^{l_*} \{ [K_{I\max}^2 + A_1 [K_{I\max}^2 K_{fC}^{-2}]^m \ln((1+T)t_1^{-1})]^2 - [K_{th}^2 + A_1 [K_{th}^2 K_{fC}^{-2}]^m \ln((1+T)t_1^{-1})]^2 \}^{-1} \cdot (K_{fC}^2 - K_{I\max}^2) dl. \quad (18)$$

Таким чином, за відомих характеристик $A, m, t_1, K_{th}, K_{fC}, \alpha, R$ період докритичного росту повзучо-втомної тріщини визначає співвідношення (18).

Визначення періоду зародження повзучо-втомних тріщин біля концентраторів напружень. Розглянемо пластину, послаблену вирізом з радіусом заокруглення у вершині r під дією циклічного навантаження з амплітудою p за температури, що викликає в зоні передруйнування високотемпературну повзучість (рис. 2). Задача полягає у визначенні кількості циклів навантаження $N = N_i$, після досягнення яких у вершині концентратора утвориться повзучо-втомна макротріщина. Розв'язуючи задачу, вважатимемо, що навантаження змінюється в часі (рис. 1b). Під дією прикладених навантажень біля вершини концентратора виникатиме пластична зона – зона передруйнування (заштрихована область на рис. 2) довжиною l_p , в якій і зароджуватиметься повзучо-втомна тріщина.

Як і за кімнатних температур, можна припустити [1], що інтенсивність протікання в області передруйнування процесів накопичення і зародження втомних пошкоджень повністю контролюють максимальні амплітудні значення деформації розтягу ε_{\max} . Так як для макротріщини деформація ε_{\max} у зоні передруйнування пропорційна її розкриттю δ_{\max} [1], то можна записати:

$$\varepsilon_{\max} / \varepsilon_{fC} = \delta_{\max} / \delta_{fC}. \quad (19)$$

Вважатимемо [1], що повзучо-втомна тріщина зароджується неперервно з нульової довжини зі змінною швидкістю V , яка є функція максимальної деформації розтягу ε_{\max} за цикл у зоні передруйнування, тобто

$$V = dl / dN = \Phi^{-1}(\lambda), \quad (20)$$

де $\Phi(\lambda)$ – характеристична функція втомного руйнування;

$$\lambda = \sqrt{\varepsilon_{\max} / \varepsilon_{fC}}. \quad (21)$$

Як і в праці [1], вважаємо, що швидкість зародження тріщини завдовжки l буде така сама, як і під час її поширення за тієї ж максимальної амплітуди деформації ε_{\max} у зоні передруйнування. Враховуючи це і співвідношення (17), для визначення швидкості V запишемо таке рівняння:

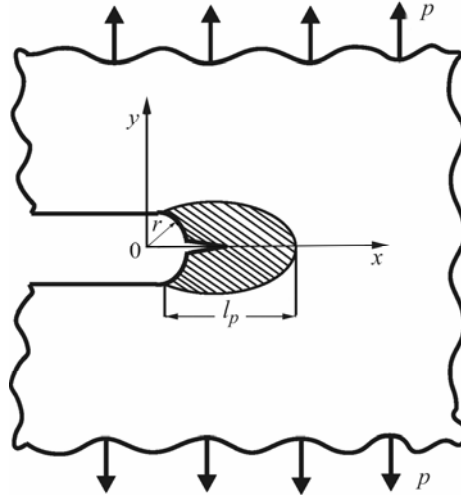


Рис. 2. Схема навантаження пластини з концентратором.

Fig. 2. Loading scheme of a plate with a stress concentrator.

$$V = dl/dN = \alpha \cdot (1-R)^4 \left\{ \left[\varepsilon_{\max} \varepsilon_{fC}^{-1} K_{fC}^2 + A_1 \cdot \left[\varepsilon_{\max} / \varepsilon_{fC} \right]^m \ln((1+T)/t_1) \right]^2 - \right. \\ \left. - \left[\varepsilon_{th} \varepsilon_{fC}^{-1} K_{fC}^2 + A_1 \cdot \left[\varepsilon_{th} / \varepsilon_{fC} \right]^m \ln((1+T)/t_1) \right]^2 \right\} \sigma^{-1} E^{-1} \cdot 4^{-1} K_{fC}^{-2} (1 - \varepsilon_{\max} \varepsilon_{fC}^{-1})^{-1}, \quad (22)$$

де ε_{th} – нижнє порогове значення деформації ε_{\max} .

Співвідношення (20), (21), виходячи із запропонованих припущень, описують і зародження тріщини, якщо тільки під параметром l розуміти її довжину, а під ε_{\max} – деформацію в її вершині з урахуванням концентратора. Тоді початкова умова для рівняння (20) матиме вигляд $l = 0$ при $N = 0$, тобто у вихідному стані пластини тріщина відсутня. Кінцева умова зародження макротріщини визначається тим, що при $N = N_i$ вона досягає такої довжини $l = l_i$, коли виконуються умови автономності, тобто тріщину вважають макроскопічною [1].

Деформацію ε_{\max} у вершині тріщини, яка входить у формулу (21), визначаємо так [1]:

$$\varepsilon_{\max} = (\varepsilon_{fC} K_{I\max}^2 l + \varepsilon_0 K_{fC}^2 (l_p - l)) / K_{fC}^2 l_p, \quad (23)$$

де $K_{I\max}$ – максимальне значення КІН для тріщини довжини $l = l_p$; ε_0 – максимальна деформація біля концентратора у вихідному стані пластини [5]:

$$\varepsilon_0 = \left\{ 1 + (r/r_0)^2 \right\}^{-1/2} \left(K_{\max} / K_{fC} \right)^2 \varepsilon_{fC}, \quad r_0 = 4K_{fC}^2 / \pi E \sigma_{0f} \varepsilon_{fC}, \quad (24)$$

де r – радіус кривизни концентратора; K_{\max} – максимальне значення КІН за цикл.

Порівнюючи вирази (22) і (20), функцію $\Phi(\lambda)$ запишемо у вигляді

$$\Phi(\lambda) = \alpha^{-1} \cdot (1-R)^4 \left\{ \left[\varepsilon_{\max} \varepsilon_{fC}^{-1} K_{fC}^2 + A_1 \cdot \left[\varepsilon_{\max} / \varepsilon_{fC} \right]^m \ln((1+T)/t_1) \right]^2 - \right. \\ \left. - \left[\varepsilon_{th} \varepsilon_{fC}^{-1} K_{fC}^2 + A_1 \cdot \left[\varepsilon_{th} / \varepsilon_{fC} \right]^m \ln((1+T)/t_1) \right]^2 \right\}^{-1} \cdot \sigma_{0f} E \cdot 4K_{fC}^2 (1 - \varepsilon_{\max} \varepsilon_{fC}^{-1}). \quad (25)$$

Інтегруючи рівняння (20) з урахуванням (25) і результатів праці [1], отримаємо таку формулу для визначення періоду зародження макротріщини:

$$N_i = \frac{4\sigma_{0f} E}{\alpha(1-R)^4} \int_0^{l_p} \left\{ \left[\varepsilon_{\max} \varepsilon_{fC}^{-1} K_{fC}^2 + A_1 \cdot \left[\varepsilon_{\max} / \varepsilon_{fC} \right]^m \ln((1+T)/t_1) \right]^2 - \right. \\ \left. - \left[\varepsilon_{th} \varepsilon_{fC}^{-1} K_{fC}^2 + A_1 \cdot \left[\varepsilon_{th} / \varepsilon_{fC} \right]^m \ln((1+T)/t_1) \right]^2 \right\}^{-1} \cdot K_{fC}^2 (1 - \varepsilon_{\max} \varepsilon_{fC}^{-1}) dl. \quad (26)$$

Співвідношення (26) придатне за реалізації високотемпературної повзучості. Якщо константи A , m , t_1 , що відповідають першій ділянці повзучості, рівні нулю, тоді рівняння (26) описує тривалість періоду зародження втомної макротріщини за кімнатних температур:

$$N_i = \frac{4E\sigma_{0f}}{\alpha(1-R)^4} \int_0^{l_p} \frac{K_{fC}^2 (1 - \varepsilon_{\max} \varepsilon_{fC}^{-1})}{\varepsilon_{fC}^2 K_{fC}^4 (\varepsilon_{\max}^2 - \varepsilon_{th}^2)} dl. \quad (27)$$

Щоб оцінити коректність рівняння (27), порівняємо його з результатами експериментів [13] сталі 65Г з такими механічними характеристиками: $K_{th} = 8,5 \text{ МПа}\sqrt{\text{м}}$; $K_{fC} = 110 \text{ МПа}\sqrt{\text{м}}$; $\sigma_{0f} = 560 \text{ МПа}$; $\alpha = 0,055$; $E = 1,9 \cdot 10^5 \text{ МПа}$; $R = 0,05$; $\psi = 45\%$. Остаточоно отримаємо:

$$N_i = \int_0^{l_p} \frac{0,115 \cdot 10^{15} (1 - 1,67\varepsilon_{\max})}{0,41 \cdot 10^9 \varepsilon_{\max}^2 - 5220} dl. \quad (28)$$

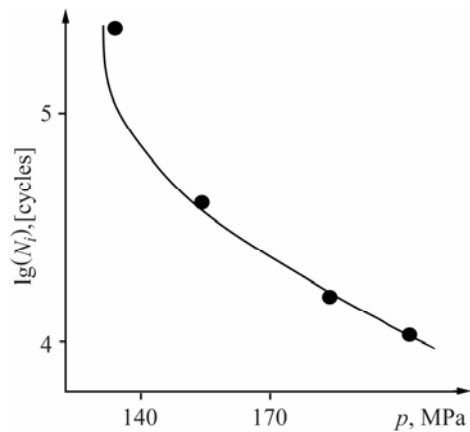


Рис. 3. Fig. 3.

Рис. 3. Порівняння розрахункових залежностей $N_i \sim p$ (лінія) з експериментальними (●) для сталі 65Г.

Fig. 3. Comparison of the calculated dependences $N_i \sim p$ (line) and experimental data for 65Г stainless steel.

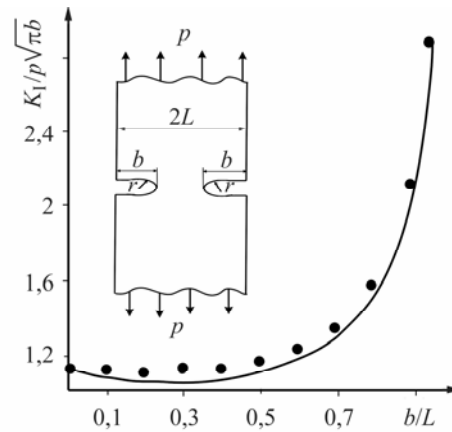


Рис. 4. Fig. 4.

Рис. 4. Залежність $K_I / p\sqrt{\pi b} \sim b/L$: лінія – за наближеною ф-лою (29); ● – за точними результатами праці [14].

Fig. 4. Dependence of $K_I / p\sqrt{\pi b} \sim b/L$: lines-obtained by the approximate formula (29), ● – exact results[14].

Порівняння співвідношення (28) з результатами експериментів [13] (рис. 3) підтверджує коректність рівняння (27), а отже, і рівняння (26) за високотемпературної повзучості.

Водночас пропонуємо підхід для визначення повного ресурсу тонкостінних елементів конструкцій (ф-ла (1)), який апробували під час циклічного розтягу смуги зі сталі 321 [4] з двома боковими вирізами за втоми і високих температур (рис. 4). Задача полягає у знаходженні кількості циклів навантаження $N = N_r$, з досягненням яких розглянутий елемент конструкції зруйнується. Розв'язок задачі шукатимемо, використовуючи співвідношення (1), (18) і (26). У формули (18), (23) і (26) входить невідома величина $K_{I \max}$, яку знаходимо наближено на основі методу граничної інтерполяції [1]:

$$K_{I \max} = \frac{2,243 \cdot \alpha_0 p \sqrt{\pi b}}{\sqrt{(1-\eta)(4+\eta(1,25\pi^2 \alpha_0^2 - 4))}}, \quad \eta = b/L, \quad (29)$$

де b – глибина надрізу; L – півширина пластини; α_0 – коефіцієнт концентрації напружень у вершині надрізу. Коректність залежності (29) при $\alpha_0 = 1$ перевірено на основі точних даних, отриманих методом сингулярних інтегральних рівнянь [14] (рис. 4).

У формулу (26) входить невідома величина l_p – розмір пластичної зони, яку визначимо так:

$$\sigma_y(l_p) = \sigma_T; \quad (30)$$

$$\sigma_y(x) = \frac{2K_{\max}}{\sqrt{\pi(8x+r)}}, \quad (31)$$

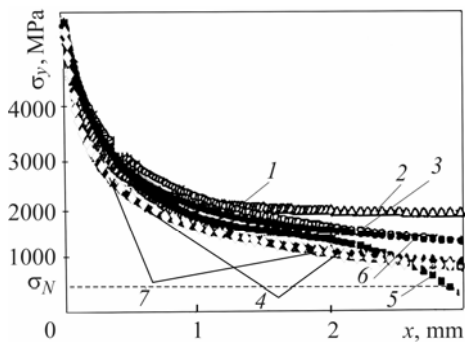


Рис. 5. Залежність напружень σ_y від відстані від вершини вирізу x (компактний зразок на позакентровий розтяг, $r = 0,75$ mm; $\sigma_N = 458$ MPa; 1, \square – FEM; 2, Δ – Usami; 3, \circ – Nember; 4, \blacktriangle – Chen; 5, \blacksquare – Glinka; 6, \bullet – Kujavski; 7, \diamond – ф-ла (31)).

Fig. 5. Dependence of stresses, σ_y , on the distance from the notch tip (CT specimen; notch $r = 0.75$ mm; $\sigma_N = 458$ MPa; 1, \square – FEM; 2, Δ – Usami; 3, \circ – Nember; 4, \blacktriangle – Chen; 5, \blacksquare – Glinka; 6, \bullet – Kujavski; 7, \diamond – Eq. (31)).

му часі ця залежність, навпаки, зростає.

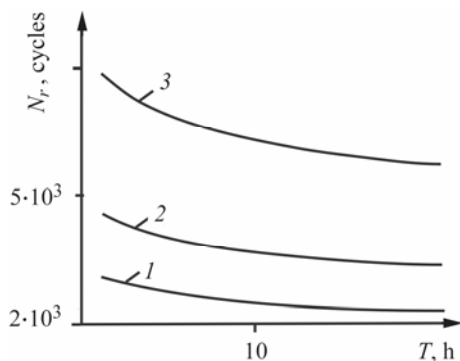


Рис. 6. Залежність ресурсу N_r пластини з двома боковими вирізами від витримки T (1 – $p = 230$ MPa; 2 – 200; 3 – 181).

Fig. 6. Dependence of the life, N_r , of a plate with two boundary notches on the exposure T (1 – $p = 230$ MPa; 2 – 200; 3 – 181).

ВИСНОВКИ

На основі енергетичного підходу побудовано розрахункову модель для визначення ресурсу тонкостінних елементів конструкцій з концентраторами напружень за циклічних навантажень і високих температур. Апробація моделі на прикладі задачі циклічного розтягу смуги із сталі 321 з двома боковими вирізами за втоми і високотемпературної повзучості показала, що зі збільшенням періоду витримки T ресурс дещо зменшується.

РЕЗЮМЕ. Предложена расчетная модель для определения ресурса элементов конструкций с концентраторами напряжений при усталости и высокотемпературной ползучести. В основе модели – энергетический подход и представление ресурса элемента конструкции в виде суммы периодов зарождения и докритического роста ползуче-усталостных трещин.

де $\sigma_y(x)$ – нормальні напруження біля вершини вирізу; x – відстань від вершини вирізу; r – радіус заокруглення; K_{\max} – значення КІН за $r = 0$. Коректність співвідношення (31) перевіряли, керуючись результатами праці [15] (рис. 5), в якій розподіл напружень біля вирізу, обчислений за методом скінченних елементів, добре узгоджується з розрахованим за формулою Чена [Chen]. Як бачимо, співвідношення (31) також добре узгоджується з формулою Чена, що доводить його правильність.

За результатами про втомне руйнування сталі 321 [4] знаходимо коефіцієнт α , який рівний 1,24. Далі з експерименту на втому [4] з повзучістю визначаємо константи $A = 1068$, $t_1 = 0,0128$, $m = 0,85$. Будуємо залежність ресурсу N_r від періоду витримки T (рис. 6). Як бачимо, зі збільшенням часу T ресурс за кількістю циклів навантаження зменшується, проте в реально-

SUMMARY. The calculation model for determination of the life of structural elements with concentrators under cycling loading and high temperatures is proposed. As a basis the model uses the energy approach and presentation of the structural life is given as a sum of the initiation period and subcritical creep-fatigue crack growth.

1. *Андрейкив А. Е.* Пространственные задачи теории трещин. – К.: Наук. думка, 1982. – 245 с.
2. *Андрейкив А. Е., Дарчук А. И.* Усталостное разрушение и долговечность конструкций. – К.: Наук. думка, 1992. – 134 с.
3. *Андрейкив О. С., Лесів Р. М., Долінська І. Я.* Залежність періоду докритичного росту повзучо-втомної тріщини від періоду циклу навантаження // Фіз.-хім. механіка матеріалів. – 2009. – № 4. – С. 31–38.
4. *Creep, fatigue and creep-fatigue crack growth rates in parent and simulated HAZ type 321 stainless steel / D. N. Gladwin, D. A. Miller, G. J. Neate, and R. H. Priest // Fatigue and Fract. Eng. Mater. and Struct.* – 1988. – **11**, № 5. – P. 35.
5. *Панасюк В. В., Андрейкив А. Е., Партон В. З.* Механика разрушения и прочность материалов. – К.: Наук. думка, 1988. – Т. 1. – 488 с.
6. *Andreikiv O. E., Lesiv R. M., and Levyts'ka N. M.* Crack growth in structural materials under the combined action of fatigue and creep (review) // *Materials Sci.* – 2009. – **45**, № 1. – P. 1–17.
7. *Andreikiv O. and Lesiv R.* Mathematical model for estimating the period of creep-fatigue crack growth in construction materials at high temperature // *Acta mechanica et automatica.* – 2007. – **1**, № 1. – P. 7–10.
8. *Андрейкив О. С., Сас Н. Б.* Математична модель для визначення періоду докритичного поширення тріщини високотемпературної повзучості в твердих тілах // Доп. НАН України. – 2006. – № 5. – С. 47–52.
9. *Андрейкив О. С., Ліщинська М. В.* Рівняння росту втомних тріщин в неоднорідних пластинах // Фіз.-хім. механіка матеріалів. – 1999. – **35**, № 3. – С. 53–58.
(*Andreikiv O. E. and Lishchyns'ka M. V.*, Equations of Growth of Fatigue Cracks in Inhomogeneous Plates // *Materials Science.* – 1999. – **35**, № 3. – P. 355–362.)
10. *Garofalo F.* Fundamentals of creep and creep-rupture in metals. – New-York; London: Mac Millan Company, 1970. – 343 p.
11. *Андрейкив О. С., Кім М. Б.* Визначення періоду докритичного росту тріщини в елементах конструкцій при їх двохчастотному навантаженні // *Машинознавство.* – 2006. – № 2. – С. 3–7.
12. *Шата М., Терлецька З. О.* Енергетичний підхід у механіці втомного поширення макротріщини // *Механіка руйнування і міцність конструкцій / Під ред. В. В. Панасюка.* – Львів: Каменяр, 1999. – Вип. 2. – С. 141–148.
13. *Ярема С. Я., Попович В. В.* Влияние структуры и концентрации напряжений на период зарождения усталостной трещины в стали 65Г // *Физ.-хим. механика материалов.* – 1973. – № 6. – С. 66–72.
14. *Саврук М. П.* Коэффициенты интенсивности напряжений в телах с трещинами. – К.: Наук. думка, 1988. – 620 с.
15. *Плювінаж Г.* Механіка руйнування від вирізів // *Фіз.-хім. механіка матеріалів.* – 1998. – **34**, № 6. – С. 7–21.
(*Pluvinaje G.*, Fracture Mechanics of Notched Bodies // *Materials Science.* – 1999. – **34**, № 6. – P. 741–759.)

Одержано 09.08.2010