

3. ТЕХНОЛОГІЯ ТА УСТАТКУВАННЯ ЛІСОВИРОБНИЧОГО КОМПЛЕКСУ

УДК 634.0.812

Доц. Б.П. Поберейко, канд. техн. наук –
НЛТУ України, м. Львів

РОЗРОБЛЕННЯ КРИТЕРІЮ ТЕХНОЛОГІЧНОЇ МІЦНОСТІ ДЛЯ ГІГРОСКОПІЧНИХ МАТЕРІАЛІВ ЗМІННОЇ МАСИ ТА ТЕМПЕРАТУРИ

Виведено рівняння балансу ентропії для гігроскопічних матеріалів змінної маси і температури та на його основі отримано критерій технологічної міцності для висушуваних пиломатеріалів.

Assoc. prof. B.P. Pobereyko – NUFWT of Ukraine, L'viv

Development of criterion of technological durability for hygroscopic materials of variable mass and temperature

Equalization of balance of is shown out for hygroscopic materials of variable mass and temperature and on his basis the criterion of technological durability is got for the dried saw-timbers out.

Вихідні положення побудови критерію технологічної міцності та їх обґрунтування. Для виведення технологічного критерію міцності узагальнено методологію побудови відомих ентропійних критеріїв довгочасної міцності твердих тіл зі сталим об'ємом на випадок, коли його зміною знехтувати не можна. Доцільність її застосування обґрунтовується тим, що такий підхід вирішення задачі дає змогу оцінити вплив зміни геометричних характеристик на зміну густини ентропії деформованого матеріалу [1, 2]. Понад це, оскільки цей вплив зумовлений тепломасообмінними процесами, закономірності перебігу яких вже описані [3, 4], то використання цієї методики є не лише доцільним, але і можливим. Тому, виходячи із зазначених міркувань та основних положень побудови відомих ентропійних критеріїв міцності, у цій роботі вирішено такі задачі: 1) виведено рівняння балансу ентропії для матеріалів змінної маси і об'єму; 2) визначено з цього рівняння залежність густини ентропії від характеристик релаксаційно-деформівних і тепломасообмінних процесів; 3) обмежено отриману залежність умовою [1], яку покладено в основу сучасних ентропійних критеріїв міцності та 4) на основі отриманої нерівності знайдено граничні значення напружень для пружної та в'язкопружної областей деформування висушуваної деревини.

Виведення рівняння балансу ентропії. У процесі гідротермічного оброблення маса та об'єм гігроскопічних матеріалів є змінними величинами [3]. Густина внутрішньої енергії E таких тіл є залежною від їх густини ρ , полів деформацій ε_{ij} та густини ентропії S

$$E = E(S, \rho, \varepsilon_{ij}). \quad (1)$$

Повний диференціал функції $E(S, \rho, \varepsilon_{ij})$ визначається виразом

$$dE = (\partial E / \partial S)_{\varepsilon_{ij}, \rho} dS + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 (\partial E / \partial \varepsilon_{ij})_{S, \rho} d\varepsilon_{ij} + (\partial E / \partial \rho)_{S, \varepsilon_{ij}} d\rho, \quad (2)$$

де, за даними досліджень [1], $(\partial E / \partial S)_{\varepsilon_{ij}, \rho} = T$ – термодинамічна температура матеріалу; $(\partial E / \partial \varepsilon_{ij})_{S, \rho} = \sigma_{ij}^{np}$ – пружна складова полів напружень.

Тому, з урахуванням зазначеного, формула (1) запишеться у вигляді

$$dE = TdS + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} d\varepsilon_{ij} + \mu d\rho, \quad (3)$$

де $\mu = (\partial E / \partial \rho)_{S, \varepsilon_{ij}}$ – хімічний потенціал (у цьому випадку масовий).

Виразимо величини E та S через їх питомі значення $e = E / \rho$ та $s = S / \rho$. Для цього поділимо (3) на ρ

$$\frac{dE}{\rho} = T \frac{dS}{\rho} + \frac{1}{\rho} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} d\varepsilon_{ij} + \mu \frac{d\rho}{\rho}. \quad (4)$$

Виразимо dE/ρ , dS/ρ та $d\varepsilon_{ij}/\rho$ через $d(E/\rho)$, $d(S/\rho)$, $d(\varepsilon_{ij}/\rho)$:

$$d\left(\frac{E}{\rho}\right) = \frac{\rho dE - E d\rho}{\rho^2} = \frac{dE}{\rho} - \frac{E}{\rho} \frac{d\rho}{\rho} = \frac{dE}{\rho} - e \frac{d\rho}{\rho}; \quad (5)$$

$$d\left(\frac{S}{\rho}\right) = \frac{\rho dS - S d\rho}{\rho^2} = \frac{dS}{\rho} - \frac{S}{\rho} \frac{d\rho}{\rho} = \frac{dS}{\rho} - s \frac{d\rho}{\rho}; \quad d\left(\frac{\varepsilon_{ij}}{\rho}\right) = \frac{\rho d\varepsilon_{ij} - \varepsilon_{ij} d\rho}{\rho^2} = \frac{d\varepsilon_{ij}}{\rho} - \frac{\varepsilon_{ij}}{\rho} \frac{d\rho}{\rho} \quad (6)$$

Підставимо (5)-(6) у (2)

$$de + e \frac{d\rho}{\rho} = Tds + Ts \frac{d\rho}{\rho} + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} d\left(\frac{\varepsilon_{ij}}{\rho}\right) + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \frac{\sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij}}{\rho} \frac{d\rho}{\rho} + \mu \frac{d\rho}{\rho}. \quad (7)$$

Перенесемо другий доданок лівої частини рівняння (7) у праву частину та згрупуємо у правій частині одержаного рівняння доданки з множниками $\partial\rho/\rho$, тоді матимемо

$$de = Tds + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} d(\varepsilon_{ij}/\rho) + \left\{ \mu + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} / \rho - e + Ts \right\} \frac{d\rho}{\rho}. \quad (8)$$

Величина $\partial\rho/\rho$ характеризує відносну зміну маси матеріалу. За даними досліджень [4]

$$d\rho/\rho = q d\tau/\rho, \quad (9)$$

де $q(\tau)$ – кількість вологи, яка втрачається нескінченно малим об'ємом матеріалу у момент часу τ , тобто

$$q(\tau) d\tau = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{d(\rho \Delta V)}{\Delta V}. \quad (10)$$

Із (9) випливає, що відносна зміна маси матеріалу $d\rho/\rho$ є залежною від часу. Тоді, з огляду на (8), залежність питомої внутрішньої енергії висушуваної деревини від часу сушіння τ є явною. Але, за цієї умови, не виконується

принцип локальної рівноваги: будь-який термодинамічний потенціал явно не залежить від часу τ [5]. Тому для усунення цієї суперечності необхідно припустити, що

$$\mu + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} / \rho - e + Ts = 0. \quad (11)$$

Звідси, співвідношення Гіббса для деревини зі змінним вологовмістом має вигляд

$$Tds = de - \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} d(\varepsilon_{ij} / \rho), \quad (12)$$

а хімічний потенціал визначається за формулою

$$\mu = e - Ts - \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} / \rho. \quad (13)$$

Підставимо (9) у (7) та помножимо отриманий результат на ρ . Тоді матимемо

$$\rho de + qed\tau = T(\rho ds + qsd\tau) + \mu qd\tau + \rho \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} d(\varepsilon_{ij} / \rho) + q \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 (\sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} / \rho) d\tau. \quad (14)$$

Або, з врахуванням рівняння нерозривності для потоку $\vec{j}_{\text{вол}}$ вологи [3]

$$q = \frac{d\rho}{d\tau} + \rho \operatorname{div} \vec{v} = -\operatorname{div} \vec{j}_{\text{вол}}, \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \rho de + qed\tau = & T(\rho ds + sd\rho + s\rho \operatorname{div} \vec{v} d\tau) + \mu qd\tau + \\ & + \left(\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \rho d\left(\frac{\varepsilon_{ij}}{\rho}\right) + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \frac{\varepsilon_{ij}}{\rho} d\rho + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} \operatorname{div} \vec{v} d\tau \right), \end{aligned} \quad (16)$$

де $\vec{v}$ – швидкість руху матеріальних точок суцільного середовища.

Звідси, оскільки

$$\rho ds + sd\rho = d\rho s; \quad d\rho(\varepsilon_{ij} / \rho) = \rho d(\varepsilon_{ij} / \rho) + (\varepsilon_{ij} / \rho) d\rho, \quad (17)$$

то

$$\rho de + qed\tau = Td\rho s + T\rho s \operatorname{div} \vec{v} d\tau + \mu qd\tau + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} d\varepsilon_{ij} + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} \operatorname{div} \vec{v} d\tau. \quad (18)$$

Із тотожності лівих частин отриманого рівняння та рівняння [4]

$$\rho \frac{\partial e}{\partial \tau} + qe = \sum_{k=1}^3 \bar{\sigma}_k \frac{\partial \vec{v}}{\partial x_k} + \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T - h \vec{j}_{\text{вол}}) + \delta \rho \gamma \frac{\partial U}{\partial \tau} \quad (19)$$

помноженого на $d\tau$ витікає рівність їх правих частин, тобто

$$\begin{aligned} Td\rho s + T\rho s \operatorname{div} \vec{v} d\tau + \mu qd\tau + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} d\varepsilon_{ij} + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} \operatorname{div} \vec{v} d\tau = \\ = \sum_{k=1}^3 \bar{\sigma}_k \frac{\partial \vec{v}}{\partial x_k} + \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T - h \vec{j}_{\text{вол}}) d\tau + \delta \rho \gamma \frac{\partial U}{\partial \tau} d\tau, \end{aligned} \quad (20)$$

де: h – питома ентальпія; λ – коефіцієнт теплопровідності; γ – питома теплота випаровування (питома теплота фазового переходу вологи з рідкого у газоподібний стан); δ – коефіцієнт фазового переходу для вологої деревини.

Визначимо другий доданок суми правої частини у (20). Для цього скористаємося визначенням дивергенції векторної величини, правилами диференціювання та залежностями [4]:

$$\sigma_{kj} = \sigma_{kj}^{np} + \sigma_{kj}^{\partial}; \quad (21)$$

$$\operatorname{div} \vec{h} \vec{j}_{\text{вол}} = -qh + (\vec{j}_{\text{вол}} \operatorname{grad} h); \quad (22)$$

$$\operatorname{div} \vec{h} \vec{j}_{\text{вол}} = h \operatorname{div} \vec{j}_{\text{вол}} + (\vec{j}_{\text{вол}} \operatorname{grad} h); \quad (23)$$

$$\begin{aligned} & \rho \frac{\partial h}{\partial \tau} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\rho}{J} \frac{\partial J}{\partial \tau} \right) \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} = \\ & = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{\partial} \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial \tau} + \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) - (\vec{j}_{\text{вол}} \operatorname{grad} h) + \delta \rho \gamma \frac{\partial U}{\partial \tau}, \end{aligned} \quad (24)$$

де: σ_{ij}^{∂} – дисипативна складова полів напружень, J – якобіан градієнтів руху матеріальних точок суцільного середовища. Тоді за допомогою нескладних математичних перетворень неважко показати, що

$$\operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T - h \vec{j}_{\text{вол}}) = \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) - h \operatorname{div} \vec{j}_{\text{вол}} - C_P (\vec{j}_{\text{вол}} \operatorname{grad} T). \quad (25)$$

Підставимо (25) у (24), тоді матимемо

$$\begin{aligned} & T(d\rho s + \rho s \operatorname{div} \vec{v} d\tau) + \mu q d\tau + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} d\varepsilon_{ij} + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} \operatorname{div} \vec{v} d\tau = \\ & = \sum_{k=1}^3 \bar{\sigma}_k \frac{\partial \vec{v}}{\partial x_k} + \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) d\tau - h \operatorname{div} \vec{j}_{\text{вол}} d\tau - C_P (\vec{j}_{\text{вол}} \operatorname{grad} T) d\tau + \delta \rho \gamma \frac{\partial U}{\partial \tau} d\tau. \end{aligned} \quad (26)$$

Звідси, оскільки згідно з [4]

$$q = -\operatorname{div} \vec{j}_{\text{вол}}, \quad (27)$$

то з врахуванням цього співвідношення (26) запишеться у вигляді

$$\begin{aligned} & T(d\rho s + \rho s \operatorname{div} \vec{v} d\tau) + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} d\varepsilon_{ij} + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} \operatorname{div} \vec{v} d\tau = \\ & = \sum_{k=1}^3 \bar{\sigma}_k \frac{\partial \vec{v}}{\partial x_k} + \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) d\tau + (h - \mu) q d\tau - C_P (\vec{j}_{\text{вол}} \operatorname{grad} T) d\tau + \delta \rho \gamma \frac{\partial U}{\partial \tau} d\tau. \end{aligned} \quad (28)$$

Дивергенція вектора $\vec{v}$ є залежною від деформівного стану матеріалу та визначається формулою [3]

$$\operatorname{div} \vec{v} = \frac{1}{J} \frac{dJ}{d\tau}. \quad (29)$$

Тому, підставивши цю формулу у (28), отримаємо

$$\begin{aligned} & \left(T d\rho s + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} d\varepsilon_{ij} \right) + \left(T \rho s + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} \right) \frac{dJ}{J} = \\ & = \sum_{k=1}^3 \bar{\sigma}_k \frac{\partial \vec{v}}{\partial x_k} + \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) d\tau + (h - \mu) q d\tau - C_P (\vec{j}_{\text{вол}} \operatorname{grad} T) d\tau + \delta \rho \gamma \frac{\partial U}{\partial \tau} d\tau. \end{aligned} \quad (30)$$

Невідому величину $(h - \mu)q$ знайдемо із формули (13) та співвідношень [4]:

$$q = \frac{d\rho}{d\tau} + \frac{\rho}{J} \frac{dJ}{d\tau}; \quad (31)$$

$$\sum_{k=1}^3 \bar{\sigma}_k \frac{\partial \vec{v}}{\partial x_k} = \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{kj} \frac{\partial v_j}{\partial x_k}. \quad (32)$$

Згідно з цими формулами

$$(h - \mu)q = \left(e - \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \frac{\sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij}}{\rho} - e + Ts + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \frac{\sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij}}{\rho} \right) \left(\frac{d\rho}{d\tau} + \frac{\rho}{J} \frac{dJ}{d\tau} \right) = \frac{Ts}{J} \frac{dJ\rho}{d\tau}. \quad (33)$$

Тоді, замінивши у (30) доданок $(h - \mu)q$ на вираз $\frac{Ts}{J} \frac{dJ\rho}{d\tau}$, одержимо

$$\begin{aligned} Td\rho s + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} d\varepsilon_{ij} + T\rho s \frac{dJ}{J} + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} \frac{dJ}{J} - \frac{Ts}{J} \frac{dJ\rho}{d\tau} = \\ = \sum_{k=1}^3 \bar{\sigma}_k \frac{\partial \vec{v}}{\partial x_k} d\tau + \text{div}(\lambda \text{grad} T) d\tau - C_P (\vec{j}_{\text{вол}} \text{grad} T) d\tau + \delta\rho\gamma \frac{\partial U}{\partial \tau} d\tau. \end{aligned} \quad (34)$$

Подамо це рівняння у більш компактній, простішій формі запису. Для цього згрупуємо у його лівій частині перший, третій і четвертий доданки та перетворимо отриманий вираз. У результаті матимемо тотожність

$$Td\rho s + T\rho s \frac{dJ}{J} - Ts \frac{dJ\rho}{J} = \frac{T}{J} (Jd\rho s + \rho s dJ - s dJ\rho) = T\rho ds. \quad (35)$$

Для спрощення суми у правій частині рівняння (34) подамо потужність полів напружень у вигляді алгебраїчної суми потужностей пружних та в'язких полів напружень. Для цього використаємо формули (21) та [4]

$$\frac{\partial \varepsilon_{jk}}{\partial \tau} = v_{jk} = \frac{\partial v_j}{\partial x_k} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_j}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_j} \right). \quad (36)$$

Тоді перший доданок цієї суми запишеться у вигляді

$$\sum_{k=1}^3 \bar{\sigma}_k \frac{\partial \vec{v}}{\partial x_k} = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial \tau} + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{\partial} \frac{\partial \varepsilon_{ij}}{\partial \tau}. \quad (37)$$

Підставимо (35) та (37) у (34)

$$\begin{aligned} T\rho ds + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} d\varepsilon_{ij} + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} \frac{dJ}{J} = \\ = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} d\varepsilon_{ij} + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{\partial} d\varepsilon_{ij} + \text{div}(\lambda \text{grad} T) d\tau - C_P (\vec{j}_{\text{вол}} \text{grad} T) d\tau + \delta\rho\gamma \frac{\partial U}{\partial \tau} d\tau. \end{aligned} \quad (38)$$

Від обох частин одержаного рівняння віднімемо перший доданок виразу правої частини, а отриманий результат помножимо на якобіан градієнтів руху матеріальних точок суцільного середовища. Тоді, зважаючи на формулу густини деформованого матеріалу з недеформованим [3, 4]

$$\rho = \rho_{\text{н.т.}} / J, \quad (39)$$

матимемо

$$T \rho_{nm} ds + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} dJ =$$

$$= J \left(\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{\partial} d\varepsilon_{ij} + \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) d\tau - C_P (\vec{j}_{\text{вол}} \operatorname{grad} T) d\tau + \delta \rho \gamma \frac{\partial U}{\partial \tau} d\tau \right). \quad (40)$$

Другий доданок суми виразу у лівій частині рівняння (2.40) характеризує деяку фізичну властивість деформованого матеріалу. Формально він визначається із рівняння нерозривності потоку густини потенціальної енергії JE_{nom}

$$\frac{dJE_{nom}}{d\tau} + JE_{nom} \operatorname{div} \vec{v} = -\operatorname{div} \vec{e}_{nom}, \quad (41)$$

де $\vec{e}_{nom}$ – густина потоку потенціальної енергії JE_{nom} , яка дорівнює кількості потенціальної енергії, що переноситься через одиничну площадку поверхні матеріалу за одиницю часу:

$$E_{nom} = \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij}. \quad (42)$$

Дійсно, оскільки за формулою (29)

$$\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} dJ = E_{nom} dJ = JE_{nom} \frac{1}{J} \frac{dJ}{d\tau} d\tau = (JE_{nom} \operatorname{div} \vec{v}) d\tau, \quad (43)$$

то, з огляду на рівняння (41), отримаємо

$$\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} dJ = (JE_{nom} \operatorname{div} \vec{v}) d\tau = -d(JE_{nom}) - \operatorname{div} \vec{e}_{nom}. \quad (44)$$

Але, за фізичною інтерпретацією потенціальна енергія є залежною від взаємного розміщення матеріальних точок суцільного середовища та характеру їх взаємодії. Її значення за межами цього середовища дорівнює нулеві. Значення потоку цієї енергії через замкнену поверхню матеріалу, а отже, і значення його дивергенції дорівнюють нулеві. Таким чином

$$\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} dJ = -d(JE_{nom}), \quad (45)$$

що й необхідно було показати.

Підставимо (44) у (40), а отриманий результат поділимо на $T \rho_{nm}$, тоді, зважаючи на залежність (39), матимемо рівняння

$$ds = \frac{J}{T \rho_{nm}} \left(\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{\partial} d\varepsilon_{ij} + \operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) d\tau - C_P (\vec{j}_{\text{вол}} \operatorname{grad} T) d\tau + \delta \rho \gamma \frac{\partial U}{\partial \tau} d\tau \right) -$$

$$- \frac{1}{T} d \left(\frac{1}{\rho} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} \right). \quad (46)$$

Це рівняння є узагальненням так званого загального рівняння балансу ентропії для малостисливих пружних матеріалів сталої маси [6]

$$ds = \frac{1}{T \rho_{nm}} \left((div(\lambda grad T)) d\tau + \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} d\varepsilon_{ij} \right), \quad (47)$$

Дійсно, якщо у (46) значення якобіану градієнтів руху J покласти рівним одиниці, а дисипативною складовою σ_{ij}^{np} тензора напружень σ_{ij} та швидкістю зміни вологовмісту знехтувати, то одержимо таке рівняння

$$T \rho_{nm} ds = div(\lambda grad T) d\tau - d \left(\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} \right), \quad (48)$$

яке є тотожним рівнянню (47). Справді, оскільки елементарна зміна потенціальної енергії деформованого абсолютно пружного тіла $d \left(\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} \right)$ дорівнює елементарній роботі $\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} d\varepsilon_{ij}$ полів напружень σ_{ij}^{np} узятій з протилежним знаком [1], то (48) еквівалентне (47), що і необхідно було показати.

Отже, дотримуючись загальноприйнятої термінології, рівняння (46) є загальним локальним рівнянням балансу ентропії для стисливих та малостисливих в'язкопружних гігроскопічних матеріалів змінної маси. Воно дає змогу визначити швидкість зміни питомої ентропії пиломатеріалу як у випадку конвективного сушіння, так і у випадках застосування інших способів вологовидалення. Для пиломатеріалів висушуваних конвективним способом воно має вигляд

$$ds = \frac{J}{T \rho_{nm}} \left(\sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{\partial} d\varepsilon_{ij} + div(\lambda grad T) d\tau + \delta \rho \gamma \frac{\partial U}{\partial \tau} d\tau \right) - \frac{1}{T} d \left(\frac{1}{\rho} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} \right). \quad (49)$$

Визначення граничного напружено-деформівного стану. Для визначення граничного напружено-деформівного стану для твердих гігроскопічних тіл змінної маси знайдемо залежність приросту ΔS , різниці густин ентропії матеріалу у деформованому S та недеформованому S_{nm} станах. Для цього проінтегруємо рівняння (49) та помножимо отриманий результат на ρ , тоді матимемо

$$\begin{aligned} \rho S - \rho S_{nm} = & \rho \int_0^{\tau} \frac{1}{T \rho_{nm}} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{\partial} d\varepsilon_{ij} + \\ & + \rho \int_0^{\tau} \frac{1}{T \rho_{nm}} \left(div(\lambda grad T) + \delta \rho \gamma \frac{\partial U}{\partial \tau} \right) d\tau - \rho \int_0^{\tau} \frac{1}{T} d \left(\frac{1}{\rho} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} \right). \end{aligned} \quad (50)$$

Або, оскільки $S = \rho s$, то, зважаючи на формулу (39), отримаємо

$$\begin{aligned} S - \frac{1}{J} S_{nm} = & \frac{1}{J} \int_0^{\tau} \frac{1}{T} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{\partial} d\varepsilon_{ij} + \\ & + \frac{1}{J} \int_0^{\tau} \frac{1}{T} \left(div(\lambda grad T) + \delta \rho \gamma \frac{\partial U}{\partial \tau} \right) d\tau - \frac{1}{J} \int_0^{\tau} \frac{1}{T} d \left(J \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} \right). \end{aligned} \quad (51)$$

Запишемо ліву частину (51) у вигляді

$$S - \frac{1}{J} S_{н.м.} = (S - S_{н.м.}) + \left(S_{н.м.} - \frac{1}{J} S_{н.м.} \right) = \Delta S + \left(1 - \frac{1}{J} \right) S_{н.м.}, \quad (52)$$

тоді, підставивши (52) у (51), одержимо

$$\Delta S = \frac{1}{J} \int_0^\tau \frac{1}{T} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^d d\varepsilon_{ij} + \frac{1}{J} \int_0^\tau \frac{1}{T} \left(\operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + \delta \rho \gamma \frac{\partial U}{\partial \tau} \right) d\tau - \left(1 - \frac{1}{J} \right) S_{н.м.} - \frac{1}{J} \int_0^\tau \frac{1}{T} d \left(J \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} \right). \quad (53)$$

Знак скалярної величини ΔS є залежним від способу деформування матеріалу. Залежно від значення якобіану градієнтів руху її значення можуть бути як додатними, так і від'ємними. Виявлена закономірність є очевидною для адіабатних процесів деформування. Дійсно, оскільки у цьому випадку ентропія твердого тіла є сталою величиною, то для того щоб вона не змінювалася у процесі деформування, необхідно і достатньо, щоб добуток густини ентропії S і об'єму деформованого матеріалу був сталим. Звідси, з огляду на формулу [2]

$$dV(\tau) = J(\tau) dV_0, \quad (54)$$

добуток SJ є сталим. Для $J < 1$ густина ентропії S збільшується, а для $J > 1$ – зменшується, тобто у випадку усестороннього стиску $\Delta S > 0$, а в умовах усестороннього розтягу $\Delta S < 0$, що і потрібно було показати. Більше цього виходячи із умов неперервності функції $\Delta S(\sigma_{ij}, \varepsilon_{ij}, T, U)$ доцільно припустити, що встановлена залежність знаку величини ΔS від якобіану градієнтів руху J має місце також і для матеріалів з граничним напружено-деформівним станом. Її врахування дає змогу, у граничному випадку, подати формулу (53) у вигляді

$$\left| \Delta S^* \right| \frac{1 - J^*}{1 - J^*} = \frac{1}{J^*} \int_0^{\tau^*} \frac{1}{T} \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^d d\varepsilon_{ij} + \frac{1}{J^*} \int_0^{\tau^*} \frac{1}{T} \left(\operatorname{div}(\lambda \operatorname{grad} T) + \delta \rho \gamma \frac{\partial U}{\partial \tau} \right) d\tau - \frac{1}{J^*} \int_0^{\tau^*} \frac{1}{T} d \left(J \sum_{i=1}^3 \sum_{j=1}^3 \sigma_{ij}^{np} \varepsilon_{ij} \right) - \left(1 - \frac{1}{J^*} \right) S_{н.м.}, \quad (55)$$

де символом "*" позначено значення характеристик J, T, U, ρ та ε_{ij} матеріалу у граничному напружено-деформівному стані.

Висновки. Отримано технологічний критерій локальної міцності (55), який дає змогу визначити як межу текучості, так і межу міцності гігроскопічних матеріалів зі змінними нерівномірно-розподіленими полями температури та вологості.

Література

1. Гольденблат И.И., Бажанов В.Л., Копнов В.А. Длительная прочность в машиностроении. – М.: Машиностроение, 1977. – 248 с.
2. Поберейко Б.П. Аналіз критеріїв міцності деревини та анізотропних капілярно-пористих матеріалів// Наук. вісник НЛТУ України: Зб. наук.-техн. праць. – Львів: НЛТУ України. – 2005, вип. 15.3. – С. 138-148.
3. Поберейко Б.П., Соколовський Я.І. Дослідження процесів вологоперенесення всередині та на межі неруйнівної області деформування деревини// Наук. вісник НЛТУ України: Зб. наук.-техн. праць. – Львів: НЛТУ України. – 2006, вип. 16.6. – С. 82-90.

4. **Поберейко Б.П.** Дослідження процесів теплоперенесення всередині та на межі неруйнівної області деформування деревини// Наукові праці: Зб. наук. праць ЛАН України. – Львів : Вид-во НУ "Львівська політехніка". – 2007. – Вип. 5. – С. 139-144.

5. **Леонтович М.А.** Введение в термодинамику. Статистическая физика. – М.: Наука, 1983. – 416 с.

6. **Лыков А.В.** Теория сушки. – М.: Энергия, 1968. – 472 с.

**УДК 674.02.048 Проф. І.М. Озарків, д-р техн. наук – НЛТУ України, м. Львів;
інж. Б.М. Перетятко – Львівський ДУ безпеки життєдіяльності**

МЕТОДИКА ПРОСОЧЕННЯ ДЕРЕВИНИ АНТИПІРЕНАМИ МЕТОДОМ ТЕПЛО-ХОЛОДНИХ ВАНН

Наведено аналіз особливостей просочення деревини антипіренами з метою вивчення фізичних закономірностей та способів введення вогнезахисних речовин, а також напрацювання методики визначення якості просочення деревини.

***Prof. I.M. Ozarkiv – NUFWT of Ukraine, L'viv; eng. B.M. Peretyatko –
Lviv State University of Vital Activity Safety***

The methods of wood percolation with the help of antypirens using the baths of medium temperature

The analysis of peculiarities of wood percolation with help of antypirens was used to learn physical rules, the ways of firefighting substances engagement and working on the methods of the quality of wood percolation.

Відомо [1], що захист від горіння деревини та дерев'яних конструкцій є обов'язковим у дерев'яному домобудуванні, будівництві складських та тваринницьких споруд, пасажирському машино- й вагонобудуванні й ін. Однак надати деревині абсолютної вогнестійкості є практично неможливо. Тому, на сьогодні вогнезахист деревини зводиться, в основному, до обмеження її загоряння та поширення полум'я на її поверхню.

Інакше кажучи, просоченням деревини антипіренами можна домогтися того, що деревина, яка охоплена вогнем, не підтримує горіння, а в разі віддалення джерела вогню – швидко гасне та не тліє. При цьому вогнезахисні речовини під час нагрівання іноді плавляться та покривають поверхню деревини вогнезахисною плівкою, яка перекриває доступ кисню до деревини. В іншому випадку антипірени розкладаються із одночасним виділенням великої кількості негорючих газів, які відтісняють повітря від поверхні матеріалу та розбавляють горючі гази, що виділяються із деревини.

Горючість природної, непросоченої антипіреном деревини залежить від багатьох чинників, серед яких слід виділити основні, а саме: породу, вологісний стан, здатність антипіренів сорбуватися деревиною, особливістю будови деревини і місцем розташування дерев'яних елементів у конструкції тієї чи іншої споруди. Крім цього, просочення антипіренами буде впливати на механічні властивості деревини, тобто характер і ступінь впливу буде залежати від типу і кількості антипірена, що вводиться в деревину та режиму просочення. Своєю чергою, режими просочення деревини будуть визначатися здатністю деревини пропускати рідини та гази.