

ВПЛИВ МІКРОСТРУКТУРНИХ ПЕРЕТВОРЕНЬ НА НАПРУЖЕНО-ДЕФОРМОВАНИЙ СТАН ЛОКАЛЬНО ОПРОМІНЕНОГО СТАЛЕВОГО ДИСКА

У рамках динамічної постановки зв'язаної задачі термомеханіки досліджується напружено-деформований стан диска, що виникає при дії лазерного імпульсу або електронного пучка з урахуванням мікроструктурних перетворень, які супроводжують нагрівання і наступне охолодження матеріалу. Розв'язування осесиметричної задачі проводиться чисельно з використанням термодинамічно узгодженої теорії непружної поведінки матеріалу із застосуванням скінченно-елементної методики та врахуванням залежності фізико-механічних властивостей матеріалу від температури. Вивчається вплив мікроструктурних перетворень на динамічну і квазістатичну реакцію матеріалу, а також на залишковий напружено-деформований стан в зоні опромінення.

Вступ. Широке використання металів в промисловості не в останню чергу зумовлене великим різноманіттям їх механічних властивостей і відносною легкістю зміни останніх за допомогою різних механізмів (варіювання розміром зерна, твердорозчинне зміцнення, деформаційне зміцнення тощо). Додаткові можливості цілеспрямованого впливу можуть виникати в тому випадку, якщо механічні та інші властивості матеріалу залежать від характеристик мікроструктури, яка часто є результатом певної термообробки [5, 15, 18].

Вимоги матеріало- й енергозбереження потребують зменшення габаритів і маси виробів при збільшенні надійності та довговічності деталей. У порівнянні з класичними методами підвищення міцності, довговічності та витривалості деталей машин (проковування, обкатування тощо) обробка поверхні лазерним імпульсом або імпульсом електронного променя має ряд переваг [5, 20]. Наприклад, при виготовленні й обробці мікрооб'єктів просторова і часова локалізація, що дозволяє отримувати високу концентрацію потужності при дії на матеріал, має вирішальне значення.

Тривалістю лазерних імпульсів достатньо легко керувати, що дозволяє генерувати надзвичайно короткі імпульси напружень і використовувати їх для зондування структури матеріалу в межах технології акустичної дефектоскопії. Крім того, дозоване опромінення короткими тепловими імпульсами використовують, зокрема, для очищення поверхні, мікроштампування та мікроформування [5, 15]. Лазерне мікроштампування або мікроформування є новим методом модифікації кривини поверхні металевих елементів конструкцій за допомогою теплових залишкових деформацій без використання зовнішнього силового навантаження [5, 15].

При лазерному опроміненні реалізуються два основні механізми термомеханічного впливу на матеріал. По-перше, внаслідок дії потужного імпульсу частина матеріалу поверхні випаровується, утворюючи плазму, яка внаслідок розширення генерує хвилю стискання, що поширюється всередину об'єкта. Цей механізм реалізується при опроміненні імпульсами малої тривалості і великої амплітуди [5, 15, 20]. По-друге, відбувається швидкий розігрів матеріалу і наступне поступове охолодження з великими градієнтами температури. Такий сценарій має місце при достатньо тривалих або менш інтенсивних імпульсах. Як наслідок виникають великі теплові напруження і залишкові деформації. При цьому механічні властивості елемента конструкції можуть істотно змінитися не лише на поверхні, а й у приповерхневому шарі [3, 14, 20]. Отже, дослідження залишкового напружено-деформованого стану (НДС) конструкції є актуальною задачею.

Додатковим ускладнюючим фактором, який може істотно вплинути на залишковий НДС, є мікроструктурні перетворення, що супроводжують процеси швидкого розігріву і наступного охолодження матеріалу [16, 17, 19]. Остання обставина пояснюється тим, що, наприклад, мартенсит має найбільший питомий об'єм порівняно з іншими структурами, а аустеніт – найменший [7, 13]. Тому при охолодженні і переході від аустенітної структури до мартенситної об'єм і розміри елементів конструкції змінюються. Збільшення питомого об'єму при утворенні феритних структур (зокрема мартенситу) з переохолодженого аустеніту є при загартовуванні однією з головних причин виникнення великих внутрішніх напружень, які викликають деформування, короблення елементів конструкцій і виникнення тріщин [7, 16]. Оскільки особливістю мартенситного перетворення є те, що воно відбувається лише при неперервному охолодженні, то для коректного опису залишкового НДС і оцінки міцнісних властивостей необхідно простежувати всю історію структурних перетворень, які супроводжують процеси нагріву і охолодження.

Оскільки експериментальне дослідження таких термомеханічних процесів надзвичайно ускладнене, то для отримання коректної інформації у межах чисельного моделювання необхідно врахувати всі особливості динамічної зв'язаної фізично нелінійної поведінки матеріалів, а саме: непружне деформування, динамічне зміцнення, тепловий зворот, залежність властивостей матеріалу від температури і структурні перетворення.

Для дослідження залишкового НДС елемента конструкції використовується динамічна постановка задачі [4] із залученням узагальненої погодженої з термодинамікою необоротних процесів моделі фізично нелінійної поведінки матеріалів в широкому діапазоні температур [10–12], модифікована для врахування структурних перетворень [8].

У рамках розглянутої постановки досліджується осесиметрична задача про дію теплового імпульсу в центрі сталевого диска. При цьому вважаємо, що термомеханічний вплив на матеріал не супроводжується зміною агрегатного стану, проте враховуються мікроструктурні перетворення, зумовлені зміною температури. Задача розв'язується за допомогою методу скінченних елементів, модифікованого для дослідження зв'язаної термомеханічної поведінки фізично нелінійних матеріалів з урахуванням мікроструктурних перетворень [8]. Вивчається вплив мікроструктурних перетворень, які супроводжують розігрів внаслідок опромінення й наступне охолодження, на залишковий НДС, а також загальні закономірності зв'язаної термомеханічної і динамічної поведінки диска.

1. Модель мікроструктурних перетворень. Для опису поведінки матеріалу в умовах підвищених температур при великих швидкостях деформування використовується модель фізично нелінійного тіла, узагальнена на випадок зв'язаних термомеханічних процесів [10–12]. Короткий перелік формул моделі наводиться нижче і складається з:

– подання повної деформації ε_{ij} у вигляді суми пружної ε_{ij}^e , непружної ε_{ij}^p і теплової ε_{ij}^θ складових

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^p + \varepsilon_{ij}^\theta, \quad (1)$$

де тепла деформація подається у вигляді

$$\varepsilon_{ij}^\theta = \delta_{ij} \int_{\theta_0}^{\theta} \alpha(\theta') d\theta', \quad (2)$$

α – коефіцієнт лінійного теплового розширення;

– закону Гука, записаного для кульової і девіаторної частин тензорів

$$s_{ij} = 2G(e_{ij} - \varepsilon_{ij}^p), \quad \sigma_{kk} = 3K_V(\varepsilon_{kk} - \varepsilon_{kk}^0), \quad (3)$$

де σ_{ij} і ε_{ij} – тензори напруження і деформації, s_{ij} і e_{ij} – девіатори тензо-

рів напруження і деформації відповідно; G і K_V – модулі зсуву і об'ємного стиску відповідно; за індексами, що повторюються, проводиться підсумовування;

– закону течії з умовою пластичної нестисливості

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^p = \lambda s_{ij}, \quad \dot{\varepsilon}_{kk}^p = 0; \quad (4)$$

– кінетичного рівняння

$$D_2^p = D_0^2 \exp \left[- \left(\frac{Z^2}{3J_2} \right)^n \right], \quad (5)$$

де $Z = K + D$, $J_2 = s_{ij}s_{ij}/2$, $D_2^p = \dot{\varepsilon}_{ij}^p \dot{\varepsilon}_{ij}^p / 2$, $\lambda^2 = D_2^p / J_2$;

– рівняння еволюції для внутрішніх змінних ізотропного K та направлено-го β_{ij} зміцнення

$$\begin{aligned} \dot{K} &= m_1(K_1 - K)\dot{W}_p, & K(0) &= K_0, \\ \dot{\beta}_{ij} &= m_2(D_1 u_{ij} - \beta_{ij})\dot{W}_p, & \beta_{ij}(0) &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

де $D = \beta_{ij}u_{ij}$, $u_{ij} = \sigma_{ij}/(\sigma_{ij}\sigma_{ij})^{1/2}$, $\dot{W}_p = \sigma_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij}^p$.

Величини D_0 , D_1 , K_0 , K_1 , m_1 , m_2 і n є константами моделі. Експериментальні і теоретичні дослідження [11, 12] показали, що для більшості металів параметри D_0 , D_1 , m_2 слабо залежать від температури і можуть вважатись сталими в широкому інтервалі температур. Параметри K_0 , K_1 , m_1 і n – функції температури.

У рівняннях (6), на відміну від робіт [4, 8], відсутні доданки, що визначають тепловий зворот. Оскільки процеси, які розглядаються в цій роботі, достатньо швидкі, то при описі поведінки матеріалу цим явищем можна знехтувати.

Для опису структурних перетворень пропонуємо наступну модифікацію моделі (1)–(6). Повну деформацію записуємо у вигляді суми пружної, непружної і термоструктурної $\varepsilon_{ij}^{\theta s}$ складових, аналогічно до співвідношення (1) (див. [8]):

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^p + \varepsilon_{ij}^{\theta s}. \quad (7)$$

Для напруження і непружної деформації після деяких перетворень отримаємо

$$\sigma_{ij} = 2G(\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ij}^p - \varepsilon_{ij}^{\theta s}) + \lambda_E(\varepsilon_{kk} - \varepsilon_{kk}^{\theta s})\delta_{ij}, \quad (8)$$

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

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

де \bar{K}_0 і \bar{K}_1 визначаються формулами

$$\bar{K}_0 = C_\xi K_{\xi 0}, \quad \bar{K}_1 = C_\xi K_{\xi 1},$$

λ_E – параметр Ляме; C_ξ – об'ємні концентрації мікроструктурних фаз ξ , $\xi = f, p, b, m$ – фериту, перліту, бейніту і мартенситу відповідно; $K_{\xi 0}$, $K_{\xi 1}$ – параметри моделі для відповідних фаз.

Деформація $\varepsilon_{ij}^{\theta s}$ визначається через питомі об'єми мікроструктурних фаз V_ξ за формулою

$$\varepsilon_{ij}^{\theta s}(\theta, \theta_r, C_\xi) = \frac{V_\xi(\theta)C_\xi(\theta) - V_\xi(\theta_r)C_\xi(\theta_r)}{3V_\xi(\theta_r)V_\xi(\theta_r)}. \quad (11)$$

Тут θ – поточна температура, θ_r – деяка відлікова температура. У рівнянні (11) виконується підсумовування за повторюваним індексом ξ .

Температурні залежності питомих об'ємів $V_\xi(\theta)$ в м³/кг, віднесені до $\theta = 20^\circ\text{C}$, вибираємо у вигляді [13]

$$V_a(\theta, C_C) \cdot 10^3 = 0.12282 + 8.56 \cdot 10^{-6}(\theta - 20) + 2.15 \cdot 10^{-3} C_C,$$

$$V_{f,p,b}(\theta, 20^\circ, C_C) \cdot 10^3 = 0.12708 + 5.528 \cdot 10^{-6}(\theta - 20),$$

$$V_m(\theta, 20^\circ, C_C) \cdot 10^3 = 0.12708 + 4.448 \cdot 10^{-6}(\theta - 20) + 2.79 \cdot 10^{-3} C_C, \quad (12)$$

де C_C – концентрація вуглецю у відсотках.

Співвідношення (7)–(12) разом із другим еволюційним рівнянням з (6) для параметра анізотропного зміцнення β_{ij} визначають модель мікроструктурних перетворень. Слід зазначити, що у вихідній моделі непружної поведінки матеріалу (1)–(6) модифікуються рівняння еволюції параметра ізотропного зміцнення (перше з рівнянь (6)) і кінетичне рівняння (5). За їх допомогою описується вплив характеристик об'ємного стану на загальну поведінку матеріалу, оскільки саме об'ємний стан на макроскопічному рівні визначається зміною мікроструктури. Необхідність модифікацій у рівнянні для швидкості непружної деформації зумовлена тим, що аргументом експоненти в (5), який залежить від параметра ізотропного зміцнення, неявно визначається макроскопічна границя текучості матеріалу.

Об'ємні концентрації мікроструктурних фаз при нагріванні і охолодженні визначаються з експериментальних даних. Методика їх обчислення детально описується у відповідному параграфі нижче.

2. Постановка задачі. Розглянемо диск радіуса R і товщини h , геометрія якого в циліндричній системі координат $Orz\varphi$ задається так: $|r| \leq R$, $0 \leq |z| \leq h$. Крім рівнянь моделі мікроструктурних перетворень, поданих у п. 1, постановка осесиметричної задачі також містить:

– співвідношення Коші

$$\varepsilon_z = \frac{\partial u_z}{\partial z}, \quad \varepsilon_r = \frac{\partial u_r}{\partial r}, \quad \varepsilon_\varphi = \frac{u_r}{r}, \quad \varepsilon_{rz} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_z}{\partial r} + \frac{\partial u_r}{\partial z} \right); \quad (13)$$

– рівняння руху

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{1}{r}(\sigma_r - \sigma_\varphi) + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2}, \quad \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} + \frac{1}{r} \sigma_{rz} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2}; \quad (14)$$

– рівняння балансу енергії, що зводиться до рівняння теплопровідності,

$$c_v \dot{\theta} + 3\alpha\theta K_V (\dot{\varepsilon}_{kk} - 3\alpha\dot{\theta}) - D' - k\Delta\theta = r_s; \quad (15)$$

– початкові умови

$$u_r = u_z = \dot{u}_r = \dot{u}_z = 0, \quad \theta = \theta_0 \quad \text{при} \quad t = 0; \quad (16)$$

– механічні граничні умови

$$\sigma_{ij} n_j = 0 \quad \text{на} \quad S; \quad (17)$$

– теплові граничні умови.

У формулах (13)–(17) u_r , u_z – переміщення вздовж відповідних осей;

c_v і k – коефіцієнти теплоємності при сталому об'ємі і теплопровідності; r_s

– потужність заданих внутрішніх джерел тепла; D' – швидкість дисипації

механічної енергії, θ_0 – початкова температура; n_j – компоненти вектора

одичинної нормалі до відповідної граничної поверхні; S_p – частина поверх-

ні, яка перебуває під дією теплового імпульсу; $\Delta = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$; $\dot{\varepsilon}_{kk} =$

$$= \dot{\varepsilon}_r + \dot{\varepsilon}_z + \dot{\varepsilon}_\varphi.$$

Теплові граничні умови формулюються таким чином, щоб змоделювати умови опромінення. Кругова область $0 \leq r \leq r_p$ в центрі поверхні $z = 0$ опромінюється одноразовим тепловим імпульсом, що моделюється тепловим потоком q_s через границю диска [1, 2]. Тепловий потік змінюється за законом

$$q_s = \begin{cases} q_0 \cos \frac{\pi r}{2r_p} \sin \frac{\pi t}{t_p}, & r \leq r_p, \quad t \leq t_p, \\ 0, & r > r_p, \quad t > t_p, \end{cases} \quad (18)$$

де t_p – тривалість імпульсу, r_p – радіус теплової плями.

Після припинення дії імпульсу на опроміненій частині поверхні відбувається конвективний теплообмін із зовнішнім середовищем. При цьому коефіцієнт тепловіддачі вибирається досить великим, $\alpha_T = 10^5$ кВт/м²·К. У такий спосіб моделюється швидке примусове охолодження поверхні об'єкту за допомогою душу, обдування холодним газом тощо. Будь-яке тепловідведення в оточуюче середовище припиняється, коли температура в центрі плями опромінення стає меншою ніж 50°C. Вся інша поверхня диска вважається теплоізолюваною від самого початку.

Для опису фізично нелінійної поведінки матеріалу диска і конкретизації вигляду дисипативної функції D' використовується розвинена на основі моделі Боднера – Партома [11, 12] узагальнена термодинамічно узгоджена теорія [8]. У загальному випадку вираз для швидкості дисипації механічної енергії D' у (15), отриманий у роботі [8] із залученням термодинаміки необоротних процесів із внутрішніми змінними, має вигляд

$$D' = \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}^p - K \dot{\delta} - \beta_{ij} \dot{\alpha}_{ij} = \dot{W}_p - \dot{W}_{sK} - \dot{W}_{s\beta}.$$

Тут величини δ і α_{ij} є внутрішніми змінними, спряженими до термодинамічних сил K і β_{ij} , які виступають при обраному у [8] підході як параметри ізотропного і направлено зміцнення. Останні два доданки у цій формулі описують частину непружної потужності, що не переходить у тепло, а накопичується у матеріалі. У цій роботі внаслідок специфічних умов теплового навантаження вважаємо, що прихованою накопиченою енергією можна знехтувати, тому дисипативна функція буде дорівнювати непружній потужності: $D' = \sigma_{ij} \dot{\epsilon}_{ij}^p$.

Рівняння (7)–(15) разом із другим співвідношенням з (6), а також початковими умовами (16), механічними і тепловими граничними умовами (17) і (18) відповідно складають постановку зв'язаної задачі термомеханіки фізично нелінійних тіл при тепловому навантаженні з врахуванням мікроструктурних перетворень.

3. Властивості матеріалу і методика обчислення об'ємних концентрацій мікроструктурних фаз. Сталь 35ХМА використовується як матеріал диска. Її фізико-механічні властивості і залежності їх від температури взяті з роботи [3]. Методика визначення ізотермічних параметрів моделі детально описана в статтях [10, 11], а процедура отримання температурних залежностей – в статті [3]. Зауважимо, що у викладеній вище моделі мікроструктура матеріалу враховується через термоструктурну складову деформації (11). Тому макроскопічні властивості матеріалу вважаються незалежними від фази.

Розрахунок концентрації мікроструктурних фаз розпаду переохолодженого аустеніту виконується за допомогою термокінетичних діаграм [7] і співвідношень для питомих об'ємів фаз (12). На рис. 1 показана термокінетична діаграма для сталі 35ХМ. По осі абсцис відкладається відносний час $\tau = t - t_a$, де t_a – час перетину кривою охолодження температури початку

розпаду аустеніта $\theta = A_{c1} = 790 \text{ }^\circ\text{C}$. Суцільні жирні лінії обмежують області мікроструктурних перетворень (ОМП): А-Ф – аустеніт → ферит; А-Р – аустеніт → перліт; А-В – аустеніт → бейніт; А-М – аустеніт → мартенсит. Тонкі лінії відповідають певним експериментальним траєкторіям охолодження зразків (ТКД-траєкторії). Штриховою лінією показана деяка довільна траєкторія охолодження. Цифрами показано відсотки мікроструктурних фаз фериту C_f , перліту C_p і бейніту C_b , які відповідають ТКД-траєкторіям на виході з ОМП.

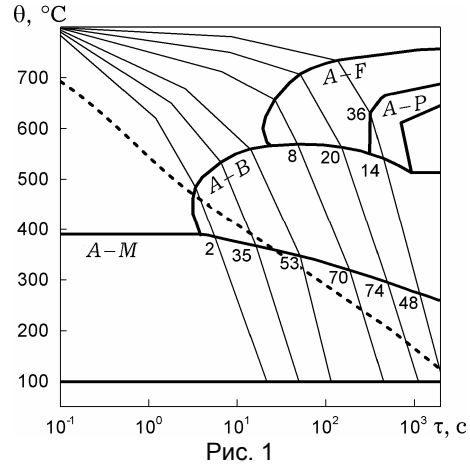


Рис. 1

Закон накопичення нової мікроструктурної фази C_ξ уздовж відрізків ТКД-траєкторій, що лежать в ОМП (крім А-М), апроксимується виразом [6]

$$C_\xi = \left[1 - \exp\left(-k_p \frac{\theta_s - \theta}{\theta_s - \theta_e}\right) \right] C_{\xi \max}, \quad (19)$$

де k_p вибирається рівним 3, θ_s і θ_e – температури початку і кінця перетворення, $C_{\xi \max}$ – максимальне значення нової фази для даної траєкторії. Оскільки реальні криві охолодження (рис. 1) за умови їх монотонності мало відрізняються від ТКД-траєкторій, вважають [6, 7], що мікроструктурні перетворення відбуваються лише тоді, коли точки кривої охолодження потрапляють у ОМП, показані на рис. 1. Методика розрахунку фаз ґрунтується на такому припущенні: відсоток нової мікроструктурної фази визначається за формулою

$$C_\xi = C_{as} y_\xi,$$

де величина C_{as} – відсоток аустеніту при вході кривої охолодження у ОМП, а $y_\xi = C_\xi / C_{as}$ – величина поточного значення відносної фази. Значення y_ξ визначається за відповідними ТКД-траєкторіями, а закон набору відносної мікроструктурної фази є аналогічним до закону (19):

$$y_\xi = \left[1 - \exp\left(-k_p \frac{\theta_s - \theta}{\theta_s - \theta_e}\right) \right] y_{\xi e}.$$

Тут $y_{\xi e}$ – відсоток нової фази на виході з ОМП, віднесений до відсотка аустеніту, що не розпався, на вході до неї.

Розрахунок мікроструктурної фази ілюструється на рис. 2. Процес охолодження розбивається на кроки за часом $\Delta\tau_i$. При першому потрапленні точки кривої охолодження в ОМП фіксується величина p_{as} аустенітної мікроструктурної фази. Далі набір фази відбувається вздовж інтерпольованих ТКД-траєкторій на кожному кроці за часом. На горизонтальних відрізках траєкторій фаза не набирається.

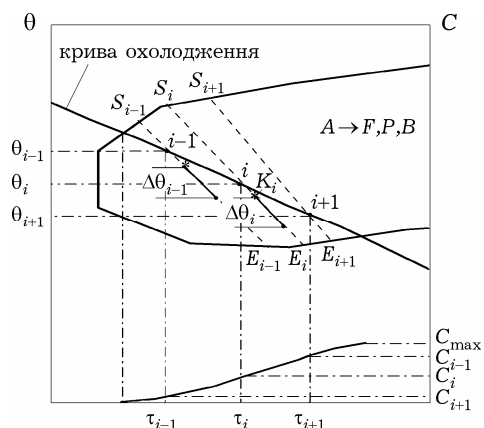


Рис. 2

На кожному i -му кроці за часом на інтерпольованій i -й траєкторії визначається точка $K_i(\tau^*, \theta^*)$, що відповідає відносній фазі y_{i-1} (точки, позначені зірочками), в околі якої визначається приріст відносної мікроструктурної фази y :

$$\Delta y_i = (y_{ie} - y_{i-1}) \frac{k |\Delta \theta_i|}{\theta_{si} - \theta_{ei}}.$$

Тут $\Delta \theta_i = \theta_i - \theta_{i-1}$. Далі визначається фаза в точці i

$$C_i = C_{i-1} + C_{as} \Delta y_i.$$

Зростання мартенситної фази при попаданні в ОМП А–М також визначається законом (19), але температура закінчення перетворення однакова для всіх траєкторій охолодження $\theta_e = 100$ °С, а кінцеве значення мартенситної фази C_{me} дорівнює фазі аустеніту, яка залишилась після проходження решти ОМП:

$$C_{me} = 100 - C_f - C_p - C_b.$$

Температура початку перетворення θ_s визначається точкою входу кривої охолодження в мартенситну область. Для малих часів перетворення $\tau \leq 6$ с температура $\theta_s = 390$ °С, а при $\tau > 6$ с температура θ_s мартенситної області співпадає з θ_{be} бейнітної.

4. Метод розв'язування задачі. Постановка задачі (6)–(15) є суттєво нелінійною і розв'язується чисельно. Для цього використовується підхід, розвинений в статтях [1, 2, 4, 21] для розв'язання динамічних плоских і осесиметричних задач термов'язкопластичності, в якому на кожному кроці за часом розраховуються мікроструктурний стан і обчислюються властивості елементарного об'єму.

Чисельна реалізація задачі проводиться у рамках подвійного ітераційного процесу. Перший – внутрішній – пов'язаний з інтегруванням системи нелінійних рівнянь моделі поведінки матеріалу з використанням неявної схеми, другий – зовнішній – з розв'язанням рівнянь руху і теплопровідності. В його рамках 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 із змінним кроком інтегрування в часі. Рівняння еволюції інтегруються неявним методом Ейлера з використанням правила «середньої точки». Система нелінійних трансцендентних рівнянь, яка виникає на кожному кроці за часом, розв'язується методом простої ітерації. Для прискорення збіжності використовується процедура Стефенса – Ейткена.

Просторова дискретизація задачі проводиться за допомогою методу скінчених елементів (МСЕ). 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 практичного критерію збіжності розв'язків.

Застосування МСЕ приводить в рамках зовнішнього ітераційного процесу до задачі динаміки в'язкопластичних тіл у вигляді

$$\mathbf{K}\mathbf{u} + \mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} = \mathbf{f}, \quad \mathbf{u}(0) = \mathbf{u}_1, \quad \mathbf{v}(0) = \mathbf{v}_1, \quad (20)$$

де \mathbf{K} і \mathbf{M} – матриці жорсткості й маси, \mathbf{u} , \mathbf{v} , \mathbf{f} , \mathbf{u}_1 і \mathbf{v}_1 – вектори вузлових переміщень і швидкостей, зовнішніх сил, початкових переміщень і швидкостей відповідно.

Другі похідні за часом у рівняннях руху для моменту часу t_{i+1} подаємо формулами Ньюмарка

$$\ddot{u}_{i+1} = \frac{1}{\zeta \Delta t} (\dot{u}_{i+1} - \dot{u}_i) - \frac{1-\zeta}{\zeta} \ddot{u}_i, \quad \dot{u}_{i+1} = \frac{1}{\zeta \Delta t} (u_{i+1} - u_i) - \frac{1-\zeta}{\zeta} \dot{u}_i, \quad (21)$$

де Δt – крок за часом, ζ – параметр схеми, $0 \leq \zeta \leq 1$.

Підстановка (21) у (20) після перетворень дає

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{\zeta \Delta t} \mathbf{M} + \zeta \Delta t \mathbf{K} \right) \mathbf{u}_{i+1} &= \Delta t [\zeta \mathbf{f}_{i+1} + (1-\zeta) \mathbf{f}_i] + \\ &+ \left[\frac{1}{\zeta \Delta t} \mathbf{M} - (1-\zeta) \Delta t \mathbf{K} \right] \mathbf{u}_i + \frac{1}{\zeta} \mathbf{M} \dot{\mathbf{u}}_i. \end{aligned} \quad (22)$$

Для часткового випадку $\zeta = 1/2$ із співвідношень (21), (22) отримуємо рекурентну систему лінійних алгебраїчних рівнянь для знаходження розв'язку на $(i+1)$ -му кроці

$$\begin{aligned} \mathbf{K}' \mathbf{u}_{i+1} &= \mathbf{f}_{i+1}^{(T)} + \mathbf{f}_{i+1}^{(P)}, \\ \dot{\mathbf{u}}_{i+1} &= \frac{2}{\Delta t} (\mathbf{u}_{i+1} - \mathbf{u}_i) - \dot{\mathbf{u}}_i, \quad \ddot{\mathbf{u}}_{i+1} = \frac{4}{\Delta t^2} (\mathbf{u}_{i+1} - \mathbf{u}_i) - \frac{4}{\Delta t} \dot{\mathbf{u}}_i - \ddot{\mathbf{u}}_i, \end{aligned}$$

де

$$\mathbf{f}_i^{(P)} = M \left(\frac{4}{\Delta t^2} \mathbf{u}_i + \frac{4}{\Delta t} \dot{\mathbf{u}}_i + \ddot{\mathbf{u}}_i \right), \quad \mathbf{K}' = \frac{4}{\Delta t^2} \mathbf{M} + \mathbf{K}.$$

У рамках запропонованої схеми доданки $\mathbf{f}_i^{(T)}$ і $\mathbf{f}_i^{(P)}$ враховують відповідно теплові і пластичні деформації.

На кожному кроці за часом задача також розв'язується методом ітерацій. Кожна ітерація L складається з розв'язування лінеаризованої задачі руху у вигляді

$$\mathbf{K}' \mathbf{u}_{i+1}^{L+1} = \mathbf{f}_{i+1}^{(T)L+1} + \mathbf{f}_{i+1}^{(P)L+1},$$

де L – номер ітерації.

5. Результати розрахунків. Обчислення проводились для диска з радіусом $R = 5 \cdot 10^{-3}$ м і товщиною $h = 10^{-4}$ м. Радіус зони опромінення $r_p = 1.5 \cdot 10^{-3}$ м, тривалість дії імпульсу t_p змінювалась від 10^{-8} с до 10^{-7} с, параметр теплового потоку q_0 змінювався від $6 \cdot 10^7$ кВт/м² до $2 \cdot 10^8$ кВт/м². Початкову температуру диска θ_0 приймали рівною 20°C.

При опроміненні диска на поверхні і в приповерхневій зоні виникає область високих градієнтів температури. Тут помітний швидкий розігрів (до 1300°C), який носить квазістатичний характер. Наступне охолодження матеріалу в умовах відсутності теплообміну з навколишнім середовищем, що супроводжується вирівнюванням температури, відбувається достатньо повільно. Взагалі зміна температури відбувається в достатньо вузькій смужці матеріалу в безпосередній близькості від опроміненого торця. Протягом розглянутого інтервалу часу температура не встигає істотно підвищитись за межами області опромінення. Після закінчення дії імпульсу розглядаються два можливі сценарії: **а)** повна теплоізоляція зовнішньої поверхні диска і **б)** примусове охолодження з високим коефіцієнтом тепловіддачі із зовнішньої поверхні. Характерні температурні поля в зоні опромінення для цих випадків представлені на рис. 3а і 3б відповідно для моменту закінчення дії імпульсу $t = 10^{-8}$ с. При повній теплоізоляції відбувається поступове зменшення температури за рахунок тепловідведення вглиб диска. При примусовому охолодженні безпосередньо в приповерхневій зоні основним чинником зменшення температури виступає теплообмін із зовнішнім середовищем, а для глибших шарів матеріалу провідну роль продовжує відігравати теплопровідність всередину диска.

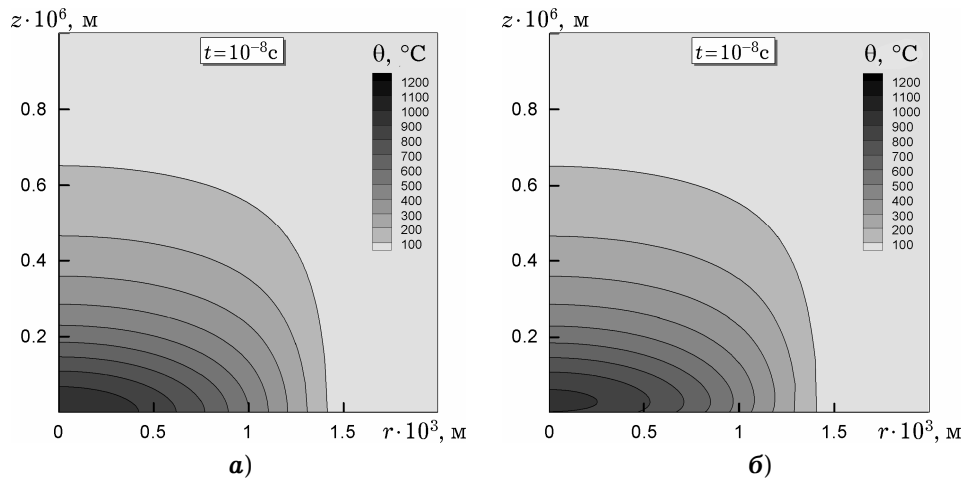
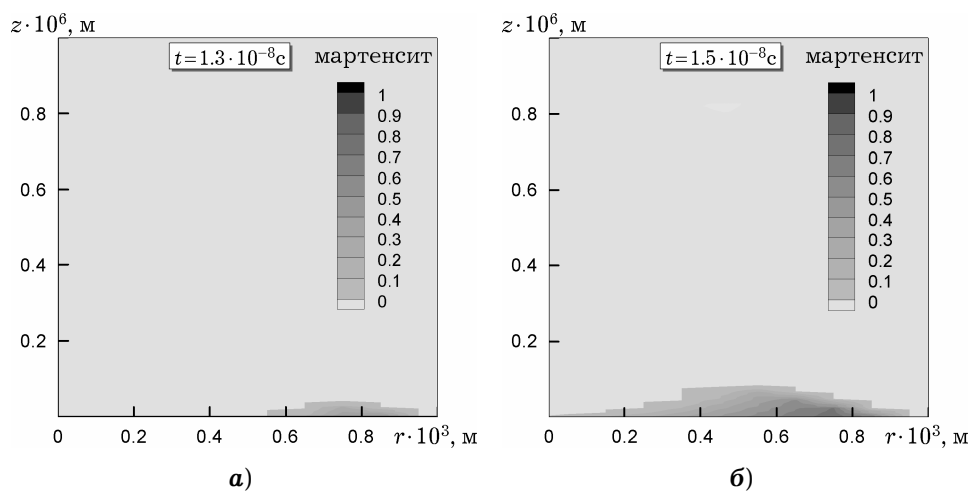


Рис. 3

Оскільки мікроструктурні перетворення, які розглядаються в цій статті, зумовлені зміною температури, то кінетика утворення нових фаз повністю визначається еволюцією її просторового розподілу. Температурні історії, отримані для точок диска при зазначених вище умовах опромінення і охолодження, призводять тільки до мікроструктурних перетворень бейніт-аустеніт при нагріванні і аустеніт-мартенсит – при охолодженні (див. рис. 1). Інші мікроструктурні фази не виникають. Утворення мартенситної фази з переохолодженого аустеніту проілюстровано на рис. 4 для випадку примусового охолодження при $t_p = 10^{-8}$ с, $q_0 = 2 \cdot 10^8$ кВт/м². Моменти часу, для яких побудовано поля, вказані для кожної частини рисунку. Нагадаємо, що перехід аустеніт-мартенсит відбувається при зменшенні температури нижче 790°C. Внаслідок дзвоноподібного розподілу теплового потоку (18) вздовж радіуса цей перехід спочатку відбувається не в центрі диска, а при $r \approx 0.76 \cdot 10^{-3}$ м (рис. 4а). При подальшому охолодженні відсоток мартенситу в приповерхневій зоні збільшується, поширюючись до центра диска (рис. 4б). При охолодженні нижче температури закінчення перетворення аустеніт-мартенсит утворюється зона із 100% вмістом мартенситу (рис. 4в). Зрештою, під плямою опромінення в центрі диска утворюється область, що містить виключно мартенсит, а практично весь інший матеріал диска, що не прогрівся вище 790°C, має вихідну бейнітну мікроструктуру.



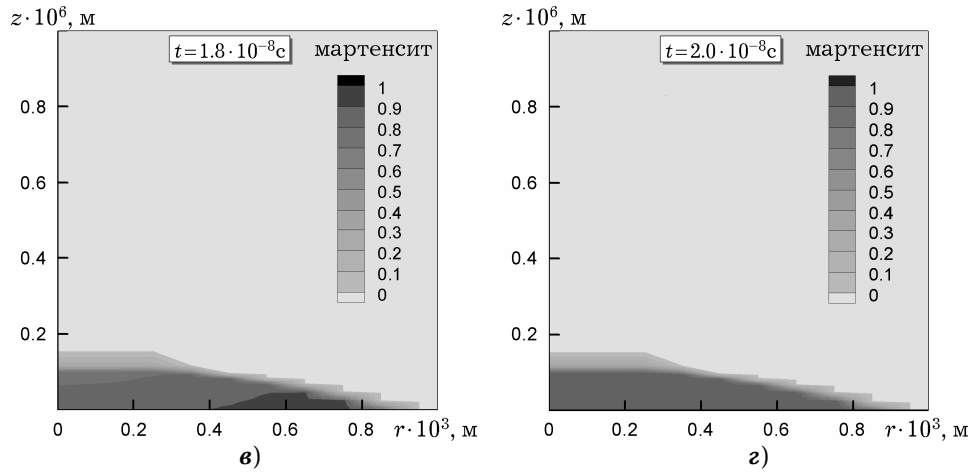


Рис. 4

Внаслідок різкого розширення матеріалу в зоні опромінення виникають значні напруження стиску, які формують квазістатичну складову поля напружень. Після значного проміжку часу порівняно з тривалістю імпульсу, стискаючі напруження зникають, а в центрі диска формується область квазістатичних залишкових розтягуючих напружень. Вони негативно впливають на міцність та довговічність конструкції. Ці ефекти демонструються на рис. 5.

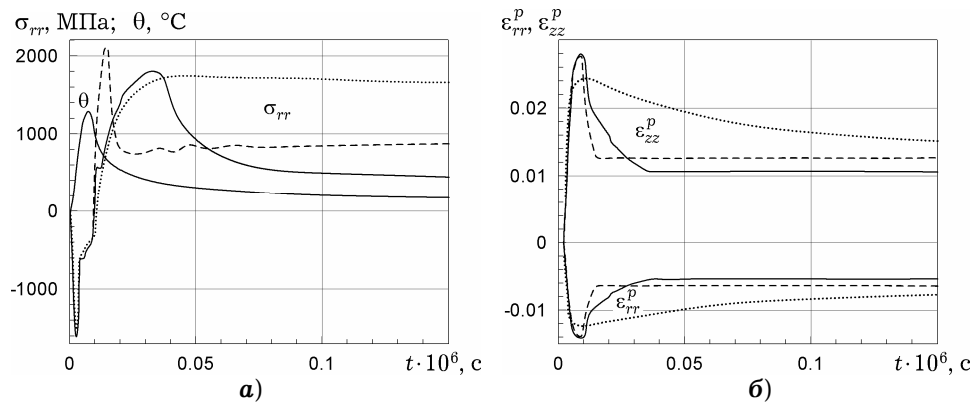


Рис. 5

На рис. 5а зображено еволюції температури і радіального напруження в центральній точці опроміненої поверхні диска. Для напружень пунктирна лінія відповідає розв'язку задачі, отриманому без урахування мікроструктурних перетворень. Штриховою лінією показано історію зміни радіального напруження при врахуванні таких перетворень у випадку примусового охолодження, а суцільною лінією – при відсутності такого охолодження. Ці позначення збережені на всіх наступних рисунках. Мікроструктурному перетворенню бейніт – аустеніт відповідає злам на лініях на початковій стадії. Аналогічні криві для непружних деформацій ϵ_{rr}^p і ϵ_{zz}^p показано на рис. 5б. Відзначається наявність значних залишкових непружних деформацій в центрі опроміненої області. Рис. 5а показує, що неврахування структурних перетворень призводить до істотно завищених значень залишкових напружень і деформацій.

Еволюцію розподілів радіальних напружень вздовж радіуса диска ілюструє рис. 6. На початковій стадії охолодження напруження у випадку врахування мікроструктурних перетворень виявляються навіть вищими за рахунок бейнітно – аустенітного переходу, оскільки питомий об'єм аустеніту є найменшим з усіх можливих мікроструктурних фаз (рис. 6а). На рис. 6б

чітко виділяється область початку аустенітно – мартенситного перетворення – їй відповідає злам на суцільній кривій. Утворення мартенситу з найбільшим питомим об'ємом веде до виникнення стискувальних напружень, які частково компенсують розтяг, що виникає при охолодженні. Цей процес продовжує поширюватись в напрямку центра диска (рис. 6в) і призводить до остаточного формування залишкового напруженого стану (рис. 6г). Видно, що найвищий рівень залишкових напружень прогнозується при розрахунках без урахування мікроструктурних перетворень. Запропонована модель і методика розрахунку мікроструктурних фаз дозволяє точніше оцінити залишковий стан. Найнижчий рівень небажаних розтягувальних радіальних напружень виникає при повільному охолодженні матеріалу, а сильне примусове охолодження призводить до їх збільшення. Отримані результати цілком узгоджуються з даними технології обробки металів.

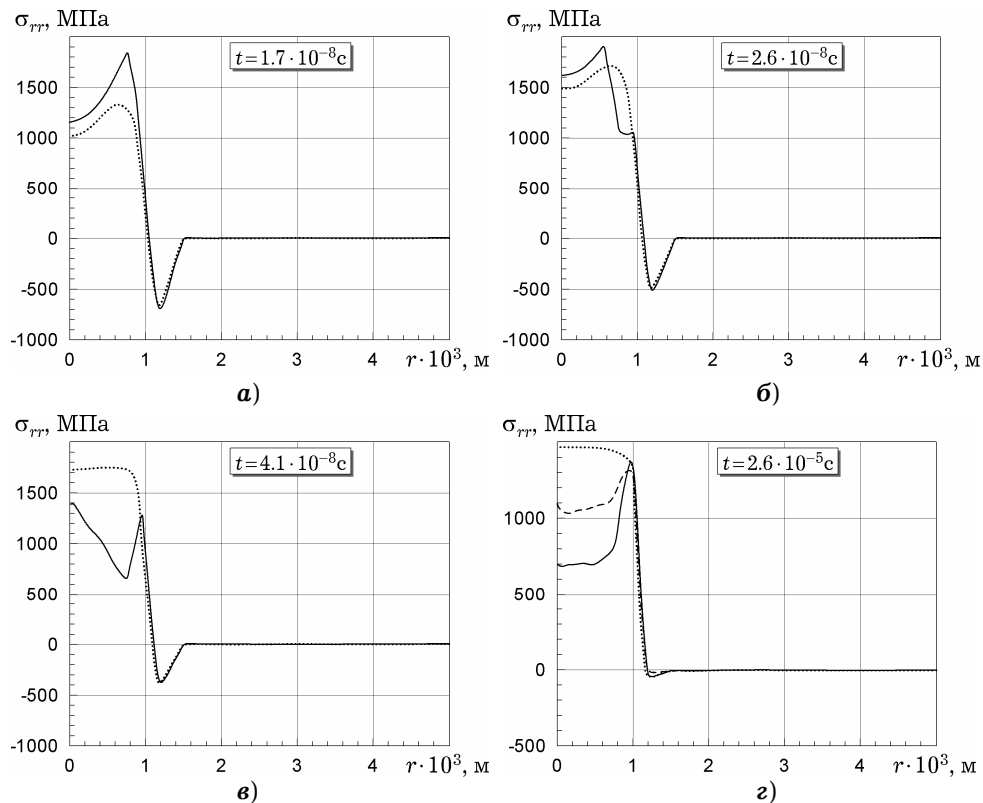


Рис. 6

Повніше уявлення про просторовий розподіл радіальних напружень навколо зони опромінення дає рис. 7. Спочатку, внаслідок швидкого розширення матеріалу при розігріві, виникають значні напруження стиску, які утворюють дугову область (рис. 7а). У процесі охолодження виникають розтягувальні напруження у вузькій зоні $|r| \leq 0.9 \cdot 10^{-3}$ м, $0 \leq z \leq 0.2 \cdot 10^{-6}$ м (рис. 7б). Потім завдяки мікроструктурному перетворенню аустеніт – мартенсит рівень розтягувальних радіальних напружень зменшується, починаючи від $r \approx 0.76 \cdot 10^{-3}$ м (рис. 7в), що повністю відповідає результатам, наведеним на рис. 4. Залишкове поле напружень зображене на рис. 7г. Відмічається наявність смуги з достатньо високими розтягувальними напруженнями, яка відповідає межі описаної вище зони. Саму зону понижених напружень можна назвати зоною впливу мікроструктурних перетворень. Підвищені напруження вглибині диска в порівнянні з істотно меншими напруженнями на поверхні опроміненої області можуть спричинити передчасне руйнування матеріалу.

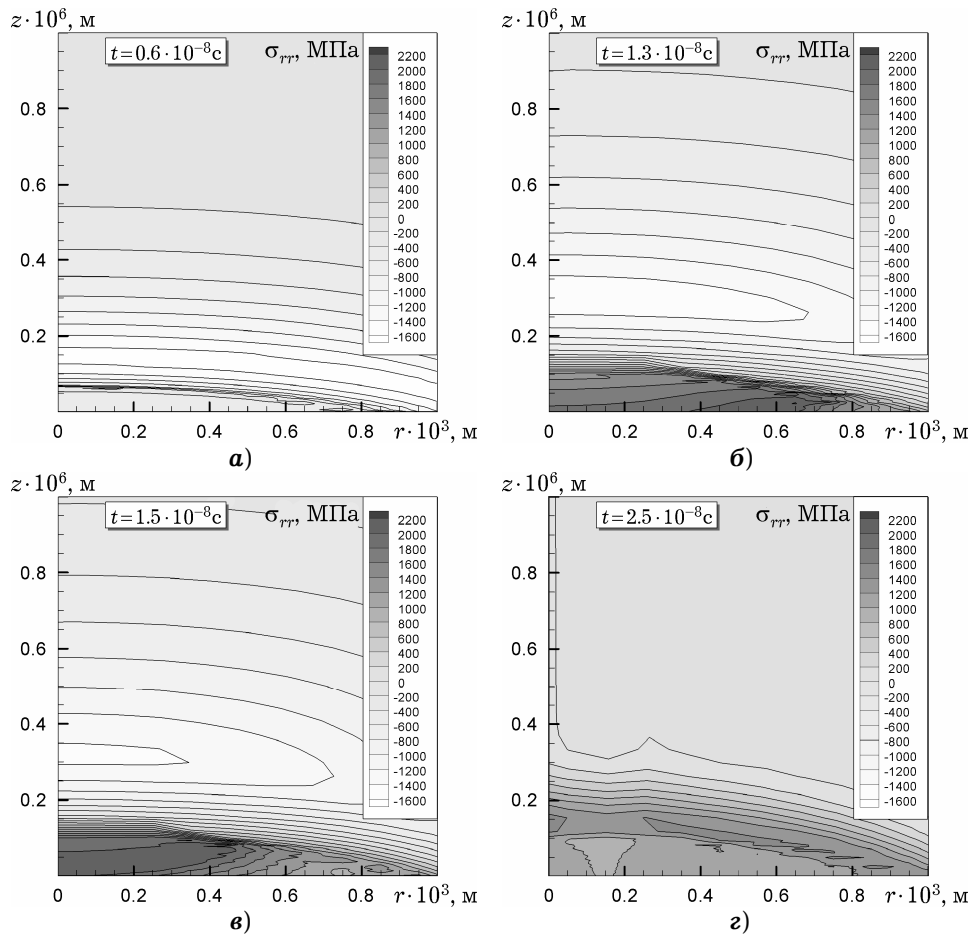


Рис. 7

Результати дослідження залишкових непружних деформацій наведено на рис. 8. Тут подані типові розподіли ε_{rr}^p уздовж радіуса (рис. 8а) і по товщині диска (рис. 8б), а також розподіли ε_{rr}^p уздовж товщинної координати (рис. 8в). Типи кривих, як і раніше, відповідають випадкам неврахування і врахування мікроструктурних перетворень при різних умовах охолодження. В області, що безпосередньо прилягає до зони опромінення, тобто в області впливу мікроструктурного перетворення, спостерігається розбіжність кривих. При віддаленні від неї поведінка кривих практично однакова.

Як інерційний ефект при швидкому термопружному деформуванні у диску генерується імпульс напруження – динамічна складова поля напружень, на відміну від квазістатичних полів, розглянутих вище. Детально цей ефект вивчено в роботах [2, 3, 21]. Оскільки метод лазерного опромінення досить широко використовується в акустичних технологіях оцінки структури середовища для генерації скануючого імпульсу напруження, то детальна інформація про цей імпульс є надзвичайно важливою. Врахування мікроструктурних перетворень суттєво уточнює дані про імпульс і дозволяє покращити саму технологію. Дійсно, при швидкому примусовому охолодженні процес утворення нової мікроструктурної фази у переохолодженому аустеніті відбувається дуже швидко – зі швидкістю звуку в матеріалі. Отже, в мікроскопічному об'ємі мартенситу утворюється практично миттєво. Оскільки питомий об'єм мартенситу найбільший, то внаслідок цього генерується стискувальний імпульс. Цей імпульс напруження в десятки разів перевищує величину імпульсу стиску, що генерується внаслідок термопружних інерційних ефектів. Результати порівняння таких процесів подано на рис. 9.

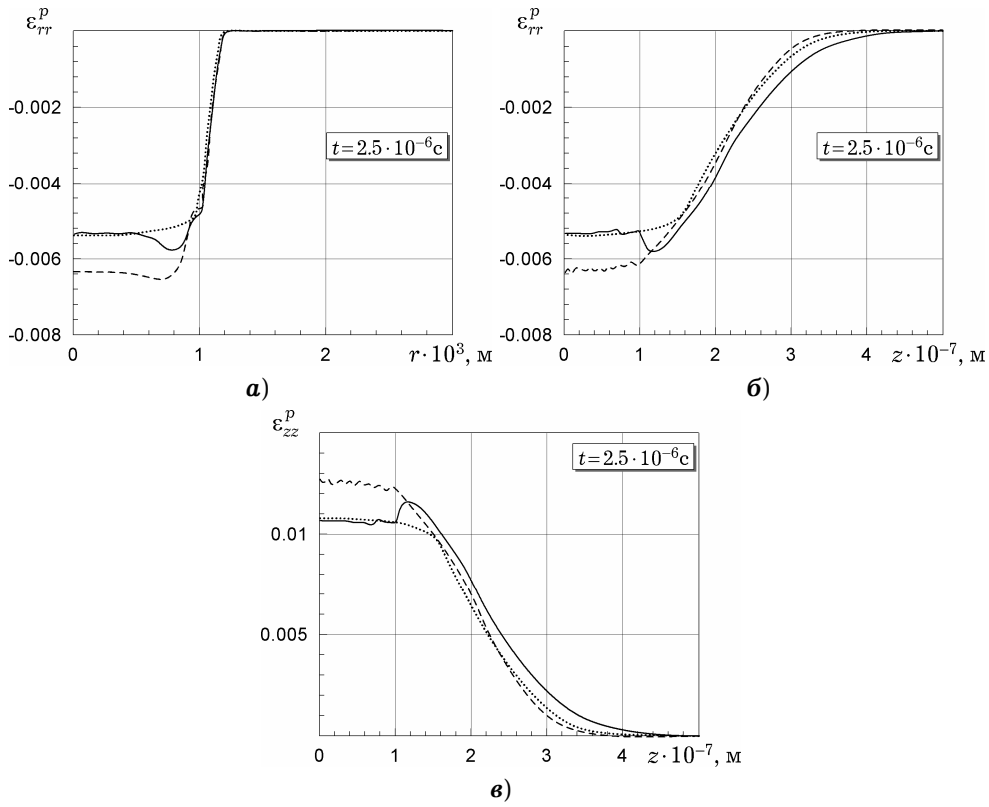


Рис. 8

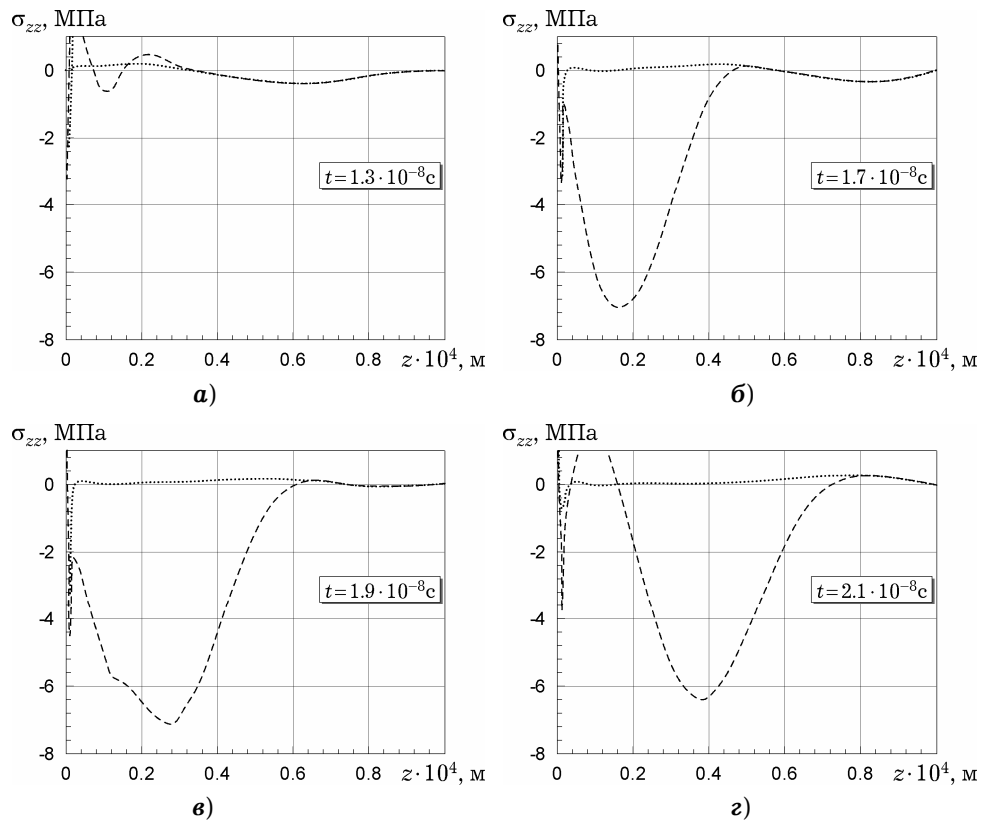


Рис. 9

Тут, як і раніше, штрихова лінія відповідає випадку врахування мікроструктурних перетворень за примусового охолодження, а пунктирна – випадку нехтування перетвореннями (дані з роботи [3] при $t_p = 10^{-8}$ с, $q_0 = 2 \cdot 10^8$ кВт/м² і тих самих геометричних розмірах диска). Видно, що імпульс напруження, спричинений мікроструктурним перетворенням аустеніт – мартенсит, істотно перевищує термопружний імпульс, але виникає пізніше. Швидкість поширення обох імпульсів однакова і дорівнює швидкості звуку в матеріалі.

Слід зазначити, що цей ефект найбільш виразно проявляється для напруження σ_{zz} , яке поширюється по товщині диска, оскільки значна частина матеріалу в центрі області опромінення змінює свій мікроструктурний стан одномоментно (аналогічна задача для стержня розглянута в [1]). Для радіального напруження картина виявляється дуже складною і розмитою внаслідок просторових особливостей перетворення, проілюстрованих на рис. 4, які зумовлені формою імпульсу опромінення.

Розроблена методика чисельного розв'язання задачі з урахуванням мікроструктури матеріалу дозволяє точніше оцінити залишковий напружено-деформований стан вглибині опроміненої зони, де важко провести експериментальні вимірювання, і визначити геометричні розміри області впливу мікроструктурного перетворення. Врахування мікроструктурних перетворень виявляється необхідним також при описі процесів генерації імпульсів напружень при опроміненні тепловим імпульсом.

1. Васильева Л. Я., Жук Я. А., Сенченков И. К., Червинко О. П. Особенности генерации упругих волн при тепловом облучении стального образца и учете аустенитно-мартенситного преобразования // Теор. и прикл. механика. – 2009. – Вып. 46. – С. 98-103.
2. Жук Я. А., Сенченков И. К., Козлов В. И., Табиева Г. А. Осесимметричная динамическая связанная задача термовязкопластичности // Прикл. механика. – 2001. – 37, № 10. – С. 83-89.
3. Жук Я. О., Сенченков И. К., Бойчук О. В. Динамічні процеси в тонкому циліндрі при тепловому опроміненні торця // Доп. НАН України. – 2007. – № 2. – С. 45-51.
4. Жук Я. О., Сенченков И. К., Бойчук О. В. Залишковий напружено-деформований стан сталевго диска при імпульсному тепловому опроміненні // Мат. методи та фіз.-мех. поля. – 2008. – 51, № 1. – С. 157-168.
Te same: Zhuk Ya. O., Senchenkov I. K., Boichuk O. V. Residual stress-strain state of a steel disk under thermal pulsed irradiation // J. Math. Sci. – 2009. – 160, No. 4. – P. 478-491.
5. Коваленко В. С. Микро- и нанообработка сверхмощными лазерными импульсами // Оборудование и эксперимент для профессионалов. – 2003. – № 4. – С. 4-14.
6. Махненко В. И., Великоиваненко Е. А., Кравцов Т. Г., Севрюков В. В. Численное исследование термомеханических процессов при наплавке валов судовых механизмов и устройств // Автомат. сварка. – 2001. – № 1. – С. 3-10.
7. Попов А. А., Попова Л. Е. Справочник термиста. Изотермические и термокинетические диаграммы распада переохлажденного аустенита. – Москва-Ленинград: Машгиз, 1961. – 430 с.
8. Сенченков И. К. Термомеханическая модель растущих цилиндрических тел из физически нелинейных материалов // Прикл. механика. – 2005. – 41, № 9. – С. 118-126.
9. Сенченков И. К., Жук Я. А. Термомеханический анализ одной модели термовязкопластического деформирования материалов // Прикл. механика. – 1997. – 33, № 2. – С. 41-48.
10. Сенченков И. К., Табиева Г. А. Определение параметров модели Боднера – Партома термовязкопластического деформирования материалов // Прикл. механика. – 1996. – 32, № 2. – С. 64-72.
11. Чжань К., Боднер С., Линдхольм У. Феноменологическое моделирование упрочнения и теплового возврата в металлах // Теор. основы инж. расчетов. – 1988. – № 4. – С. 1-14.

12. Чжань К., Линдхольм У. Неупругая деформация при неизотермическом нагружении // *Соврем. машиностроение*. Сер. Б. – 1990. – № 6. – С. 11–21.
13. Юрьев С. Ф. Удельные объемы фаз в мартенситном превращении аустенита. – Москва: Металлургиздат, 1950. – 48 с.
14. Chen H., Kysar J. And Yao Y. L. Characterization of plastic deformation induced by microscale laser shock peening // *J. Appl. Mech.* – 2004. – **71**. – P. 713–723.
15. Dickey F. M., Holsuade S. C. Laser beam shaping. Theory and techniques. – Marcel Dekker: New York, Basel, 2000. – 428 p.
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. Nikitin B., Scholtes B., Maier H. J. and Altenberger I. High temperature fatigue behavior and residual stress stability of laser shock peened and deep rolled austenitic steel AISI 304 // *Scripta Mater.* – 2004. – **50**. – P. 1345–1350.
18. Qin Y., Zou J., Dong C. et al. Temperature-stress fields and related phenomena induced by a high current pulsed electron beam // *Nuclear Instrum. & Meth. In Phys. Research. Part B.* – 2004. – **225**. – P. 544–554.
19. Senchenkov I. K., Zhuk Y. A., Chervinko O. P., Turyk E. Modelling of residual stresses developed in steel cylinders subjected to surface-layer deposition by welding // *J. Eng. Math.* – 2008. – **61**. – P. 271–284.
20. Valette S., Audouard E., Le Harzic R., Huot N., Laporte P., Fortunier R. Heat affected zone in aluminum single crystals submitted to femtosecond laser irradiations // *Appl. Surf. Sci.* – 2005. – **239**. – P. 381–386.
21. Zhuk Y. A., Senchenkov I. K., Boichuk E. V. Thermomechanical dynamic behavior of a disk subject to an impulsive thermal load at the center // *Int. Appl. Mech.* – 2008. – **44**, No. 5. – P. 516–525.

ВЛИЯНИЕ МИКРОСТРУКТУРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ НА НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ ЛОКАЛЬНО ОБЛУЧЕННОГО СТАЛЬНОГО ДИСКА

В рамках динамической постановки связанной задачи термомеханики исследуется напряженно-деформированное состояние диска, возникающее под воздействием лазерного импульса или электронного пучка, с учетом микроструктурных превращений, сопровождающих нагрев и последующее охлаждение материала. Решение осесимметричной задачи проводится численно с использованием термодинамически согласованной теории неупругого поведения материалов с применением конечно-элементной методики и с учетом зависимости физико-механических свойств материала от температуры. Изучается влияние микроструктурных превращений на динамическую и квазистатическую реакцию материала, а также на остаточное напряженно-деформированное состояние в зоне облучения.

INFLUENCE OF MICROSTRUCTURAL TRANSFORMATIONS ON THE STRESS-STRAIN STATE OF LOCALLY IRRADIATED STEEL DISK

The stress-strain state of the disk caused by the laser pulse or electron beam is investigated within the framework of the dynamic statement of the coupled thermomechanics problem accounting for the micro-structural phase transformations invoked by heating and subsequent cooling of the material. Solution of axisymmetric problem is carried out numerically using the thermodynamically consistent theory for inelastic behavior of the material involving the finite element method and taking into account thermal dependence of physical and mechanical properties of the material. The influence of the micro-structural transformations on the dynamic and quasi-static response of the material as well as the residual stress-strain state at the irradiated zone are studied in details.

¹ Ін-т механіки ім. С. П. Тимошенка
НАН України, Київ,

² Миколаїв. нац. ун-т
ім. В. О. Сухомлинського, Миколаїв

Одержано
18.01.11