PRINCIPIILE INTERACŢIUNII CINEMATICE DINTRE ELEMENTE DE STRUCTURĂ ALE MEDIULUI MICRONEOMOGEN

N. Sveatenco, dr.fiz.mat.
Universitatea Tehnică a Moldovei

INTRODUCERE

Fiecare material omogen şi izotrop la scară macroscopică poate fi reprezentat sub forma unui conglomerat compus dintr-un număr infinit de compoziţii elementare ale particulelor materiale, care se grupează după un parametru comun, ce guvernează fenomenul considerat. Elementele de structură sau subelementele astfel construite posedă numai proprietăţi elementare. Însă la nivel de conglomerat, în rezultatul interacţiunii dintre ele, se obţine un spectru larg de proprietăţi termo-mecanice, care totalmente lipsesc la nivel de subelemente. Relaţiile cinematice ale mediului microneomogen în procesele de deformare ireversibile dau posibilitatea a trece de la starea microscopică la cea macroscopică la construirea ecuaţiilor constitutive la nivel de conglomerat în baza legilor fizice locale.

1. RELAŢIILE CLASICE CARE STABILESC LEGĂTURA DINTRE STĂRILE MICRO ŞI MACRO

Agregatul policristalin la nivel macroscopic $(V \geq V_0)$ în starea iniţială se consideră statistic omogen şi izotrop. Un element minimal de volum V_0 mărginit de suprafaţa S_0, care satisface această cerinţă, prezintă un macroelement al corpului policristalin. Conglomeratul V_0, este compus dintr-un număr finit sau infinit de elemente de structură sau subelemente, care la rândul lor cuprind un număr finit sau infinit de micropuncte materiale. Micropunctul material conţine un număr suficient de mare de atomii întrucât concepţia mediului continuu rămâne valabilă şi la scară microscopică. Agregatul policristalin la nivel microscopic $(V < V_0)$ se consideră neomogen şi anizotrop.

Mărimile notate prin $\widetilde{t}_{ij}$, $\widetilde{d}_{ij}$ sunt tensiunile şi deformaţiile în fiecare micropunct al domeniului V_0, iar t_{ij}, d_{ij} sunt tensiunile şi deformaţiile la scară macroscopică.

La scara volumului V_0 starea de tensiune – deformare este omogenă, iar în interiorul conglomeratului $(V < V_0)$ se observă o distribuţie neomogenă a câmpurilor de tensiuni şi deformaţii. La descrierea comportării neelastice a conglomeratului policristalin cea mai importantă este estimarea influenţei dezvoltării neomogenităţii deformaţiilor ireversibile în interiorul volumului V_0 asupra relaţiei macroscopice dintre tensiuni şi deformaţii.

Trecerea de la tensiunile şi deformaţiile microscopice $\widetilde{t}_{ij}$, $\widetilde{d}_{ij}$ la tensiunile şi deformaţiile macroscopice t_{ij}, d_{ij} se efectuează în baza ecuaţiilor de echilibru şi a relaţiilor geometrice, care se satisface în fiecare micropunct în interiorul domeniului V_0

$$\widetilde{t}_{ij,j} + b_i = 0\,, \qquad \widetilde{d}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\widetilde{u}_{i,j} + \widetilde{u}_{j,i}\right), \tag{1}$$

şi condiţiilor de omogenitate a tensiunilor şi a deformaţiilor pe suprafaţa conglomeratului S_0

$$\left.\widetilde{u}_i\right|_{S_0} = u_i = d_{ij}x_j\,, \qquad d_{ij} = const\,, \tag{2}$$

$$\left.f_i^{(n)}\right|_{S_0} = t_{ij}n_j = \left.\widetilde{t}_{ij}n_j\right|_{S_0}\,, \qquad t_{ij} = const\,, \tag{3}$$

unde $\mathbf{f}(S_0)$ este forţa de suprafaţă, $\mathbf{u}(S_0)$ sunt deplasările pe suprafaţa conglomeratului S_0.

În baza ecuaţiilor de echilibru şi a relaţiilor geometrice (1) se stabileşte interconexiunea dintre mărimile microscopice luate în medie şi analoagele lor macroscopice, care figurează în condiţiile la limită (2), (3). Luând în consideraţie expresiile (1) - (3) se obţin următoarele relaţii pentru valorile medii ale tensiunilor şi deformaţilor

$$\left\langle \widetilde{t}_{ij} \right\rangle = \frac{1}{V_0}\int_{V_0} \widetilde{t}_{ij}\,dV\,, \qquad t_{ij} = \left\langle \widetilde{t}_{ij} \right\rangle, \tag{4}$$

$$\left\langle \widetilde{d}_{ij} \right\rangle = \frac{1}{V_0}\int_{V_0} \widetilde{d}_{ij}\,dV\,, \qquad d_{ij} = \left\langle \widetilde{d}_{ij} \right\rangle, \tag{5}$$

unde $\langle \bullet \rangle$ este semnul de a lua media pe volumul V_0.

În baza legii întâi a termodinamicii şi expresiilor (1) - (3) se poate deduce relația

$$t_{ij}d_{ij} = \left\langle \tilde{t}_{ij}\tilde{d}_{ij} \right\rangle = \frac{1}{V_0}\int_{V_0} \tilde{t}_{ij}\tilde{d}_{ij}dV, \qquad (6)$$

care sub forma

$$\left\langle \tilde{t}_{ij} \right\rangle \left\langle \tilde{d}_{ij} \right\rangle = \left\langle \tilde{t}_{ij}\tilde{d}_{ij} \right\rangle. \qquad (7)$$

poartă numele de teorema lui Hill [1].

Ecuațiile (1) - (6) sunt necesare, însă insuficiente pentru a determina relațiile dintre tensiunile t_{ij} şi deformațiile d_{ij} macroscopice, dacă sunt date relațiile dintre cele microscopice $\tilde{t}_{ij}$, $\tilde{d}_{ij}$. Pentru a obține un sistem complet de ecuații, în baza căruia s-ar putea deduce ecuațiile constitutive la nivel de conglomerat în baza ecuațiilor fizice locale sunt necesare la ecuațiile clasice ale mecanicii mediului deformabil şi termodinamicii se adaugă principii suplimentare noi formulate de V. Marina [4-6]: principiul fluctuației tensiunilor şi deformațiilor, precum şi principiul de discordanță a măsurilor macroscopice cu analogiile lor microscopice potrivite.

2. SCHEME DE INTERACȚIUNE CINEMATICĂ DINTRE SUBELEMENTE ÎN CONGLOMERAT

Tensiunile $\bar{t}_{ij}$ şi deformațiile $\bar{d}_{ij}$ la nivel de element de structură (subelement) de volum $\bar{V}$ se definesc astfel

$$\bar{t}_{ij} = \left\langle \tilde{t}_{ij} \right\rangle_{\bar{V}}, \qquad \bar{d}_{ij} = \left\langle \tilde{d}_{ij} \right\rangle_{\bar{V}}. \qquad (8)$$

Prin urmare, prin $\bar{t}_{ij}$, $\bar{d}_{ij}$ se subînțeleg tensiunile şi deformațiile medii în elementul de structură.

Tensorii deformațiilor d_{ij} al unui macroelement al corpului policristalin şi $\bar{d}_{ij}$ al subelementului descompunem în tensorii deformațiilor reversibile e^*_{ij}, $\bar{e}^*_{ij}$ şi celor ireversibile p^*_{ij}, $\bar{p}^*_{ij}$:

$$d_{ij} = e^*_{ij} + p^*_{ij}, \qquad \bar{d}_{ij} = \bar{e}^*_{ij} + \bar{p}^*_{ij}. \qquad (9)$$

Reprezentăm tensorii tensiunilor şi deformațiilor generale, elastice, ireversibile sub formă de sumă deviatorilor şi tensorilor sferici:

$$t_{ij} = \sigma_{ij} + \sigma_0\delta_{ij}, \qquad d_{ij} = \varepsilon_{ij} + \varepsilon_0\delta_{ij}, \qquad (10)$$

$$e^*_{ij} = e_{ij} + e_0\delta_{ij}, \qquad p^*_{ij} = p_{ij} + p_0\delta_{ij}, \qquad (11)$$

$$\bar{d}_{ij} = \bar{\varepsilon}_{ij} + \bar{\varepsilon}_0\delta_{ij}, \qquad \bar{\varepsilon}_0 = \frac{1}{3}\bar{d}_{ii}, \qquad (12)$$

$$\bar{e}^*_{ij} = \bar{e}_{ij} + \bar{e}_0\delta_{ij}, \qquad \bar{p}_{ij}{}^* = \bar{p}_{ij} + \bar{p}_0\delta_{ij}, \qquad (13)$$

atunci

$$\varepsilon_{ij} = e_{ij} + p_{ij}, \qquad \varepsilon_0 = e_0 + p_0, \qquad (14)$$

$$\bar{\varepsilon}_{ij} = \bar{e}_{ij} + \bar{p}_{ij}, \qquad \bar{\varepsilon}_0 = \bar{e}_0 + \bar{p}_0. \qquad (15)$$

Modelele lui Voigt (1928) [9] sau Reuss (1929) [8] la stabilirea legităților de deformare a conglomeratului utilizează ipotezele despre egalitatea deformațiilor

$$\bar{d}_{ij} = \left\langle \bar{d}_{ij} \right\rangle \qquad (16)$$

sau a tensiunilor

$$\bar{t}_{ij} = \left\langle \bar{t}_{ij} \right\rangle \qquad (17)$$

ale tuturor subelementelor conglomeratului.

Luarea în considerație numai a neuniformității deformării sau a solicitării subelementelor reduc considerabil posibilitățile modelului structural al mediului, deoarece în toate materialele structural neomogene se întâlnesc concomitent neuniformități de distribuție şi a tensiunilor şi a deformațiilor. În cadrul acestor aproximări nu poate fi descrisă de pe poziții unice o serie de procese termomecanice.

Primul model, care a luat în considerație concomitent neuniformitatea deformării reversibile şi ireversibile a subelementelor, a fost propus de Kröner (1958) [3]. Kröner s-a folosit de soluția problemelor de elasticitate pentru cazul, când mediul omogen infinit are incluziuni de material străin de formă sferică. Tensiunile şi deformațiile în interiorul incluziunii se distribuie uniform, iar dincolo de limitele incluziunii ele sunt neuniforme. Matricea, în care se află incluziunea, are proprietățile medii ale tuturor elementelor structurii. Interacțiunea reală a numeroaselor elemente structurale între ele este înlocuită prin interacțiunea fiecărui element structural cu matricea.

La examinarea influenței interacțiunii luate în medie între grupele de cristale Kröner în consecință a obținut următoarea ecuație cinematică de legătură, care stabileşte relația dintre fluctuațiile tensorilor tensiunilor şi deformațiilor

$$\bar{t}_{ij} - t_{ij} = A_1(\bar{d}_{nn} - d_{nn})\delta_{ij} + 2A_2(d_{ij} - \bar{d}_{ij}), \qquad (18)$$

$$A_1 = \mu\frac{\lambda + 6\mu}{3\lambda + 8\mu}, \qquad A_2 = \frac{\mu}{2}\frac{9\lambda + 14\mu}{3\lambda + 8\mu}. \qquad (19)$$

unde $\bar{t}_{ij}, \bar{d}_{ij}$ sunt componentele tensorilor tensiunilor şi deformaţiilor în diferite cristale; t_{ij}, d_{ij} sunt componentele tensorilor tensiunilor şi deformaţiilor macroscopice; μ, λ sunt constantele de elasticitate macroscopice ale lui Lamé.

Având în vedere (10), (12) şi notând (18) cu indici identici, obţinem

$$\bar{\sigma}_0 - \sigma_0 = (3A_1 - 2A_2)(\bar{\varepsilon}_0 - \varepsilon_0). \qquad (20)$$

Pentru materialele izotrop elastice şi materialele cu reţeaua cristalină cubică $\bar{K} = K$:

$$\bar{\sigma}_0 = K\bar{\varepsilon}_0, \qquad \sigma_0 = K\varepsilon_0, \qquad (21)$$

unde modulul de compresibilitate volumică se exprimă prin constantele de elasticitate ale lui Lamé: $K = 3\lambda + 2\mu$.

Luând în consideraţie (20), (21), egalitatea (18) se obţine sub forma:

$$\bar{\sigma}_0 = \sigma_0, \qquad \bar{\varepsilon}_0 = \varepsilon_0, \qquad (22)$$

$$\bar{\sigma}_{ij} - \sigma_{ij} = 2A_2(\varepsilon_{ij} - \bar{\varepsilon}_{ij}), \qquad (23)$$

sau, având în vedere (22) în (18), aflăm

$$\bar{t}_{ij} - t_{ij} = 2A_2(d_{ij} - \bar{d}_{ij}). \qquad (24)$$

Conform lui Hill [2] relaţiile lui Kröner (22), (23) atribuie fazei exterioare o asemenea legătură izotropă medie, încât în realitate agregatul se dovedeşte a fi de aşa natură, ca şi cum creşterile deformaţiilor lui totdeauna au fost pur elastice. Datorita acestui fapt nu se iau în consideraţie slăbirile bine pronunţate orientate ale legăturilor agregatului care a trecut deja în stare de curgere.

Se poate demonstra că

$$\left\langle \bar{t}_{ij}\dot{\bar{d}}_{ij} \right\rangle \le t_{ij}\dot{d}_{ij}, \qquad (25)$$

adică schema lui Kröner este în contradicţie cu legea întâia a termodinamicii (energia sistemului de subelemente este mai mică decât energia conglomeratului), ceea ce este o consecinţă a ignorării influenţei procesului de deformare ireversibilă asupra componentelor tensorilor sferici ai subelementelor şi a posibilităţii de variaţie a schemei interacţiunii cinematice ca rezultat al acţiunii termomecanice.

În modelele structurale ale mediului relaţiile de tipul (23) pentru prima dată au fost propuse de Kadaşevici şi Novojilov [7]

$$\sigma_{ij} - \bar{\sigma}_{ij} = D(\bar{p}_{ij} - p_{ij}), \qquad (26)$$

unde D este o constantă a materialului, metodă de determinare a cărei nu este indicată. Consecinţele ce rezultă din (26) nu s-au studiat. Faptul că relaţiile (26) conţin numai mărimi deviatoare nu dă posibilitate să se efectueze analiza termodinamică a unor asemenea relaţii.

În lucrările [4-6] este formulat de V. Marina un principiu nou, care satisface nu numai legile termodinamicii, ci şi ecuaţiile de echilibru şi relaţiile geometrice ale mediului deformabil. În baza acestui principiu se stabileşte schema interacţiunii cinematice dintre subelemente în conglomerat.

Pentru a formaliza comportarea elementului V_0 cu microstructură recurgem inevitabil diferite schematizări ale interacţiunilor reale din conglomerat. Cea mai simplă metodă constă în selecţia particulelor materiale după un parametru comun, care guvernează fenomenul considerat. În procese ireversibile selecţia particulelor materiale în conglomerat de volum V_0 mărginit de suprafaţa S_0 se efectuează după tensorul deformaţiilor ireversibile – $\tilde{p}_{ij}$.

Elementul macroscopic omogen şi izotrop de volum V_0 se consideră compus dintr-un număr infinit subelemente legate cinematic între ele şi cu diferite proprietăţi termoreologice. Fiecare subelement se identifică cu mulţimea tuturor particulelor materiale în interiorul conglomeratului V_0, care au tensor identic al deformaţiilor ireversibile $\bar{p}_{ij} = \tilde{p}_{ij}$. Particulele aceluiaşi subelement pot avea diferite orientări şi situaţii în spaţiul conglomeratului. Este evident, că pornind de la selecţia particulelor materiale după tensorul deformaţiilor ireversibile, celelalte mărimi termomecanice variază de la o particulă materială la altă în subelementul dat. Proprietăţile elastice ale subelementelor şi ale elementului corpului se presupun identice.

Interacţiunile dintre două subelemente se formează prin intermediul interacţiunilor dintre particulele, care aparţin diferitelor subelemente. Prin urmare, interacţiunile dintre subelemente au un caracter nelocal. Este evident că nu toate detaliile interacţiunilor dintre particule influenţează asupra comportării materialului la scară macroscopică.

Câmpurile aleatoare ale tensiunilor şi deformaţiilor vom reprezenta sub forma de sumă a aşteptărilor matematice şi fluctuaţiilor:

$$\bar{t}_{ij} = t_{ij} + \Delta\bar{t}_{ij}, \qquad \bar{d}_{ij} = d_{ij} + \Delta\bar{d}_{ij}, \qquad (27)$$

unde conform (4) - (6)

$$\left\langle \Delta\bar{t}_{ij} \right\rangle = 0\,, \qquad \left\langle \Delta\bar{d}_{ij} \right\rangle = 0\,, \tag{28}$$

$$\left\langle \Delta\bar{t}_{ij}\Delta\bar{d}_{ij} \right\rangle = 0\,. \tag{29}$$

Conform principiului general de interacţiune cinematică dintre subelemente în conglomerat se admite că fluctuaţiile tensiunilor sunt funcţii univoce ale fluctuaţiilor deformaţiilor [6]. Acest principiu nu este în contradicţie cu (29) şi se presupune valabil atât pentru procesele de deformare reversibile cât şi pentru cele ireversibile. Într-o aproximaţie liniară avem:

$$\Delta\bar{t}_{ij} = A_{ijnm}\Delta\bar{d}_{nm}\,, \tag{30}$$

unde pentru materialele izotrope la scară macroscopică tensorul de ordinul al patrulea A_{ijnm} se consideră izotrop:

$$A_{ijnm} = B_0\delta_{ij}\delta_{nm} - BI_{ijnm}\,, \tag{31}$$

$$I_{ijnm} = \frac{1}{2}\left(\delta_{in}\delta_{jm} + \delta_{im}\delta_{jn}\right). \tag{32}$$

Având în vedere (31)-(32) în (30), pentru $\Delta\bar{t}_{ij}$ obţinem:

$$\Delta\bar{t}_{ij} = B_0\Delta\bar{d}_{nn}\delta_{ij} - B\Delta\bar{d}_{ij}\,. \tag{33}$$

Substituind (33) în (29), aflăm:

$$\left\langle B_0\left(\Delta\bar{d}_{nn}\right)^2 - B\Delta\bar{d}_{ij}\Delta\bar{d}_{ij} \right\rangle = 0\,. \tag{34}$$

Descompunem în expresiile (33), (34) fluctuaţiile tensiunilor şi deformaţiilor în componente deviatoare şi sferice:

$$\Delta\bar{t}_{ij} = \Delta\bar{\sigma}_{ij} + \Delta\bar{\sigma}_0\delta_{ij}\,, \tag{35}$$

$$\Delta\bar{d}_{ij} = \Delta\bar{\varepsilon}_{ij} + \Delta\bar{\varepsilon}_0\delta_{ij}\,. \tag{36}$$

În consecinţă obţinem:

$$\Delta\bar{\sigma}_{ij} = -B\Delta\bar{\varepsilon}_{ij}\,, \tag{37}$$

$$\Delta\bar{\sigma}_0 = \left(3B_0 - B\right)\Delta\bar{\varepsilon}_0\,, \tag{38}$$

$$< 3\left(3B_0 - B\right)\left(\Delta\bar{\varepsilon}_0\right)^2 - B\Delta\bar{\varepsilon}_{ij}\Delta\bar{\varepsilon}_{ij} >= 0\,. \tag{39}$$

Întrucât subelementul de simetrie nu mai puţin de cea cubică sub acţiunea presiunii hidrostatice nu-şi modifică forma, modulul de compresibilitate volumică mediu al policristalului monofazat K trebuie să fie egal cu valoarea $\bar{K}$ măsurată pentru monocristal. Deoarece din (39) urmează că $\Delta\bar{\varepsilon}_0 \neq 0$ pentru $\Delta\bar{\varepsilon}_{ij} \neq 0$, deci trebuie să se presupună că din egalităţile (38) constanta B_0 se determină în mod următor:

$$B_0 = \frac{B + K}{3}\,. \tag{40}$$

Pentru a completa sistemul ecuaţiilor, care ar lega starea micro cu cea macro, trebuie în (39) să se admită că pentru subelementele de simetrie nu mai puţin de cea cubică fluctuaţiile modulului tensorului sferic al deformaţiilor (tensiunilor) se exprimă nemijlocit prin fluctuaţiile modulului deviatorului deformaţiilor (tensiunilor):

$$(\Delta\bar{\varepsilon}_0)^2 = \frac{B}{3K}\Delta\bar{\varepsilon}_{ij}\Delta\bar{\varepsilon}_{ij}\,. \tag{41}$$

Astfel, orice câmp neomogen al deviatorului deformaţiilor (tensiunilor) este însoţit de un câmp neomogen al tensorului sferic al deformaţiilor (tensiunilor). Spre exemplu, în condiţiile forfecării pure la scară macroscopică componentele tensorului sferic al deformaţiilor (tensiunilor) este nul. Însă din relaţia (41) rezultă că la scară microscopică în cazul acestui tip de solicitare componentele sferice ale tensorului deformaţiilor (tensiunilor) sunt diferite de zero.

Prin urmare, sistemul de ecuaţii, care dă posibilitate să se afle relaţia dintre tensiunile şi deformaţiile macroscopice în baza relaţiei dintre tensiunile şi deformaţiile microscopice, este determinat prin expresiile (28), (37), (41).

Ţinând cont de relaţiile (40) în (33), obţinem principiul fluctuaţiilor tensiunilor şi deformaţiilor în felul următor

$$\Delta\bar{t}_{ij} = -B\Delta\bar{d}_{ij} + (B + K)\Delta\bar{\varepsilon}_0\delta_{ij}\,. \tag{42}$$

Substituind (36) în (41), aflăm:

$$\left(\Delta\bar{\varepsilon}_0\right)^2 = \frac{B}{3(B + K)}\Delta\bar{d}_{ij}\Delta\bar{d}_{ij}\,. \tag{43}$$

Schema generală de interacţiune cinematică dintre subelemente, care reflectă concomitent neomogenitatea decurgerii proceselor de deformare şi solicitare în conglomerat, luând în consideraţie (43) în (42), obţinem:

$$\Delta\bar{t}_{ij} = -B\Delta\bar{d}_{ij} + \alpha\sqrt{\frac{B\left(B + K\right)}{3}\Delta\bar{d}_{mn}\Delta\bar{d}_{mn}}\;\delta_{ij}\,, \tag{44}$$

$$\alpha = \begin{cases} 1, & dacă \quad \bar{d}_{mn}\bar{d}_{mn} > d_{pq}d_{pq} \\ -1, & dacă \quad \bar{d}_{mn}\bar{d}_{mn} \leq d_{pq}d_{pq} \end{cases},$$

unde B este parametrul interior, care reflectă neomogenitatea decurgerii proceselor de deformare şi solicitare subelementelor în conglomerat; K este modulul de compresibilitate volumică.

Schema de interacţiune examinată a subelementelor (44) nu este în contradicţie nu numai cu legea întâia a termodinamicii (6), ci şi cu ecuaţiile de compatibilitate a deformaţiilor şi cu ecuaţiile de echilibru ale mediului continuu (1), de aceea poate fi folosită pentru a reflecta corect interacţiunea reală dintre elementele structurale.

Ţinând cont de faptul că constantele de elasticitate ale subelementelor sunt identice, deformaţiile reversibile se determină conform relaţiilor următoare:

$$\overline{e}_{ij} = \frac{\overline{\sigma}_{ij}}{2G}, \qquad e_{ij} = \frac{\sigma_{ij}}{2G}. \qquad (45)$$

În cadrul modelului examinat se poate stabili legătura locală dintre deformaţiile reversibile şi ireversibile. Din această cauză să reprezentăm în (37) deviatorii deformaţiilor sub formă de sumă componentelor reversibile şi ireversibile conform (14), (15), şi având în vedere (45), obţinem:

$$\overline{e}_{ij} - e_{ij} = m\left(p_{ij} - \overline{p}_{ij}\right), \quad m = \frac{B}{B+2G}. \qquad (46)$$

Prin urmare, fluctuaţiile deviatorilor deformaţiilor reversibile sunt proporţionale cu fluctuaţiile deviatorilor deformaţiilor ireversibile, adică graţie valorilor limită diferite ale componentelor deviatorilor deformaţiilor elastice ale subelementelor apare distribuţia neuniformă a deformaţiilor ireversibile în sistemul de subelemente.

În ecuaţiile fluctuaţiilor deformaţiilor reversibile şi ireversibile figurează parametrul interior necunoscut m. Acest parametru se poate preciza în baza principiului discordanţei măsurilor formulat de V. Marina [4-6].

CONCLUZII

Este evident că la construirea ecuaţiilor constitutive la scară macroscopică trebuie să se ţină cont de caracterul microneomogen de deformare a materialelor utilizate în tehnică.

Neomogenitatea repartizării microtensiunilor şi deformaţiilor (44) nu contrazice principiilor termodinamicii şi mecanicii mediilor continue deformabile, şi de aceea principiul fluctuaţiilor tensiunilor şi deformaţiilor reflectă corect interacţiunea reală dintre particule materiale din conglomerat.

În cadrul schemei de interacţiune cinematică dintre elemente de structură (46) se ia în consideraţie concomitent neuniformitatea deformării reversibile şi ireversibile a subelementelor, ce dă posibilitate la descrierea comportării neelastice a mediului microneomogen să se estimeze influenţa dezvoltării neomogenităţii deformaţiilor ireversibile în interiorul conglomeratului asupra relaţiei macroscopice dintre tensiuni şi deformaţii.

Bibliografie

1. ***Hill R***. *On macroscopic measures of plastic work and deformation in microheterogeneous media.// Journal of Mathematical Physics, ISSN 0022-2488, pag.214, 1975.*

2. ***Hill R***. *Elastic properties of reinforced solids: some theoretical principles.// Journal of the Mechanics and Physics of Solids, vol.1, Nr. 5, ISSN 0022-5096, pag.357-372, 1963.*

3. ***Kröner E***. *Berechnung der elastischen Konstanten Vielkristalls aus der Konstanten des Einkristalls.// Zeitschrift für Physik, vol. 151, Nr.4, ISSN 0939-7922, pag. 504-518, 1958.*

4. ***Marina V***. *Mnogoelementnaya model' sredy, opisyvaiusshyaya peremennye slojnye neizotermicheskie proczessy nagruzhenia. //Avtoreferat dis. doc.fiz.-mat., Institut mehaniki AN Ucrainy, Kiev, pag.3-31,1991.*

5. ***Marina V***. *The influence of the microheterogeneity on the metallic materials behavior during irreversible processes.// Metallurgy and New Researches, vol. II, Nr.3, ISSN 1221-5503, pag.50-61, 1994.*

6. ***Marina V***. *The structural model of the polycrystalline aggregate in the reversible and irreversible processes.// Metallurgy and New Researches, vol. IV, Nr..4, ISSN 1221-5503, pag.37-51, 1996.*

7. ***Novojilov V.V.***, ***Kadaşevici Iu.I***. *Micronaprya-jenia v construktzionnyh materialah.// Mashino-stroenie. Leningrad, pag. 223, 1990.*

8. ***Reuss A***. *Berechnung der fließgrenze von mischkristallen of grund der plastizitätsbedingung fur einkristalle.// Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, Berlin, vol.9, Nr.4, ISSN 0044-2267, pag.49-64, 1929.*

9. ***Voigt W***. *Lehrbuch der Kristallphysik.// Stutgart: Teubner Verlaggeselschaft, pag. 962, 1928.*

Recomandat spre publicare: 06.02.2013.