https://doi.org/10.15407/dopovidi2022.05.042
УДК 539.3

О. Ю. Чирков, https://orcid.org/0000-0003-1916-0277

Інститут проблем міцності ім. Г.С. Писаренка НАН України, Київ
E-mail: chirkale82@gmail.com

Застосування розв'язку Качанова про рівновагу сферичної порожнини до аналізу зростання пор в'язкого руйнування в умовах радіаційної повзучості

Представлено академіком НАН України В.В. Харченком

Розглядається застосування розв'язку Качанова про рівновагу сферичної порожнини в пружно-пластичному просторі до моделювання зростання концентрації пор в'язкого руйнування в матеріалі, що піддається впливу нейтронного опромінення. Використання розв'язку Качанова для сферичної порожнини, розташованої в ідеальному пружно-пластичному просторі, дозволяє врахувати радіаційну повзучість на пружній ділянці діаграми деформування опроміненого матеріалу на відміну від рівнянь Райса—Трейсі—Хуанга, в яких пружна ділянка не розглядається. Урахування цього чинника впливає на результати аналізу поведінки пористого матеріалу, оскільки зі зростанням дози опромінення відбувається радіаційне зміцнення, що призводить до зниження пластичності матеріалу, і тому в умовах тривалого нейтронного опромінення роль радіаційної повзучості на пружній ділянці діаграми деформування зростає. На основі співвідношень, що випливають з розв'язку Качанова, одержано рівняння для опису зростання об'ємної концентрації пор у матеріалі залежно від приростів деформацій миттєвої пластичності та радіаційної повзучості. Для аналізу поведінки опроміненого пористого матеріалу сформульовані визначальні рівняння радіаційної повзучості, в яких незворотні деформації включають деформації миттєвої пластичності, радіаційного розпухання, радіаційної повзучості та структурні об'ємні деформації, що враховують концентрацію пор в'язкого руйнування. Використовуються сучасні моделі радіаційного розпухання і радіаційної повзучості, в яких враховується пошкоджуюча доза, температура опромінення і вплив напруженого стану та накопиченої незворотної деформації на процеси розпухання і повзучості матеріалу.

Ключові слова: *радіаційне розпухання, радіаційна повзучість, зростання пор, рівняння Райса—Трейсі—Хуанга, розв'язок Качанова для сферичної порожнини.*

Важливим етапом обґрунтування ресурсу конструкцій, що експлуатуються в умовах тривалого нейтронного опромінення, є розрахунковий аналіз напружено-деформованого стану з урахуванням докритичного пошкодження опроміненого металу. Вірогідність розрахункового обґрунтування міцності та працездатності конструкцій зумовлена засто-

Цитування: Чирков О.Ю. Застосування розв'язку Качанова про рівновагу сферичної порожнини до аналізу зростання пор в'язкого руйнування в умовах радіаційної повзучості. *Допов. Нац. акад. наук Укр.* 2022. № 5. С. 42—50. https://doi.org/10.15407/dopovidi2022.05.042

суванням адекватних математичних моделей, які дозволяють описувати процеси непружного деформування металу з урахуванням радіаційних ефектів розпухання і повзучості, а також зростання пор в'язкого руйнування за умов термосилового навантаження та нейтронного опромінення.

Нижче розглядаються сучасні моделі радіаційного розпухання і радіаційної повзучості, в яких враховується пошкоджуюча доза, температура опромінення і вплив напруженого стану та накопиченої незворотної деформації на процеси розпухання і повзучості опроміненого матеріалу. Для аналізу поведінки пористого матеріалу, що піддається нейтронному опроміненню, застосовуються визначальні рівняння радіаційної повзучості, в яких незворотні деформації включають деформації миттєвої пластичності, радіаційного розпухання, радіаційної повзучості та структурні об'ємні деформації, що враховують концентрацію пор у матеріалі.

Наведемо кілька зауважень, що стосуються моделювання поведінки опроміненого матеріалу за наявності пор в'язкого руйнування. Отже, класичні рівняння Райса—Трейсі—Хуанга отримані для ізольованої сферичної порожнини в однорідному полі напружень, розташованої в жорстко-пластичному необмеженому просторі [1, 2]. Ці рівняння дають змогу описати незворотне зростання об'єму пор у матеріалі в процесі пластичного деформування. Якщо приріст накопиченої незворотної деформації в рівняннях Райса—Трейсі—Хуанга визначити підсумовуванням приростів деформації миттєвої пластичності та радіаційної повзучості, то одержимо узагальнені рівняння зростання об'єму пор в опроміненому матеріалі. Проте застосування цих рівнянь до аналізу пористості опроміненого матеріалу може призвести до надмірно консервативних результатів, тому що вони не дозволяють адекватно врахувати радіаційну повзучість на пружній ділянці діаграми деформування опроміненого матеріалу.

Альтернативний підхід полягає у використанні розв'язку Качанова для сферичної порожнини, розташованої в ідеальному пружно-пластичному просторі [3]. Застосування цього розв'язку до моделювання зростання пор дозволяє врахувати радіаційну повзучість на пружній ділянці діаграми деформування опроміненого матеріалу на відміну від класичних рівнянь Райса—Трейсі—Хуанга, в яких пружна ділянка не розглядається. Урахування цього чинника впливає на результати аналізу поведінки пористого матеріалу, оскільки зі зростанням дози опромінення відбувається радіаційне зміцнення, що призводить до зниження пластичності матеріалу, і тому в разі тривалого опромінення роль радіаційної повзучості на пружній ділянці діаграми деформування зростає. За таких умов, основною складовою у девіаторних компонентах незворотних деформацій є радіаційна повзучість опроміненого матеріалу, а суттєвий вклад пластичних деформацій має локальний характер в околі концентраторів напружень.

Розв'язок Качанова для сферичної порожнини. Задачу про всебічний розтяг сферичної порожнини, розташованої в необмеженому просторі розглянуто в [3]. Розв'язок одержано для ідеально пружно-пластичного матеріалу з урахуванням центральної симетрії задачі у сферичній системі координат (r, φ, θ). За таких умов зсуви та дотичні напруження дорівнюють нулю, причому $\varepsilon_\varphi = \varepsilon_\theta$, $\sigma_\varphi = \sigma_\theta$.

Наведемо основні співвідношення з розв'язку Качанова для сферичної порожнини за умови, що поверхня сфери вільна від напружень.

У пружній частині простору напруження визначаються за формулами:

$$\sigma_r = p_\infty + (q_r - p_\infty)(\frac{r_T}{r})^3; \quad \sigma_\varphi = p_\infty - \frac{1}{2}(q_r - p_\infty)(\frac{r_T}{r})^3; \tag{1}$$

$$q_r = p_\infty - \frac{2}{3}\sigma_T; \quad r_T = a\exp(\frac{p_\infty}{2\sigma_T} - \frac{1}{3}),$$

де p_∞ — рівномірний всебічний розтяг на нескінченному віддаленні від порожнини; a — радіус сферичної порожнини; r_T — радіус текучості; q_r — радіальне напруження на межі зон пружності та текучості; σ_T — границя текучості.

У зоні текучості напруження мають вигляд

$$\sigma_r = 2\sigma_T \ln\frac{r}{a}; \quad \sigma_\varphi = \sigma_r + \sigma_T. \tag{2}$$

Відмітимо, що за умови

$$p_\infty < p_T = \frac{2}{3}\sigma_T \tag{3}$$

простір перебуває в пружному стані, у разі $p_\infty = p_T$ матеріал переходить у пластичний стан на поверхні сферичної порожнини і за подальшого збільшення p_∞ зона пластичних деформацій розширюється.

Для визначення деформацій та переміщень використовуються співвідношення Генки:

$$\varepsilon_r = \frac{du}{dr} = \Psi(\sigma_r - \sigma_m) + \frac{\sigma_m}{k_0}; \quad \varepsilon_\varphi = \frac{u}{r} = \Psi(\sigma_\varphi - \sigma_m) + \frac{\sigma_m}{k_0}, \tag{4}$$

де u — радіальне переміщення; σ_m — середнє нормальне напруження; Ψ — скалярна функція, що визначається з умов безперервності радіальних переміщень та напружень.

Звідки випливає

$$\Psi = -\frac{2}{k_0} + (\frac{1}{2G_0} + \frac{2}{k_0})(\frac{r_T}{a})^3, \tag{5}$$

k_0 — модуль всебічного об'ємного розширення; G_0 — модуль зсуву матеріалу.

Отже, відносне збільшення радіуса сферичної порожнини обчислюються із використанням другої формули (4) та співвідношення (5):

$$\frac{\Delta a}{a} = (-\frac{2}{k_0} + (\frac{1}{2G_0} + \frac{2}{k_0})(\frac{r_T}{a})^3)(\sigma_\varphi - \sigma_m) + \frac{\sigma_m}{k_0}. \tag{6}$$

Якщо порожнина розташована в пружній частині простору, то напруження на її поверхні визначається згідно з формулами (1):

$$\sigma_r = 0, \quad \sigma_\varphi = \frac{3}{2}p_\infty, \quad \sigma_m = \frac{2}{3}\sigma_\varphi = p_\infty, \quad \sigma_\varphi - \sigma_m = \frac{1}{2}p_\infty. \tag{7}$$

На підставі виразів (6) та (7) знаходимо

$$\frac{\Delta a}{a} = \left(\frac{1}{4G_0} + \frac{1}{k_0}\right) p_\infty, \quad p_\infty < p_T. \tag{8}$$

Якщо сфера потрапляє в зону текучості, то поверхневі напруження обчислюються з урахуванням залежностей (2):

$$\sigma_r = 0, \quad \sigma_\varphi = \sigma_T, \quad \sigma_m = \frac{2}{3}\sigma_T, \quad \sigma_\varphi - \sigma_m = \frac{1}{3}\sigma_T. \tag{9}$$

Із використанням співвідношень (6) та (9) одержимо

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{1}{3}\left(\frac{1}{2G_0} + \frac{2}{k_0}\right)\left(\frac{r_T}{a}\right)^3 \sigma_T, \quad p_\infty \geqslant p_T. \tag{10}$$

Звідси з урахуванням останньої формули (1), яка визначає радіус текучості r_T, маємо вираз для збільшення радіуса сферичної порожнини за умови, що сфера розташована в зоні текучості:

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{1}{3e}\left(\frac{1}{2G_0} + \frac{2}{k_0}\right)\exp\left(\frac{3p_\infty}{2\sigma_T}\right)\sigma_T, \quad p_\infty \geqslant p_T, \tag{11}$$

де $e \approx 2{,}718...$ — число Ейлера.

Отже, основні співвідношення з розв'язку Качанова, що необхідні для формулювання рівняння зростання об'єму пор в'язкого руйнування, наведено.

Рівняння зростання концентрації пор за розв'язком Качанова. Для формулювання рівняння зростання об'єму пор за моделлю в'язкого руйнування необхідно для заданих вихідних даних встановити залежність для збільшення радіуса сферичної порожнини у пружно-пластичному просторі за умови нескінченно малих приростів непружних деформацій, що включають деформації миттєвої пластичності та радіаційної повзучості.

З використанням рівнянь радіаційної повзучості [4], а також на підставі співвідношень (8) та (11), отриманих з розв'язку Качанова, приходимо до наступних виразів для скінченних приростів радіуса сферичної порожнини.

За умови, що сфера перебуває у пружній частині простору, маємо

$$\frac{\Delta a}{a} = \left(\frac{1}{4G_0^R} + \frac{1}{k_0}\right) p_\infty, \quad p_\infty < p_T. \tag{12}$$

Якщо порожнина розташована в зоні текучості, приріст радіуса сфери такий:

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{1}{3e}\left(\frac{1}{2G_0^R} + \frac{2}{k_0}\right)\exp\left(\frac{3p_\infty}{2\sigma_T}\right)\sigma_T, \quad p_\infty \geqslant p_T. \tag{13}$$

У рівняннях (12) та (13) використано модуль зсуву опроміненого матеріалу G_0^R, що враховує вплив радіаційної повзучості за етап навантаження [4]:

$$G_0^R = \frac{G_0}{1 + 3G_0(B_0\Delta Z + C_0\Delta R)}, \tag{14}$$

де $\Delta Z > 0$, $\Delta R > 0$ — прирости пошкоджуючої дози Z і радіаційного розпухання R за етап навантаження; B_0, C_0 — константи матеріалу. Нагадаємо, що G_0 — модуль зсуву на пружній ділянці діаграми деформування опроміненого матеріалу без урахування радіаційної повзучості.

З рівнянь (12) та (13) випливають співвідношення для визначення нескінченно малого приросту радіуса сферичної порожнини da для вихідних даних: k_0, p_∞, σ_T. Урахування заданих початкових деформацій у цих формулах не впливає на обчислення приросту da.

Отже, якщо сфера розташована у пружній частині простору, знаходимо

$$\frac{da}{a} = \frac{1}{4} d\left(\frac{1}{G_0^R}\right) p_\infty, \qquad p_\infty < p_T, \tag{15}$$

інакше вираз для приросту радіуса сфери за умови текучості має вигляд

$$\frac{da}{a} = \frac{1}{6e} d\left(\frac{1}{G_0^R}\right) \exp\left(\frac{3p_\infty}{2\sigma_T}\right) \sigma_T, \qquad p_\infty \geqslant p_T. \tag{16}$$

Варто зазначити, що диференціали у формулах (15) та (16) розуміються у сенсі нескінченно малих приростів радіуса сферичної порожнини a і величини, що зворотна до модуля зсуву G_0^R, через прирости непружних деформацій опроміненого матеріалу.

Для обчислення диференціалу $d\left(1 \big/ G_0^R\right)$, що входить у праву частину рівнянь (15), (16), використаємо співвідношення (14), звідки випливає

$$\frac{1}{G_0^R} = \frac{1}{G_0} + 3(B_0 \Delta Z + C_0 \Delta R). \tag{17}$$

На підставі (17) приходимо до рівняння для диференціалів:

$$d\left(\frac{1}{G_0^R}\right) = d\left(\frac{1}{G_0}\right) + 3(B_0 dZ + C_0 dR). \tag{18}$$

Перший доданок у правій частині (18) пов'язаний із зміною модуля зсуву внаслідок приростів пластичних деформацій, тому для його обчислення використовуємо співвідношення для початкового та січного модуля зсуву ідеально пружно-пластичного матеріалу [4]:

$$\frac{1}{G_s} = \frac{1}{G_0} + \frac{3}{\sigma_T} \Delta q, \tag{19}$$

де G_s — січний модуль зсуву, що відповідає приросту параметра Одквіста:

$$\Delta q = \int \overline{d\varepsilon^p}; \tag{20}$$

$\overline{d\varepsilon^p}$ — інтенсивність приростів деформацій миттєвої пластичності.

З урахуванням співвідношень (19) та (20) можемо записати

$$\Delta\left(\frac{1}{G_0}\right) = \frac{3}{\sigma_T} \int \overline{d\varepsilon^p}. \tag{21}$$

Звідси одержимо вираз для нескінченно малих приростів:

$$d\left(\frac{1}{G_0}\right) = \frac{3}{\sigma_T}\overline{d\varepsilon^p}. \tag{22}$$

Для визначення другого доданку з правої частини (18) використаємо рівняння сталої швидкості радіаційної повзучості [4]:

$$\frac{\overline{d\varepsilon^c}}{dt} = \left(B_0\frac{dZ}{dt} + C_0\frac{dR}{dt}\right)\overline{\sigma}, \tag{23}$$

де $\overline{d\varepsilon^c}$ — інтенсивність приростів деформацій радіаційної повзучості; $\overline{\sigma}$ — інтенсивність девіатора напружень; t — час.

З рівняння (23) отримаємо

$$B_0 dZ + C_0 dR = \frac{1}{\overline{\sigma}}\overline{d\varepsilon^c}. \tag{24}$$

Окрім того, із співвідношень радіаційної повзучості випливає, що інтенсивність приростів непружних деформацій $\overline{d\varepsilon^n}$ обчислюється за формулою [4]:

$$\overline{d\varepsilon^n} = \overline{d\varepsilon^p} + \overline{d\varepsilon^c}. \tag{25}$$

Отже, на підставі формул (15), (16) та (22), (24), (25) приходимо до наступних виразів для відносного приросту радіуса сферичної порожнини залежно від приростів непружних деформацій, що включають деформації миттєвої пластичності та радіаційної повзучості.

Якщо сфера розташована у пружній частині простору, маємо

$$\frac{da}{a} = \frac{3}{4}\frac{p_\infty}{\overline{\sigma}}\overline{d\varepsilon^c}, \quad p_\infty < p_T, \tag{26}$$

за умови текучості приріст радіуса сфери такий:

$$\frac{da}{a} = \frac{1}{2e}\exp\left(\frac{3p_\infty}{2\sigma_T}\right)\overline{d\varepsilon^n}, \quad p_\infty \geqslant p_T. \tag{27}$$

Зазначимо, що для аналізу пористості матеріалу використовується параметр концентрації пор K, який визначається, як відносна частка пор в одиниці об'єму матеріалу. Приріст концентрації пор dK обчислюється за формулою:

$$dK = 3\frac{da}{a}. \tag{28}$$

Отже, на підставі розв'язку Качанова сформулюємо рівняння, що описує зростання об'ємної концентрації пор у матеріалі з урахуванням деформацій миттєвої пластичності та радіаційної повзучості. Оскільки йдеться про тіло скінченних розмірів, використовуємо такі припущення.

Вважаємо, що пора ізольована, а її об'єм настільки малий, що дозволяє розглядати пору, як сферичну порожнину в необмеженому просторі. Тоді рівномірний всебічний розтяг p_∞ на віддаленні від порожнечі асоціюємо із середнім нормальним напруженням $\sigma_m > 0$ в точці тіла. Окрім того, у рівняннях (26) та (27), що визначають збільшення радіуса сферичної порожнини, використовуємо параметр жорсткості напруженого стану g, що обчислюється за формулою:

$$g = \frac{\sigma_m}{\overline{\sigma}}, \quad \overline{\sigma} \leqslant \sigma_T. \tag{29}$$

Отже, для параметра $g > 0$ вираз для приросту концентрації пор у пружній частині тіла має вигляд:

$$dK = 3\kappa_1 g \overline{d\varepsilon^c}, \qquad 0 < g < \frac{2}{3}. \tag{30}$$

де коефіцієнт $\kappa_1 = 0{,}75$.

У зоні текучості приріст концентрації пор dK визначається так:

$$dK = 3\kappa_1 \exp(\kappa_2 g)\overline{d\varepsilon^n}, \qquad g \geqslant \frac{2}{3}, \tag{31}$$

де κ_1, κ_2 — коефіцієнти, рівні $0{,}5/e \approx 0{,}184$ і $1{,}5$ відповідно.

Зазначимо, що рівняння (30) та (31) можна об'єднати та записати у вигляді

$$dK = 3\kappa_1 \Phi(g)\exp(\kappa_2 g)\overline{d\varepsilon^n}, \tag{32}$$

де коефіцієнти κ_1, κ_2 і безперервна функція $\Phi(g)$ визначаються наступним чином: за умови пружного деформування маємо $\kappa_1 = 0{,}75$, $\kappa_2 = 0$, $\Phi(g) = g$; за наявності пластичних деформацій коефіцієнти κ_1, κ_2 набувають значень 0,184 і 1,5 відповідно, а функція $\Phi(g)$ дорівнює одиниці.

Відповідно до визначення коефіцієнтів κ_1, κ_2 і функції $\Phi(g)$ приріст концентрації пор dK є безперервною функцією стосовно параметра g, причому її перша похідна також задовольняє цій умові. Зазначені властивості функції зростання пор dK випливають із розв'язку Качанова про деформацію сферичної порожнини, тому що цей розв'язок забезпечує безперервність радіальних переміщень, деформацій і напружень на межі розділу пружної та пластичної частини тіла.

Відмітимо, що рівняння (32) одержано для пори, розташованої в ідеальному пружно-пластичному тілі, однак це рівняння, як і рівняння Райса—Трейсі—Хуанга, можливо використовувати також для аналізу процесів зростання концентрації пор у матеріалі з деформаційним зміцненням.

Визначальні рівняння радіаційної повзучості, в яких враховується зростання концентрації пор. Вважаємо, що напружено-деформований стан у точці тіла у будь-який момент часу t визначається симетричними тензорами напружень $\sigma(t) = (\sigma_{ij}(t))$ і малих деформацій $\varepsilon(t) = (\varepsilon_{ij}(t)), 1 \leqslant i, \; j \leqslant 3$, які можна записати у вигляді двох складових:

$$\sigma(t) = \sigma_S(t) + \sigma_D(t); \qquad \varepsilon(t) = \varepsilon_S(t) + \varepsilon_D(t), \tag{33}$$

де $\sigma_S(t)$, $\varepsilon_S(t)$ — кульові тензори; $\sigma_D(t)$, $\varepsilon_D(t)$ — девіатори тензорів напружень і деформацій відповідно.

Завдяки інтегруванню рівнянь пластичної течії, радіаційної повзучості та рівнянням зростання концентрації пор (32) за етап навантаження визначальні рівняння мають наступний вигляд [4]:

$$\sigma(t) = k_0^R(\varepsilon_S(t) - \xi_S(t)) + 2G_s^R(\varepsilon_D(t) - \xi_D(t)), \tag{34}$$

де k_0^R —модуль всебічного об'ємного розширення з урахуванням поправки на радіаційне розпухання і накопичену незворотну деформацію опроміненого матеріалу; G_s^R — січний модуль зсуву, що враховує вплив радіаційної повзучості за етап навантаження; $\xi(t)$ — тензор початкових деформацій,

$$\xi(t) = \varepsilon_S^T(t) + \varepsilon_S^R(t) + \varepsilon_D^p(t') + \varepsilon_D^c(t') + \frac{1}{3}K(t)\boldsymbol{s}_1; \tag{35}$$

$\varepsilon_S^T(t)$ — термічна деформація; $\varepsilon_S^R(t)$ — структурна деформація, яка враховує вплив інтенсивності напружень $\bar{\sigma}(t)$ на розпухання $R(t)$; $\varepsilon_D^p(t')$, $\varepsilon_D^c(t')$ — пластична деформація і деформація радіаційної повзучості наприкінці попереднього етапу навантаження; $K(t) = K(t') + \Delta K$ — концентрація пор для поточного етапу навантаження; $\boldsymbol{s}_1$ — одиничний кульовий тензор.

У рівняннях (34) та (35) враховано, що зростання пор призводить до зміни об'єму, і тому незворотні структурні деформації, що описують концентрацію пор у матеріалі, вважаються компонентами кульового тензора. Формулювання визначальних рівнянь радіаційної повзучості та позначення детально наведені у [4].

Результати досліджень умов коректності визначальних рівнянь радіаційної повзучості, в яких враховується зростання об'ємної концентрації пор за рівнянням (34), буде наведено у наступній публікації.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Rice J.R., Tracey D.M. On the ductile enlargement of voids in triaxial stress fields. *J. Mech. Phys. Solids*. 1969. **17**, Iss. 3. P. 201–217. https://doi.org/10.1016/0022-5096(69)90033-7
2. Huang Y. Accurate dilatation rates for spherical voids in triaxial stress fields. *J. Appl. Mech.* 1991. **58,** (4). P. 1084-1086. https://doi.org/10.1115/1.2897686
3. Качанов Л.М. Основы теории пластичности. Москва: Наука, 1969.
4. Чирков О.Ю. Аналіз моделей радіаційного розпухання і радіаційної повзучості, в яких враховується вплив напружень, у задачах механіки непружного деформування. Повідомлення 1. Формулювання визначальних рівнянь. *Пробл. міцності*. 2021. № 2. С. 5–17.

Надійшло до редакції 11.02.2022

REFERENCES

1. Rice, J. R. & Tracey, D. M. (1969). On the Ductile Enlargement of Voids in Triaxial Stress Fields. J. Mech. Phys. Solids, 17, Iss. 3, pp. 201-217. https://doi.org/10.1016/0022-5096(69)90033-7
2. Huang, Y. (1991). Accurate Dilatation Rates for Spherical Voids in Triaxial Stress Fields. J. Appl. Mech., 58, (4), pp. 1084-1086. https://doi.org/10.1115/1.2897686

3. Kachanov, L. M. (1969). Fundamentals of the Theory of Plasticity. Moscow: Nauka (in Russian).
4. Chirkov, O. Yu. (2021). Analysis of Models of Radiation Swelling and Radiation Creep, which take into account the Influence of Stresses, in the Problems of Mechanics of Inelastic Deformation. Part 1. Formulation of Defining Equations, Strength of Materials, 53, pp. 199-212. https://doi.org/10.1007/s11223-021-00276-0

Received 11.02.2022

O.Yu. Chirkov, https://orcid.org/0000-0003-1916-0277

Pisarenko Institute of Problems of Strength of the NAS of Ukraine, Kyiv

E-mail: chirkale82@gmail.com

USE OF THE KACHANOV SOLUTION OF SPHERICAL CAVITY EQUILIBRIUM FOR THE ANALYSIS OF DUCTILE FRACTURE PORE GROWTH UNDER IRRADIATION CREEP

The Kachanov solution of the spherical cavity equilibrium is considered in the elastoplastic body to modeling the ductile fracture pore concentration growth in the material subjected to neutron irradiation. The use of the Kachanov solution for the spherical cavity within the ideal elastoplastic body allows one to consider the irradiation creep on the elastic section of the stress-strain diagram of the irradiated material as compared with the Rice-Tracey-Huang equations where the elastic section is neglected. The consideration of this factor affects the results of the analysis of the porous material behavior. With the increase of the irradiation dose, there is an irradiation strengthening, which leads to the reduction of the material plasticity. Therefore, under long-term irradiation, the role of irradiation creep increases within the elastic section of the stress-strain diagram. Based on the relations from the Kachanov solution, the equation has been obtained to describe the increase of the volume pore concentration in the material depending on the strain increments of instantaneous plasticity and radiation creep. The determining equations of irradiation creep have been formulated to analyze the behavior of the irradiated porous material. In these equations, the nonreversible strains involve the strains of instantaneous plasticity, irradiation swelling, irradiation creep, and structural volume strains considering the ductile fracture pore concentration. The modern models of irradiation swelling and creep are used. They consider the damage dose, irradiation temperature, and influence of the stress state, as well as the accumulated irreversible strain, on the processes of swelling and creep of the material.

Keywords: *irradiation swelling, irradiation creep, pore growth, Rice-Tracey-Huang's equations, Kachanov's solution for spherical cavity.*