

УДК:539.375;539.4:536.543

## ПОШИРЕННЯ ТРІЩИН ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНОЇ ПОВЗУЧОСТІ В МЕТАЛАХ ЗА НЕЙТРОННОГО ОПРОМІНЕННЯ (ОГЛЯД)

О. Є. АНДРЕЙКІВ<sup>1</sup>, В. З. КУХАР<sup>1</sup>, І. Я. ДОЛІНСЬКА<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Львівський національний університет ім. Івана Франка;

<sup>2</sup> Фізико-механічний інститут ім. Г. В. Карпенка НАН України, Львів

Отримано нове рівняння для визначення швидкості поширення тріщини високотемпературної повзучості з урахуванням впливу нейтронного опромінення. На його основі побудована математична модель розрахунку залишкової довговічності пластики з макротріщиною, що знаходиться в умовах високотемпературної повзучості під опроміненням. Застосування моделі продемонстровано на аналозі задачі Гріффітса. Встановлена хороша кореляція одержаних аналітичних результатів з відомими експериментальними.

**Ключові слова:** високотемпературна повзучість, нейтронне опромінення,  $\delta_c$ -модель, енергетичний баланс, швидкість росту тріщини високотемпературної повзучості, коефіцієнт інтенсивності напружень, залишковий ресурс.

Вихід з ладу внутрішніх компонентів через радіаційно-індуковане високотемпературне розтріскування властивий реакторам різних типів, зокрема водододаним і реакторам кипіння.

Опромінення аустенітних сталей, що зазвичай використовують як структурні елементи у реакторах на легкій воді, призводить до зміни їх механічних властивостей та мікроструктури. Границя текучості в них зростає, тоді як в'язкість руйнування знижується. Радіаційно зумовлена сегрегація обумовлює перерозподіл основних легувальних і домішкових елементів на межах зерен. Поряд із розпуханням та окрихченням виявлено так звану радіаційну повзучість металів і сплавів внаслідок опромінення, яка викликає небажані зміни розмірів та форми деталей і вузлів ядерного реактора, що може спричинити катастрофічні наслідки. Вже з 80-х років минулого століття до цієї проблеми прикута увага матеріалознавців. З'явилося багато праць, де розглядають радіаційну повзучість та її зв'язок з характеристиками матеріалу. Вивчено, зокрема, вплив опромінення на швидкість радіаційної повзучості. Наприклад, у працях [1, 2] досліджували кореляцію швидкості повзучості з границею текучості неопроміненого матеріалу. Проте такий підхід критикують інші автори, які стверджують, що швидкість повзучості визначає структура, що неперервно еволюціонує під дією опромінення. Вони пропонують будувати залежності швидкості від енергії дефекту упаковки [3–5]. Більшість науковців все-таки стверджують, що швидкість радіаційної повзучості найкоректніше подавати як залежність від дози опромінення (флюенса) чи щільності потоку (флаксу) [6, 7]. Часто її також описують через характеристику пошкодження самого матеріалу – “зміщень на атом”, що увійшла до документів комісії з регулювання атомної енергетики США. Проте є певні застереження для застосування такого підходу [8]. Загалом, особливо серед учених-експериментаторів, розповсюджена практика лінійної апроксимації дози пошкодженості матеріалу флюенсом.

Оскільки радіаційна повзучість переважно обумовлена рухом дислокацій, який стимулює напруження, теоретичні дослідження в цьому напрямку охоплюють процеси переповзання дислокацій у результаті поглинання ними точкових дефектів. Тут відомі теоретичні моделі В. В. Кірсанова [9], Ю. С. П'ятилетова [10] та інших.

У зв'язку з тим, що реактори атомних станцій побудовані наприкінці минулого століття і відпрацювали уже багато років, питання про їх залишкову довговічність постало дуже гостро. Популярними стали експерименти з відновлення експлуатаційних характеристик і продовження ресурсу їх корпусів (напр., [11–13]). Проте для прогнозування залишкової довговічності використовують лише теорії, які не враховують конкретні експлуатаційні дефекти [14] реакторних компонентів. Є низка методів досліджень їх розвитку та оцінки залишкової довговічності реакторних компонентів [15]. Але теоретичних моделей, що беруть до уваги вплив дефектів типу тріщин на залишкову довговічність реакторного устаткування, нема [16].

Тому нижче зроблено спробу побудувати розрахункову модель для визначення періоду докритичного росту тріщин високотемпературної повзучості в металевих матеріалах, що знаходяться під дією довготривалих статичних навантажень і нейтронного опромінення.

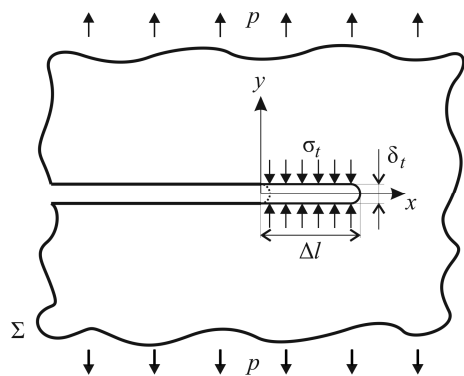


Рис. 1. Схема навантаження пластини.

Fig. 1. Plate loading mode.

деллю, тобто замінимо пластичну зону розрізом фіксованої довжини і прикладемо до його берегів усереднені напруження  $\sigma_T$ . Це дає змогу записати рівняння енергетичного балансу для пружних тіл з тріщинами [18]:

$$\int_{\Sigma} \sigma_{ij} \dot{u}_i n_j d\sigma = \dot{U} - T\dot{S} + 2\gamma\dot{\Sigma}, \quad \dot{\Sigma} > 0. \quad (1)$$

Тут  $\sigma_{ij}$ ,  $u_i$  та  $n_j$  – компоненти тензора деформацій, вектора переміщень та зовнішньої нормалі на боковій поверхні пластини в області  $\Sigma$  (включаючи тріщину);  $U$ ,  $T$ ,  $S$  – внутрішня енергія, температура та ентропія відповідно;  $\gamma$  – питома енергія руйнування, яка припадає на одиницю вільної поперечної поверхні пластини і яку вважаємо константою матеріалу;  $\dot{u}_i$ ,  $\dot{U}$ ,  $\dot{S}$ ,  $\dot{\Sigma}$  – похідні відповідних компонент за часом.

Розглянемо адіабатичний процес, для якого  $TdS = 0$ . Тоді енергетичний баланс під час поширення тріщини на довжину стрибка  $\Delta l$  буде:

$$\Delta U + 2\gamma\Delta l = 0. \quad (2)$$

Рівняння (2) – не що інше, як узагальнення Орована критерію Гріффітса

**Побудова рівняння для тріщини високотемпературної повзучості за опромінення.** Розглянемо пластину з макроскопічною тріщиною, що знаходиться під дією розтягальних зусиль  $p$ , прикладених симетрично до лінії тріщини, нагріту рівномірно до температури  $T_0$  (високотемпературна повзучість [17]). Ступінь опромінення пластини є функція часу. Введемо у вершині тріщини систему координат  $(x, y)$  (рис. 1). Вважаємо, що внаслідок симетричності навантаження тріщина поширюватиметься вздовж осі  $x$ . Зону передруйнування моделюватимемо  $\delta_c$ -моделлю, тобто замінимо пластичну зону розрізом фіксованої довжини і прикладемо до його берегів усереднені напруження  $\sigma_T$ . Це дає змогу записати рівняння енергетичного балансу для пружних тіл з тріщинами [18]:

для квазікрихких матеріалів [18]. Іншими словами, руйнування відбувається тоді, коли швидкість вивільнення внутрішньої енергії досягне приросту питомої енергії руйнування. Подаючи зміну внутрішньої енергії як роботу сил  $\sigma_t$  у зоні передруйнування завдовжки  $\Delta l$  на величину розкриття вершини тріщини  $\delta_t$  (рис. 1) та записуючи вираз для розкриття через коефіцієнт інтенсивності напружень (КІН) як  $\delta_t = K_I^2 / (\sigma_T E)$ , з критерію Ірвіна ( $K_I = K_{IC}$ ) знаходимо питому енергію руйнування  $\gamma$ :

$$\left( -\frac{K_{IC}^2}{E} + 2\gamma \right) \cdot \frac{dl}{dt} = 0 \rightarrow \gamma = \frac{K_{IC}^2}{2E} = \frac{\sigma_T \delta_c}{2}. \quad (3)$$

Зауважимо, що за введеною величиною  $\delta_c = K_{IC}^2 / (\sigma_T E)$  вдається сформулювати деформаційний критерій локального руйнування: тріщина почне поширюватись, коли розкриття її вершини досягне певного критичного значення  $\delta_c$ .

Розглянемо такий процес. Уявимо момент після чергового стрибка тріщини. Береги новоутвореної тріщини в її вершині розходяться на величину  $\delta_t = K_I^2 / (\sigma_T E)$ , далі внаслідок високотемпературної повзучості вони розкриватимуться до моменту досягнення критичного значення  $\delta_c$ , що означатиме локальне руйнування, просування тріщини на довжину  $\Delta l$  та початок нового циклу. Вважаючи, що початкове розкриття  $\delta_t$  миттєве, зміну внутрішньої енергії подамо так:

$$\Delta U = - \int_0^{\Delta l} \int_0^{\delta_c} \sigma_y d\delta dl = -\sigma_t \left( \delta_t + \int_0^{\Delta t} \dot{\delta}_t dt \right) \Delta l. \quad (4)$$

Високотемпературна повзучість матеріалів, що перебували під впливом нейтронного опромінення, пришвидшується внаслідок дефектоутворення та радіаційного розпухання металу (рис. 2). Тому, базуючись на відомих результатах [6–7, 19], в широкому діапазоні напружень швидкість усталеної повзучості можемо записати так:  $\dot{\epsilon}(N) = \dot{\epsilon}(0)(1 + \alpha N(t))$ , де  $N(t)$  – нейтронний флюенс, або кількість нейтронів, що потрапила до пластини через одиничну поверхню;  $\alpha$  – константа, що визначає ступінь впливу опромінення на повзучість. Запишемо аналогічний вираз для швидкості розкриття вершини тріщини:

$$\dot{\delta}_t(N) = \dot{\delta}_0(1 + \alpha N(t)). \quad (5)$$

Тут  $\dot{\delta}_0$  – швидкість розкриття вершини тріщини для неопроміненого матеріалу.

Тоді рівняння енергетичного балансу (2) буде:

$$\sigma_t \dot{\delta}_0 \left[ 1 + \frac{\alpha N}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} N(t + \tau) d\tau \right] \Delta l = (2\gamma - \sigma_T \delta_t) \frac{\Delta l}{\Delta t}. \quad (6)$$

У працях [20–24] наведені теоретичні та числові результати розподілу напружень та деформацій у зоні передруйнування. В них стверджують, що відстань від вершини тріщини до місця пікових значень напружень та деформацій на лінії розміщення тріщини описує величина  $x_{pm} = \beta(K_I / \sigma_T)^2$ . У праці [23] встановлено, що коефіцієнт  $\beta = 1/9\pi$ , тоді як у [24] методом рентгенівської дифракції виявили, що для металів він не перевищує 0,20. Наше припущення ґрунтується на фізичних міркуваннях. Вважаємо, що тріщина стрибає на величину, сумірну з  $x_{pm}$ :

$$\Delta l \approx \beta \left( \frac{K_{IC}}{\sigma_T} \right)^2 = \beta \frac{E}{\sigma_T} \cdot \left( \frac{K_{IC}^2}{\sigma_T E} \right) = \beta \frac{E}{\sigma_T} \delta_c = \tilde{\beta} \delta_c. \quad (7)$$

де  $\beta, \tilde{\beta}$  – величини, що визначають з експерименту. Аналогічний вираз лінійної залежності від розкриття вершини тріщини отримав Мак-Мікінг [25] числово для ідеальних пружно-пластичних тіл.

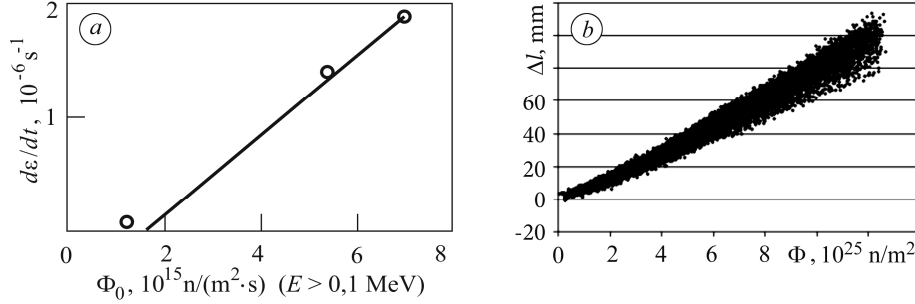


Рис. 2. Залежності швидкості повзучості алюмінію від щільності нейтронного потоку (a) [9], а також видовження зразків сплаву Zr–2,5Nb від флюенсу (b) [26].

Fig. 2. Dependence of aluminum creep rate on neutron flux density (a) [9], and also of Zr–2.5Nb specimen elongation on fluence (b) [26].

Швидкість усталеної повзучості можна подати як степеневу залежність від напруження  $\dot{\varepsilon}_0 = C_1 \sigma^{m_1}$  [27], як і деформацію текучості  $\varepsilon = C_2 \sigma^{m_2}$  [28]. Тому справедливе співвідношення  $\dot{\varepsilon}_0 = B \varepsilon^n$ , де  $B = C_1 C_2^{-m_1/m_2}$ ,  $n = m_1/m_2$ , тобто швидкість розкриття вершини тріщини для неопроміненого матеріалу

$$\dot{\delta}_0 = B \delta_0^n. \quad (8)$$

Таким чином, враховуючи вирази (8), (7) і (3), рівняння енергетичного балансу (6) можна записати так:

$$\frac{\Delta l}{\Delta t} = B \tilde{\beta} \delta_t^n \left[ 1 + \frac{\alpha_N}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} N(t + \tau) d\tau \right] \frac{\delta_c}{\delta_c - \delta_t}. \quad (9)$$

Для великих часів  $\Delta t \ll t$ , для яких і розраховують повзучість, отримуємо:

$$\frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} N(t + \tau) d\tau = \frac{N(t + \Delta t) - N(t)}{\Delta t} \approx \dot{N}(t) = N(t). \quad (10)$$

Записуючи розкриття тріщини через КІН, отримуємо рівняння для швидкості поширення тріщини повзучості з урахуванням впливу нейтронного опромінення:

$$\frac{dl}{dt} = \frac{CK_I^m (1 + \alpha N(t))}{1 - K_I^2 / K_{IC}^2}. \quad (11)$$

Тут  $C = \tilde{\beta} B / (E \sigma_T)^n$ ,  $m = 2n$ . Зауважимо, що це рівняння для нульового флюенсу і малих значень КІН ( $K_I < 0,1 K_{IC}$ ) перетворюється на відомий аналог формули Періса для повзучості, що підтверджують безліч експериментів.

Зауважимо також, що для великих часів і доз опромінення характеристики матеріалу змінюються плавно [9, 19]. Внаслідок радіаційного окрихнення границя текучості металу зростає з дозою опромінення, а в'язкість руйнування  $K_{IC}$  зни-

жується, при цьому модуль Юнга навіть для великих флюенсів залишається практично незмінним.

Оскільки і характеристики матеріалу, і доза опромінення з часом змінюються доволі плавно, для кожного локального стрибка можемо вважати їх незмінними, тому рівняння (11) залишається вірним і для динамічної зміни характеристик з флюенсом:

$$\frac{dl}{dt} = \frac{C(t) \cdot K_I^m (1 + \alpha N(t))}{1 - K_I^2 / \tilde{K}_{IC}^2(N(t))}, \quad (12)$$

де  $C(t) = C(N(t)) = B\beta / (E\sigma_T)^{n-1} \cdot E / \tilde{\sigma}_T(N(t))$ ; тильда “~” означає, що величина може змінюватись з дозою опромінення. Це рівняння є нелінійним диференціальним рівнянням першого порядку.

**Формулювання математичної моделі для визначення залишкової довговічності.** Розглянемо металеву півбезмежну пластину, що знаходиться під дією високої температури та розтягальних зусиль  $p$ . Пластина послаблена макроскопічною тріщиною довжиною  $l_0$ . Навантаження прикладене перпендикулярно до тріщини. Матеріал пластини зазнає впливу нейтронного радіаційного опромінення, рівень якого описує функція  $N(t)$ . Вважаємо, що за досягнення тріщиною певного критичного розміру  $l_*$  пластина зруйнується. Необхідно знайти її залишкову довговічність, тобто час  $t_*$ , з досягненням якого спрацює критерій Ірвіна і пластина зруйнується.

Для побудови математичної моделі використаємо рівняння (12). Введемо позначення  $l(t) = l$ ,  $N(t) = N$ . Додамо початкову та кінцеву умови, щоб знайти залишкову довговічність (період докритичного росту тріщини). Також для визначення критичного розміру тріщини  $l_*$  знадобиться ще одне рівняння, зокрема, критерій Ірвіна. В результаті завершена математична модель набуде вигляду

$$\begin{aligned} \frac{dl}{dt} &= \frac{C(N) \cdot K_I^m (1 + \alpha N)}{1 - K_I^2 / K_{IC}^2(N)}, \\ t = 0, l(0) &= l_0; \\ t = t_*, l(t_*) &= l_*; \quad K_I(p, l_*) = K_{IC}. \end{aligned} \quad (13)$$

Зауважимо, що цю модель можна застосувати до низки задач, де рух тріщини з тих чи інших міркувань є наперед відомий, а для визначення КІН достатньо лише одного параметра  $l$ .

**Аналог задачі Гріффітса для опроміненої пластини.** Нехай маємо безмежну пластину, послаблену тріщиною завдовжки  $2l_0$ , що розтягується на безмежності силами  $p$ , прикладеними перпендикулярно до лінії тріщини (рис. 3). Пластина нагріта до високої температури та рівномірно опромінюється нейтронами до флюенсу  $N(t)$ . Необхідно знайти її залишкову довговічність  $t_*$ .

КІН для пластини з поперечною тріщиною, як у задачі Гріффітса, визначаємо так:

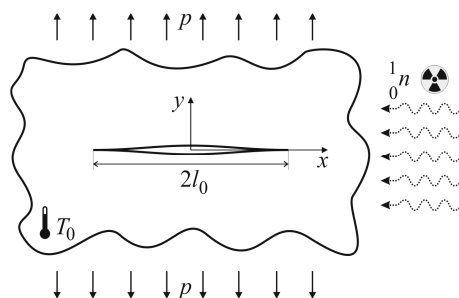


Рис. 3. Схема навантаження пластини для аналога задачі Гріффітса.

Fig. 3. Plate loading mode for Griffith's problem analogue.

$$K_I = p\sqrt{\pi l}. \quad (14)$$

Для простоти вважатимемо, що в'язкість руйнування, границя текучості та розподіл напружень і деформацій у зоні передруйнування незмінні з флюенсом, тобто  $d\tilde{K}_{IC}/dN = d\tilde{\sigma}_t/dN = d\tilde{\beta}/dN = 0$ . Сам флюенс нехай змінюється за законом

$$N(t) = N_0 \cdot \sqrt{t}, \quad (15)$$

де  $N_0$  – значення флюенсу в одиничний момент часу.

Розділимо змінні в рівнянні (12):

$$\int_{l_0}^{K_{IC}^2/\pi p^2} \frac{1 - \pi p^2 l / K_{IC}^2}{(\pi p^2 l)^n} dl = C \int_0^{t_*} (1 + \alpha N_0 \sqrt{t}) dt. \quad (16)$$

Знайдемо критичну довжину тріщини, після досягнення якої пластина зруйнується:

$$p\sqrt{\pi l_*} = K_{IC} \Rightarrow l_* = \frac{K_{IC}^2}{\pi p^2}. \quad (17)$$

Обчислимо лівий інтеграл у формулі (16):

$$\int_{l_0}^{K_{IC}^2/\pi p^2} \frac{1 - \pi p^2 l / K_{IC}^2}{(\pi p^2 l)^n} dl = \frac{(\pi p^2 l (n-1) - K_{IC}^2 (n-2))l}{(n-1)(n-2)(\pi p^2 l)^n K_{IC}^2} \Big|_{l_0}^{K_{IC}^2/\pi p^2} = \Lambda. \quad (18)$$

Звідси

$$t_* = \begin{cases} \frac{1}{4\alpha^2 N_0^2} \left( \sqrt[3]{\Omega} + \frac{1}{\sqrt[3]{\Omega}} - 1 \right)^2, & \alpha N_0 \neq 0, \\ \Lambda / C, & \alpha N_0 = 0, \end{cases} \quad (19)$$

$$\text{де } \Omega = \left( 6\Lambda N_0^2 \alpha^2 + 2\sqrt{3\Lambda(C - 3\Lambda N_0^2 \alpha^2)} N_0 \alpha - C \right) C^{-1/3}.$$

Графічне зображення цього розв'язку залежно від навантаження для опромінених і неопромінених матеріалів подано на рис. 4. Дані для обчислень взяті з праць [29, 30]:  $l_0 = 0,01$  м;  $C = 2,1 \cdot 10^{-12}$  МПа<sup>-2</sup> h<sup>-1</sup>;  $m = 2,2$ ;  $K_{IC} = 399$  МПа $\sqrt{\text{м}}$ ,  $\alpha N_0 = 1$ . Як бачимо, довговічність пластини, опроміненої потоком нейтронів, знижується, як і прогнозує модель, а також зі збільшенням навантаження вплив нейтронного опромінення на неї послаблюється. Проте це можна пояснити зменшенням дози опромінення, оскільки час опромінення пластини до руйнування також скорочується.

**Порівняння з експериментом.** Оскільки досліджували компактні зразки, запишемо рівняння (12), щоб визначити швидкість поширення тріщини для плоскої задачі:

$$\frac{dl}{dt} = \frac{\beta B}{\sigma_0 \tilde{\sigma}_0(N)} \left( \frac{1 - \nu^2}{E \sigma_0} \right)^{m/2-1} \cdot \frac{K_I^m \cdot [1 + \alpha N]}{1 - K_I^2 / \tilde{K}_{IC}^2}, \quad (20)$$

$\nu$  – коефіцієнт Пуассона. Зауважимо, що границю текучості  $\sigma_T$  для реальних матеріалів замінюємо величиною  $\sigma_0 = 0,5(\sigma_T + \sigma_u)$ , де  $\sigma_u$  – границя міцності матеріалу.

Щоб перевірити рівняння (20), використали звіти комісії з регулювання атомної енергетики США [29–31]. Усі дані про швидкість росту тріщини брали для середовища, наближеного до експлуатаційного BWR та PWR реакторів, за температури 288°C та вмісту розчиненого кисню 250...600 ppb (*parts per billion*,  $10^7$  ppb = 1%). Для порівняння застосовували компактні зразки зі сталей 304L (шифр GG, C3) та 316 (шифр C21). Зіставляли також із розрахунковою кривою NUREG-0313 [30], що описує швидкість корозійного розтріскування реакторних металів.

Перевіряли так. Спочатку значення в'язкості руйнування  $\tilde{K}_{IC}$  залежно від дози опромінення дпа (*displacements per atom*, 1 дпа  $\approx 6,67 \cdot 10^{20}$  н/см<sup>2</sup>) для сталі 304L, апроксимували функцією

$$\tilde{K}_{IC} = 180 + 216 \cdot \exp(-\text{дпа}). \quad (21)$$

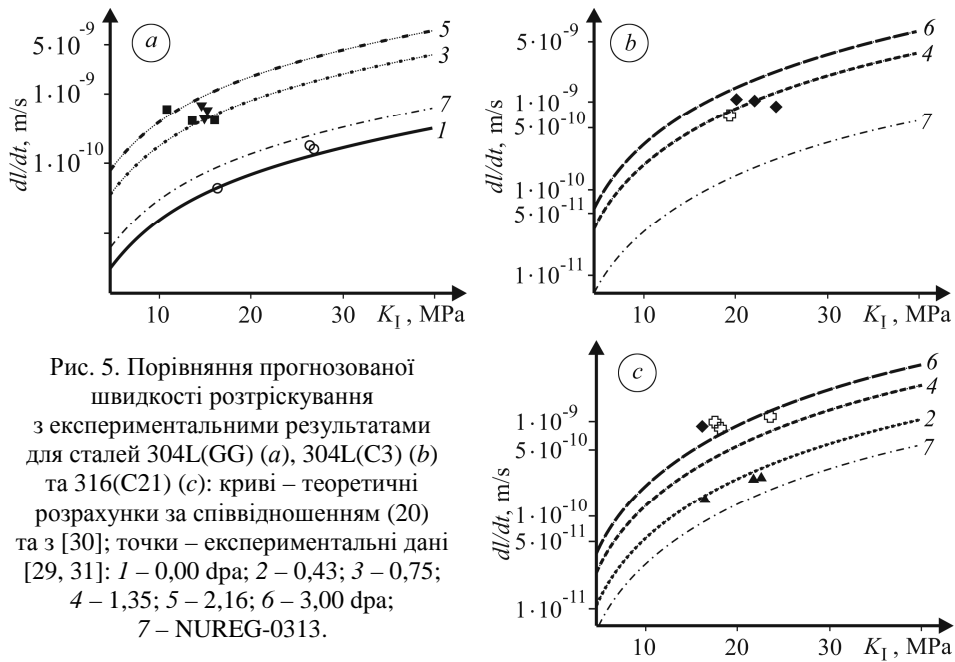


Рис. 5. Порівняння прогнозованої швидкості розтріскування з експериментальними результатами для сталей 304L(GG) (a), 304L(C3) (b) та 316(C21) (c): криві – теоретичні розрахунки за співвідношенням (20) та з [30]; точки – експериментальні дані [29, 31]: 1 – 0,00 дпа; 2 – 0,43; 3 – 0,75; 4 – 1,35; 5 – 2,16; 6 – 3,00 дпа; 7 – NUREG-0313.

Fig. 5. Comparison of predicted crack growth rate and experimental data for 304L(GG) (a), 304L(C3) (b) and 316(C21) (c) steels: curves – theoretical calculations (20) and [30]; points – experimental data [29, 31]; 1 – 0.00 dpa; 2 – 0.43; 3 – 0.75; 4 – 1.35; 5 – 2.16; 6 – 3.00 dpa; 7 – NUREG-0313.

Оскільки співвідношення коефіцієнтів  $K_I^2 / K_{IC}^2$  для доступних експериментальних значень мале проти одиниці, то знаменник у виразі (20) суттєво не впливає на швидкість поширення тріщини. Враховуючи це, використовуватимемо

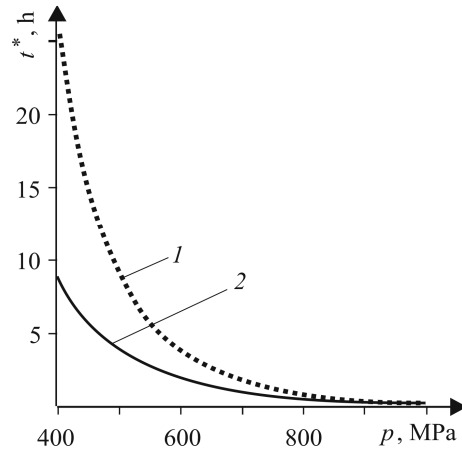


Рис. 4. Довговічність пластини для аналога задачі Гріффітса: 1 – без опромінення, 2 – з опроміненням.

Fig. 4. Life time of the plate for Griffith's problem analogue: 1 – unirradiated; 2 – irradiated.

формулу (21) для усіх подібних сталей (304L, 316) за відсутності інших доступних даних. Орієнтовна похибка тут не перевищує 0,2%.

Коефіцієнт  $m = 2,161$  взяли із праць [29–31],  $\beta = 0,196$  – з праці [24]. За експериментальними даними для неопромінених зразків зі сталі 304L(GG) шукали коефіцієнт  $B = 0,9 \cdot 10^{-18}$ , а для опромінених коефіцієнт  $\alpha = 4,2 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2/\text{n}$  (рис. 5). Коефіцієнти  $\alpha$ ,  $B$  слід знаходити з експерименту для кожного матеріалу окремо. Разом з тим ці коефіцієнти визначаємо і для подібних сталей. Хімічний склад та характеристики таких сталей наведені в табл. 1 і 2.

**Таблиця 1. Хімічний склад сталей (%)**

Шифр	Сталь	Ni	Si	P	S	Mn	C	N	Cr	Mo	O
GG	304L	8,95	0,55	0,023	0,008	1,80	0,015	0,067	18,62	0,31	0,014
C3	304L	9,10	0,45	0,020	0,003	1,86	0,024	0,074	18,93	0,12	0,014
C21	316	10,45	0,61	0,035	0,002	1,23	0,060	0,016	16,27	2,10	0,014

**Таблиця 2. Механічні властивості сталей**

Шифр	Сталь	Флюєнс ( $E > 1 \text{ MeV}$ )							
		без опромінення		$0,3 \cdot 10^{21} \text{ n/cm}^2$		$0,9 \cdot 10^{21} \text{ n/cm}^2$		$2,0 \cdot 10^{21} \text{ n/cm}^2$	
		$\sigma_T$	$\sigma_u$	$\sigma_T$	$\sigma_u$	$\sigma_T$	$\sigma_I$	$\sigma_T$	$\sigma_u$
MPa									
C21	316	277	455	480	620	643	716	893	924
C3	304L	154	433	338	491	632	668	796	826
				$0,5 \cdot 10^{21} \text{ n/cm}^2$		$1,44 \cdot 10^{21} \text{ n/cm}^2$			
GG	304L	159	425	533	610	702	720		

**Обговорення результатів.** Для порівняння з експериментальними результатами побудували ще й розрахункову криву NUREG-0313 (рис. 5, штрих-пунктирна лінія). Як бачимо, віднайдені константи придатні і для подібних реакторних сталей. На жаль, не вдалося отримати більше експериментальних даних, що задовольняли б наші критерії. У відомих дослідженнях [29] наведені результати для різного вмісту розчиненого в воді кисню, проте, оскільки наша модель не враховує вплив цього чинника на швидкість розтріскування, а розкид доступних даних для різних концентрацій кисню настільки великий, що унеможливило будь-яку аналітичну інтерпретацію результатів, обмежились вузьким діапазоном концентрацій (250...600 ppb). Проте навіть тоді, коли не брати до уваги вплив агресивного середовища, наша модель придатна для прогнозування росту тріщин у реакторних компонентах, і, очевидно, демонструватиме кращі результати, ніж розрахунок за кривою NUREG-0313 [30] без урахування впливу опромінення.

## ВИСНОВКИ

На основі  $\delta_c$ -моделі та рівняння енергетичного балансу для елементарного стрибка тріщини побудовано нове диференціальне рівняння, що описує поширення тріщини високотемпературної повзучості в матеріалах за нейтронного опромінення. З його допомогою сформульована математична модель для визначення залишкової довговічності пластин з тріщинами, що знаходяться в умовах високотемпературної повзучості та нейтронного опромінення. Модель апробовано під час розв'язанні аналога задачі Гріффітса, тобто визначення періоду докритич-



ного росту тріщини в пластині за описаних умов. Для перевірки її адекватності отримане рівняння застосовано для компактних зразків і зіставлено з результатами експериментів. Одержана кореляція дає можливість стверджувати про об'єктивність моделі в інженерних розрахунках, щоб моделювати розвиток тріщин, та для розрахунку залишкової довговічності конструкцій, що працюють за високої температури і нейтронного опромінення.

*РЕЗЮМЕ.* Получено новое уравнение для расчета скорости распространения трещины высокотемпературной ползучести с учётом влияния нейтронного облучения. На его основании построена математическая модель для определения остаточной долговечности пластины с макротрещиной, находящейся в процессе высокотемпературной ползучести при облучении. Применение модели продемонстрировано при решении аналога задачи Гриффитса. Выявлена хорошая корреляция полученных аналитических результатов с известными экспериментальными.

*SUMMARY.* A new equation for determining high-temperature creep crack propagation rate, with consideration of the neutron irradiation effect was obtained. On its basis, a mathematical model for determining the residual life of the plate with macrocracks subjected to the high-temperature creep under irradiation was developed. Application of the model when solving the Griffith problem analogue for the aforementioned conditions was demonstrated. A good correlation between analytical results and experimental data was found.

1. Камшилин Д. В. Исследование корреляции между скоростью ползучести и пределом текучести облучаемых металлических материалов: Автореф. дис. ... к. ф.-м. н. – Алмата, 1991. – 19 с.
2. Jung P., Ansari M. I. A correlation between irradiation creep strength and yield stress of FCC metals and alloys // J. of Nuclear Mater. – 1986. – **138**, № 2. – P. 40–45. (doi:10.1016/0022-3115(86)90253-9)
3. Вотинов С. Н., Максимкин О. П. К вопросу о роли энергии дефекта упаковки в изменении структуры и свойств металлов и сплавов в результате радиационного и термического воздействия // Вопросы атомной науки и техники. – 2002. – № 3. – С. 23–30.
4. Желтов Ю. В., Малышев И. Г., Соколов Л. В. О корреляции скорости радиационной ползучести металлов с энергией дефекта упаковки // Изв. АН СССР. Сер. Металлы. – 1980. – № 3. – С. 177–179.
5. Reiley T. L. On the stacking fault energy dependence of irradiation creep // Scripta Mater. – 1981. – **15**, № 3. – С. 313–317.
6. Экспериментальные исследования радиационной ползучести нержавеющей сталей / В. А. Красноселов, А. Н. Колесников, В. И. Прохоров и др. – Димитровград, 1981. – 28 с. – (Препр. / НИИАР-16 (469)).
7. Расчетное моделирование радиационного формоизменения тепловыделяющей сборки реакторов на быстрых нейтронах / С. А. Исхаков, В. Б. Кайдалов, Д. А. Лапшин, А. В. Рябцов // Проблемы прочности и пластичности. – 2013. – № 5. – С. 33–39.
8. Harbison L. S. and Lowe Jr. A. L. Metallurgical considerations in the application of dpa to reactor vessel analysis // Effects of radiation on materials: 16<sup>th</sup> inter. symp. – Philadelphia, USA, 1993. – P. 528–541.
9. Ибрагимов Ш. Ш., Курсанов В. В., Пятилетов Ю. С. Радиационные повреждения металлов и сплавов. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 240 с.
10. Пятилетов Ю. С. Теоретическое исследование влияния радиационных и других дефектов кристаллической решетки на физико-механические свойства металлов и сплавов // Ядерная и радиационная физика: Материалы междунар. конф., посвященной 40-летию ИЯФ НЯЦ РК (Алматы, 8–11 октября, 1997). – Алматы (Казахстан), 1997. – С. 89–96.
11. Microstructural changes in a Russian-type reactor weld material after neutron irradiation, post-irradiation annealing and re-irradiation studied by atom probe tomography and positron annihilation spectroscopy / A. Kuramoto, T. Toyama, Y. Nagai et al. // Acta Mater. – 2013. – № 61. – С. 1–10. (doi:10.1016/j.actamat.2013.05.016)
12. Fukumoto K. and Iwasaki M, Xu Q. Recovery process of neutron-irradiated vanadium alloys in post-irradiation annealing treatment // J. of Nuclear Mater. – 2013. – **442**. (1–3, Supplement 1). – P. 360–363.

13. *Беляева Л. А., Малыгин Г. А., Рыбин В. В.* Механизм восстановления механических свойств облученных нейтронами металлов при термоциклировании // Физика твердого тела. – 2006. – **48**, № 3 – С. 443–449.
14. *High-Resolution Crack Imaging Reveals Degradation Processes in Nuclear Reactor Structural Materials / M. J. Olszta, D. K. Schreiber, L. E. Thomas, and S. M. Bruemmer // Adv. Mater. and Proc.* – 2012. – **170**, № 4. – P. 17–21.
15. *Adaptation of Crack Growth Detection Techniques to US Material Test Reactors / A. J. Palmer, S. P. Teysseyre, K. L. Davis et al. // Proceedings of ICAPP 2014 (6–9 April, 2014).* – Charlotte (USA), 2014. – P. 261–267.
16. *Моделирование разрушений материалов при длительном статическом нагружении в условиях ползучести и нейтронного облучения / Б. З. Марголин, А. Г. Гуленко, А. А. Бучатский, С. М. Балакин // Проблемы міцності.* – 2006. – **384**, № 6. – С. 5–16.
17. *Иванова В. С.* Разрушение металлов. – М.: Металлургия, 1979. – 168 с.
18. *Черепанов Г. П.* Механика разрушения. – М.; Ижевск: Ин-т компьютерных исследований, 2012. – 872 с.
19. *Максимкин О. П., Гусев М. Н., Осипов И. С.* Взаимосвязь истинных напряжений и деформаций при пластическом течении облученных металлических поликристаллов // Вопросы атом. науки и техники. – 2007. – № 2. – С. 33–38.
20. *Withers P. J.* Fracture mechanics by three-dimensional crack-tip synchrotron X-ray microscopy // Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engng. Sci. – 2015. – № 373. – P. 2–26.
21. *Comparison of methods for obtaining crack-tip stress distributions in an elastic-plastic material / C. M. Davies, N. P. O'Dowd, K. M. Nikbin et al. // The J. of Strain Analysis for Engng. Design.* – 2005. – № 40(5). – P. 431–449.
22. *Hirose Y., Sasaki T.* X-ray fractography // Industrial applications of X-ray diffraction. – New-York: Marcel Dekker, 1992. – P. 317–372.
23. *Клевцов Г. В.* Закономерности образования пластических зон под поверхностью изломов металлических материалов с ОЦК- и ГЦК-структурой: Автореф. дис. ... д-ра. техн. наук. – М., 1992. – 34 с.
24. *Dias A., Lebrun J. L., and Bignonnet A.* X-ray diffraction studies on fatigue crack plastic zones developed under plane strain state conditions // Fatigue Fract. Eng. Mater. Struct. – 1999. – № 22. – P. 133–144.
25. *McMeeking R. M.* Finite deformation analysis of crack-tip opening in elastic-plastic materials and implications for fracture // J. Mech. and Physics of Solids. – 1977. – № 25(5). – P. 357–381.
26. *Holt R. A.* In-reactor deformation of cold-worked Zr-2.5Nb pressure tubes // J. of Nuclear Mater. – 2008. – № 372. – P. 182–214.
27. *Качанов Л. М.* Теория ползучести. – М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1960. – 455 с.
28. *Биггер И. А., Мавлютов Р. Р.* Сопrotивление материалов. – М.: Наука, 1986. – С. 560.
29. *Chopra O. K. and Shack W. J.* Crack growth rates and fracture toughness of irradiated austenitic stainless steels in BWR environments. – Argonne: Argonne National Laboratory, 2008. – 142 p.
30. *Hazelton W. S. and Koo W. H.* Technical Report on Material Selection and Processing Guidelines for BWR Coolant Pressure Boundary Piping. – Washington: U.S. Nuclear Regulatory Commission, 1988. – 46 p.
31. *Crack Growth Rates of Irradiated Austenitic Stainless Steel Weld Heat Affected Zone in BWR Environments / O. K. Chopra, B. Alexandreanu, E. E. Gruber et al.* – Washington: U.S. Nuclear Regulatory Commission, 2006. – 72 p.

Одержано 20.04.2015