

ЗАЛИШКОВИЙ НАПРУЖЕНО-ДЕФОРМОВАНИЙ СТАН СТАЛЕВОГО ДИСКА ПРИ ІМПУЛЬСНОМУ ТЕПЛОВОМУ ОПРОМІНЕННІ

У рамках динамічної постановки зв'язаної задачі термомеханіки досліджується залишковий напружено-деформований стан диска, що виникає при дії лазерного імпульсу або електронного пучка. 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 реакція матеріалу на процеси теплового опромінення і подальшого поступового охолодження, розглядається можливість формування профілів поверхні за допомогою лише теплової обробки.

Вступ. Для підвищення міцності, довговічності та витривалості деталей машин використовують такі методи обробки їх поверхні, як проковування, обкатування тощо. Порівняно з цими класичними технологіями обробка поверхні лазерним імпульсом або імпульсом електронного променя має ряд переваг. Просторова й часова локалізація дозволяють отримувати високу концентрацію потужності при дії на матеріал, що є зручним при виготовленні й обробці мікрооб'єктів. Вимоги матеріало- й енергозбереження потребують зменшення габаритів і маси виробів та механізмів при збільшенні надійності та довговічності деталей. Крім того, короткі теплові імпульси можна використовувати для очищення поверхні, мікроштампування і формування [5, 11].

Зокрема, лазерне штампування або формування є новим методом модифікації кривизни поверхні металевих пластин, оболонок за допомогою теплових залишкових деформацій без використання зовнішнього силового навантаження. Так, опроміненням можна формувати складні профілі або вирівнювати закрученість обшивки, що виникають в результаті зварювання [5, 14]. При цьому для оцінки міцності конструкції необхідно розраховувати залишковий напружено-деформований стан (НДС).

Термомеханічний вплив на матеріал при опроміненні реалізується, як правило, через два основні механізми. За першим із них, внаслідок дії потужного імпульсу, частина матеріалу поверхні випаровується, утворюючи плазму, яка внаслідок розширення генерує хвилю стискування, що поширюється всередину об'єкта. За другим механізмом відбувається швидкий розігрів матеріалу і подальше поступове охолодження з великими градієнтами температури. Як наслідок виникають великі теплові напруження і залишкові деформації. При цьому механічні та трибологічні властивості елемента конструкції можуть суттєво змінитися не лише на поверхні, а й у приповерхневому шарі [21, 22]. Перший механізм має місце при опроміненні так званими гігантськими імпульсами [4, 15], а другий – при триваліших або менш інтенсивних імпульсах.

Вплив імпульсного температурного навантаження на властивості матеріалу і поведінку конструкції досліджують експериментально [13, 16–18]. Чисельне моделювання процесів з урахуванням всіх особливостей динамічної зв'язаної фізично нелінійної поведінки матеріалів, а саме: непружного деформування, динамічного зміцнення, теплового звороту та залежності властивостей матеріалу від температури, дозволяє проаналізувати як загальні, так і конкретні особливості взаємодії механічних і теплових полів у широкому інтервалі параметрів задачі.

Для дослідження взаємодії теплового імпульсу та елемента конструкції використовують динамічну постановку задачі із залученням узагальненої узгодженої з термодинамікою незворотних процесів моделі фізично нелінійної поведінки матеріалів у широкому діапазоні температур.

У рамках розглянутої постановки досліджується осесиметрична задача про дію теплового імпульсу в центрі сталевго диска [2]. При цьому вважаємо, що термомеханічний вплив на матеріал не супроводжується зміною агрегатного стану, тобто він реалізується в рамках другого механізму. Задача розв'язується за допомогою методики скінченних елементів, розвиненої для моделювання зв'язаної термомеханічної поведінки фізично нелінійних матеріалів [19]. Вивчаються особливості залишкового напружено-деформованого стану, що виникають у процесі опромінення й наступного поступового охолодження.

1. Постановка задачі. Розглядається диск радіуса R і товщини h , геометрія якого в циліндричній системі координат $Orz\varphi$ задається так: $|r| \leq R$, $0 \leq |z| \leq h$. Центр поверхні $z = 0$ опромінює одноразовий тепловий імпульс, що моделюється тепловим потоком q_s через границю диска, який змінюється за законом

$$q_s = \begin{cases} q_0 \cos \frac{\pi r}{2r_p} \sin \frac{\pi t}{t_p}, & r \leq r_p, \quad t \leq t_p, \\ 0, & r > r_p, \quad t > t_p, \end{cases} \quad (1)$$

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

Уся решта поверхні диска вважається теплоізолюваною. Після припинення дії імпульсу опромінена частина поверхні теж вважається теплоізолюваною.

Постановку динамічної осесиметричної зв'язаної задачі складають:

– співвідношення Коші

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

– рівняння руху

$$\frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{1}{r} (\sigma_r - \sigma_\varphi) + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u_r}{\partial t^2}, \quad \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} + \frac{1}{r} \sigma_{rz} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} = \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2}; \quad (3)$$

– рівняння балансу енергії, що зводиться до рівняння теплопровідності,

$$c_v \dot{\theta} + 3\alpha\theta K_V (\dot{\varepsilon}_{kk} - 3\alpha\dot{\theta}) - D' - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(kr \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) = r_s; \quad (4)$$

– механічні граничні умови

$$\sigma_{ij} n_j = 0 \quad \text{на} \quad S; \quad (5)$$

– теплові граничні умови

$$-k \frac{\partial \theta}{\partial z} = q_s \quad \text{на} \quad S_p \quad \text{і} \quad 0 \leq t \leq t_p, \quad \frac{\partial \theta}{\partial \mathbf{n}} = 0 \quad \text{на} \quad S - S_p; \quad (6)$$

– початкові умови

$$u_r = u_z = \dot{u}_r = \dot{u}_z = 0, \quad \theta = \theta_0 \quad \text{при} \quad t = 0, \quad (7)$$

де u_r , u_z – переміщення уздовж відповідних осей; ε_r , ε_z , ε_{rz} і ε_φ – компоненти тензора деформації; σ_r , σ_z , σ_{rz} і σ_φ – компоненти тензора напружень; θ – температура; α , c_v і k – коефіцієнти лінійного теплового розширення, теплоємності при сталому об'ємі та теплопровідності відповідно; K_V – об'ємний модуль матеріалу; r_s – потужність заданих внутрішніх джерел тепла; D' – швидкість дисипації механічної енергії, θ_0 – початкова температура; n_j – компонента вектора одиничної нормалі до відповідної граничної поверхні; S_p – частина поверхні ($r \leq r_p$, $z = 0$), яка знаходиться під дією теплового імпульсу; $\dot{\varepsilon}_{kk} = \dot{\varepsilon}_r + \dot{\varepsilon}_z + \dot{\varepsilon}_\varphi$.

Для опису фізично нелінійної поведінки матеріалу диска та конкретизації вигляду дисипативної функції D' використовується розвинена на основі моделі Боднера – Партома [12] узагальнена термодинамічно узгоджена теорія [7]. Вона включає

– подання повної деформації у вигляді суми пружної, непружної і теплової складових:

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ij}^e + \varepsilon_{ij}^p + \varepsilon_{ij}^0, \quad ij \leftrightarrow r, z, rz, \varphi, \quad (8)$$

де теплова деформація представляється у вигляді

$$\varepsilon_{ij}^0 = \delta_{ij} \int_{\theta_0}^{\theta} \alpha(\theta') d\theta'; \quad (9)$$

– закон Гука, записаний для кульової і девіаторної частин:

$$s_{ij} = 2G(e_{ij} - \varepsilon_{ij}^p), \quad \sigma_{kk} = 3K_V(\varepsilon_{kk} - \varepsilon_{kk}^0), \quad (10)$$

де s_{ij} , e_{ij} – девіатори тензорів напруження і деформації відповідно; G – модуль зсуву; за індексами, що повторюються, проводиться підсумовування;

– закон течії з умовою пластичної нестисливості:

$$\dot{\varepsilon}_{ij}^p = \lambda s_{ij}, \quad \dot{\varepsilon}_{kk}^p = 0; \quad (11)$$

– кінетичне рівняння:

$$D_2^p = D_0^2 \exp\left[-\left(\frac{Z^2}{3J_2}\right)^n\right], \quad (12)$$

де $Z = K + D$, $J_2 = \frac{1}{2} s_{ij} s_{ij}$, $D_2^p = \frac{1}{2} \dot{\varepsilon}_{ij}^p \dot{\varepsilon}_{ij}^p$, $\lambda^2 = \frac{1}{J_2} D_2^p$;

– рівняння еволюції для внутрішніх змінних ізотропного K і напрямленого β_{ij} зміцнення:

$$\begin{aligned} \dot{K} &= m_1(K_1 - K)\dot{W}_p, & K(0) &= K_0, \\ \dot{\beta}_{ij} &= m_2(D_1 u_{ij} - \beta_{ij})\dot{W}_p, & \beta_{ij}(0) &= 0, \end{aligned} \quad (13)$$

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 [7, 12]. Експериментальні й теоретичні дослідження [10] показали, що для більшості металів параметри D_0 , D_1 , m_2 слабко залежать від температури і можуть вважатись сталими в широкому інтервалі температур. Параметри K_0 , K_1 , m_1 і n – функції температури.

У рівняннях (13), на відміну від робіт [7, 12], відсутні доданки, що визначають тепловий зворот. Оскільки процеси, які розглядаються у цій роботі, достатньо швидкі, то при описі поведінки матеріалу цим явищем можна знехтувати.

Вираз для швидкості дисипації механічної енергії D' у рівнянні (4), отриманий у роботі [7] із залученням термодинаміки незворотних процесів із внутрішніми змінними, має вигляд

$$D' = \sigma_{ij}\dot{\varepsilon}_{ij}^p - K\dot{\delta} - \beta_{ij}\dot{\alpha}_{ij} = \dot{W}_p - \dot{W}_{sK} - \dot{W}_{s\beta}. \quad (14)$$

Величини δ і α_{ij} є внутрішніми змінними, спряженими до термодинамічних сил K і β_{ij} , які виступають при обраному у [7] підході як параметри ізотропного і напрямленого зміцнення. Останні два доданки у (14) описують частину непружної потужності, що не переходить у тепло, а накопичується у матеріалі.

Рівняння (1)–(14) складають постановку зв'язаної задачі термомеханіки фізично нелінійних тіл при тепловому навантаженні.

2. Властивості матеріалу. Як матеріал диска використовували сталь 35ХМА. Її фізико-механічні властивості й залежності їх від температури взяті з роботи [6] і зображені на рис. 1а. Залежності для деяких параметрів моделі Боднера – Партома для цього матеріалу від температури наведено на рис. 1б. Для вибраного матеріалу в досліджуваному інтервалі швидкостей деформації і температур параметр m_1 виявився практично незалежним від температури і рівним 0.03 МПа^{-1} .

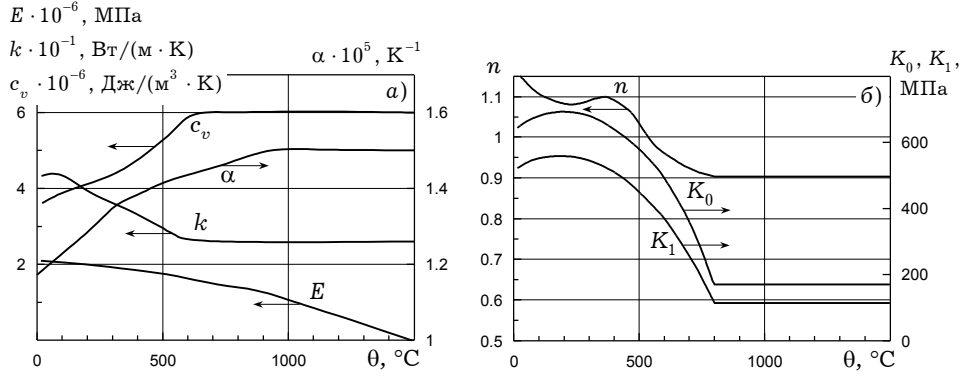


Рис. 1

Методика визначення ізотермічних параметрів моделі детально описана в статтях [8, 9]. Обробкою серій діаграм монотонного розтягу зразків з різними швидкостями можна визначити всі необхідні параметри моделі Боднера – Партома [8]. Для отримання температурних залежностей цю процедуру повторюють для наборів діаграм, які відповідають різним температурам.

Для обробки використано експериментальні дані з роботи [6]. Як приклад на рис. 2 наведено діаграми для сталі 35ХМА при різних значеннях температури для швидкості деформування $5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$. При розрахунках використовувались також діаграми монотонного розтягу із швидкостями 0.3 с^{-1} , 91.25 с^{-1} і $4 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. Діаграма для останньої розраховувалась чисельно із одноосної задачі про монотонний розтяг для граничних значень параметрів моделі Боднера – Партома, які відповідають заданій температурі. Оскільки в літературі наявні експериментальні дані лише в інтервалі температур $20^\circ\text{C} \div 800^\circ\text{C}$, то для вищих температур значення параметрів визначались простим продовженням відповідної залежності на рівні, що відповідає 800°C .

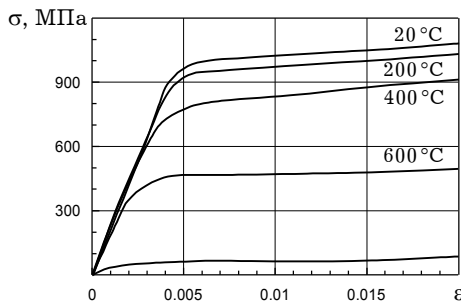


Рис. 2

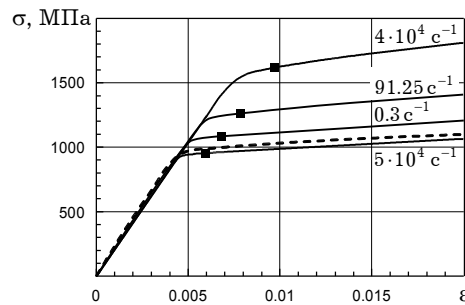


Рис. 3

Точність моделювання ілюструється на рис. 3, де наведено розрахункові діаграми для розглянутих швидкостей (суцільні лінії) і експериментальна діаграма для швидкості $5 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ (штрихова лінія). Відзначається хороша

відповідність представлених даних і експерименту. Маркерами на рис. 3 позначено умовні границі пружності σ_{02} і відповідні їм значення одноосової деформації.

3. Метод розв'язування задачі. Постановка задачі (1)–(14) є суттєво нелінійною і задача розв'язується чисельно. Для цього використовується підхід, розвинений в статтях [2, 19] для розв'язання динамічних плоских і осесиметричних задач термов'язкопластичності.

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. У його рамках враховується температурна залежність констант матеріалу і параметрів моделі Боднера – Партома. Наявність областей швидкої зміни розв'язку при переході від пружного деформування до пластичного вимагає застосування схем зі 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 скінченних елементів (МСЕ). Розрахунки проводились для дрібної сітки, особливо в області опромінення, для коректного моделювання термомеханічної поведінки, зумовленої великими температурними градієнтами. Параметри сітки, часовий крок, вибирали за допомогою критерію практичної збіжності розв'язків.

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

$$\mathbf{K}\mathbf{u} + \mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} = \mathbf{f}, \quad \mathbf{u}(0) = \mathbf{u}_1, \quad \mathbf{v}(0) = \mathbf{v}_1, \quad (15)$$

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, об'ємних сил, початкових переміщень і швидкостей відповідно.

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

$$\ddot{u}_{i+1} = \frac{1}{\zeta\Delta t}(\dot{u}_{i+1} - \dot{u}_i) - \frac{1-\zeta}{\zeta}\ddot{u}_i, \quad \dot{u}_{i+1} = \frac{1}{\zeta\Delta t}(u_{i+1} - u_i) - \frac{1-\zeta}{\zeta}\dot{u}_i, \quad (16)$$

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

Підстановка (16) у (15) після перетворень дає

$$\left(\frac{1}{\zeta\Delta t}\mathbf{M} + \zeta\Delta t\mathbf{K}\right)\mathbf{u}_{i+1} = \Delta t[\zeta\mathbf{f}_{i+1} + (1-\zeta)\mathbf{f}_i] + \left[\frac{1}{\zeta\Delta t}\mathbf{M} - (1-\zeta)\Delta t\mathbf{K}\right]\mathbf{u}_i + \frac{1}{\zeta}\mathbf{M}\dot{\mathbf{u}}_i. \quad (17)$$

Для часткового випадку $\zeta = 1/2$ зі співвідношень (16), (17) отримуємо рекурентну систему лінійних алгебраїчних рівнянь для знаходження розв'язку на $(i+1)$ -му кроці:

$$\begin{aligned} \mathbf{K}'\mathbf{u}_{i+1} &= \mathbf{f}_{i+1}, \\ \dot{\mathbf{u}}_{i+1} &= \frac{2}{\Delta t}(\mathbf{u}_{i+1} - \mathbf{u}_i) - \dot{\mathbf{u}}_i, \\ \ddot{\mathbf{u}}_{i+1} &= \frac{4}{\Delta t^2}(\mathbf{u}_{i+1} - \mathbf{u}_i) - \frac{4}{\Delta t}\dot{\mathbf{u}}_i - \ddot{\mathbf{u}}_i, \end{aligned} \quad (18)$$

де $\mathbf{f}_i = \mathbf{f}_i^{(T)} + \mathbf{f}_i^{(P)}$, $\mathbf{K}' = \frac{4}{\Delta t^2}\mathbf{M} + \mathbf{K}$.

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

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

$$\mathbf{K}' \mathbf{u}_{i+1}^{L+1} = \mathbf{f}_{i+1}^{(T)L+1} + \mathbf{f}_{i+1}^{(P)L+1}, \quad (19)$$

де L – номер ітерації.

4. Результати розрахунків. Розрахунки проводили 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 також відповідно змінювався від $6 \cdot 10^7$ кВт/м² до $2 \cdot 10^8$ кВт/м². Початкову температуру θ_0 диска приймали рівною 20°C .

При опроміненні диска на поверхні і в приповерхневій зоні виникає область високих градієнтів температури. Розподіли температур уздовж радіуса й осі диска для різних моментів часу наведено на рис. 4. На рисунках моменти часу вказані цифрами. У приповерхневій зоні відмічається суттєвий швидкий розігрів при опроміненні (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 у достатньо вузькій смужці матеріалу в безпосередній близькості від опроміненого торця. Протягом розглянутого інтервалу часу температура не встигає суттєво підвищитись за межами області опромінення.

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 (в розглянутих умовах розрахунки показали, що часом стабілізації можна вважати $t = 0.4 \cdot 10^{-4}$ с) стискуючі напруження зникають, а в центрі диска формується область квазістатичних залишкових розтягуючих напружень. Вони негативно впливають на міцність і довговічність конструкції.

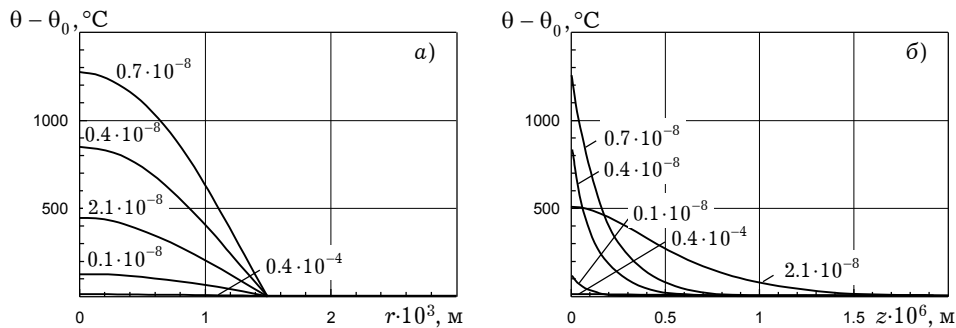


Рис. 4

Як інерційний ефект при швидкому пружному деформуванні генерується термопружна хвиля напружень – динамічна складова поля напружень. Амплітуда згенерованого імпульсу напруження весь час зменшується. Це обумовлено тим, що фактично пружна хвиля поширюється у півпросторі, і відповідно її енергія у кожний наступний момент часу розподіляється по більшій площі. Однак швидкість поширення залишається постійною. Внаслідок термомеханічної зв'язаності синхронно з рухом імпульсу напруження відбувається зміна температури. Підвищення температури невелике, що обумовлене низьким напруженням в імпульсі. Оскільки напруження в імпульсі при його поширенні зменшуються, то і підвищення температури, обумовлене термопружним механізмом, теж зменшується.

Еволюція розподілів компоненти напруження σ_{zz} уздовж осі диска розглянута в роботах [1, 3] при дослідженні термомеханічних ефектів, викликаних імпульсним опроміненням торця довгого циліндра.

Дослідження полів компонент непружної деформації показали, що, на відміну від випадку опромінення стержня [1, 3], тут спостерігаються значні непружні деформації. Динаміка розподілів компонент непружної деформації ε_{rr}^p уздовж радіуса при $z = 0$ і уздовж осі диска при $r = 0$, а також ε_{zz}^p уздовж осі диска при $r = 0$ представлена на рис. 5. Розрахунки виконано для випадку, коли параметр теплового потоку дорівнює $q_0 = 2 \cdot 10^8$ кВт/м². На рисунках моменти часу вказані цифрами.

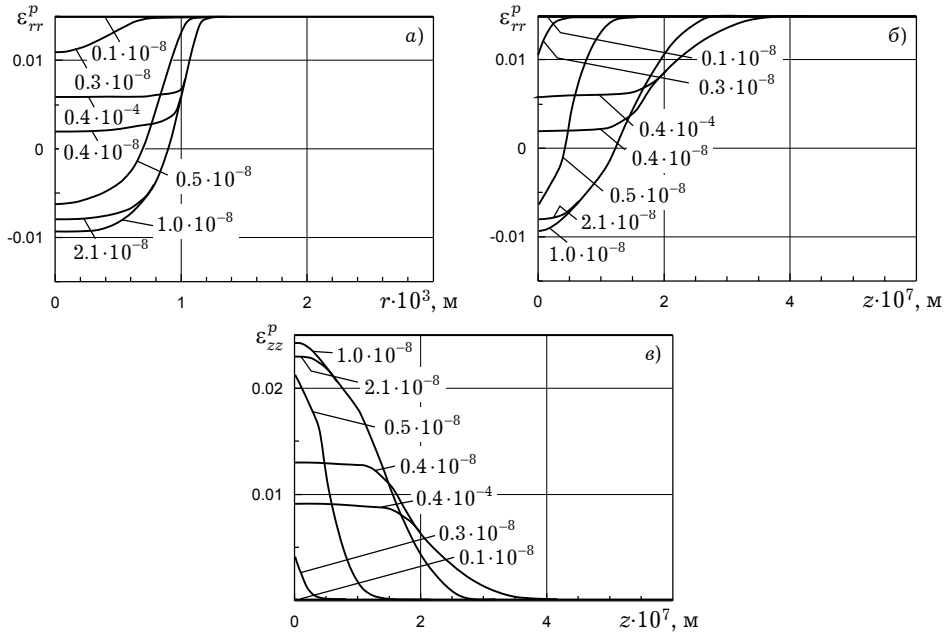


Рис. 5

Непружні деформації, помітні при $t = 0.3 \cdot 10^{-8}$ с, досягають максимальних за модулем значень $\varepsilon_{rr}^p = -0.012$, $\varepsilon_{zz}^p = 0.024$ у момент припинення дії імпульсу. Після цього протягом приблизно 10^{-8} с непружні деформації залишаються постійними – відбувається процес термопружного розвантаження. Далі при охолодженні виникають вторинні непружні деформації, що призводять до повільного і поступового зменшення за модулем рівня непружних деформацій. Остаточоно, залишкові непружні деформації в момент часу $t = 0.4 \cdot 10^{-4}$ с складають $\varepsilon_{rr}^p = -0.0046$, $\varepsilon_{zz}^p = 0.0092$. Область впливу теплового імпульсу за критерієм непружного деформування є кругом радіуса 1.1 мм. Це обумовлено просторовою формою імпульсу опромінення.

В області опромінення спостерігається зміцнення матеріалу (підвищення межі текучості). Оскільки досліджувані процеси протікають достатньо швидко, а деформації не змінюють свій знак, то параметр напрямленого зміцнення виключений з розгляду.

На рис. 6 наведено розподіли величини $K' = K - K_0$, похідної від параметра ізотропного зміцнення, для різних моментів часу, вказаних цифрами. Аналіз отриманих даних для поля параметра ізотропного зміцнення K' показав, що значне збільшення межі текучості відбувається повністю синхронно з непружним деформуванням. Спочатку на стадії пружного деформування параметр зміцнення не змінюється. Потім, як тільки починається

непружне деформування, він починає зростати. Причому за просторовими координатами області пластичного деформування і зростання параметра K' збігаються. Припинення непружного деформування на початку процесу охолодження призводить до стабілізації розподілів параметра зміцнення. При виникненні вторинних пластичних деформацій, викликаних подальшим охолодженням матеріала, параметр K' починає знову зростати, хоча модуль непружних деформацій зменшується. Стабілізація і вихід параметра зміцнення на стаціонарне значення відбувається одночасно з непружною деформацією. Область впливу імпульсу по осях збігається з областю непружного деформування. У напрямку Oz вона суттєво менша, ніж у напрямку Or .

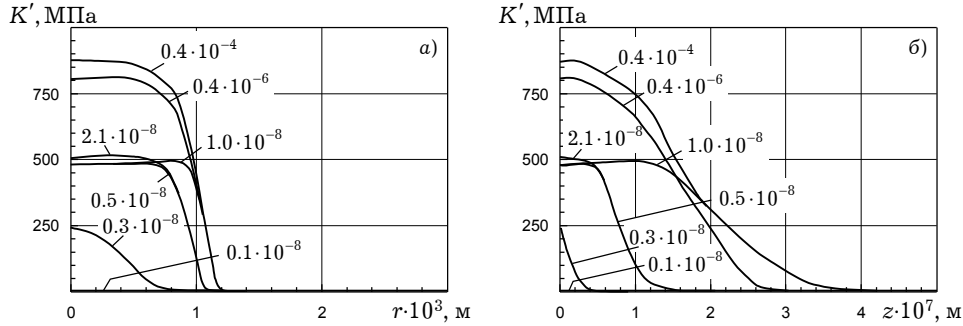


Рис. 6

Особливий інтерес з точки зору зміцнення матеріалу має оцінка залишкових полів напружень і непружної деформації. На рис. 7а-в наведено розподіли компонент залишкової непружної деформації $\varepsilon_{rr}^p(r)$, $\varepsilon_{zz}^p(z)$ при $r = 0$ і $\varepsilon_{rr}^p(z)$ при $z = 0$ для різних значень параметра теплового потоку q_0 . На рис. 7г показано зміну максимальної за модулем компоненти $|\varepsilon_{zz}^p|^{\max}$ від параметра q_0 . Аналогічну залежність для $|\varepsilon_{rr}^p|^{\max}$ показано пунктирною лінією.

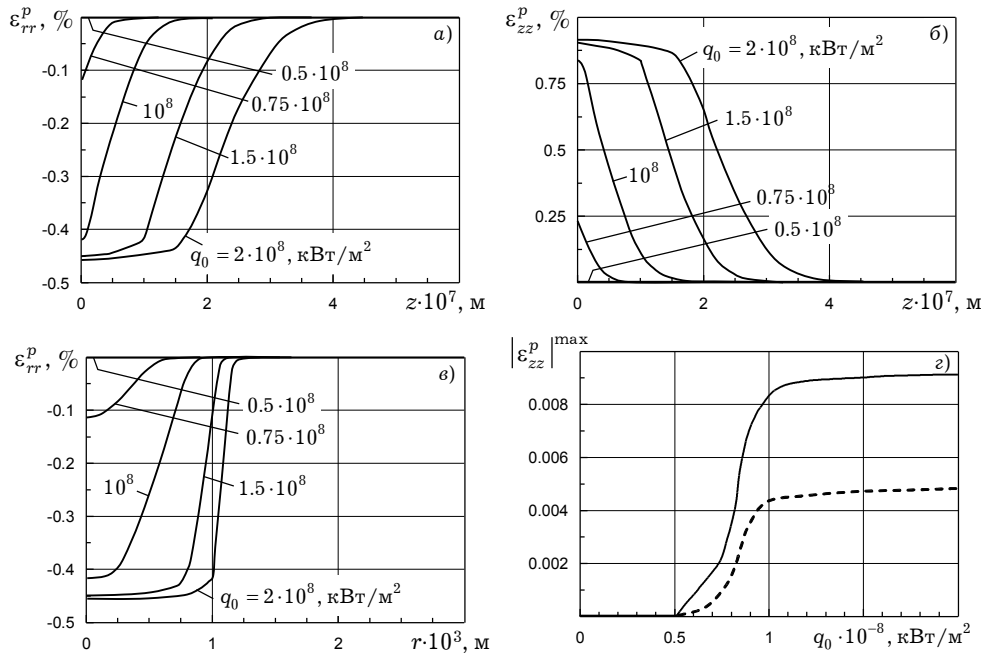


Рис. 7

З наведених даних випливає, що збільшення теплового потоку призводить до розширення області впливу імпульсу температури. Однак це розширення відбувається по-різному вздовж осі y і за радіусом диска. Для заданої геометрії диска і параметрів імпульсу вздовж радіуса відбувається спочатку швидке зростання розміру області теплового впливу. Потім, при наближенні до розміру радіуса плями, зростання суттєво сповільнюється і відбувається її насичення. Така поведінка пояснюється формою імпульсу вздовж координати r . По осі диска відбувається насичення значень компонент непружної деформації, у той час як розмір самої області продовжує зростати практично за лінійним законом. Це обумовлено, передусім, вузькістю області впливу імпульсу по осі Oz . Аналогічна картина спостерігається для параметра зміцнення K' .

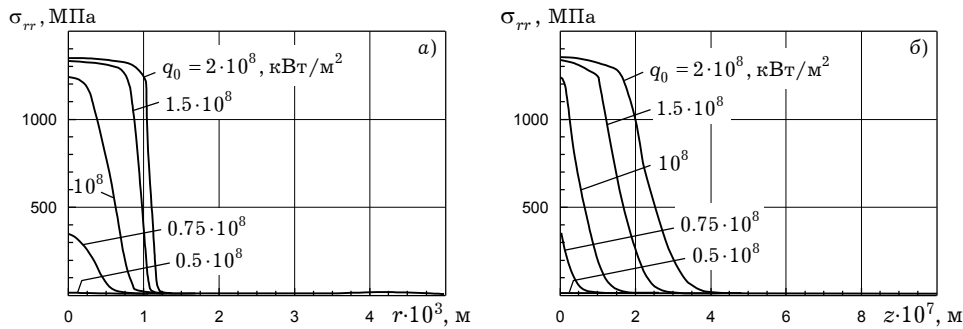


Рис. 8

Поведінка залишкових напружень якісно повторює поведінку компонент непружної деформації і параметра зміцнення. Відповідні графіки для компоненти σ_{rr} наведено на рис. 8. Відмінною рисою є різка границя області впливу теплового імпульсу осі Or . Причому для великих значень параметра теплового потоку залежність σ_{rr} від r має практично ступінчастий характер.

На рис. 9 зображено залежності максимальних залишкових значень параметра зміцнення (пунктирна крива) і радіального напруження (суцільна крива) від величини теплового потоку. При $0 \leq q_0 \leq 0.5 \cdot 10^8$ кВт/м² пластичне деформування відсутнє, як наслідок $K' = 0$. Потім параметр зміцнення зростає практично лінійно до $q_0 = 1.5 \cdot 10^8$ кВт/м², після цього швидко насичується. Залежність $|\sigma_{rr}|^{\max}$ від

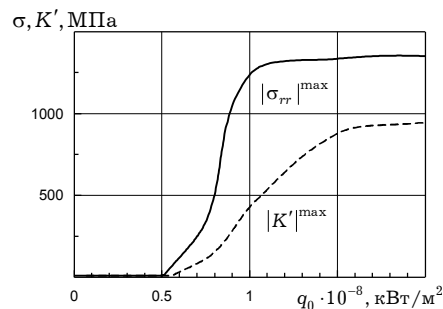


Рис. 9

q_0 має такий самий характер, як і залежність $|\varepsilon_{rr}^p|^{\max}$ від q_0 (див. рис. 7г).

Аналіз рис. 7–8 показує, що визначення розмірів області впливу теплового імпульсу може проводитися як за компонентами напружень або непружних деформацій, так і за параметром ізотропного зміцнення.

Розроблена постановка задачі та метод її розв'язання можуть бути застосовані для дослідження можливостей техніки опромінення елементів конструкцій короткими тепловими імпульсами з метою штампування або формування бажаного профілю (конфігурації). В основі цієї техніки лежить методика модифікації кривизни поверхні металевих пластин, оболонок і елементів конструкцій за допомогою теплових залишкових деформацій без використання зовнішнього силового навантаження. Результати такого дослідження проілюстровано на рис. 10.

На рис. 10а зображена еволюція переміщень u_z точок поверхні диска, що опромінюється. Моменти часу, які відповідають кожній кривій, вказані цифрами. Криві представляють собою розв'язки задачі для вільного контуру диска. Як і слід було очікувати, максимальні прогини спостерігаються у центрі диска. На рис. 10б показано залишкові прогини при дії імпульсів різної інтенсивності. При збільшенні параметра теплового потоку q_0 переміщення збільшуються. Максимальний прогин завжди спостерігається у центрі, причому край диска переміщується у протилежному напрямі. Залежність модуля максимального переміщення від параметра теплового потоку наведено на рис. 10в. Вона має білінійний характер в області досліджуваних значень q_0 . При значенні $q_0 \approx 0.9 \cdot 10^8$ кВт/м² відбувається злам у залежності, після якого характеристика пом'якшується. Порівняння залишкових переміщень для задач з вільним і закріпленим контуром диска зображено на рис. 10г. Крива 1_{free} відповідає вільному краю, а 2_{fixed} – закріпленому. Якісно поведінка кривих відрізняється лише тим, що вільний край диска піднімається, тобто в крайовій зоні формується зона додатних переміщень, у той час як в центрі переміщення від'ємні. Кількісно у випадку закріпленого контуру залишкові прогини в зоні опромінення виявляються меншими на 7.5%.

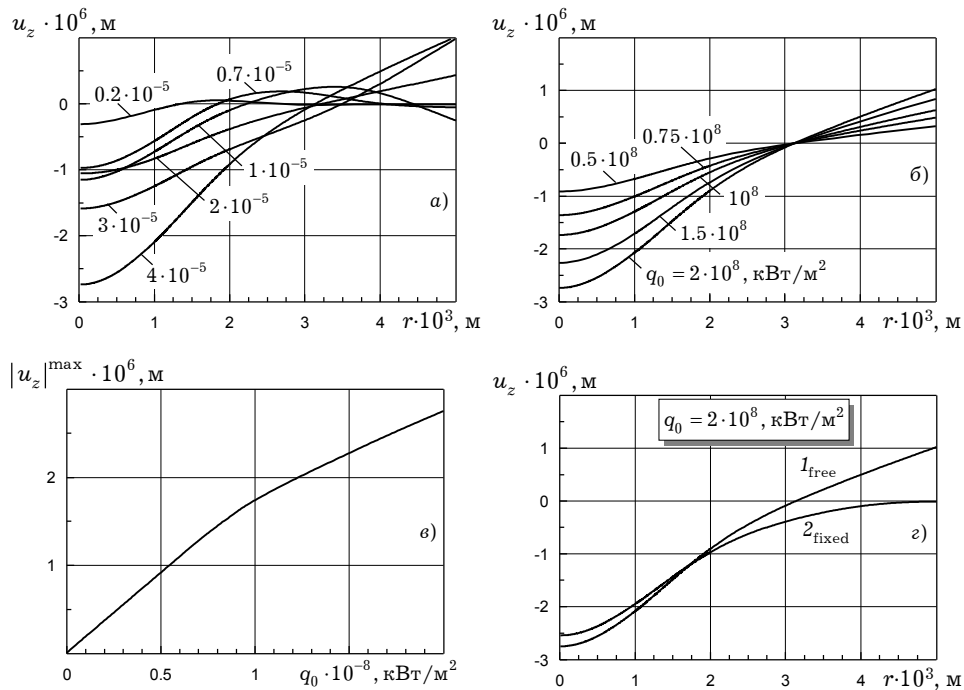


Рис. 10

Важливим питанням при використанні розглянутої методики імпульсної теплової обробки є оцінка залишкової міцності елемента конструкції. Слід відмітити, що існує багато критеріїв такої оцінки. Вони базуються на використанні максимальних головних напружень або деформацій, максимальних дотичних напружень, максимальних деформацій зсуву, октаедричних напружень, максимальних непружних деформацій, інтенсивності напружень або інтенсивності пластичних деформацій тощо.

На рис. 11 показано залишкове поле інтенсивності напружень в околі зони опромінення. Поле інтенсивності непружної деформації та поле максимальних головних напружень демонструють аналогічну поведінку. Максимум спостерігається безпосередньо в центрі диска (зони опромінення). При

наближенні до краю теплової плями σ_i , ε_i і σ_{pr}^{\max} різко зменшуються. Область небезпечних значень досліджуваних величин зосереджена всередині круга з радіусом приблизно $r = 1.1$ мм. За його межами рівні залишкових інтенсивностей напружень і деформацій, максимальних головних напружень незначні. Напрямки максимальних головних напружень у небезпечній зоні показано на рис. 12.

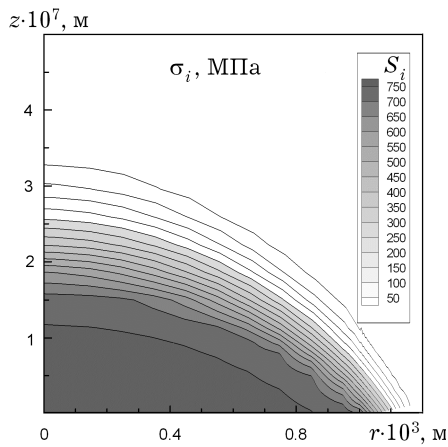


Рис. 11

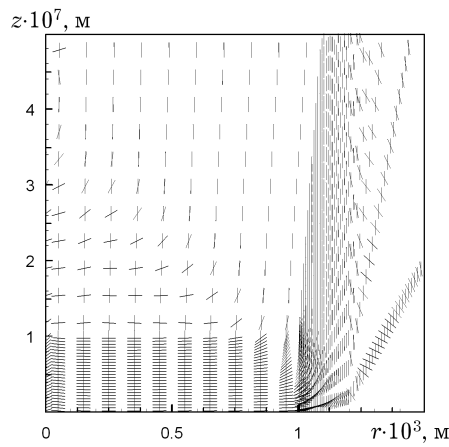


Рис. 12

У цілому для оцінки залишкової міцності обробленого короткими тепловими імпульсами заданої форми елемента конструкції розглянутої геометрії можна застосовувати будь-який із критеріїв, які базуються на використанні інтенсивностей напружень, деформації або максимальних головних напружень, а також критеріїв, що комбінують ці величини.

1. Жук Я. А., Сенченков І. К., Бойчук Е. В. Волны напряжений в цилиндре, возбуждаемые термическим импульсом на торце // Акуст. вісн. – 2006. – 9, № 3. – С. 7–16.
2. 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.
3. Жук Я. О., Сенченков І. К., Бойчук О. В. Динамічні процеси в тонкому циліндрі при тепловому опроміненні торця // Доп. НАН України. – 2007. – № 2. – С. 45–51.
4. Звельто О. Принципы лазеров. – Москва: Мир, 1990. – 560 с.
5. Коваленко В. С. Микро- и нанобработка сверхмощными лазерными импульсами // Оборудование и эксперимент для профессионалов. – 2003. – № 4. – С. 4–14.
6. Расчеты на прочность, устойчивость и колебания в условиях высоких температур / Под ред. И. И. Гольденבלата. – Москва: Машиностроение, 1965. – 567 с.
7. Сенченков І. К., Жук Я. А. Термомеханический анализ одной модели термовязкопластического деформирования материалов // Прикл. механика. – 1997. – 33, № 2. – С. 41–48.
8. Сенченков І. К., Табиева Г. А. Определение параметров модели Боднера – Партома термовязкопластического деформирования материалов // Прикл. механика. – 1996. – 32, № 2. – С. 64–72.
9. Чжань К., Боднер С., Линдхольм У. Феноменологическое моделирование упрочнения и теплового возврата в металлах // Теорет. основы инж. расчетов. – 1988. – № 4. – С. 1–14.
10. Чжань К., Линдхольм У. Неупругая деформация при неизотермическом нагружении // Современ. машиностроение. Сер. Б. – 1990. – № 6. – С. 11–21.
11. Bhushan B. Springer Handbook on Nanotechnology. – Berlin–Heidelberg: Springer–Verlag, 2004. – 1222 p.
12. Bodner S. R., Partom Y. Constitutive equation for elastoviscoplastic strain hardening materials // Trans. ASME. J. Appl. Mech. – 1975. – 42. – P. 385–389.
13. Chen H., Kysar J., Yao Y. L. Characterization of plastic deformation induced by microscale laser shock peening // Trans. ASME. J. Appl. Mech. – 2004. – 71. – P. 713–723.

14. Chen G., Xu X., Poon C. C., Tam A. C. Experimental and numerical studies on microscale bending of stainless steel with pulsed laser // *Trans. ASME. J. Appl. Mech.* – 1999. – **66**. – P. 772–779.
15. Dickey F. M., Holsuade S. C. Laser beam shaping. Theory and techniques. – New York, Basel: Mavcel Dekker, 2000. – 428 p.
16. Nikitin B., Scholtes B., Maier H. J., 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.
17. Ocana J. L., Morales M., Molpeceres C., Torres J. Numerical simulation of surface deformation and residual stresses fields in laser shock processing experiments // *Appl. Surface Sci.* – 2004. – **238**. – P. 242–248.
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. Res. B.* – 2004. – **225**. – P. 544–554.
19. Senchenkov I. K., Andrushko N. F. Thermomechanical coupling effects in material-ly nonlinear disk under impulsive radial loading // *Int. Appl. Mech.* – 2006. – **42**, No. 8. – P. 951–959.
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. Surface Sci.* – 2005. – **239**. – P. 381–386.
21. Zhuk Y. A., Guz I. A. Influence of preliminary stresses on velocities of the plane wave propagation perpendicularly to layers in nanocomposite materials // *Int. Appl. Mech.* – 2006. – **42**, No. 7. – P. 729–743.
22. Zhuk Y. A., Guz I. A. Features of propagation of plane waves along the layers of an initially stressed nanocomposite material // *Int. Appl. Mech.* – 2007. – **43**, No. 4. – P. 361–379.

ОСТАТОЧНОЕ НАПРЯЖЕННО-ДЕФОРМИРОВАННОЕ СОСТОЯНИЕ СТАЛЬНОГО ДИСКА ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ТЕПЛОМ ОБЛУЧЕНИИ

В рамках динамической постановки связанной задачи термомеханики исследуется остаточное напряженно-деформируемое состояние диска, возникающее под воздействием лазерного импульса или электронного пучка. Решение осесимметричной задачи проводится численно с использованием термодинамически согласованной теории неупругого поведения материала с привлечением конечно-элементной методики и учетом зависимости физико-механических свойств материала от температуры. Изучается реакция материала на процессы теплового облучения и последующего постепенного охлаждения, рассматривается возможность формирования профилей поверхности с помощью только тепловой обработки.

RESIDUAL STRESS-STRAIN STATE OF STEEL DISK UNDER THERMAL PULSE IRRADIATION

The residual stress-strain state caused by the laser pulse or electron beam is investigated within the framework of dynamic statement of the coupled thermomechanics problem. The solution of axisymmetric problem is carried out numerically with using the thermodynamically consistent theory for inelastic behavior of the material involving finite element method and taking into account thermal dependencies of physical and mechanical properties of the material. Response of the material to thermal irradiation and further gradual cooling processes is studied, and the possibility of forming the surface profiles by applying thermal processing only is considered.

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

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

Одержано
26.11.07