

**ВПЛИВ МІКРОСТРУКТУРНИХ ПЕРЕТВОРЕНЬ НА
НАПРУЖЕНО-ДЕФОРМОВАНІЙ СТАН ОПРОМІНЕНОГО
ТЕПЛОВИМ ІМПУЛЬСОМ СТАЛЕВОГО ЦИЛІНДРА**

Розглядається осесиметрична задача про опромінення тепловим імпульсом торця циліндра зі сталі 35ХМА. Для моделювання механічної поведінки матеріалу використовується модель течії Боднера – Партома, узагальнена на випадок впливу мікроструктури на пластичні властивості матеріалу. Задача розв'язується за допомогою скінченноелементної методики. Наводиться кількісна оцінка впливу мікроструктури на поточний і залишковий стан циліндра.

Вступ. Великий інтерес останнім часом викликають нетрадиційні методи обробки матеріалу, зокрема лазерна обробка елементів конструкцій потужними імпульсами або опромінення деталі короткими пучками електронних променів, внаслідок надзвичайно точної локалізації впливу. Дозоване опромінення короткими тепловими імпульсами використовують, наприклад, для зміцнення та очищення поверхонь, мікроштампування та мікроформування [6, 16].

Імпульсна обробка є ефективним методом підвищення міцності, зносостійкості та довговічності металевих елементів конструкцій за допомогою утворення областей залишкових стискувальних напружень і зміцнення у приповерхневій зоні матеріалу [6, 19].

Поряд з безпосереднім технологічним застосуванням опромінення металевих поверхонь інтенсивними тепловими джерелами використовується для генерації коротких зондуючих імпульсів, які поширюються всередину тонких зразків і дозволяють оцінювати їхню структуру та механічні властивості в рамках класичного акустичного підходу. Фізична сторона процесу полягає в короткочасному опроміненні поверхні конструкції джерелом енергії високої густини (лазерний імпульс, пучок заряджених частинок і т. п.) та утворенні зони швидкого нагріву з великим градієнтом температури на поверхні або в приповерхневому шарі. Як наслідок виникають великі теплові напруження і залишкові деформації.

У сталях наступне за нагрівом остигання може супроводжуватися мікроструктурними перетвореннями (МСП), що зумовлюються розпадом переохолодженого термодинамічно нестійкого аустеніту на стійкі фази фериту, перліту, бейніту і мартенситу [7, 10, 13, 17]. Ці перетворення супроводжуються такими основними ефектами: зміна питомого об'єму; відмінність пластичних характеристик фаз; поява трансформаційної пластичної деформації; наявність прихованих теплот перетворення. Врахування МСП є важливим для сталей, особливо мартенситних, у яких відбуваються найбільш суттєві зміни вільних об'ємів і пластичних властивостей фаз [10, 13].

У роботах [4, 5] розглядалась задача про циліндр, опромінений на торці, з урахуванням об'ємних змін при МСП. При цьому припускалось, що пластичні властивості фаз однакові.

У цій статті розв'язується задача про опромінення торця сталевго циліндра імпульсом теплового потоку. При цьому враховується вплив об'ємних і пластичних характеристик окремих фаз, визначених в роботі [9], на залишковий напружено-деформований стан циліндра.

Постановка задачі. Досліджується осесиметрична задача для кругового циліндра. У циліндричній системі координат $O r z \varphi$ геометричні розміри циліндра задаються наступним чином: $0 < z < L$, $0 < r < R$. На торці $z = 0$ діє короткочасний тепловий імпульс, який моделюється заданим тепловим потоком на границі. Вся інша поверхня циліндра вважається теплоізолюваною і вільною від навантажень. Після припинення дії імпульсу опромінена частина поверхні також вважається теплоізолюваною.

Постановка задачі включає:

– співвідношення Коші

$$\varepsilon_{zz} = \frac{\partial u_z}{\partial z}, \quad \varepsilon_{rr} = \frac{\partial u_r}{\partial r}, \quad \varepsilon_{\varphi\varphi} = \frac{u_r}{r}, \quad \varepsilon_{rz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} \right); \quad (1)$$

– рівняння руху

$$\frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{1}{r} (\sigma_{rr} - \sigma_{\varphi\varphi}) + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} = \rho \ddot{u}_{rr}, \quad \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} + \frac{1}{r} \sigma_{rz} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} = \rho \ddot{u}_{zz}; \quad (2)$$

– рівняння теплопровідності

$$c_V \dot{\theta} + 3\alpha\theta K_V (\dot{\varepsilon}_{kk} - 3\alpha\dot{\theta}) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(rk \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) - D' = r_s; \quad (3)$$

– початкові умови

$$u_r = \dot{u}_r = 0, \quad u_z = \dot{u}_z = 0, \quad \theta = \theta_0, \quad t = 0; \quad (4)$$

– механічні граничні умови

$$\begin{aligned} \sigma_{rr} n_r + \sigma_{rz} n_z = 0 & \quad z = 0, \quad 0 < r < R, \\ \sigma_{zr} n_r + \sigma_{zz} n_z = 0 & \quad r = R, \quad 0 < z < L; \end{aligned} \quad (5)$$

– теплові граничні умови

$$\begin{aligned} -k \frac{\partial \theta}{\partial z} = \begin{cases} q_0 \sin \frac{\pi t}{t_p}, & 0 \leq t \leq t_p, \\ 0, & t > t_p, \end{cases} & \quad z = 0, \quad 0 < r < R, \\ \frac{\partial \theta}{\partial r} n_r + \frac{\partial \theta}{\partial z} n_z = 0 & \quad \text{на} \quad \begin{matrix} z = L, & 0 < r < R, \\ r = R, & 0 < z < L, \end{matrix} \end{aligned} \quad (6)$$

де q_0 – параметр теплового потоку; t_p – час дії імпульсу.

У формулах (1)–(6) використано загальноприйняті позначення теплових і механічних польових величин.

Визначальні рівняння. Термомеханічна поведінка ізотропного матеріалу описується уніфікованою моделлю течії Боднера – Партома [8, 12, 18]. У статті використано її варіант, узагальнений в роботі [9] на випадок мультифазового складу матеріалу. Сутність узагальнення полягає у використанні правила сумішей для визначення параметрів моделі, що відповідають за границю текучості і тимчасовий опір.

Модель включає такі співвідношення:

– рівняння адитивності деформації

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^p + \varepsilon_{ij}^{\theta ph}, \quad i, j = r, z, \varphi; \quad (7)$$

– закон Гука, записаний для девіаторної та кульової частин тензорів,

$$s_{ij} = 2G(e_{ij} - \varepsilon_{ij}^p), \quad \sigma_{kk} = 3K_v(\varepsilon_{kk} - \varepsilon_{kk}^{\theta ph}); \quad (8)$$

– закон течії Прандтля – Рейса з умовою непружної нестисливості

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^p = D_0 \exp \left\{ -\frac{1}{2} \left[\frac{(\bar{K}_0 + K)^2}{3J_2} \right]^n \right\} \frac{s_{ij}}{\sqrt{J_2}}, \quad \dot{\varepsilon}_{kk}^p = 0; \quad (9)$$

– рівняння еволюції параметра ізотропного зміцнення

$$\dot{K} = m_1 (\bar{K}_1 - K) \dot{W}^p, \quad K(0) = 0, \quad (10)$$

де G – модуль зсуву; K_v – модуль об'ємного стиску; s_{ij} , e_{ij} – девіатори тензорів напружень і деформації, $s_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij} \sigma_{kk} / 3$, $e_{ij} = \varepsilon_{ij} - \varepsilon_{kk} \delta_{ij} / 3$; δ_{ij}

– символ Кронекера; J_2 – другий інваріант тензора напружень, $J_2 = s_{ij}s_{ij}/2$; \dot{W}^p – пластична потужність, $\dot{W}^p = \sigma_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij}^p$; ε_{ij}^p , ε_{ij}^e – непружна і пружна складові деформації; D_0 , n , \bar{K}_0 , \bar{K}_1 і m_1 – параметри моделі; за індексом, що повторюється, проводиться підсумовування.

У цій роботі параметри моделі \bar{K}_0 і \bar{K}_1 для мультифазового складу матеріалу визначаються за допомогою лінійного правила сумішей [9]

$$\begin{aligned} K_0 &\rightarrow \bar{K}_0 = K_0^{(\xi)} y_\xi, \\ K_1 &\rightarrow \bar{K}_1 = K_1^{(\xi)} y_\xi, \end{aligned} \quad (11)$$

де y_ξ – об'ємні концентрації мікроструктурних фаз, $\xi = f, p, b, m$, відповідно, фериту, перліту, бейніту і мартенситу; $K_1^{(\xi)}$, $K_0^{(\xi)}$ – параметри моделі для відповідних фаз. Формулу для визначення термофазової об'ємної деформації $\varepsilon_{ij}^{\text{ph}}$ наведемо нижче.

Властивості матеріалу. Дифузійні аустеніт-феритне і перлітне перетворення визначаються еволюційним законом Джонсона – Аврамі – Мейла (JAM) [14]

$$\dot{y}_i = (1 - y_i) t^{n_i} \left[\frac{db_i(\theta)}{d\theta} \dot{\theta} + \frac{b_i n_i}{t} \right], \quad i = f, p, \quad (12)$$

де $b_i(\theta)$ і n_i – характеристики матеріалу; y_i – об'ємна частка фаз фериту і перліту. Перетворення бейніту описується рівнянням [20]

$$\dot{y}_b = \chi(1 - y_b), \quad (13)$$

де χ – характеристика матеріалу. Бездифузійне перетворення мартенситу описується законом Коїстінена – Марбургера [15]

$$\dot{y}_m = \alpha(1 - y_m) \dot{\theta}, \quad (14)$$

де α – характеристика матеріалу.

Зміна об'єму матеріалу при фазовому перетворенні визначається термофазовою деформацією $\varepsilon_{ij}^{\text{ph}}$. Ця величина визначається через питомі об'єми мікроструктурних фаз V_ξ і концентрації фаз y_ξ за формулою [11]

$$\varepsilon_{ij}^{\text{ph}} = \frac{V_\xi(\theta) y_\xi(\theta) - V_\xi(\theta_r) y_\xi(\theta_r)}{3V_\xi(\theta_r) y_\xi(\theta_r)} \delta_{ij}. \quad (15)$$

Тут θ – поточна температура, θ_r – відлікова температура. Температурні залежності питомих об'ємів $V_\xi(\theta)$ в м³/кг, віднесені до $\theta_r = 20$ °С, вибираються у вигляді [11]

$$\begin{aligned} V_a(\theta, C_C) \cdot 10^3 &= 0.12282 + 8.56 \cdot 10^{-6}(\theta - 20) + 2.15 \cdot 10^{-3} C_C, \\ V_{f,p,b}(\theta, C_C) \cdot 10^3 &= 0.12708 + 5.528 \cdot 10^{-6}(\theta - 20), \\ V_m(\theta, C_C) \cdot 10^3 &= 0.12708 + 4.448 \cdot 10^{-6}(\theta - 20) + 2.79 \cdot 10^{-3} C_C, \end{aligned} \quad (16)$$

де C_C – масова концентрація вуглецю у відсотках.

Об'ємні концентрації мікроструктурних фаз при нагріванні і охолодженні визначаються з експериментальних даних, які узагальнені в термомінетичній діаграмі (ТКД) [7].

За матеріал вибирається сталь 35ХМА ($C = 0.38\%$, $Cr = 0.99\%$, $Mn = 0.64\%$, $Mo = 0.1\%$). ТКД діаграма для цієї сталі [10] показана на рис. 1.

Тут по осі абсцис відкладається відносний час $\tau = t - t_a$, де t_a – час перетину кривою охолодження температури $A_{c1} = 790^\circ\text{C}$ – температури початку розпаду аустеніта. Тонкими лініями показано криві охолодження, а товстими – області перетворення аустеніту відповідно у ферит (F), перліт (P), бейніт (B) і мартенсит (M). Числа на нижніх границях областей перетворення означають процентний склад набутої фази.

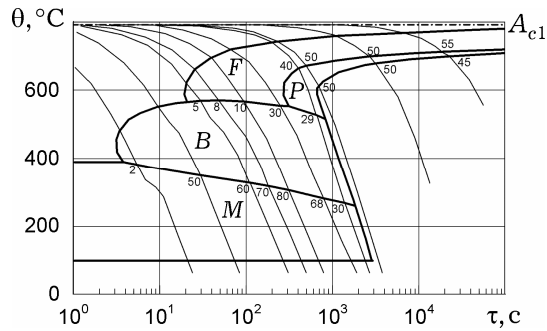


Рис. 1

Метод розв'язування задачі. Задача (1)–(11) є суттєво нелінійною і розв'язується чисельно. Використовується підхід, розвинутий в статтях [1, 3]. Чисельна реалізація задачі проводиться за допомогою покрокового інтегрування за часом. На кожному часовому кроці реалізується подвійний ітераційний процес. Перший – внутрішній – пов'язаний з інтегруванням системи нелінійних рівнянь течії (9), (10), другий – зовнішній – з розв'язанням рівнянь руху і теплопровідності.

Рівняння течії (9), (10) інтегруються неявним методом Ейлера другого порядку з використанням правила «середньої точки». При цьому враховується температурна залежність констант матеріалу і параметрів моделі Боднера – Партома. Наявність областей швидкої зміни розв'язку при переході від пружного деформування до непружного вимагає застосування схем зі змінним кроком інтегрування за часом. Система нелінійних трансцендентних рівнянь, яка виникає на кожному кроці за часом, розв'язується методом простої ітерації. Для прискорення збіжності використовується процедура Стефенса – Ейткена.

Рівняння руху інтегруються методом Ньюмарка, а рівняння теплопровідності – неявним методом першого порядку. Задача механіки лінеаризується методом пружних розв'язків шляхом переносу нелінійних «пластичних» доданків у праву частину рівнянь руху в рамках ітераційного процесу. Задача теплопровідності лінеаризується шляхом обчислення температурно залежних теплофізичних характеристик за температурним розподілом на попередньому часовому кроці, або з попередньої ітерації.

Лінеаризована задача термомеханіки на кожній ітерації зовнішнього циклу розв'язується методом скінченних елементів. Використовується чотирикутний ізопараметричний елемент. Розрахунки проводились для дрібної сітки, особливо в області опромінення, для коректного моделювання термомеханічної поведінки, зумовленої великими температурними градієнтами, і мікроструктури матеріалу. Параметри сітки вибирались за допомогою критерію практичної збіжності розв'язків.

Результати розрахунків. Розрахунки проведено для таких геометричних розмірів циліндра: $R = 5 \cdot 10^{-6}$ м, $L = 2 \cdot 10^{-3}$ м. Тривалість теплового імпульсу $t_p = 10^{-7}$ с, параметр теплового потоку $q_0 = 7.5 \cdot 10^{10}$ кВт/м². Початкова температура циліндра θ_0 дорівнює 20°C . Початковою структурою сталі 35ХМА вважається $y_a = 0$, $y_b = 0.79$, $y_{f+p} = 0.11$, $y_m = 0.10$. Температура в торцевій частині циліндра змінюється в межах $20 \div 1500^\circ\text{C}$.

Параметри моделі течії для окремих фаз були визначені в роботі [9] на основі експериментальних даних, наведених у роботах [2, 7].

Поточний стан. Розглянемо спочатку особливості поточних змін параметрів термомеханічного стану. На рис. 2а – рис. 2в показана кінетика

перетворення аустеніту, зміни компоненти напружень σ_{rr} , температури θ , а також інтенсивності пластичної деформації ε_i^p у центрі торця циліндра. Для аналізу впливу МСП визначимо моменти часу, які відповідають характерним значенням температур перетворень для сталі 35ХМА. Позначимо початок розпаду аустеніту через $t_a = 3.2 \cdot 10^{-8}$ с, початок утворення мартенситної фази – через $t_m = 4.67 \cdot 10^{-7}$ с, температуру, при якій починається утворення мартенситу, – через $\theta = M_H \approx 390$ °С, температуру, при якій відбувається перехід вихідної фази в аустеніт, – через $\theta = A_{c1}$.

На рис. 2 (а також на рис. 5 – рис. 7) лінії 1 відповідають результатам розрахунку з урахуванням залежності пластичних властивостей від мікроструктурного стану (МСС) і трансформаційних змін об'єму; лінії 2 – без урахування залежності пластичних характеристик від МСС, лише з урахуванням об'ємних змін; лінії 3 показують розрахунок без урахування фазових перетворень в матеріалі.

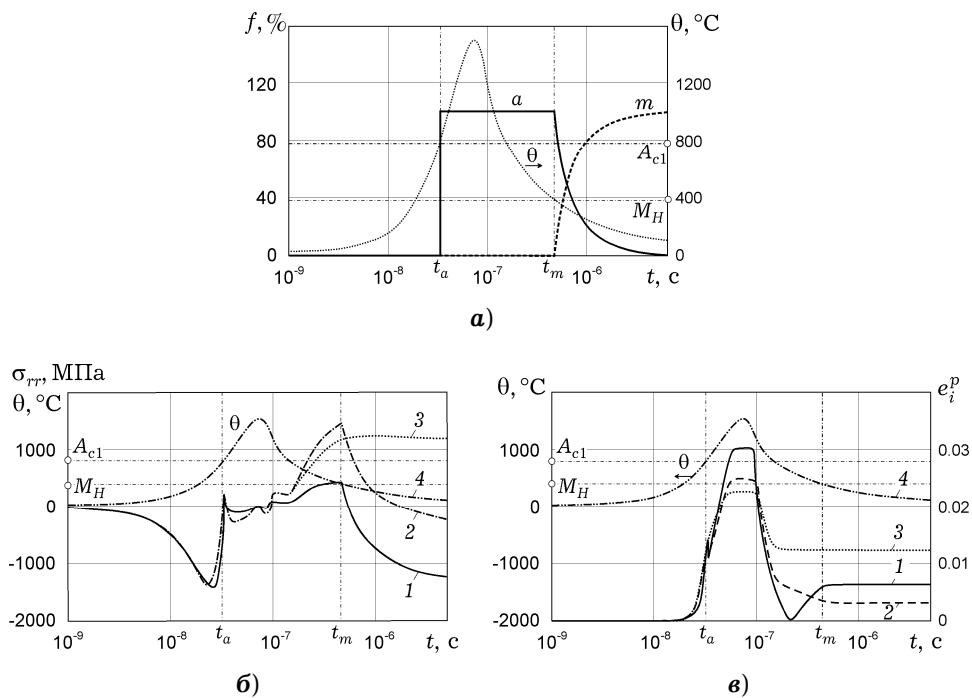


Рис. 2

Різке зменшення напружень σ_{rr} при $t = t_m > 0.47 \cdot 10^{-6}$ с (криві 1, 2 на рис. 2б) відповідає переходу аустеніту в мартенсит. Зменшення напружень при мартенситному перетворенні з виходом в область стискувальних напружень є якісним ефектом, який зумовлений збільшенням об'єму матеріалу у фазі мартенситу. Але врахування впливу МСС на пластичні властивості поглиблює цей ефект, призводячи до більш істотних стискувальних напружень (крива 1, рис. 2б). Згідно з рис. 2в непружна деформація накопичується у високотемпературній аустенітній фазі, причому МСП значно зменшують її рівень.

На рис. 3 показано розподіл напруження σ_{rr} уздовж осі Oz для трьох моментів часу: $t = 0.026 \cdot 10^{-6}$ с, $t = 0.2 \cdot 10^{-6}$ с, $t = 0.47 \cdot 10^{-6}$ с (криві 1–3). Тут суцільні лінії відповідають розрахунку із врахуванням залежності пластичних властивостей від мікроструктурного стану і трансформаційних змін

об'єму; штрихові – без урахування залежності пластичних характеристик від МСС, лише з врахуванням об'ємних змін; пунктирні лінії показують розрахунок без урахування фазових перетворень в матеріалі.

Злами кривих (рис. 3) відповідають фронту $\theta = A_{c1}$, який рухається зліва направо. Координата фронту z відповідає границі переходу вихідної фази в аустеніт. Злам на кривих 2 і 3, які відповідають моментам $t = 0.47 \cdot 10^{-6}$ с і $t = 0.2 \cdot 10^{-6}$ с, обумовлений тим, що аустеніт, який виникає поблизу торця, має менший питомий об'єм, ніж вихідна фаза при одній і тій же температурі. Після закінчення дії імпульсу злам на кривих зберігається до досягнення температурою області мартенситного перетворення. При проходженні цієї області, внаслідок дуже швидкого охолодження, весь аустеніт переходить в мартеніт, який має більший об'єм. Це приводить до появи стискувальних напружень і «перевертання» зламу на кривій.

На рис. 4 показано наростання концентрації мартенситної фази при охолодженні для моментів часу: $t = 0.47 \cdot 10^{-6}$ с, $t = 0.55 \cdot 10^{-6}$ с, $t = 0.75 \cdot 10^{-6}$ с, $t = 0.85 \cdot 10^{-6}$ с, $t = 10^{-6}$ с (відповідно криві 1–5). Вона формується рівномірно в шарі $0 < z < z_m$, $z_m = 4.8 \cdot 10^{-7}$ м, оскільки температурний розподіл $\theta = \theta(z, t_m)$ (штрихова лінія) при підході до $\theta = M_H \approx 390$ °С є платоподібним. Це зумовлює майже фронтальний за z залишковий розподіл $m(z)$.

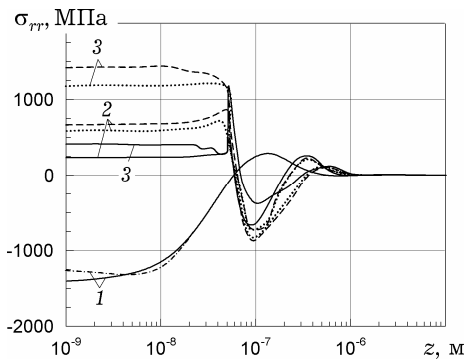


Рис. 3

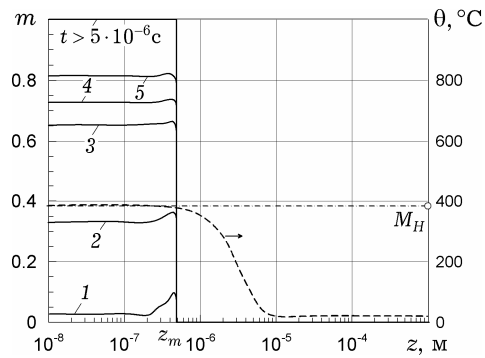


Рис. 4

Перейдемо до аналізу залишкових розподілів.

Залишковий стан. На рис. 5 – рис. 7 показано залишкові розподіли радіальних напружень σ_{rr} , осьових напружень σ_{zz} та інтенсивності пластичної деформації e_i^p , $e_i^p = \left(\frac{1}{2} \varepsilon_{ij}^p \varepsilon_{ij}^p\right)^{1/2}$, уздовж осі Oz . Як залишкові при-

ймаються розподіли при $t \geq 0.5 \cdot 10^{-5}$ с.

Результати на рис. 5 показують, що при неврахуванні структурних перетворень одержуємо розтягувальні радіальні (і колові) напруження в поверхневому шарі. За інтенсивністю дотичних напружень цей стан відповідає динамічній границі текучості матеріалу. Криві 1 і 2 демонструють парціальні вклади об'ємного ефекту МСП (крива 2), а також сумарного вкладу об'ємного ефекту і залежності пластичних властивостей від МСС (крива 1). З наведених результатів випливає, що останній ефект кількісно дуже істотний. Він зумовлює значно більший рівень стискувальних напружень.

Осьові напруження (рис. 6) є значно менші, ніж радіальні і окружні, але сумарний ефект МСП призводить до напружень розтягу (крива 1), тоді як нехтування МСП, або врахування тільки об'ємного його ефекту призводить до стискувальних напружень.

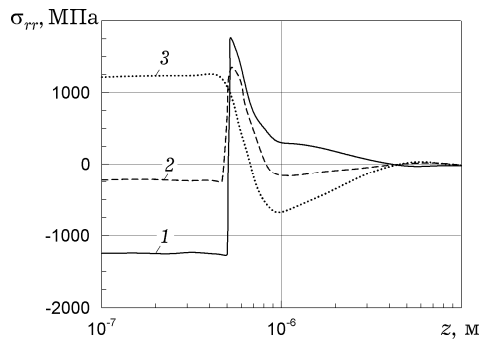


Рис. 5

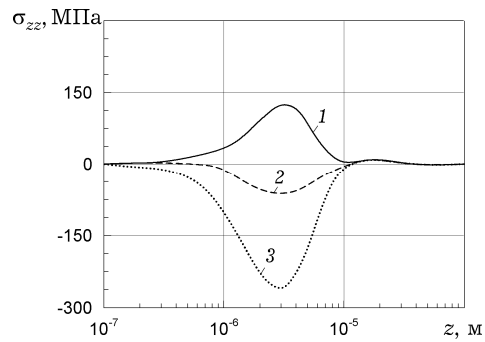


Рис. 6

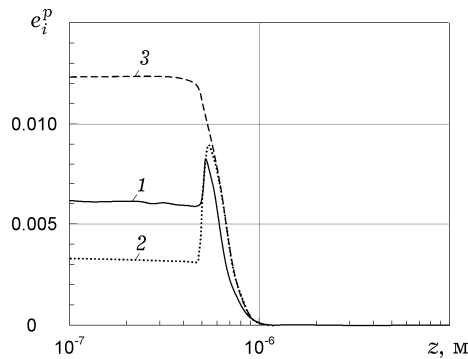


Рис. 7

Результати на рис. 7 показують, що МСП істотно зменшують залишкові непружні деформації головним чином внаслідок зменшення розтягувальних напружень зі збільшенням об'єму матеріалу в мартенситній фазі.

Розвинута модель дозволяє точніше оцінити залишковий напружено-деформований стан, який при подальшому (експлуатаційному) циклічному навантаженні циліндричних деталей через асиметрію циклу значно впливає на втомний опір і ресурс циклічно деформованих елементів конструкцій.

1. Андрушко Н. Ф., Сенченков І. К., Бойчук Е. В. Нестационарные волны в неупругом диске при импульсном радиальном нагружении // Прикл. механика. – 2005. – **41**, № 11. – С. 108–115.
Te same: *Andrushko N. F., Senchenkov I. K., Boichuk E. V. Nonstationary waves in an inelastic disk under impulsive radial loading // Int. Appl. Mech. – 2005. – 41, No. 11. – P. 1299–1305.*
2. Безухов Н. И., Бажанов В. Л., Гольденблат И. И., Николаенко Н. А., Синюков А. М. Расчеты на прочность, устойчивость и колебания в условиях высоких температур. – Москва: Машиностроение, 1965. – 568 с.
3. Жук Я. А., Сенченков І. К., Козлов В. І., Табиева Г. А. Осесимметричная динамическая связанная задача термовязкопластичности // Прикл. механика. – 2001. – **37**, № 10. – С. 83–89.
Te same: *Zhuk Ya. A., Senchenkov I. K., Kozlov V. I., Tabieva G. A. Axisymmetric dynamic problem of coupled thermoviscoplasticity // Int. Appl. Mech. – 2001. – 37, No. 10. – P. 1311–1317.*
4. Жук Я. А., Червинко О. П., Васильева Л. Я. Структурные превращения в цилиндре из стали, инициируемые импульсным термическим воздействием // Теорет. и прикл. механика. – 2006. – Вып. 42. – С. 73–78.
5. Жук Я. О., Червинко О. П., Васильева Л. Я. Уточнена модель структурних перетворень в тонкому сталевому циліндрі при тепловому опроміненні торця // Доп. НАН України. – 2007. – № 4. – С. 53–58.
6. Коваленко В. С. Микро- и нанообработка сверхмощными лазерными импульсами // Оборудование и эксперимент для профессионалов. – 2003. – № 4. – С. 4–14.
7. Попов А. А., Попова А. Е. Справочник термиста. Изотермические и термокинетические диаграммы распада переохлажденного аустенита. – Москва: Гос. науч.-техн. изд-во машиностроит. лит., 1961. – 430 с.

8. Сенченков И. К., Жук Я. А., Табиева Г. А. Термодинамически согласованные модификации обобщенных моделей термовязкопластичности // Прикл. механика. – 1998. – **34**, № 4. – С. 53–60.
9. Сенченков И. К., Оксенчук Н. Д. Моделирование неизотермического течения с учетом зависимости пластических свойств от микроструктуры материала // Мат. методы та фіз.-мех. поля. – 2012. – **55**, № 1. – С. 138–144.
Te same: Senchenkov I. K., Oksenchuk N. D. Modeling of a nonisothermal flow with regard for the dependence of plastic properties on the microstructure of a material // J. Math. Sci. – 2013. – **190**, No. 6. – P. 796–803.
10. Шоршоров М. Х., Белов В. В. Фазовые превращения и изменения свойств стали при сварке. Атлас. – Москва: Наука, 1972. – 220 с.
11. Юрьев С. Ф. Удельные объемы фаз в мартенситном превращении аустенита. – Москва: Металлургиздат, 1950. – 48 с.
12. Bodner S. R. Unified plasticity – An engineering approach (Final Report). – Faculty of Mechanical Engineering, Technion-Israel Institute of Technology. Haifa 32000, Israel. – 2000. – 106 p.
13. Borjesson L., Lindgren L.-E. Simulation of multipass welding with simultaneous computation of material properties // Trans. ASME. J. Eng. Mater. Technol. – 2001. – **123**. – P. 106–111.
14. Johnson A. W., Mehl F. Reaction kinetics in processes of nucleation and growth // Trans. Metall. Soc. AIME. – 1939. – **135**. – P. 416–458A.
15. Koistinen D. P., Marburger R. E. A general equation prescribing the extent of the austenite-martensite transformation in pure iron-carbon alloys and carbon steels // Acta Metall. – 1959. – **7**. – P. 59–60.
16. Leblond J. B., Mottet G., Devaux J. C. A theoretical and numerical approach to the plastic behavior of steel during phase transformation. – I. Derivation of general relations // J. Mech. Phys. Solids. – 1986. – **34**, No. 4. – P. 395–409.
17. Liscic B., Tensi H. M., Luty W. Theory and technology of quenching. – Berlin: Springer Verlag, 1992. – 408 p.
18. Moreno V., Jordan E. H. Prediction of material thermomechanical response with a unified viscoplastic constitutive model // Int. J. Plasticity. – 1986. – **2**. – P. 223–245.
19. Qin Y., Zou J., Dong C. et al. Temperature-stress fields and related phenomena induced by a high current pulsed electron beam // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. **B**. – 2004. – **225**. – P. 544–554.
20. Ronda J. Consistent thermo-mechano-metallurgical model of welded steel with unified approach to derivation of phase evolution laws and transformation-induced plasticity // Comput. Meth. Appl. Eng. – 2000. – **189**. – P. 361–417.
21. Tzou H. S., Bergman L. A. Dynamics and control of distributed systems. – Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1998. – 396 p.

ВЛИЯНИЕ МИКРОСТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ НА НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ ОБЛУЧЕННОГО ТЕПЛОВЫМ ИМПУЛЬСОМ СТАЛЬНОГО ЦИЛИНДРА

Рассматривается осесимметричная задача об облучении тепловым импульсом торца цилиндра из стали 35ХМА. Для моделирования механического поведения материала используется модель течения Боднера – Партома, обобщенная на случай влияния микроструктуры на пластические свойства материала. Задача решается с помощью конечно-элементной методики. Дается количественная оценка влияния микроструктуры на текущее и остаточное состояние цилиндра.

INFLUENCE OF MICROSTRUCTURAL TRANSFORMATION ON THE STRESS-STRAIN STATE OF STEEL CYLINDER IRRADIATED BY THE HEAT IMPULSE

Axisymmetric problem of heat pulse irradiation of cylinder end of 35HMA steel is considered. To model of the mechanical behavior of material the Bodner – Partom flow model generalized to the case of microstructure influence on plastic properties of material is used. The problem is solved with using finite element technique. The quantitative estimation of microstructure influence on current and residual state of cylinder is presented.

Ин-т механіки НАН України
ім. С. П. Тимошенка, Київ

Одержано
15.03.12