

УДК 539.3

ТЕРМОМЕХАНІЧНИЙ СТАН ФІЗИЧНО НЕЛІНІЙНОГО ДИСКУ ПРИ ІМПУЛЬСНОМУ ТЕМПЕРАТУРНОМУ НАВАНТАЖЕННІ

Я. О. Жук, д. фіз.-мат. наук, пров. наук. співр.,
І.К. Сенченков, д. фіз.-мат. наук, гол. наук. співр.
Інститут механіки ім. С.П.Тимошенка НАН України

Україна, 03057, м. Київ, вул. П. Нестерова, 3, e-mail: term@inmech.kiev.ua

Постановка зв'язаної задачі термомеханіки і термодинамічно узгоджена теорія непружної поведінки матеріалу використовуються для дослідження осесиметричної задачі про дію теплового імпульсу в центрі сталевого диску. Задача розв'язується в квазістатичній постановці із застосуванням методу скінченних елементів. Вивчається залишковий напружено-деформований стан, який виникає після охолодження диску.

ВСТУП

Опромінення поверхні деталі короткими лазерними імпульсами або електронними променями [5–8] широко застосовується в сучасному виробництві з метою підвищення міцності, запобігання зношенню і покращення експлуатаційних характеристик виробів. Така обробка приводить до швидкого розігріву (і наступного поступового охолодження) з великими градієнтами температури, що є причиною виникнення великих теплових напружень і залишкової деформації [5–7]. При цьому механічні і трибологічні властивості елемента конструкції можуть суттєво змінитись як у бік покращення, так і погіршення не тільки на поверхні, а й у приповерхневому шарі. Основний механізм таких змін полягає у зміні опору виникненню і розповсюдженню тріщин [6].

Такий опір збільшується за умови виникнення залишкових напружень стискання або стійкості роботи зміцнення протягом механічного навантаження або дії підвищеної температури [6,7]. Тому велике значення при дослідженні впливу імпульсного температурного навантаження на властивості матеріалу конструкції має оцінка залишкового напружено-деформованого стану, який виникає внаслідок дії цього імпульсу. Ці процеси, як правило, досліджуються експериментально [5,6,8]. Проте, для надійної оцінки отриманих результатів та їх адекватної інтерпретації необхідно проводити чисельне моделювання процесів імпульсного температурного навантаження з врахуванням всіх особливостей зв'язаної фізично нелінійної поведінки матеріалів: пластичної деформації, теплового звороту і залежності властивостей матеріалу від температури.

В даній статті використовується така постановка із залученням узагальненої узгодженої з термодинамікою необоротних процесів моделі Боднера–Партома для описання фізично нелінійної поведінки металевих матеріалів в широкому інтервалі температур [3,4].

В рамках цієї постановки досліджується осесиметрична задача про дію термічного імпульсу в центрі сталевого диску. Задача розв'язується в квазістатичній постановці із застосуванням скінченноелементної методики, розвиненої для моделювання зв'язаної термомеханічної поведінки фізично нелінійних матеріалів.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

Розглядається диск радіусу R і товщини h . Диск перебуває під дією одноразового теплового імпульсу, який прикладений в його центрі. Область дії імпульсу – коло радіусу r_p на поверхні $z=0$. Джерело задається тепловим потоком q_s , який змінюється за законом

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

де t_p – час дії імпульсу.

Вся інша поверхня диску вважається теплоізолюваною.

Постановка осесиметричної зв’язаної задачі в цьому випадку складається із співвідношень Коші

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

рівнянь рівноваги

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_r}{\partial r} + \frac{1}{r} (\sigma_r - \sigma_\varphi) + \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial \sigma_{rz}}{\partial r} + \frac{1}{r} \sigma_{rz} + \frac{\partial \sigma_z}{\partial z} &= 0, \end{aligned} \quad (3)$$

рівняння балансу енергії

$$c_v \dot{\theta} + 3\alpha \theta K_V (\dot{\varepsilon}_{kk} - 3\alpha \dot{\theta}) - D' - k \Delta \theta = r_s, \quad (4)$$

механічні і теплові граничні умови

$$\sigma_z = \sigma_{rz} = 0, \quad z = 0, z = h; \quad \sigma_r = \sigma_{rz} = 0, \quad r = R, \quad (5)$$

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

а також початкові для температури умови

$$-k \frac{\partial \theta}{\partial z} = q_s \quad \text{на } S_p \quad \text{і } 0 \leq t \leq t_p; \quad \frac{\partial \theta}{\partial \bar{n}} = 0 \quad \text{на } S - S_p, \quad (7)$$

де u_r, u_z – переміщення вздовж відповідних осей; $\varepsilon_r, \varepsilon_z, \varepsilon_{rz}$, і ε_φ – компоненти тензора деформації $\sigma_r, \sigma_z, \sigma_{rz}$, і σ_φ – компоненти тензора напружень; θ – температура; α, c_v і k – коефіцієнти лінійного теплового розширення, теплоємності при сталому об’ємі і теплопровідності відповідно; K_V – об’ємний модуль матеріалу; r_s – потужність заданих внутрішніх джерел тепла; D' – швидкість дисипації механічної енергії, θ_0 – початкова температура; S_p – частина поверхні ($r \leq r_p, z = 0$), яка знаходиться під дією теплового імпульсу;

$$\dot{\varepsilon}_{kk} = \dot{\varepsilon}_r + \dot{\varepsilon}_z + \dot{\varepsilon}_\varphi; \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z^2}.$$

Для описання фізично нелінійної поведінки матеріалу диска і конкретизації вигляду дисипативної функції D' використовується узагальнена термодинамічно узгоджена теорія, розвинута на основі моделі Боднера–Партома [3,4]. Вона використовує представлення повної деформації у вигляді суми пружної, непружної і теплової складових

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

де вираз для теплової деформації має вигляд

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

причому θ_0 – відлікова температура.

Модель також складається з наступних рівнянь:

– закону Гука

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

де s_{ij} і e_{ij} – девіатори тензорів напруження і деформації відповідно; G і K_V – модуль зсуву і об'ємного стискання матеріалу; по індексах, що повторюються, проводиться додавання; – закону течії з умовою непружної нестисливості

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

– кінетичне рівняння

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

де $Z = K + D$, $D_2^p = \frac{1}{2} \dot{\epsilon}_{ij}^p \dot{\epsilon}_{ij}^p$, $D_0^2 = \frac{1}{2} \dot{\epsilon}_{ij}^p \dot{\epsilon}_{ij}^p$, $\lambda^2 = D_2^p / J_2$.

– еволюційних рівнянь для внутрішніх змінних ізотропного K та направленою β_{ij} зміцнення

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

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

Величини D_0 , D_1 , K_0 , K_1 , m_1 , m_2 і n є константами моделі [3,4]. Експериментальні і теоретичні дослідження [3] показали, що для більшості металів параметри D_0 , D_1 і m_2 слабо залежать від температури і можуть вважатись сталими в широкому інтервалі температур. Параметри K_0 , K_1 , m_1 , і n є функціями температури.

В рівняннях (13) на відміну від робіт [3,4] відсутні доданки, що визначають тепловий зворот. Оскільки процеси, які розглядаються в даній роботі, достатньо швидкі, то при описанні поведінки матеріалу цим явищем можна знехтувати.

Вираз для швидкості дисипації механічної енергії D' у (4) отриманий у роботі [3] із залученням термодинаміки незворотних процесів із внутрішніми змінними має вигляд

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

Величини δ і α_{ij} є внутрішніми змінними, спряженими до термодинамічних сил K і β_{ij} , які виступають при обраному у [3] підході як параметри ізотропного і направленою зміцнення. Останні два доданки у (14) описують частину непружної потужності, що не переходить у тепло, а накопичується у матеріалі.

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

МЕТОД РОЗВ'ЯЗАННЯ ЗАДАЧІ

Постановка задачі (1) – (14) є суттєво нелінійною. Зокрема система диференціальних рівнянь, які визначають еволюцію параметрів моделі Боднера–Партома, має жорсткий тип. Задачі у такій складній постановці можна розв'язати лише чисельно. З цією метою в роботі використано підхід, розвинутий в статтях [1,9] для розв'язання плоских і осесиметричних задач термов'язкопластичності.

Чисельна реалізація задачі проводиться у рамках подвійного ітераційного процесу. Перший з них – внутрішній – пов'язаний з інтегруванням системи нелінійних рівнянь моделі поведінки матеріалу з використанням неявної схеми, а другий – зовнішній – з розв'язанням рівнянь рівноваги і теплопровідності. В його рамках враховується температурна залежність констант матеріалу і параметрів моделі Боднера–Партома від температури. Жорсткий тип нелінійності системи визначальних рівнянь зумовлює наявність областей швидкої зміни розв'язку. Такий характер поведінки призводить до необхідності

застосування схем із змінним кроком інтегрування в часі. Рівняння еволюції інтегруються неявним методом Ейлера, який використовує правило “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.

РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКІВ

Як матеріал диску використовується сталь 35ХМА. Її фізико–механічні властивості і залежності їх від температури взяті з роботи [2], а значення параметрів моделі Боднера–Партома отримані відповідною обробкою діаграм розтягу з цієї роботи.

Розрахунки проводились для наступних геометричних параметрів диску: $h = 0,1 \cdot 10^{-1}$ м; $R = 0,1$ м. Параметри температурного імпульсу вибирались такими: радіус плями $r_p = 0,15 \cdot 10^{-2}$ м; тривалість імпульсу $t_p = 0,1 \cdot 10^{-1}$ с; параметр теплового потоку джерела $q_0 = 2,0 \cdot 10^5$ кВт (відповідає максимальній потужності джерела 2,95 кВт). Початкова температура диску θ_0 дорівнює 20°C .

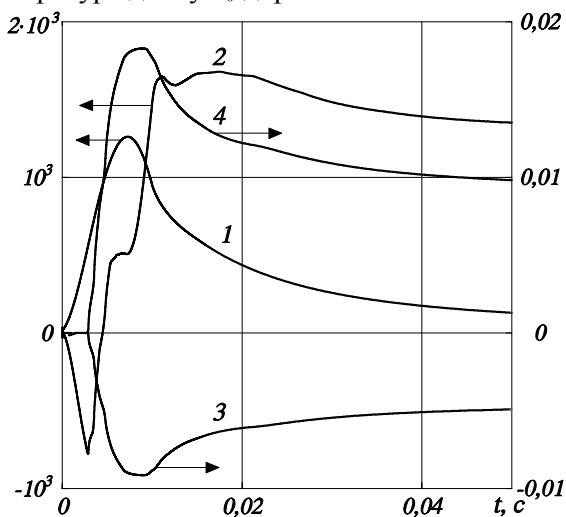


Рис. 1.

Внаслідок дії інтенсивного теплового потоку на поверхні і в приповерхневій зоні під плямою швидко зростає температура. Як результат у цій зоні виникають значні напруження стискання. При достатньо високому нагріві можуть виникати незворотні деформації в означеній зоні, які не зникнуть з часом. Після закінчення дії теплового імпульсу відбувається поступове вирівнювання температури по об’єму диску. Охолодження супроводжується зміною напружено–деформованого стану, який стабілізується після певного інтервалу часу, формуючи зони розтягу і стиску.

Еволюція в часі деяких параметрів термомеханічного стану в точці $r = 0$, $z = 0$ на етапі дії теплового імпульсу і початку процесу охолодження показана на рис. 1. Тут лінія 1 відповідає температурі θ , лінія 2 – напруженню σ , лінії 3 і 4 – компонентам непружної деформації ε_r^p і ε_z^p відповідно. Температура в центрі диску різко підвищується протягом дії теплового імпульсу і потім поступово вирівнюється в умовах відсутності теплообміну з навколишнім середовищем. Внаслідок різкого підвищення температури в приповерхневій області під тепловою плямою в цій зоні виникають достатньо великі стискаючі напруження σ , які поступово збільшуються як результат поширення тепла в об’ємі диску. Оскільки вибрана точка знаходиться на поверхні диску, то σ_z і σ_{rz} тут наближаються до нуля. При досліджених умовах навантаження $\sigma_\varphi = \sigma_r$ в даній точці.

Залишкові значення напружень та інших механічних величин визначаються у момент часу $t = 4$ с, коли закінчується процес вирівнювання температури в об’ємі. Найбільший інтерес викликають залишкові напруження σ на поверхні диску, оскільки вони можуть суттєво впливати на міцність та втомні характеристики елемента конструкції. При вибраних параметрах процесу залишкові $\sigma_r = 1164$ МПа. Такі великі розтягуючі напруження негативно впливають на тріщиноутворення на поверхні диску при подальшому навантаженні. Компонента непружної деформації ε_r^p на початку процесу нагрівання дорівнює ну-

лю, а потім, при досягненні границі пластичності при стисканні різко зменшується. При охолодженні ε_r^p поступово збільшується і після закінчення активного процесу стабілізується на значенні $-0,407\%$. Поведінка компоненти ε_z^p аналогічна поведінці ε_r^p з тією різницею, що ця компонента має зворотній знак (тобто виникає непружна деформація розтягу) і вдвічі більше значення. Отже, компонента залишкової деформації ε_z^p в центрі диску дорівнює $0,814\%$.

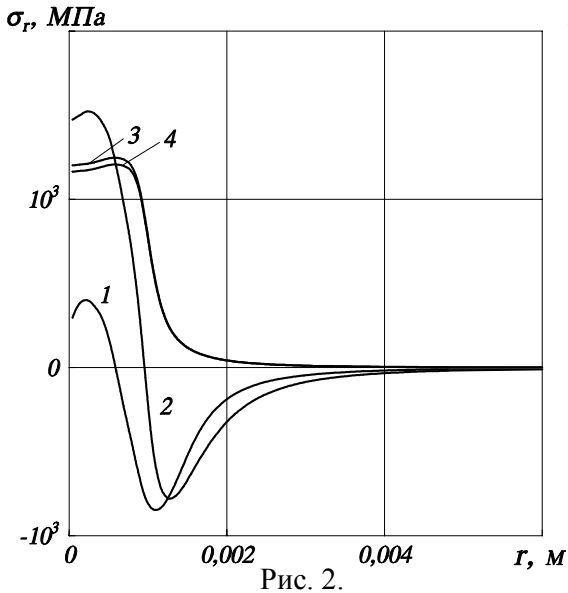


Рис. 2.

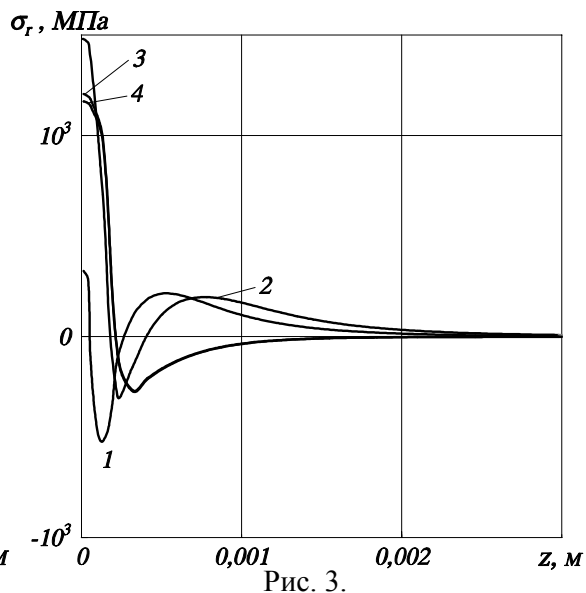


Рис. 3.

На рис. 2 і 3 зображені розподіли напруження σ_r вздовж радіусу при $z = 0$ (рис. 2) і по товщині диску при $r = 0$ (рис. 3) в зоні дії теплового імпульсу для різних моментів часу. Тут криві 1, 2, 3 і 4 відповідають моментам 0,005 с, 0,01 с, 1 с і 4 с. Видно, що розподіли σ_r суттєво змінюються з часом. Причому безпосередньо на поверхні і в приповерхневій зоні формується область розтягуючих напружень по обох координатах. На поверхні диску при $z = 0$, $r \in [0,7 \cdot 10^{-3} \text{ м}; 0,4 \cdot 10^{-2} \text{ м}]$ на початковій стадії теплового процесу виникають стискаючі напруження. При подальшому охолодженні стискаючі напруження поступово зникають, а залишкові σ_r повністю розтягуючі. Видно, що зона дії теплового імпульсу по залишкових напруженнях вздовж радіусу приблизно дорівнює радіусу теплової плями r_p .

Характер розподілу σ_r по товщині диску суттєво відрізняється (рис. 3). Тут розтягуючі напруження в приповерхневій зоні швидко спадають із збільшенням z , а при $z \approx 0,25 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ у стабілізованому стані вони змінюють знак і стають стискаючими. Отже, в залишковому розподілі напружень по товщині диску від $z \approx 0,25 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ до $z = r_p$ формується зона стискаючих напружень. Таким чином, зона впливу імпульсу по напруженнях як по товщині, так і по радіусу диску приблизно дорівнює r_p .

Для перевірки точності отриманих результатів проводилась оцінка врівноваженості осьових і окружних зусиль в меридіональному перетині диску. Для цього інтегрувались рівняння рівноваги (3) на інтервалі $z \in [0; h]$, $r \in [0; R]$. Як результат інтегрування отримані наступні співвідношення

$$\int_0^h \int_0^R \sigma_\varphi dr dz = 0, \quad \int_0^h \int_0^R r \sigma_z dr dz = 0.$$

Чисельна оцінка цих інтегралів показала, що вони близькі до нуля з достатньо високою точністю.

Оцінку впливу залишкового напружено-деформованого стану на міцносні або втомні

характеристики елемента конструкції можна проводити на основі критеріїв, які використовують зокрема інтенсивності напружень або деформацій чи максимальні головні напруження і деформації. На рис. 4 показано залишкове поле інтенсивності непружних деформацій в зоні дії теплового імпульсу. Максимальна інтенсивність непружних деформацій має місце безпосередньо в області дії імпульсу. Зона впливу імпульсу по цьому параметру вздовж радіусу приблизно дорівнює $0,67r_p$, а по товщині – $0,187r_p$.

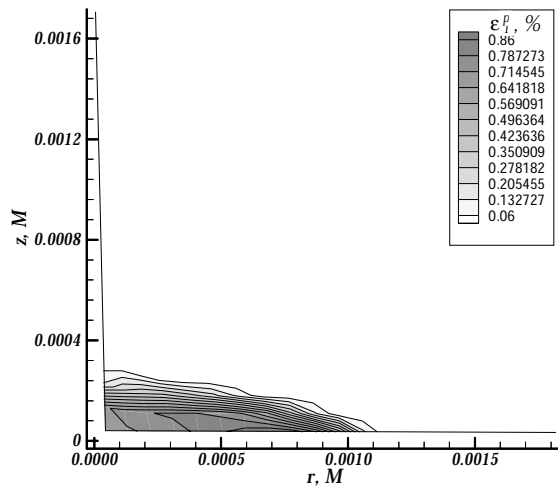


Рис. 4.

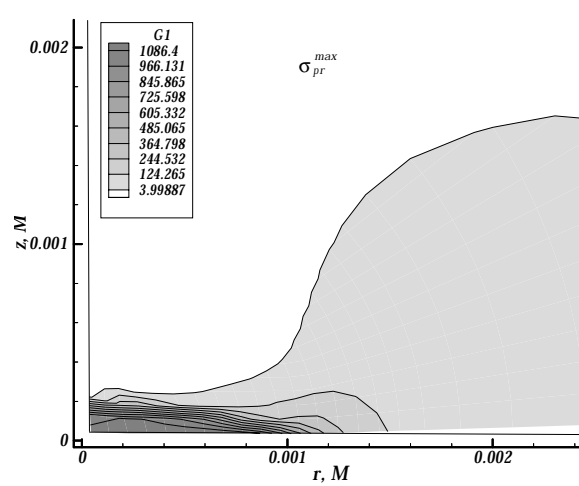


Рис. 5.

Аналогічне поле для максимального головного напруження представлено на рис. 5. Розподіл залишкових максимальних головних напружень подібний до рис. 4, що дозволяє використовувати обидві величини для оцінки втомних і міцносних характеристик з однаковим ступенем надійності.

ЛІТЕРАТУРА

1. Жук Я.А., Сенченков И.К., Козлов В.И., Табиева Г.А. Осесимметричная динамическая связанная задача термовязкопластичности // Прикл. механика – 2001. – т. 37, №10. – С.83–89.
2. Расчеты на прочность, устойчивость и колебания в условиях высоких температур / Под ред. И.И.Гольденבלата. – М.: Машиностроение, 1965. – 567 с.
3. Сенченков И.К., Жук Я.А. Термомеханический анализ одной модели термовязкопластического деформирования материалов // Прикл. механика.– 1997.– Т. 33, № 2.– С. 41–48.
4. Bodner S., Partom Y. Constitutive equations for elastoviscoplastic strain hardening material // Trans. ASME. J. Appl. Mech. – 1975. – v. 42. – P. 385–389.
5. Chen H., Kysar J. And Yao Y.L. Characterization of plastic deformation induced by microscale laser shock peening // J. Appl. Mech. – 2004. – v. 71. – P. 713–723.
6. 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. – v. 50. – P. 1345–1350.
7. Ocana J.L., Morales M., Molpeceres C. and Torres J. Numerical simulation of surface deformation and residual stresses fields in laser shock processing experiments // Applied Surface Science. – 2004. – v.238. – P. 242–248.
8. 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. – v. 225. – P. 544–554.
9. Senchenkov I.K., Zhuk Ya.A., Karnaukhov V.G. Modeling the Thermomechanical Behavior of Physically Nonlinear Materials under Monoharmonic Loading // Int. Appl. Mech. – 2004. – 40, №9. – P.943–969.