

Необоротна деформація дефектно-дислокаційної природи полікристалічних матеріалів з ефектом пам'яті форми в умовах проходження оборотних фазових перетворень

І. М. Голиборода

Національний університет “Львівська політехніка”, Львів, Україна

Розглядається узагальнення дворівневої феноменологічної, так званої синтезної моделі нелінійної деформації полікристалів для опису та прогнозування необоротної деформації сучасних матеріалів з ефектом пам'яті форми. Відображається взаємовплив між деформаційними процесами дефектно-дислокаційного та мартенситного походження. Враховується вплив залишкових мікронапружень на деформаційний процес. Практична застосованість моделі підтверджується зіставленням теоретичних розрахунків із даними експерименту для матеріалів із ефектом пам'яті форми при циклічних термомеханічних випробуваннях.

Ключові слова: необоротна деформація, ефект пам'яті форми, мартенситні перетворення.

Вступ. Одна з основних властивостей деформаційної поведінки матеріалів із ефектом пам'яті форми в стандартних режимах їх використання (швидкі циклічні термозміни, складні програми силових випробувань) – проявлення деформаційних явищ мартенситного походження. Власне, оборотні мартенситні (фазові) перетворення (МП) і є “відповідальними” за ефект пам'яті форми (ЕПФ). Разом з тим у багатьох випадках спостерігається також прояв значної нелінійної необоротної деформації дефектно-дислокаційного походження. Між двома згаданими складовими деформаційного процесу існує багатofакторний взаємозв'язок.

На даний час проблема побудови моделі необоротної деформації полікристалічних матеріалів в умовах реалізації в них МП залишається актуальною [1]. Серед можливих підходів до її вирішення відмітимо концепцію ковзання [2], в основі якої лежить ідея про зсувний характер елементарного акту деформації. Ця ідея в цілому справедлива для деформаційних процесів різного походження. Синтезна теорія пластичності [3] поєднує положення концепції ковзання та концепції плину із сингулярною поверхнею навантаження. Визначальні співвідношення в теорії [3] є простішими, ніж в теорії ковзання, тому її можна застосувати до ефективного опису різних деформаційних явищ. У цілому основні складові деформаційного процесу (нелінійна оборотна мартенситна деформація, нелінійна необоротна деформація дефектного походження, лінійна оборотна пружна деформація та деформація теплового розширення), який може мати місце у сучасних матеріалах з ЕПФ, в термінах цієї теорії було досліджено в [4–9]. Дана робота є безпосереднім продовженням цих публікацій і присвячена подальшому розвитку та обґрунтуванню моделі необоротної деформації дефектної природи в умовах одночасного проходження оборотного МП.

Основні положення теорії. У запропонованій моделі прийнято, що величина деформації залежить від переміщення площин п'ятивимірного простору девіаторів Льюшина; кожній указаній площині відповідає певна система ковзання. Припускається, що дана система ковзання є єдиною можливою для кожного виділеного об'єму, який відповідає нижньому рівню моделі; при навантаженні окремі кристалічні елементи не взаємодіють між собою, полікристалічний характер середовища проявляється в різній орієнтації виділених об'ємів та відповідно площин девіаторного простору [3]. Для характеристики виділеного об'єму, який належить до нижнього структурного рівня моделі, як і раніше, застосовуємо термін "мезооб'єм" [9].

Площини девіаторного простору переміщуються самопаралельно, величина переміщення характеризує елементарний деформаційний акт. У розглядуваному суміщеному просторі напружень і деформацій компоненти векторів макронапружень та макродеформацій чином визначаються через компоненти відповідних девіаторів [10]:

$$\varepsilon_1 = \frac{\sqrt{3}}{2} e_{xx}; \quad \varepsilon_2 = \frac{\sqrt{2}}{2} (e_{yy} - e_{zz}); \quad \varepsilon_3 = \sqrt{2} e_{xy}; \quad \varepsilon_4 = \sqrt{2} e_{yz}; \quad \varepsilon_5 = \sqrt{2} e_{xz};$$

$$S_1 = \frac{\sqrt{3}}{2} S_{xx}; \quad S_2 = \frac{\sqrt{2}}{2} (S_{yy} - S_{zz}); \quad S_3 = \sqrt{2} S_{xy}; \quad S_4 = \sqrt{2} S_{yz}; \quad S_5 = \sqrt{2} S_{xz}.$$

Перехід до векторної форми запису забезпечує однакоє представлення компонент відповідних величин у визначальних співвідношеннях. Як і в [2], напруження на верхньому та нижньому рівнях моделі приймаються однаковими. Завдання теорії полягає у визначенні макродеформацій через деформації нижнього рівня моделі.

Якщо навантаження проводиться у тривимірному підпросторі згаданого простору девіаторів, яке визначається компонентами вектора S_1, S_2, S_3 , то деформація однозначно визначається по переміщенню слідів указаних площин у тривимірному підпросторі; зв'язок між площиною п'ятивимірного простору (із нормаллю \bar{M}) та її слідом у тривимірному підпросторі (із нормаллю \bar{n}) визначається співвідношенням

$$M_k = n_k \cos \lambda, \quad k = 1, 2, 3,$$

де λ – кут між нормаллями \bar{M}, \bar{n} .

Напрямні косинуси нормалі до площини тривимірного підпростору задаються у спеціальній сферичній системі координат, яка за допомогою кутів α, β зв'язана з вектором навантаження \bar{S} : β – кут між \bar{S} та \bar{n} ; α – кут між проекцією \bar{n} на площину W , яка є нормальною до \bar{S} і перетинає початок координат, та лінією L перетину W з координатною площиною S_1OS_2 (рис. 1). Запропонована система координат та пов'язаний з нею спосіб усереднення фактично реалізують суміщення вектора навантаження з координатною віссю і таким чином забезпечують представлення компонент вектора деформації у скінченному вигляді при довільному пропорційному навантаженні [4–9].

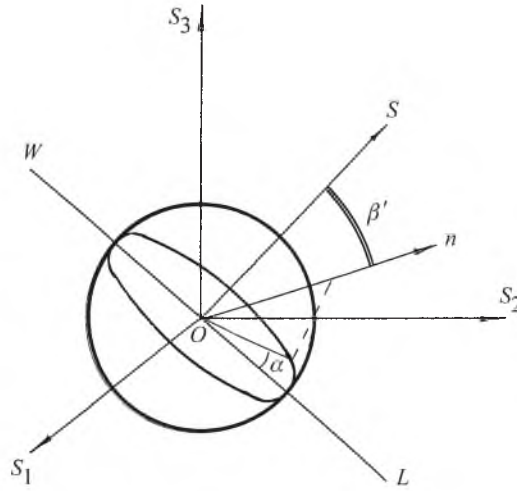


Рис. 1. Система координат у тривимірному підпросторі п'ятивимірного простору девіаторів Льюїшина.

При описі необоротної деформації дефектного походження в змінному температурно-силовому полі на нижньому структурному рівні моделі може бути використана формула [11, 12]:

$$d\varphi = d\varphi - K_0(T, S)(\psi - \psi^0)dt; \quad \Psi \geq 0, \quad (1)$$

де φ – інтенсивність необоротної деформації (усереднена неперервна характеристика дисторсії кристалічної ґратки в процесі деформування; в термінах даної моделі визначається зміщенням площин стосовно початкового положення під дією вектора навантаження; задається у мезооб'ємі, який визначається нормаллю \vec{M}); Ψ – інтенсивність зміцнення або інтенсивність дефектів (усереднена неперервна характеристика рівня розвитку дефектів кристалічної структури в процесі деформування; в термінах моделі є однозначно пов'язаною з положенням площин п'ятивимірного простору; припускається, що площини з часом можуть поступово зміщатися до початкового положення); ψ^0 – інтенсивність дефектів (дислокацій), що стали нерухомими внаслідок швидкого зменшення температури, $\psi^0 \leq \psi$.

У рамках моделі нерухомим дефектам відповідають площини, нездатні до повернення у початкове положення. Параметр ψ^0 є “відповідальним” за явище температурного зміцнення [11, 12]. Для досліджуваних режимів випробувань $\psi^0 = 0$ [13]. Параметр K_0 визначається рівнем температури та абсолютною величиною вектора навантаження, він характеризує інтенсивність мікроструктурних процесів, які проходять у часі. Згідно з (1) необоротна деформація стимулює появу неоднорідностей будови полікристалу, цей процес поєднується з одночасною релаксацією дефектів [14]. Параметр K_0 має вигляд

$$K_0(T, S) = K_1(T, S) + K_2(T)H(-d|\vec{S}|), \quad (2)$$

де $H(x)$ – східчаста функція Хевісайда ($H(x) = 1, x > 0; H(x) = 0, x \leq 0$); величина $K_1(T, S)$ в термінах моделі визначає інтенсивність повзучості і відповідає рівню концентрації вакансій [11]; другий доданок (2) визначає прискорення релаксації дефектів і повернення площин до початкового положення при зменшенні прикладеного навантаження.

При проходженні необоротної деформації дислокаційного походження відмічається зміцнення матеріалу, яке характеризується зміною відстані відповідної площини (із нормаллю \bar{M}) від початку координат і залежить від початкової здатності матеріалу до деформації (початкова міцність), деформаційного зміцнення, швидкості зміни прикладеного навантаження та температурного режиму випробувань. У такому випадку має місце залежність [8]

$$H_M = F(R, \Psi, R_M, I_M, -D_M, -f_M), \quad (3)$$

де H_M – результуюча відстань до площини з нормаллю \bar{M} . Для випадку проходження необоротної деформації дислокаційного походження маємо $H_M = (\bar{S}, \bar{M})$.

Перший аргумент R в (3) – вихідна відстань (до початку процесу необоротної деформації) від початку координат до поверхні навантаження. Згідно з [3] запишемо

$$R = \sqrt{2/3} \sigma_p,$$

де $\sigma_p(T)$ – напруження початку необоротних формозмін (при розтязі), яке залежить від температури. Таким чином, розрізняємо два поняття – границя пластичності (необхідно розуміти напруження на початку формозмін при достатньо інтенсивному навантаженні з урахуванням швидкісних ефектів та попередніх циклічних випробувань) та границя необоротних формозмін.

Наступні два аргументи Ψ і R_M в (3) визначають переміщення площини, яке відповідає деформаційному зміцненню (аргумент Ψ відповідає зміцненню, яке залежить від рівня прикладеної температури і може змінюватися при знакозмінному навантаженні, третій аргумент R_M , що не зменшується, характеризує рівень пошкоджуваності матеріалу [15]). Четвертий I_M та шостий f_M аргументи задають додаткові переміщення, які можуть зменшуватися (релаксувати) з часом. Вони відповідають швидкісному зміцненню та зміцненню (або знеміцненню) внаслідок перепадів температур. Введення третього R_M та четвертого I_M аргументів – релаксуючого та нерелаксуючого параметрів – у формулу (3) відповідає дії залишкових мікронапружень, так званих орієнтованих мікронапружень (ОМН) у площині з нормаллю \bar{M} . Дані напруження можуть виникати у результаті дії різних фізичних чинників, пов'язаних з неоднорідністю структури матеріалу на нижньому структурному рівні моделі [13], зокрема у матеріалах з ЕПФ вони виникають внаслідок неповного суміщення кристалічних ґраток суміжних фаз при механомартенситному перетворенні і є відповідно здатними та нездатними до релаксації. П'ятий аргумент D_M відповідає дії зустрічного поля залишкових орієнтованих мікронапружень, яке виникає внаслідок акомодатії різних варіантів мартенситу при високих рівнях прикладеного навантаження та інтенсивного розвитку прямого МП і призводить до суттєвого

зниження ОМН [16]. Шостий аргумент f_M відповідає виникненню так званих неорієнтованих мікронапружень (НОМН), що виникають у змінному полі температур як результат проявлення різних факторів, у тому числі анізотропії коефіцієнтів теплового розширення суміжних фаз [11, 13]. Урахування напружень, що здатні до релаксації, дозволяє описати швидкісні макроефекти деформаційних процесів (зокрема, неусталену повзучість). Вищезгадані величини можуть бути визначені зі співвідношень

$$\begin{aligned} dI_M &= r_1 d[(\bar{S}, \bar{M})] - h(T) I_M dt, \quad I_M \equiv |I_M|; \\ dR_M &= \begin{cases} r_2 d[(\bar{S}, \bar{M})], & |dR_M| \geq 0; \\ 0, & |dR_M| < 0; \end{cases} \\ dD_M &= \begin{cases} r_3 d[(\bar{S}, \bar{M}) - S_{kr}], & dD_M \geq 0; \\ 0, & dD_M < 0; \end{cases} \\ df_M &= \begin{cases} r_4 (\bar{S}, \bar{M}) dT - p(S) f_M dt, & df_M \geq 0; \\ 0, & df_M < 0; \end{cases} \end{aligned} \quad (4)$$

$$r_1 = a_i (c_r + d_r (E - E_c) H(E - E_c))^{-1};$$

$$r_2 = a_r (c_r + d_r (E - E_c) H(E - E_c))^{-1};$$

$a_i, a_r, c_r, d_r = \text{const}$; $E = \int (|d\varepsilon_m|/ds) ds$ – довжина шляху інтегрування по мартенситному каналу; E_c – відповідає рівню розвитку дислокаційної структури, характерному для тренованого матеріалу, $E_c = \text{const}$ [6, 7];

$$r_3 = a_d H(S - S_{kr}) (c_r + d_r (E - E_c) H(E - E_c))^{-1};$$

$a_d = \text{const}$; S_{kr} – граничне значення навантаження (за модулем), при якому починає проявлятися зустрічне поле мікронапружень [16];

$$r_4 = b_f (c_f + d_f (E - E_c) H(E - E_c))^{-1};$$

$b_f, c_f, d_f = \text{const}$.

Виходячи з попередніх міркувань, інтенсивність дефектів може бути задана у вигляді [6–8]

$$\Psi = a [(H_M / (\sqrt{2/3} \sigma_p(T)))^2 - 1 - c_1 I_M - c_2 R_M + c_3 D_M + c_4 f_M], \quad (5)$$

де $a, c_1, c_2, c_3 = \text{const}$.

Припустимо, що рівняння (5) є коректним лише в період збільшення інтенсивності необоротної деформації, в той час як співвідношення (1) виконується протягом всього процесу дослідження інтенсивності дефектів.

Параметр σ_p можна представити у наступному вигляді:

$$\sigma_p = \sigma_p^i(T) + z_2 \frac{M_s^d - T}{M_s^d - M_s} \left[\frac{\Phi(M_s - M_f)}{K} H(S - S_p) H(S_0 - S) + \frac{(M_s - M_f)}{K} H(S - S_0) \right], \quad i = 1, 2, 3. \quad (6)$$

У свою чергу, $\sigma_p^i(T)$ – границя необоротних формозмін для матеріалу в аустенітному стані. Даний параметр задається у вигляді

$$\begin{cases} \sigma_p^i = \sigma_p^1 = z_1 S_p & \text{при } M_s \leq T \leq M_s^\sigma; \\ \sigma_p^i = \sigma_p^2 = z_1 K^{-1} \frac{M_s^\sigma - M_s}{T_{ml} - M_s^\sigma} (T_{ml} - T) & \text{при } M_s^\sigma \leq T \leq T_{con}; \\ \sigma_p^1 = \sigma_p^3 = \sigma_p^2(T_{con}) & \text{при } T_{con} \leq T. \end{cases} \quad (7)$$

В формулах (6), (7): $z_1, z_2 = \text{const}$; M_s, M_f – характеристичні температури прямого мартенситного перетворення [13]; M_s^d – максимальна температура формування механомартенситу; M_s^σ – максимальна температура, при якій має місце аномальна залежність границі формозмін від температури (лінійне збільшення σ_p^i з підвищенням температури); $M_s^d \geq M_s^\sigma \geq M_s$; T_{con}, T_{ml} – характеристичні температури матеріалу, $T_{con} \leq T_{ml}$, T_{ml} – не перевищує температуру плавлення матеріалу; S_p, S_0 – характеристичні напруження початку і кінця прямого механомартенситного перетворення при одноразовому навантаженні [4, 5, 9, 10], $S_p = (T - M_s)/K$, $S_0 = (T - M_s + 2(M_s - M_f))/K$; Φ – відносна кількість мартенситу в даному мезооб’ємі; K – коефіцієнт, що визначає вплив силового навантаження на температуру проходження МП [5–9, 13]. Рис. 2 ілюструє (у порівнянні з експериментом) модельне представлення границі пластичності. Враховано аномальну залежність даної величини від температури (у діапазоні $M_s \leq T \leq M_s^\sigma$). Розглядається випадок, коли $z_2 = 0$ (припускається, що границя пластичності – величина σ_p не змінюється в процесі навантаження і переходу матеріалу в мартенситний стан).

Напруження початку формозмін для матеріалу в мартенситному стані задається у вигляді

$$\sigma_p = \sigma_p^i(T) + z_2 \frac{M_s^d - T}{M_s^d - M_s} (S_0 - S_p).$$

Таке представлення границі формозмін відповідає фізичним властивостям матеріалу у широкому діапазоні температур [16].

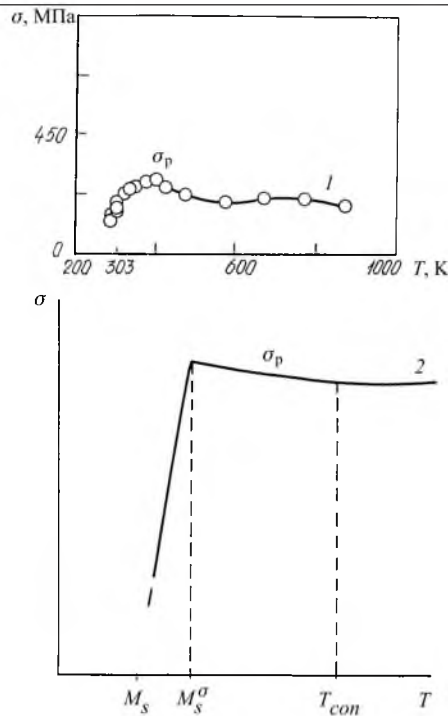


Рис. 2. Границя необоротних формозмін в околі температури початку прямого механо-мартенситного перетворення. (Тут і на рис. 5: 1 – дані експерименту; 2 – розрахункові дані.)

На макрорівні компоненти вектора необоротної деформації дефектного походження визначаються за формулою

$$\varepsilon_k^p = \iiint_{\Omega_1} d\Omega_1 \int_t M_k(d\varphi/ds) ds, \quad \Omega_1 = \Omega_1(\alpha, \beta, \lambda).$$

При визначенні компонент вектора необоротної деформації границі області необоротної деформації (ОНД) знаходимо з умови

$$\Psi = 0. \quad (8)$$

Таким чином, у термінах запропонованої моделі розглянутий деформаційний процес відображається переміщенням відповідної множини площин п'ятивимірного простору девіаторів Ільюшина.

У даній постановці, як і раніше [4–8], визначальні співвідношення моделі можуть бути приведені до виду, аналогічного деформаційній теорії пластичності. Будеться універсальна залежність між інтенсивністю зсувних деформацій та інтенсивністю дотичних напружень.

Опис циклічних випробувань. Розглядаються циклічні випробування в режимі: навантаження за програмою $S = S_h + B(t - t_j)$ ($j = 4N + 1$, $N = 0, 1, 2, \dots$) до величини S_{\max} (перший етап циклу, $t \geq t_{4N+1}$); витримка при максимальному навантаженні (другий етап, $t \geq t_{4N+2}$); розвантаження до вихідного значення $S = S_h$ (третій етап, $t \geq t_{4N+3}$) і далі нагрівання до

температури $T = T_{\max}$ та охолодження до початкового рівня $T = T_h$ (четвертий етап, $t \geq t_{4N+4}$), $t_{j+1} - t_j$ – тривалість згаданих етапів зміни прикладеного навантаження. Рівень напружень є меншим за граничний рівень S_{kr} , і відповідно $D_M = 0$ [16–18].

Згідно з (4) мікронапруження можуть бути представлені наступним чином:

$$R_M = R_M^* \cos \beta \cos \lambda; \quad f_M = f_M^* \cos \beta \cos \lambda; \quad I_M = I_M^* \cos \beta \cos \lambda.$$

При цьому для довільного N -го циклу ($N = 0, 1, 2, \dots$) величини R_M^* , f_M^* , I_M^* на етапі навантаження ($j = 4N + 1$) мають вигляд:

$$R_M^* = r_2(S + N\Delta S); \quad f_M^* = r_4 S_h N \Delta T; \quad I_M^* = B_1 [1 - \exp[-h(T)(t - t_j)]] E_j$$

при $B_1 = Br_1/h(T)$, $\Delta T = T_{\max} - T_v$, $\Delta S = S_{\max} - S_h$, $p(S) \equiv 0$,

$$E_j = (-1)^{H_T[4(l+1)]} \left[\sum_{i=1}^{j-1} (-1)^{[i/2+1]} \exp[-h(T)(t_j - t_i)] + (-1)^{[j/2+1]} \right],$$

$E_1 = 1$; $h(T) = \text{const}$; $H_T(x = a)$ – точкова функція Хевісайда.

За зроблених припущень інтенсивність дефектів, інтенсивність необоротної деформації та компоненти вектора необоротної деформації, приріст якої має місце для довільного циклу на етапі навантаження, визначаються відповідно у вигляді:

$$\begin{aligned} \varphi = \Psi &= a[\eta_1^{(j)} \cos^2 \beta \cos^2 \lambda - 1 - \eta_2^{(j)} \cos \beta \cos \lambda]; \\ \varepsilon_l^p &= \pi a n_k^0 \left\{ \frac{1}{3} \eta_1^{(j)} \left[a_p(x_1) c_p(x_1) - \frac{3}{2} x_1^4 b_p(x_1) \right] - \eta_2^{(j)} [a_p(x_1) - x_1^2 b_p(x_1)] - \right. \\ &\quad \left. - [(x_1^2 + 1/2) \arccos(x_1) - \frac{3}{2} x_1 a_p(x_1)] \right\}, \end{aligned} \quad (9)$$

де

$$a_p(x) = \sqrt{1 - x^2}; \quad b_p(x) = \ln \left| \frac{1 + \sqrt{1 - x^2}}{x} \right|; \quad c_p(x) = 1 + \frac{x^2}{2};$$

$$\eta_1^{(j)} = \frac{3 S^2}{2 R^2}; \quad \eta_2^{(j)} = c_1 I_M^* + c_2 R_M^* - c_4 f_M^*; \quad R = \sigma_p(T_v);$$

x_1 – корінь квадратного рівняння $\eta_1^{(j)} x_1^2 - \eta_2^{(j)} x_1 - 1 = 0$.

Дослідження поверхні навантаження. Розглянемо перший цикл випробувань ($N = 0$). Не обмежуючи загальності, припустимо, що $S_h = 0$, тоді $f_M \equiv 0$. При цьому поверхня навантаження має вигляд конуса, накладеного на початкову сферичну поверхню:

$$H_M = \begin{cases} \sqrt{2/3} \sigma_p(T_h), & \beta_1 \leq \beta \leq \pi/2; \\ S \cos \beta \cos \lambda, & 0 \leq \beta \leq \beta_1. \end{cases}$$

Вершина конусу співпадає з кінцем вектора \vec{S} , основа конусу (лінія його перетину зі сферою) визначається координатним кутом β_1 , $0 \leq \beta_1 \leq \pi/2$; $\cos \beta_1 = \sqrt{2/3} \sigma_p / S$; $0 \leq \lambda \leq \lambda_1$; $\cos \lambda_1 = \cos \beta_1 / \cos \beta$. Границя ОНД – це лінія перетину конуса з поверхнею, яка визначає межу між поверненням площин внаслідок розвантаження і повною релаксацією інтенсивності дефектів. Фактично ця межа визначає зміцнення матеріалу внаслідок швидкісних ефектів, пошкоджуваності та температурної дії. Відстань від точки O до згаданої поверхні описується співвідношенням

$$H_M = \sqrt{2/3} \sigma_p (1 + c_1 I_M(t) + c_2 R_M - c_4 f_M)^{1/2}.$$

Протилежний напрямку дії \vec{S} бік ПН ($\pi/2 \leq \beta \leq \pi$) також трансформується. Приймаємо

$$\Psi_{-M} = -g\Psi_M; \quad I_{-M} = -gI_M; \quad R_{-M} = -gR_M; \quad f_{-M} = -gf_M.$$

При цьому $g \leq 1$. У випадку $c_1 = c_3 = 0$ відстань від початку координат до ПН визначається співвідношенням

$$H_{-M} = \sqrt{2/3} \sigma_p(T_h) (1 + \Psi_{-M} + c_2 R_{-M})^{1/2}.$$

На другому етапі (витримка при $S = S_{\max}$) інтенсивність дефектів, інтенсивність необоротної деформації та необоротна деформація на макрорівні визначаються аналогічно [6, 8]. На третьому (розвантаження) та на четвертому етапах приросту необоротної деформації немає, відбувається релаксація дефектів. У результаті розв'язку (1) отримуємо формулу, що описує інтенсивність дефектів у період їх релаксації Ψ^* :

$$\Psi^* = \Psi(t \geq t_{4N+3}) = [\eta_1^{(2)} \cos^2 \beta \cos^2 \lambda - \eta_2^{(2)} \cos \beta \cos \lambda - 1] e^{-K_0(t-t_{4N+3})}.$$

На трьох останніх етапах область релаксації дефектів не змінюється з часом і відповідає області, де інтенсивність дефектів відрізняється від нуля під час витримки при максимальному навантаженні. Сама ж величина інтенсивності дефектів релаксує з часом.

Нехай тепер при $t = t_{4N+1}$ ($N = 1$) починається наступний цикл. Інтенсивність дефектів має зростати, проте цього разу вона збільшується не від

нуля, а від певної невід’ємної величини (рис. 3). Позначимо через величину Ψ , що визначається згідно з (5), інтенсивність дефектів. Тоді момент відновлення необоротної деформації t визначимо числовим методом зі співвідношення

$$\Psi(t', \beta = 0, \lambda = 0) = \Psi^*(t', \beta = 0, \lambda = 0).$$

При $t \geq t'$ інтенсивність дефектів описується співвідношенням (5), ОНД визначається співвідношенням

$$\Psi(t) - \Psi^*(t') = 0.$$

Необоротна деформація знаходиться згідно з (7) при відповідних значеннях $\eta_1^{(j)}$, $\eta_2^{(j)}$, $\eta_3^{(j)}$. Даний спосіб визначення інтенсивності дефектів та необоротної деформації є дійсним для довільного циклу випробувань.

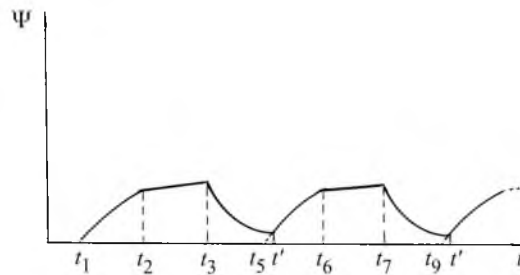


Рис. 3. Діаграма зміни інтенсивності дефектів Ψ в залежності від часу t .

Порівняння результатів розрахунку з експериментом. Розрахунки проводилися для зразків, виготовлених зі сплаву Fe–9%Cr–5%Ni–14%Mn–6%Si, які перебували під дією циклічних температурних та силових навантажень (розтяг) за згаданою схемою. Максимальне навантаження у циклі $\sigma_{\max} = 350$ МПа, розвантаження у циклі – повне ($S_h = 0$), $T_v = 303$ К, $T_{\max} = 873$ К. Припустимо, що тривалість витримки при $S = S_{\max}$ дорівнює нулю. Розглядалися дані експериментів, представлені в роботах [17, 18]. Компоненти необоротної деформації дефектного походження визначалися згідно з наведеними вище співвідношеннями. Інші складові деформаційного процесу (компоненти оборотної мартенситної деформації, пружної деформації та деформації теплового розширення) при необхідності визначалися в термінах запропонованого підходу згідно з формулами, наведеними в [6–9].

На рис. 4 представлено діаграму приросту необоротної деформації дефектної природи в залежності від числа циклів. Між теоретичними і експериментальними даними має місце кількісна та якісна відповідність – спостерігається поступове зменшення приросту необоротної деформації в циклі.

На рис. 5 наведено результати дослідження деформаційної поведінки зразка при дворазовому термомеханічному випробуванні з максимальними навантаженнями 290 (1-й цикл) і 350 МПа (2-й цикл) та температурами

витримки 400 і 430 К. Як бачимо, головну роль у деформаційному процесі грає необоротна деформація, яка має дефектне походження – мартенситна деформація за цієї температури витримки є незначною (рис. 5,а,б) або практично не проявляється (рис. 5,в,г). Таким чином, теорія дозволяє адекватно відтворювати деформаційну поведінку зразка.

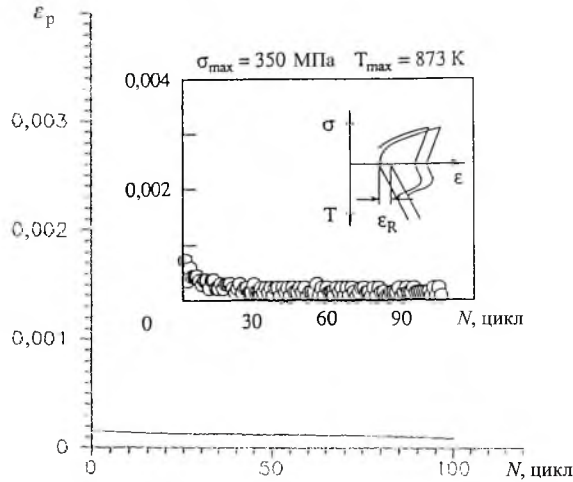


Рис. 4. Діаграма приросту необоротної деформації ϵ_p в залежності від числа циклів N .

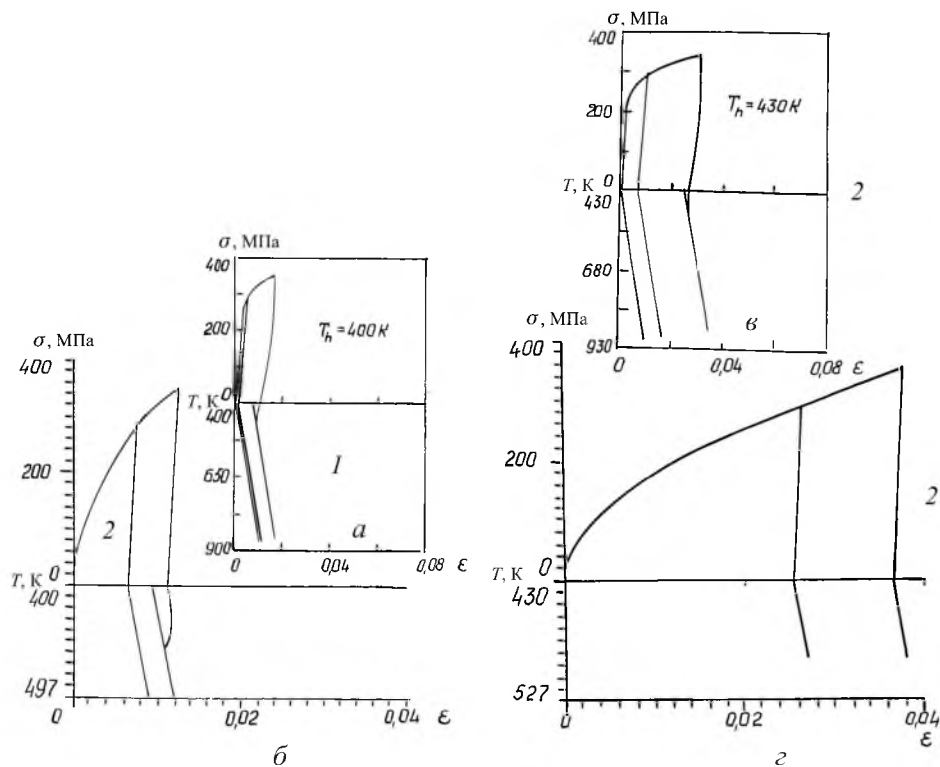


Рис. 5. Діаграма нелінійної деформації полікристалічного матеріалу при двократному термо-механічному випробуванні з навантаженням відповідно 290 (а, в) і 350 МПа (б, г).

Константи моделі визначаються у вигляді: $K = 0,4842105 \text{ К} \cdot \text{МПа}^{-1}$; $a = 4,1 \cdot 10^{-5}$; $T_{con} = 430 \text{ К}$; $M_s^d = 340 \text{ К}$; $z_1 = 1$; $c_1 = 0$; $c_2 = 1,9$; $r_2 = 0,05 \text{ МПа}^{-1}$.

Висновки. У термінах дворівневої феноменологічної моделі описано необоротну деформацію дислокаційного походження для полікристалічного матеріалу в умовах одночасної реалізації різноманітних мікроструктурних процесів, у тому числі оборотного мартенситного перетворення, при складних термосилових режимах випробувань. Відображено суттєві закономірності проявлення та взаємовпливу цих процесів, спільні дії різних груп залишкових напружень, що залежать від історії деформування та температурних випробувань. Підтверджено перспективність та практичну цінність проведених досліджень, зокрема, проілюстровано використання моделі при ефективному описуванні деформаційної поведінки нових матеріалів з ЕПФ у широкому діапазоні прикладених навантажень та температур витримки при складних термомеханічних циклічних випробуваннях. Це дозволить визначати межі витривалості та надійності матеріалів даного класу. Розроблена теорія може бути використана для ефективного описування напружено-деформованого стану конструкційних елементів приладів та механізмів, в яких присутній ефект пам'яті форми.

Резюме

Рассматривается обобщение двухуровневой феноменологической так называемой модели нелинейной деформации поликристаллов для описания и прогнозирования необратимой деформации современных материалов с эффектом памяти формы. Отображается взаимовлияние между деформационными процессами дефектно-дислокационной и мартенситной природы. Учитывается влияние остаточных микронапряжений на деформационный процесс. Практическая применимость модели подтверждается сопоставлением теоретических расчетов с экспериментальными данными для материалов с эффектом памяти формы при циклических термомеханических испытаниях.

1. *Abeyaratne R. and Kim S.-J.* Cyclic effects in shape-memory alloy: a one-dimensional continuum model // *Int. J. Solids Struct.* – 1997. – **34**, No. 25. – P. 3273 – 3289.
2. *Батдорф С. Б., Будянский Б. В.* Математическая теория пластичности, основанная на концепции скольжения // *Механика.* – 1962. – № 1. – С. 135 – 155.
3. *Андрусик Я. Ф., Русинко К. Н.* Пластическое деформирование упрочняющихся материалов при циклических нагружениях в рамках синтетической теории пластичности // *Механика твердого тела.* – 1999. – № 3. – С. 76 – 85.
4. *Голиборода И. М., Русинко К. Н.* Описание обратимой деформации, вызванной мартенситными преобразованиями, в рамках синтетической модели // *Пробл. прочности.* – 1995. – № 8. – С. 68 – 75.

5. Голиборода И. М., Русинко К. Н. Феноменологическая модель нелинейной деформации поликристаллических тел, порожденной мартенситными преобразованиями // Журн. техн. физики. – 1996. – № 11. – С. 124 – 135.
6. Голиборода И. М. Опис взаємовпливу деформаційних процесів дефектної та мартенситної природи в термінах синтезної моделі // Пробл. прочности. – 1998. – № 6. – С. 124 – 131.
7. Holyboroda I., Rusinko K., and Tanaka K. Description of an Fe-based shape memory alloy thermomechanical behavior in terms of the synthetic model // Comp. Mater. Sci. – 1999. – No. 13. – P. 218 – 226.
8. Голиборода И. М. Опис необоротної деформації, пружної деформації та деформації теплового розширення полікристалу в умовах оборотного мартенситного перетворення // Математичні методи та фізико-механічні поля. – 2001. – 44, № 1. – С. 114 – 123.
9. Голиборода И. М. Оборотно мартенситна деформація сплавів з ефектом пам'яті форми з урахуванням трансформації структури // Пробл. прочности. – 2002. – № 2. – С. 53 – 61.
10. Ильющин А. А. Теория пластичности. – М., 1963. – 295 с.
11. Голиборода И. М. Влияние температурных эффектов на деформацию ползучести // Вестн. Львов. политехн. ин-та. Сер. Динамическая прочность машин и приборов. – Львов, 1987. – № 210. – С. 33 – 34.
12. Русинко К. Н., Голиборода И. М. Влияние температурного упрочнения и последствия на ползучесть металлов с кубической пространственной решеткой // Пробл. прочности. – 1988. – № 11. – С. 58 – 62.
13. Лихачев В. А., Малинин В. Г. Структурно-аналитическая теория прочности. – СПб: Наука, 1993. – 472 с.
14. Orowan E. The creep of metals // J. West Scotland Iron Steel. Inst. – 1946. – 54. – P. 45 – 59.
15. Работнов Ю. Н. Ползучесть элементов конструкций. – М.: Наука, 1966. – 742 с.
16. Nishimura F. and Tanaka K. Phenomenological analysis of thermomechanical training in an Fe-based shape memory alloy // Comp. Mater. Sci. – 1998. – No. 12. – P. 6 – 38.
17. Tanaka K., Hayashi T., Nishimura F., and Tobushi H. Hysteretic behavior in an Fe–Cr–Ni–Mn–Si polycrystalline shape memory alloy during thermomechanical cyclic loading // J. Mater. Eng. Perform. – 1995. – 3, No. 2. – P. 135 – 143.
18. Tanaka K., Nishimura F., Tobushi H., et al. Thermomechanical behavior of an Fe-based shape memory alloy: transformation conditions and hysteresis // Proc. ICOMAT 95. – J. Phys. IV. – 1995. – 5, No. 8. – P. 463 – 468.

Поступила 08. 06. 2004