

О. Гачкевич

Професор, д-р фіз.-мат. наук,
Інститут математики і фізики
Політехніки Опольської,
м. Опольце, Польща;
Інститут прикладних проблем
механіки і математики
ім. Я. С. Підстригача НАН України,
м. Львів, Україна

В. Асташкін

Ст. наук. співр., канд. фіз.-мат. наук

Б. Дробенко

Ст. наук. співр., д-р фіз.-мат. наук

Т. Козакевич

Інженер-програміст

Інститут прикладних проблем
механіки і математики
ім. Я. С. Підстригача НАН України,
м. Львів, Україна

УДК 539.3

ДО ПИТАННЯ ПРО РОЗРАХУНОК ФАЗОВОГО СКЛАДУ І ВІДПОВІДНИХ ЙОМУ ЗАЛИШКОВИХ НАПРУЖЕНЬ ПРИ НЕОДНОРІДНОМУ НАГРІВІ ТОНКИХ СТАЛЕВИХ ПЛАСТИН

Запропоновано методику дослідження та розрахунку фазового складу і відповідних йому залишкових структурних напружень при дії нормально розподіленого рухомого джерела з кількома центрами локалізації. Як приклад, визначено температурне поле, фазовий склад та залишкові структурні напруження в пластині зі сталі 17Г1С.

фазове перетворення, структурне залишкове напруження, низьколегована сталь

Низьколеговані маловуглицеві сталі належать до найпоширеніших конструкційних матеріалів. Елементи інженерних конструкцій, виготовлені з них, часто піддаються технологічним впливам, які спричиняють зміну фазового складу як під час технологічної операції, так і після її завершення. У зв'язку з проблемами термічної обробки, зварювання, міцнісних розрахунків виникає задача кількісного опису термомеханічних процесів у тілах з таких сталей за умов поліморфних перетворень. У загальному випадку системи рівнянь для кількісного опису термомеханічних процесів у таких тілах зі сталей є складною, нелінійною. Для таких систем не розроблені методи аналітичного розв'язування відповідних задач математичної фізики [10].

У статті пропонується модель для кількісного опису процесів теплопровідності, еволюції фазового складу й напружень, обумовлених неоднорідністю розподілу фаз.

Модель побудована для режимів монотонного охолодження сталевих тіл за припущення, що процеси зміни фазового складу в заданій точці тіла не впливають на них же у сусідніх точках (аналог гіпотези про локальну рівновагу).

Математична модель визначення фазового складу і залишкових структурних напружень. Ця модель застосовна для кількісного опису термомеханічних процесів у низьколегованих сталях з вмістом вуглецю до 0.4 %. Опис фазового складу здійснюємо з використанням даних статистичного аналізу про вплив умов охолодження і хімічного складу сталей на їхній кінцевий фазовий склад [1, 2, 11, 12]:

$$M(\tau^*) = 100\beta \left(1 - \Phi \left(\ln \left(\tau^* / \tau_M \right) / \ln S_M \right) \right), \quad (1)$$

$$(\Phi\Pi)(\tau^*) = 100\beta \left(1 - \Phi \left(\ln(\tau^* / \tau_{\Phi\Pi}) / \ln S_{\Phi\Pi} \right) \right) + (1-\beta)100, \quad (2)$$

$$B(\tau^*) = 100 - M(\tau^*) - (\Phi\Pi)(\tau^*), \quad (3)$$

де $M(\tau^*)$ — відсотковий вміст мартенситу в заданій точці, %; $(\Phi\Pi)(\tau^*)$ — відсотковий вміст ферито-перліту в заданій точці, %; $B(\tau^*)$ — відсотковий вміст бейніту в заданій точці, %; Φ — функція нормального розподілу структурної складової за тривалості τ^* перебування матеріалу в діапазоні температур $850^0\text{C} - 500^0\text{C}$; β — відносний вміст аустеніту при температурі, від якої почалося охолодження [1 — 3].

Записані співвідношення (1) — (3) призначені для розрахунку фазового складу сталі з довільною початковою температурою, вищою за температуру евтектоїдного перетворення A_{c1} . Як частковий випадок з (1) — (3) впливають співвідношення для розрахунку фазового складу початково повністю аустенізованої сталі, нагрітої до температури, вищої за критичну температуру A_{c3} [14].

Константи τ_M , $\tau_{\Phi\Pi}$, S_M , $S_{\Phi\Pi}$ у співвідношеннях (1) — (3) характеризують кінетику фазових перетворень у сталі. Згідно з [14, 15] вони є поліноміальними функціями хімічного складу сталі.

Побудова математичної моделі обчислення фазових перетворень базується на використанні експериментальних даних з праць [14, 15]. Статистичне опрацювання експериментальних даних проводилося за два етапи. На першому етапі за допомогою методу нелінійної параметризації за критерієм найменших квадратів отримали оцінку параметрів генеральної сукупності: τ_M , S_M , $\tau_{\Phi\Pi}$, $S_{\Phi\Pi}$. На другому етапі досліджували залежність параметрів τ_M , S_M , $\tau_{\Phi\Pi}$, $S_{\Phi\Pi}$ від хімічного складу сталі, де автори використали метод багатомірного регресивного аналізу з послідовним виключенням регресорів з рівнем значимості $\alpha = 0.1$, який характеризує відносну кількість помилкових включень у загальній їх кількості. Були також обчислені коефіцієнти кореляції R та середньоквадратичних відхилень $\sqrt{d_0}$, що дає можливість визначити ступінь взаємозв'язності й взаємозалежності між хімічними елементами і впливом їх відносного вмісту на фазовий склад [9].

На основі використаного підходу і розробленої моделі ставиться задача розрахунку просторового розподілу фаз і напружень у тонкій сталевій пластині за дії на неї рухомого джерела нагріву з кількома центрами локалізації. Розрахунок напружень у пластині ведеться за припущень про малість виникаючих при нагріві пластичних деформацій і визначальний вклад у напружений стан фазового складу [4 — 8].

При незначній, порівняно з іншими розмірами, товщині пластини можна вважати, що температура за товщиною однакова.

Для кожної точки тіла $x = \{x_1, x_2\}$ (x_1, x_2 — координати серединної поверхні пластини) тривалість охолодження τ^* знаходимо з розв'язку задачі теплопровідності (використовуючи методику переходу від тривимірного рівняння теплопровідності до двовимірного):

$$c\rho \left(\frac{\partial T}{\partial \tau} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) - \alpha^* (T - t_c) + Q, \quad (j = \overline{1, 2}) \quad (4)$$

при таких граничних

$$\frac{\partial T}{\partial x_1} = 0 \text{ при } x_1 \rightarrow \pm\infty, \quad \frac{\partial T}{\partial x_2} = 0 \text{ при } x_2 \rightarrow \pm\infty \quad (5)$$

та початкових

$$T(x_1, x_2, \tau) = t_0 \text{ при } \tau = 0 \quad (6)$$

умовах, де $T = 1/2h \int_{-h/2}^{h/2} T dx_3$ — усереднена за товщиною

пластини h температура; τ — час; λ — коефіцієнт теплопровідності; c — питома теплоємність; ρ — густина матеріалу; t_c — температура навколишнього середовища; t_0 — початковий розподіл температури в пластині; $\alpha^* = 2\alpha/h$, де α — коефіцієнт теплообміну.

З розв'язків рівнянь (4) для точок тіла з початковою перед охолодженням температурою $T_H \geq 850^0\text{C}$ знаходимо тривалість охолодження від 850 до 500 °C. Для таких точок розв'язуємо рівняння:

$$T(x, \tau_1) = 850^0\text{C}, \quad T(x, \tau_2) = 500^0\text{C}, \quad \tau^* = \tau_2 - \tau_1. \quad (7)$$

Для точок, охолодження яких починається від температур T_H ($A_{c1} < T_H < 850^0\text{C}$), що знаходяться в діапазоні поліморфних перетворень, розв'язуємо систему рівнянь

$$T(x, \tau_1') = T_H, \quad T(x, \tau_2) = 500^0\text{C}, \quad \tau^{**} = \tau_2 - \tau_1', \quad (8)$$

де τ_1, τ_2, τ_1' — моменти досягнення температури 850°С, 500°С чи максимальної температури T_H , з якої почалося охолодження, якщо $A_{c1} < T_H < 850^0\text{C}$ відповідно.

У розрахункових формулах (1) — (3) для охолодження від довільної температури T_H приймаємо [1]

$$\tau^* = \begin{cases} \tau^*, & \text{при } T_H > 850^0\text{C}, \\ \tau', & \text{при } A_{c1} < T_H < 850^0\text{C}, \end{cases} \quad (9)$$

$$\text{де } \tau' = \tau^{**} \frac{350^0\text{C}}{T_H - A_{c1}}.$$

Розглядаємо три випадки нагріву пластини джерелом: — з одним центром локалізації:

$$Q = (Q_1^* / 2\pi h \sigma) \exp\left((x_2^2 - (x_1 - x_1^0)^2) / 2\sigma \right); \quad (10)$$

— з двома центрами локалізації (рис. 1):

$$Q = (Q_1^* / 2\pi h \sigma) \exp\left((x_2^2 - (x_1 - x_1^0)^2) / 2\sigma \right) + (Q_2^* / 2\pi h \sigma) \exp\left((x_2^2 - (x_1 - x_1^*)^2) / 2\sigma \right); \quad (11)$$

— трьома центрами локалізації (рис. 2):

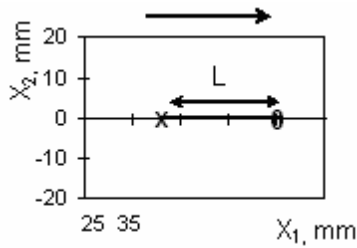


Рис. 1 Схема просторової локалізації джерела з двома центрами локалізації

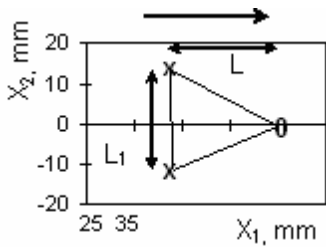


Рис. 2 Схема просторової локалізації джерела з трьома центрами локалізації

$$Q = (Q_1^* / 2\pi h \sigma) \exp\left((x_2^2 - (x_1 - x_1^0)^2) / 2\sigma\right) + (Q_2^* / 2\pi h \sigma) \exp\left(((x_2 - x_2^*)^2 - (x_1 - x_1^*)^2) / 2\sigma\right) + (Q_3^* / 2\pi h \sigma) \exp\left(((x_2 - x_2^*)^2 - (x_1 - x_1^*)^2) / 2\sigma\right), \quad (12)$$

де $x_1^0 = v\tau$; $x_1^* = v\tau - L$; $x_2^* = x_2 + L_1 / 2$; σ — параметр розсіювання (тут і далі стрілка над рисунками вказує напрям руху джерела; x, o — місця центрів локалізації джерела; L, L_1 — віддалі розташування додаткових центрів джерела по осях Ox_1 та Ox_2 відповідно).

За знайденими розподілами фаз визначаємо напруження у тілі, за припущення про адитивний вклад фазових складових у сумарну структурну деформацію $e_a = \beta_m \xi_m + \beta_b \xi_b$ ($\xi_m = 0.01M$, $\xi_b = 0.01B$ — відносний вміст мартенситу і бейніту в сталі; β_m, β_b — числові лінійні коефіцієнти [13]).

Розрахунок напруженого стану в тілі з поліморфними перетвореннями можна здійснити на основі узагальненого закону Гука [4 — 8]. У зв'язку з тим, що механізм виникнення структурних напружень аналогічний до механізму виникнення тимчасових температурних напружень, замість термічної дилатації у вираз закону Гука підставляють структурну e_a .

Після охолодження в тілі фіксується неоднорідний розподіл фаз у просторі, що викликає появу залишкових структурних напружень, обумовлених відмінністю густини фаз, що входять до складу матеріалу. За припущення, що при охолодженні не виникли пластичні деформації, структурні напруження визначимо зі співвідношення [7, 8, 13]

$$\sigma_{ij} = \frac{E}{1+\nu} \left[\varepsilon_{ij} + \frac{1}{(1-2\nu)} (\nu e - (1+\nu)e_a) \delta_{ij} \right], \quad (13)$$

де σ_{ij} — компоненти тензора напружень, $e = \varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} + \varepsilon_{33}$, ε_{ij} — компоненти тензора деформацій, $e_a = \beta_m \xi_m + \beta_b \xi_b$ — відносна зміна об'єму, обумовлена тим, що структура матеріалу відрізняється від рівноважної (ферито-перлітної); M, B — обчислені згідно з (1) — (3).

Напружений стан оцінюємо з використанням інваріантної величини — інтенсивності напружень σ_{int} :

$$\sigma_{int} = \sqrt{3} \sqrt{0.5 \left[(\sigma_{x_1 x_1} - \sigma_0)^2 + (\sigma_{x_2 x_2} - \sigma_0)^2 + (\sigma_{x_3 x_3} - \sigma_0)^2 + \sigma_{x_1 x_2}^2 \right]}, \quad (14)$$

де $\sigma_0 = 1/3 (\sigma_{x_1 x_1} + \sigma_{x_2 x_2} + \sigma_{x_3 x_3})$.

Методика розв'язування. Температурну задачу (1) — (3), на основі якої здійснюється розрахунок фазового складу пластини, розв'язуємо за припущень [11 — 12], використаних при розрахунку температурних полів від рухомих джерел нагріву. Розв'язання задачі здійснюємо методом скінченних елементів. При цьому вихідна крайова задача у частинних похідних зводиться до системи звичайних диференціальних рівнянь відносно невідомих значень температури у вузлах розбиття:

$$[C] \frac{d\{T_h(\tau)\}}{d\tau} + [K]\{T_h(\tau)\} = \{F\}, \quad (15)$$

при

$$\{T_h\} = \{T_h^0\}, \quad (16)$$

де $\{T_h(\tau)\}$ — вектор значень температури у вузлах розбиття в момент часу τ .

Розв'язок задачі Коші (15) — (16) будемо з використанням Θ -сімейства методів:

$$\begin{aligned} & ([C]_{i+1} + \Theta \Delta t_i [K]_{i+1}) \{T_h\}_{i+1} = \\ & = ([C]_i - \Delta t_i (1 - \Theta)) \{T_h\}_i + \\ & + \Delta t_i (\Theta \{F\}_{i+1} + (1 + \Theta) \{F\}_i), \end{aligned} \quad (17)$$

де $\{T_h\}_i, \{T_h\}_{i+1}$ — вектори вузлових значень температури в момент часу $t_i, t_{i+1} = t_i + \Delta t_i$ відповідно; Δt_i — крок інтегрування за часом на $i+1$ інтервалі; $\Theta \in [0, 1]$, Θ — константа.

Характеристики $[C], [K], \{F\}$ отримані сумуванням відповідних матричних характеристик $[C^{(l)}], [K^{(l)}],$

$\{F^{(l)}\}$ окремих скінченних елементів:

$$[C^{(l)}] = \int_{\Omega^{(l)}} c_p [N^{(l)}]^T [N^{(l)}] d\Omega, \quad (18)$$

$$\begin{aligned} [K^{(l)}] &= \int_{\Omega^{(l)}} \lambda [B^{(l)}]^T [B^{(l)}] d\Omega + \\ &+ \frac{1}{h} \int_{\Omega^{(l)}} \alpha^* [N^{(l)}]^T [N^{(l)}] d\Omega, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \{F^{(l)}\} &= \int_{\Omega^{(l)}} [N^{(l)}]^T Q d\Omega + \\ &+ \frac{1}{h} \int_{\Omega^{(l)}} \alpha^* [N^{(l)}]^T t_c d\Omega, \end{aligned} \quad (20)$$

де $[N^{(l)}]$; $[B^{(l)}]$ — матриці функцій форми та їхніх похідних.

Розв'язок сформульованої задачі теплопровідності використовуємо для визначення фазового складу пластини на основі співвідношень (1) — (3) та (7) — (8).

На основі отриманих значень фазових складових за допомогою МСЕ визначаємо залишкові структурні напруження.

При розв'язуванні задачі розрахунку залишкових структурних напружень визначальні рівняння теорії пружності записуємо в зручній для чисельної реалізації матрично-векторній формі. З цією метою компоненти тензорів деформацій і напружень об'єднаємо у вектори:

$$\{\varepsilon\} = \{\varepsilon_{11}, \varepsilon_{22}, \varepsilon_{33}, 2\varepsilon_{12}, 2\varepsilon_{13}, 2\varepsilon_{23}\}; \quad (21)$$

$$\{\sigma\} = \{\sigma_{11}, \sigma_{22}, \sigma_{33}, 2\sigma_{12}, 2\sigma_{13}, 2\sigma_{23}\}. \quad (22)$$

Співвідношення між напруженнями і деформаціями та геометричні співвідношення записуємо у вигляді:

$$\{\sigma\} = [D]\{\varepsilon - \varepsilon_v\}; \quad (23)$$

$$\{\varepsilon\} = [B]\{u\}, \quad (24)$$

де $\{u\} = (u_1, u_2, u_3)^T$ — вектор переміщень; $[B]$ — матриця диференціального оператора геометричних співвідношень теорії пружності; $\{\varepsilon_v\}$ — деформації, обумовлені зміною об'єму; індекс T означає транспонування.

Стан рівноваги тіла визначаємо з умови мінімуму функціоналу

$$\begin{aligned} L(u) &= \frac{1}{2} \int_{\Omega} \{u\}^T [B]^T [D][B]\{u\} dV - \\ &- \frac{1}{2} \int_{\Omega} [B]^T [D]\{\varepsilon_v\} dV - \int_{\Gamma_{\sigma}} \{u\}^T \{p\} ds \end{aligned} \quad (25)$$

на множині

$$V = \{\{u\} = (u_1, u_2, u_3)^T : u_i = u_i^*, x \in \Gamma_u, u_i \in H^1(\Omega)\} \quad (26)$$

де $H^1(\Omega)$ — простір Соболева; Γ_u і Γ_{σ} частини поверхні Γ , на яких задані відповідно переміщення u_i^* і силоне навантаження, яке характеризується вектором

$$(p^1, p^2, p^3)^T; \Gamma_u \cup \Gamma_{\sigma} = \Gamma; \Gamma_u \cap \Gamma_{\sigma} = \emptyset.$$

При використанні методу скінченних елементів задачу (25) — (26) зводимо до системи лінійних алгебричних рівнянь відносно значень переміщень $\{u_h\}$ у вузлах скінченноелементної сітки:

$$[R]\{u_h\} = \{f\}. \quad (27)$$

Матриця реакцій $[R]$ і вектор навантаження $\{f\}$ визначаються сумуванням відповідних матричних характеристик елементів:

$$\begin{aligned} [R^{(e)}] &= \int_{\Omega_e} [N]^T [B]^T [D][B][N] dV, \\ \{f\} &= \int_{\Gamma_{\sigma}^e} [N]^T \{p_h\} dS + \\ &+ \int_{\Omega_e} [N][B]^T [D]\{\varepsilon_v\} dV, \end{aligned} \quad (28)$$

де $[N]$, $[N']$ — функції форми для елемента та його межі відповідно.

При відомих $\{u_h\}$ шукані залишкові структурні напруження знаходимо згідно зі співвідношеннями (23) — (24).

Приклади. Розглянемо пластину з трубної низьколегованої сталі 17Г1С з таким хімічним складом: Mn=1,35 %, C=0,175 %, Si=0,5 %.

На рис. 3 подані результати числового дослідження температурного поля, фазового складу й напруженого стану при використанні джерела з одним центром локалізації з параметром потужності $Q_1 = Q_1^*/h = 800$ кВт/м і швидкістю руху $v = 0,002$ м/с. При вибраній схемі нагріву максимальний вміст мартенситу M_{\max} становить 87,5 % (1 — 500 °C; 2 — 723 °C; 3 — 850 °C; 4 —

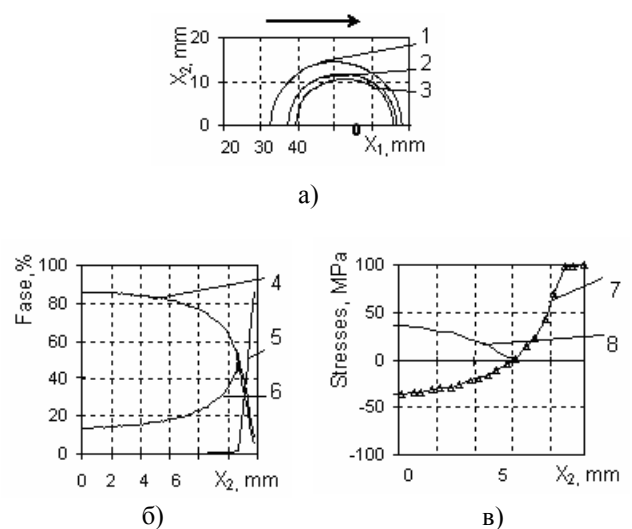


Рис. 3 Температурне поле (а), фазовий склад (б) та напружений стан (в) при використанні джерела з одним центром локалізації

мартенсит, %; 5 — ферито-перліт, %; 6 — бейніт, %, 7 — $\sigma_{x_2x_2}$, 8 — σ_{int}).

Досліджено вплив параметрів схеми нагріву з двома центрами локалізації на фазовий склад і напружений стан пластини, коли величина Q_1 задавалась рівною 800 кВт/м і швидкість джерела $v = 0,002$ м/с, а величина Q_2 змінювалась у межах 40 — 240 кВт/м і віддалі між джерелами — $L = 0,020$ — 0,035 м (схема розташування центрів локалізації подана на рис. 1). На рис. 4 подані температурне поле (а), фазовий склад (б) і напружений стан (в) оптимальні за критерієм мінімуму максимального вмісту мартенситу, де M_{max} становить 58 %.

У результаті проведених числових досліджень встановлено, що оптимальною за мінімумом максимального вмісту мартенситу, а відповідно і мінімальний напружений стан, є така схема з двома центрами локалізації джерел, що потужності в околі додаткового центра становить $Q_2 = 160$ кВт/м і лінія, що сполучає два центри джерела $L = 0,025$ м (рис. 4).

На рис. 5 зображене оптимальне за мінімумом максимального вмісту мартенситу температурне поле, відповідний йому фазовий склад і напружений стан пластини при двох додаткових центрах локалізації за $Q_2 = Q_3 = 80$ кВт/м, $L = 0,025$ м та $L_1 = 0,010$ м (схема просторової локалізації джерела показана на рис. 2). При фіксованих параметрах Q_1 та віддалі L і змінних $Q_2 = Q_3 = 40$ — 240 кВт/м, $L_1 = 0,008$ — 0,020 м M_{max} становить 61 %.

У результаті проведених числових досліджень встановлено, що оптимальною за мінімумом максимального вмісту мартенситу, а відповідно і мінімальний напружений стан, є схема з трьома центрами локалізації джерел така, що потужності в околі додаткових центрів становить $Q_2 = Q_3 = 80$ кВт/м, вони розміщені на віддалі $L_1 = 0,010$ м один від одного і лінія, що їх сполучає, віддалена від першого центра на $L = 0,025$ м (рис. 5).

У випадку з трьома центрами локалізації при $Q_2 = Q_3 = 80$ кВт/м та $Q_2 = Q_3 = 160$ кВт/м вміст мартен-

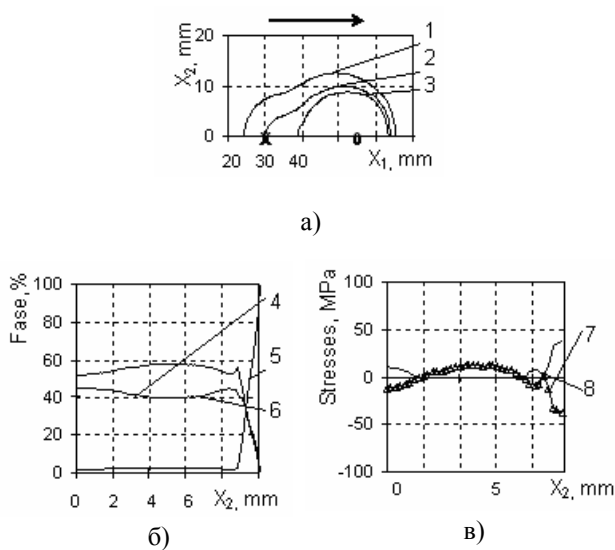


Рис. 4 Температурне поле (а), фазовий склад (б) та напружений стан (в) при використанні джерела з двома центрами локалізації

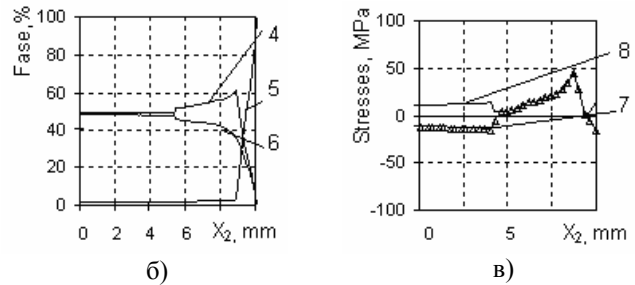
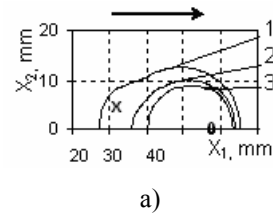


Рис. 5 Температурне поле (а), фазовий склад (б) та напружений стан (в) при використанні джерела з трьома центрами локалізації

ситу, а, відповідно, й інтенсивність напружень σ_{int} по мірі віддалення від осі Ox_1 (зростання віддалі L_1) збільшується мартенсит та інтенсивність напружень.

Висновки. З використанням запропонованої моделі досліджено процес формування фазового складу, напруженого стану тонкої однорідної пластини з трубної сталі 17Г1С при її нагріві рухомими поверхневими розподіленими джерелами з кількома центрами локалізації.

Області тіла з максимальною градієнтністю новоутворених фаз, насамперед мартенситу, є областями концентрації структурних напружень і відповідної зміни властивостей матеріалу, обумовлених відмінністю питомих об'ємів і фізичних характеристик складників сталі. Відсотковий вміст і градієнтність розподілу фаз залежать від розподілу потужності джерела локального нагріву.

Шляхом належного добору параметрів рухомого джерела можна мінімізувати величину вмісту гартувальної складової структури та рівня залишкових структурних напружень. Збільшення кількості центрів нагріву з одного до трьох можна більш як у двічі зменшити рівень залишкових структурних напружень і максимального вмісту мартенситу.

При всіх досліджених схемах нагріву маємо якісно подібний розподіл залишкових структурних напружень. В околі лінії руху джерела існує зона стискальних напружень, обумовлених тим, що мартенситна складова структури має найменшу, порівняно з ферито-перлітом і бейнітом, густину. У більш віддалених ділянках маємо зону розтягу.

Розроблений варіант методики й програмне забезпечення можуть бути використані для оцінювання впливу технологічних факторів (швидкість руху джерела, потужність, просторова локалізація) на фазовий склад і напружений стан пластинчатих елементів в інженерних конструкціях та при оптимізації параметрів термічного впливу на них за критеріями фазового складу чи напружень.

Література

1. Асташкін В., Будз С., Гачкевич О., Дробенко Б., Ірза С. Фазовий стан сталеві пластини, обумовлений дією розподілених джерел нагріву // Фізико-хімічна механіка матеріалів. – 2002. – №2. – С. 48–52.
2. Асташкін В., Будз С., Гачкевич О., Дробенко Б. Моделювання структурного стану сталевих пластин за умов дії рухомих розподілених джерел тепла // Фізико-хімічна механіка матеріалів. – 2003. – №1. – С. 4–45.
3. Асташкін В., Гачкевич О., Будз С., Равська-Скотничы А. Методика исследования остаточных напряжений в стальных телах при неоднородном распределении фаз. Системні технології. Регіональний міжвузівський збірник наукових праць. – Вип. 4 (27). – Дніпропетровськ, – 2003. – С. 31–35.
4. Беленов Ф.С. Кинетика закалки и определение временных закалочных напряжений // ЖТФ, т. 22, вып. 1, – 1952. – С. 111–120.
5. Беленов Ф. С. Приближенные формулы для временных закалочных напряжений при двустороннем охлаждении полого цилиндра // ЖТФ, т. 23, вып. 11. – 1953. – С. 2045–2047.
6. Беленов Ф. С. О приближенном определении остаточных закалочных напряжений // ЖТФ, т. 23, вып. 11. – 1953. – С. 2048–2055.
7. Жукевич – Стоша А.В. Процесс закалки и метод численного определения возникающих напряжений // ЖТФ, т. 10, вып. 6. – 1940. – С. 478–490.
8. Компанец А. С. Остаточные напряжения в закалочных образцах цилиндрической формы // ЖТФ, т. 9, вып. 4. – 1939. – С. 287–294.
9. Мармоза А.Т. Практикум по математической статистике.: Учеб. пособие. – К.: Выща шк., 1990. – 191 с.
10. Сварка и свариваемые материалы: В 3-х т. Т. 1. Свариваемость материалов. Справ. изд. /Под ред. Э.Л.Макарова. – М.: Металлургия, 1991, 528 с.

11. Astashkin V, Hachkevich A., Kozakevich T., et al. Uniform phase content optimal local heating of thin steel plates. Optimization of production processes. Edit. M. Gajek, Oficyna wydawnicza Politechnika Opolska, Studia i monografie, z. 238, Opole, 2008. – Ch.1, pp. 11-22.

12. Hachkevych O., Astashkin V., Kozakevych T., et al. Calculation of the phase content of a steel plate at local heating, Kovove Mater., 2007, nr 45, pp. 319-325.

13. Inoue T., Nagaki S., Kishino T., Monkowa M., Kyoto. Description of Transformation Kinetics, Heat Conduction and Elastic – Plastic Stress in the Course of Quenching and Tempering of Some Steels, Ingenieur – Archivum, 1981, vol. 50, nr 5, pp. 315-327.

14. Seiffart P., Kasatkin O. G., The calculated models for estimation of the metal properties in the thermal influence zone under welding of low-alloy steels, “The mathematical modeling and informational Technologies in the welding and similarly processes”, Proc.Int.Conf. (16-20 Sept. 2002, Katsyveli, Crimea, Ukraine), Paton El. Welding Institute, Kiev, 2002, pp.103-106.

15. Seeiffarth P., Meyer B., Scharff A. Großer Atlas Schweißtechnik – Schaubilder. – Düsseldorf: Deutscher Verlag für Schweißtechnik DVS – Verlag GmbH., 1992. – 175 S.

Отримана 04.11.09

O. Hachkevych^{1,2}, V. Astashkin¹, B. Drobenko¹, T. Kozakevych¹
To the question about calculation of the phase content and residual stresses under inhomogeneous heating of steel laminas

¹ Pidstryhach Institute for Applied Problems of Mechanics and Mathematics NASU, Lviv, Ukraine;
² Opole Technical University, Institute for Mathematic and Physics, Opole, Poland

The methodic for investigation and calculation of phase content and structural residual stresses under normally distributed moving heat sources with some localised centers is proposed. As example has defined the temperature field, the phase content and the structural residual stresses in the plate of made from low alloy steel 17Г1С.

Дисертація

BIOMECHANICS OF HUMAN MOTION.

NEW FRONTIERS OF MULTIBODY TECHNIQUES FOR CLINICAL APPLICATIONS

March 2010

Ponta Delgada, Azores, Portugal

Contact:

Prof. Jorge A.C. Ambrosio

IDMEC- Instituto Superior Tecnico

Av. Rovisco Pais 1, 1049-001 Lisbon Portugal.

Phone: +351 2184 17680; fax: +351 2184 17915.

mail: Jorge@dem.ist.utl.pt