

01;05

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ НЕЛИНЕЙНОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ТЕЛ, ПОРОЖДЕННОЙ МАРТЕНСИТНЫМИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯМИ

© И.М.Голуборода, К.Н.Русинко

Львовский государственный университет,
290646 Львов, Украина
(Поступило в Редакцию 8 февраля 1996 г.)

Разработана математическая модель нелинейной деформации, порожденной обратимыми мартенситными преобразованиями. Рассмотрены режимы температурно-силового нагружения, порождающие эффекты сверхупругости и памяти формы. Проанализировано соответствие расчетных и экспериментальных данных.

Введение

Широкое применение в различных отраслях науки и техники конструкционных материалов, в которых имеют место обратимые мартенситные преобразования (МП) и связанные с ними явления и процессы, делает проблему прогнозирования и учета нелинейных деформаций, вызванных упомянутыми преобразованиями, весьма актуальной. Указанные преобразования порождают широкий спектр специфических явлений (сверхупругость, эффект памяти формы, пластичность преобразования и др.), коренным образом изменяющих механические свойства материалов.

При выборе математической теории нелинейной деформации, применимой для решения поставленной задачи, не может не привлечь внимание подход, основанный на концепции скольжения Батдорфа-Будянского [1]. К числу его главных свойств относятся универсальное и физически обоснованное предположение о сдвиговом характере элементарного акта деформации, а также двухуровневая иерархическая структура модели; последнее обстоятельство допускает математически простое описание основных микроструктурных свойств изучаемых процессов и в то же время при усреднении и переходе к макроуровню позволяет обеспечить эффективное отображение сложных макрозакономерностей описываемых явлений. Среди ряда перспективных работ, относящихся к рассматриваемому направлению,

следует назвать обобщенную концепцию скольжения [2], послужившую основой для развития математической модели необратимой деформации в терминах синтеза положений концепции скольжения (соответствие поверхностей пространства напряжений заданным системам скольжения, принцип трансформации поверхности нагружения) и течения (гипотеза Койтера-Сандерса) К.Н. Русинко [3]. Указанная синтетическая модель обладает рядом уникальных свойств (применение принципа усреднения, связанного с вектором нагружения), обеспечивающих математическую простоту и эффективность. Другой перспективной феноменологической теорией с расширенной физической базой, также опирающейся на положения концепции скольжения, является структурно-аналитическая концепция прочности В.А. Лихачева [4], привлекающая внимание физической обоснованностью, широким спектром описываемых явлений и процессов разнообразной природы, успешным применением на практике.

В силу сказанного, а равно вследствие преимущественно сдвигового характера деформаций, связанных с мартенситными преобразованиями кристаллической решетки [5,6], логичным представляется дальнейшее развитие синтетического подхода для описания и прогнозирования деформационного поведения современных конструкционных материалов в условиях сложных температурно-силовых режимов нагружения, порождающих обратимые мартенситные реакции. При этом для описания микроструктурных закономерностей изучаемых явлений представляется рациональным использование ряда положений и принципов, ранее подтвердивших свою обоснованность в рамках структурно-аналитической модели.

Определяющие соотношения модели

Подобно тому как в концепции скольжения необратимая деформация обусловлена сдвигами в заданных системах скольжения, в рассматриваемой феноменологической трактовке величина деформации ставится в зависимость от перемещения плоскостей пятимерного пространства девиаторов А.А. Ильюшина [7]; каждой указанной плоскости соответствует определенная система скольжения (нормаль к плоскости и направление в ней). Плоскости перемещаются под действием вектора напряжений $\bar{S} = S_k e_k$, $k = \overline{1,5}$ (e_k — ортонормированный базисный репер евклидова пространства R^5). В рассматриваемом совмещенном пространстве напряжений и деформаций компоненты векторов напряжений и деформаций известным образом определяются через компоненты соответствующих девиаторов [8].

Если нагружение производится в трехмерном подпространстве упомянутого пространства девиаторов, которое определяется компонентами вектора S_1, S_2, S_3 (рис. 1), то деформация однозначно определяется по перемещению следов указанных плоскостей в трехмерном подпространстве; \bar{N} — нормаль к плоскости пятимерного пространства, \bar{n} — нормаль к ее следу в трехмерном подпространстве, λ — угол между нормалью \bar{N} и \bar{n}

$$N_k = n_k \cos \lambda; \quad k = \overline{1,3}. \quad (1)$$

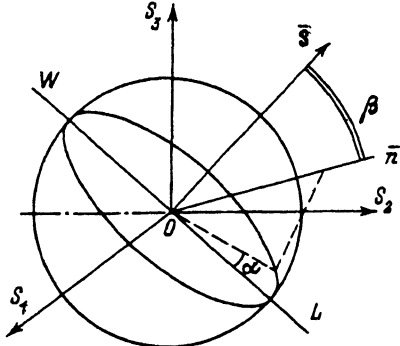


Рис. 1. Нагружение в трехмерном подпространстве пятимерного пространства девиаторов Ильюшина.

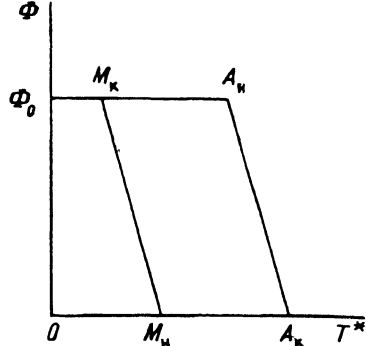


Рис. 2. Усредненная диаграмма обратимых фазовых переходов.

Ориентация вектора \bar{S} при пропорциональном нагружении в пространстве компонент S_1, S_2, S_3 определяют направляющие косинусы n_k^0 ($k = 1, 2, 3$). Ориентация нормали \bar{n} задается в сферической системе координат, связанной с вектором нагружения с помощью углов α и β : β — угол между \bar{S} и \bar{n} ; α — угол между проекцией \bar{n} на плоскость W , перпендикулярную \bar{S} , и линией L — линией пересечения указанной плоскости W с координатной плоскостью S_1OS_2 . Такой выбор координатных углов фактически приводит к совмещению координатной оси с вектором нагружения и обеспечивает упрощенное представление направляющих косинусов нормали к плоскости трехмерного подпространства через направляющие косинусы вектора нагружения (вследствие инвариантности относительно угла α) [8,9].

При переходе к макроуровню и усреднении микродеформаций рассмотренная система координат позволяет записать выражение для компонент вектора деформации в виде

$$\varepsilon_k = \int_0^t \iiint_{\Omega} N_k \dot{\varphi} f(\Omega) ds d\Omega, \quad (2)$$

где $\Omega = \Omega(\alpha, \beta, \lambda)$ — область, где проходит фазовая реакция, которая задается углами α, β, λ : $0 \leq \alpha \leq 2\pi$, $0 \leq \beta \leq \pi$, $0 \leq \lambda \leq \pi/2$; $f(\Omega)$ — параметр макроанизотропии (для макроизотропной среды $f(\Omega) = 1/(2\pi^2)$); φ — функция обратимой фазовой микродеформации (будет определена ниже); точка над буквой означает дифференцирование.

Учитывая (2) и способ задания координатных углов, получим

$$\varepsilon_k^f = \frac{n_k^0}{2\pi^2} \int_0^t \iiint_{\Omega} \dot{\varphi} \cos \beta \sin \beta \cos \lambda d\alpha d\beta d\lambda ds. \quad (3)$$

Для описания влияния внешних условий на процесс реализации фазовых преобразований в микрообъеме будем использовать модифици-

рованное уравнение Клаузиуса-Клапейрона [4]

$$\dot{T}^* = \dot{T} - \frac{T_0}{q_0} D_{13}(\dot{S}, \bar{N}), \quad (4)$$

где T^* — так называемая эффективная температура — параметр, который в силу свойств МП определяет воздействие температуры и нагружения на ход преобразования; q_0 — тепловой эффект реакции; T_0 — температура термодинамического равновесия фаз; D_{13} — сдвиговая компонента тензора дисторсии кристаллической решетки, вызванной МП.

Для отображения существенных свойств явлений на микроуровне рассмотрим ряд известных положений [4]. Закономерности обратимых фазовых переходов усредненно описываются диаграммой (рис. 2), которая задана в системе координат: относительное количество низкотемпературной (мартенситной) фазы Φ — эффективная температура T^* . Моментам начала и конца прямой реакции — перехода высокотемпературной фазы в низкотемпературную (впредь соответствующие фазы мы будем именовать аустенит и мартенсит) в данном микрообъеме соответствуют значения $\Phi = 0$ и $\Phi = \Phi_0$ (Φ_0 — максимальный размер кристалла мартенсита, ненормированная величина). Точки M_H и M_K , A_H и A_K отвечают характеристическим температурам начала и конца прямой и обратной реакций; применение понятия эффективной температуры отражает принцип Клаузиуса-Клапейрона о влиянии силового нагружения на кинетику мартенситных переходов и обеспечивает независимость характеристических температур, играющих роль параметров материала, от приложенного нагружения.

В кристаллах реальных материалов могут иметь место отклонения действительной диаграммы обратимого МП от ее усредненного представления (рис. 2) [5,6]. Эти изменения, в частности, могут быть отображены в модели как отклонения ширины гистерезиса МП от некоторого среднего значения и (или) смещение характеристических температур МП. Иначе говоря, может иметь место изменение ширины гистерезисной фигуры на рис. 2 либо ее смещение вдоль оси X как жесткого целого [4,5]. Поэтому для описания кинетики реакции с учетом указанных особенностей используем равенство [4]

$$\dot{\Phi} = -\dot{T}^* \left\{ H(1 - \Phi_\sigma) H(\Phi_0 - \Phi) H(-\dot{T}^*) H[M_H - \Phi(M_H - M_K) - T^*] \times \right. \\ \left. \times (M_H - M_K)^{-1} + H(\Phi - \Phi_1) H(\dot{T}^*) H[T^* + \Phi(A_H - A_K) - A_K] (A_K - A_H)^{-1} \right\}, \quad (5)$$

где $H(x)$ — функция Хевисайда; Φ_1 — максимальный размер кристаллов аустенита; Φ_σ — усредненное суммарное нормированное количество мартенсита во всем объеме тела

$$\Phi_\sigma = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^t \iiint_{\alpha\beta\lambda} \int_{-\Gamma}^{\Gamma} \int_{-D}^D \Psi(s') \chi(s'') \dot{\Phi} \cos \beta d \Phi ds' ds'' d\alpha d\beta d\lambda, \quad (6)$$

ления; переменные s' и s'' лежат в конечных пределах ($-\Gamma \leq s' \leq \Gamma$; $-D \leq s'' \leq D$) и соответственно обеспечивают новые значения характеристических температур [4]: $A_n^s = A_n + s'$; $A_k^s = A_k + s'$; $M_n^s = M_n - s'$; $M_k^s = M_k - s'$; $A_n'' = A_n + s''$; $A_k'' = A_k + s''$; $M_n'' = M_n + s''$; $M_k'' = M_k + s''$.

В настоящей модели уровень температуры и вектор нагружения задают область реализации мартенситного перехода Ω в пространстве угловых координат α , β , λ . Точные границы области могут быть найдены из (5).

Поскольку тензор фазовой микродеформации, возникающей в рассматриваемом микрообъеме тела, определяется трансформацией (дисторсией) кристаллической решетки, то для параметра фазовой микродеформации справедливо соотношение [4]

$$\dot{\varphi} = D_{13}\Psi. \quad (7)$$

Предложенная модель позволяет описать нелинейную обратимую деформацию, причиной которой являются обратимые мартенситные преобразования первого рода.

Реализация модели для описания обратимой мартенситной реакции

Полагаем, что материал пребывает полностью в аустенитном состоянии при $T_c = \text{const} > M_n$ и на него действует внешняя нагрузка, которая увеличивается со временем. При этом в пространстве, задаваемом углами α , β , λ , возникает область A , где правая часть (8) отрицательна. В этой области T^* уменьшается (происходит "охлаждение"), при некотором нагружении будет выполняться равенство $T^* = M_n$ и начнется прямая реакция. В оставшейся части пространства — области B выполняется $T^* < 0$, т. е. происходит "нагрев". Область A , где эффективная температура снижается, ограничена углами $0 \leq \alpha \leq 2\pi$, $0 \leq \beta \leq \pi/2$, $0 \leq \lambda \leq \pi/2$ и представляет собой верхнюю полусферу (рис. 3).

Из соотношения (6), полагая, что до начала мартенситного перехода $\Phi = 0$ и $\Phi_0 = 2$ [4], определим соответственно напряжение S_p , при котором начнется фазовая реакция (в точке $\lambda = 0$, $\beta = 0$), и S_0 , при котором реакция в точечной области завершается,

$$S_p = \frac{(T_c - M_n)}{K}, \quad S_0 = \frac{T_c - 2M_n + M_k}{K} \quad (8)$$

и граничные углы, задающие внутреннюю и внешнюю границы области реализации реакции по мере увеличения напряжения (рис. 3, a, b),

$$\cos \beta_1 = \frac{S_p}{S}, \quad \cos \lambda_1 = \frac{\cos \beta_1}{\cos \beta}, \quad \cos \beta_2 = \frac{S_0}{S}, \quad \cos \lambda_2 = \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta}. \quad (9)$$

Таким образом, на полусфере возникают две области: II , определяемая углом β_2 , где $\Phi = \Phi_0$ и прямая реакция завершилась, и I , определяемая углами β_1 , β_2 , где выполняется $0 \leq \Phi \leq 2$.

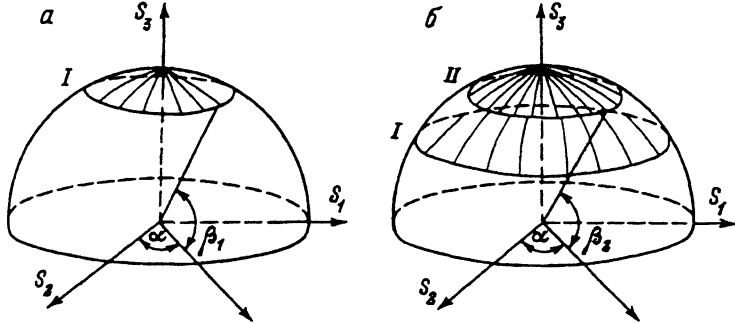


Рис. 3. Области на полусфере, где процесс перехода аустенита в мартенсит начался (I) и где он уже завершился (II).

В наиболее общем случае (при $S > S_0$), формула (3) будет иметь вид [9,10]

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\kappa}(S) = & \frac{KD_{13}n_{\kappa}^0}{6\pi a} \left[S \left[\arccos(S_p/S) - \arccos(S_0/S) \right] + \right. \\ & + 2 \left[\frac{S_0}{S} \sqrt{S^2 - S_0^2} - \frac{S_p}{S} \sqrt{S^2 - S_p^2} \right] + \frac{S_p^3}{S^2} \ln \left[\left(S + \sqrt{S^2 - S_p^2} \right) / S_p \right] - \\ & \left. - \frac{S_0^3}{S^2} \ln \left[\left(S + \sqrt{S^2 - S_0^2} \right) / S_0 \right] \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Переход от компонент вектора деформации к компонентам девиатора деформации осуществляется по известным формулам [8,9]. Полная фазовая деформация (соответственно для чистого сдвига и одноосного растяжения) составит

$$e_{xz} = \frac{D_{13}}{\Pi\sqrt{3}}; \quad e_{xx} = \frac{2D_{13}}{3\pi}. \quad (11)$$

Если теперь, достигнув некоторой величины $S = S_m$, начать снижение приложенной нагрузки, то в соответствии с (5) в той же области координатного пространства А будет происходить "нагрев" и по достижении эффективной температуры, соответствующей началу обратной реакции, будет иметь место обратная трансформация мартенсита нагружения в аустенит, которая сопровождается снятием деформации.

При этом обратная реакция начнется вдоль линии $\beta = \beta_2$ (при $S_{p1} = (T_c - A_{\kappa} + 2(A_{\kappa} - A_n))S_m / (S_0K)$) и далее область ее реализации распространится вверх, по области, где прямая реакция уже завершилась и $\Phi = \Phi_0$, и вниз, по области, где $\Phi < \Phi_0$. Обратная реакция охватит всю область II (дойдет до ее верхней точки $\beta = 0$) при $S_1^{\max} = (T_c - A_{\kappa} + \Phi_0(A_{\kappa} - A_m)) / K$ и дойдет до нижней границы области I, определяемой линией $\beta = \beta_1$ при $S_{p2} = (S_1^{\max}(S_0 - S_p))S_m / S_p$. Прекращение обратной трансформации мартенсита (вследствие его полного перехода в аустенит) начнется от линии $\beta = \beta_1$ и полностью прекратится при $S_1^{\min} = (T_c - A_{\kappa})K$. Выражения для граничных углов

и деформации, возвращающейся при разгрузке, имеют вид, подобный соответствующим формулам для нагружения ^[11,12]. Так, приращение деформации в области II при $S_{p2} \leq S \leq S_{p1}$ составит

$$\begin{aligned} \varepsilon_k(S) = B & \left[\left[S_{p1} \arccos \left(\frac{S_1^{\max}}{S_{p1}} \right) - 2 \frac{S_1^{\max}}{S_{p1}} \sqrt{(S_{p1})^2 - (S_1^{\max})^2} + \right. \right. \\ & + \frac{(S_1^{\max})^3}{(S_{n1})^2} \ln \left| \frac{S_{p1} + \sqrt{(S_{p1})^2 - (S_1^{\max})^2}}{S_1^{\max}} \right| \left. \right] - \left[S \arccos \left(\frac{S_1^{\max}}{S} \right) - \right. \\ & \left. \left. - 2 \frac{S_1^{\max}}{S} \sqrt{S^2 - (S_1^{\max})^2} + \frac{(S_1^{\max})^3}{S^2} \ln \left| \frac{S + \sqrt{S^2 - (S_1^{\max})^2}}{S_1^{\max}} \right| \right] \right], \quad (12) \end{aligned}$$

где $B = KD_{13}n_k^0 / (6\Pi(A_k - A_n))$.

Если теперь после разгрузки до некоторой величины $S_k \leq S_m$ зафиксировать внешнюю нагрузку и начать изменение температуры (нагрев), то это повлечет за собой изменение (увеличение) эффективной температуры и в некоторый момент начнется обратное мартенситное преобразование, на сей раз вызванное нагревом.

Температура начала обратного перехода, вызванного нагревом, в различных точках области реализации МП составит

$$T_{p1} = T_p(0) = T_c + A_k - M_n - (S_m - S_k), \quad (13)$$

$$T_{p2} = T_p(\beta_1) = T_c + A_k - M_n - (S_m - S_k)S_p/S_m, \quad (14)$$

а температура окончательного завершения обратной реакции

$$T_c = kS_k + A_k. \quad (15)$$

Выражения для граничных углов и деформации, возвращающейся при нагреве, имеют вид, подобный соответствующим формулам для нагружения и разгрузки. Так, при $T_{p2} \leq T \leq T_0$

$$\begin{aligned} \varepsilon_k(T) = \frac{KD_{13}n_k^0 S_k}{6\pi a} & \left[[\arccos(P'/S_k) - \arccos(S_p/S_m)] + \right. \\ & + 2 \left[\frac{P'}{S_k} \sqrt{1 - (P'/S_k)^2} - \frac{S_p}{S_m} \sqrt{1 - (S_p/S_m)^2} \right] + \\ & + \frac{P'^3}{S_k^3} \ln \left(1 + \sqrt{1 - (P'/S_k)^2} / P' \right) - (S_p/S_m)^3 \times \\ & \left. \times \ln \left(1 + \sqrt{1 - (S_n/S_m)^2} / (S_n/S_m) \right) \right]; \quad P' = (T - A_k) / (KS_k). \quad (16) \end{aligned}$$

Таким образом, в терминах рассмотренной модели, предложенная схема температурно-силового нагружения приводит к проявлению обратимого механо- и (или) термомартенситного преобразования, которое в зависимости от фазовых характеристик данного материала на макроуровне реализует эффект сверхупругости либо эффект памяти формы.

При сделанных выше предположениях определяющие соотношения модели могут быть приведены к виду, аналогичному деформационной теории пластичности [11,13]. Универсальная зависимость между τ и γ представляется в виде [12]

$$\gamma = \frac{\tau}{G} + \frac{\sqrt{2}KD_{13}n_k^0}{9\pi a} \left[S [\arccos(S_p/S) - \arccos(S_0/S)] + \right. \\ \left. + 2 \left[\frac{S_0}{S} \sqrt{S^2 - S_0^2} - \frac{S_p}{S} \sqrt{S^2 - S_p^2} \right] + \right. \\ \left. + \frac{S_p^3}{S^3} \ln \left[\left(S + \sqrt{S^2 - S_p^2} \right) / S_p \right] - \frac{S_0^3}{S^3} \ln \left[\left(S + \sqrt{S^2 - S_0^2} \right) / S_0 \right] \right], \quad (17)$$

где γ — интенсивность деформаций сдвига, вызванных МП; G — упругий модуль сдвига; τ — интенсивность касательных напряжений.

Описание низкотемпературного мартенситного преобразования

Рассмотрим случай, когда исходной структурой модели является мартенсит охлаждения; полагаем $T_c = \text{const} < M_k$. Если теперь увеличить нагружение, то по аналогии с предыдущим случаем получим две подобласти: A , где $\dot{T}^* < 0$ (верхняя полусфера), и B , где $\dot{T}^* > 0$ (нижняя полусфера). В области B может начаться трансформация мартенсита охлаждения в аустенит; будем рассматривать случай, когда этот аустенит оказывается нестойким и происходит его переориентация в мартенсит нагружения области A (это имеет место, в частности, при $T_c < (A_n + M_k)/2$), т. е. происходит переориентация мартенсита под нагрузкой [4].

Из уравнения кинетики МП найдем напряжение начала и завершения аустенитной реакции в B (на нижней полусфере в точке $\lambda = 0$, $\beta = \pi$) и мартенситной в A

$$S_p^B = \frac{A_k - T_c - \Phi_n^b(A_k - A_n)}{K}, \quad S_p^A = \frac{T_c - M_n + \Phi_n^a(A_k - A_n)}{K}, \quad (18)$$

$$S_0^B = \frac{A_k - T_c - \Phi_k^b(A_k - A_n)}{K}, \quad S_0^A = \frac{T_c - M_n + \Phi_k^a(A_k - A_n)}{K}, \quad (19)$$

$\Phi_n^a, \Phi_n^b, \Phi_k^a, \Phi_k^b$ — количество мартенсита в микрообъемах соответственно до начала реакции и в момент завершения; при нестойком аустените, очевидно, должно иметь место $S_p^A = S_p^B = S_p$.

Рассмотрим теперь ситуацию при снижении приложенной нагрузки. При этом должен наблюдаться процесс, обратный рассмотренному выше — переориентация мартенсита нагружения в аустенит и далее в исходный мартенсит области A . В общем случае начальные напряжения составят

$$S_{p1}^A = \frac{T_c - A_k + \Phi_k^a(A_k - A_n)}{T_c - M_n + \Phi_k^a(M_n - M_k)} S_m, \quad S_{p1}^B = \frac{M_n - T_c - \Phi_k^b(M_n - M_k)}{A_k - T_c - \Phi_k^b(A_k - A_n)} S_m. \quad (20)$$

При $S_m \leq S_0$ будем иметь

$$S_{p1}^A = S_{p1}^B = S_m - \frac{A_k - M_n}{K}. \quad (21)$$

Из анализа соотношений (22), в частности, следует, что псевдоупругий возврат возможен при

$$T \geq A_k - \Phi_0^b(A_k - A_n). \quad (22)$$

Соответствующий подбор параметров Φ_n^a , Φ_n^b , Φ_0^a , Φ_0^b позволяет определять температурно-силовые условия реализации низкотемпературного МП, в том числе нижнюю границу проявления сверхупругости по температуре. Если предположить, что процесс происходит с соблюдением координатной симметрии в микрообъемах $\Delta\Phi(\alpha, \beta, \lambda) = -\Delta\Phi(\alpha, \beta', \lambda)$, где $\cos \beta = -\cos \beta'$, $0 \leq \beta \leq \pi/2$; $\pi/2 \leq \beta' \leq \pi$, то при определении характеристических напряжений обратной реакции будет учитываться температура.

Выражения для граничных углов и приростов вектора деформации, вызванной переориентацией мартенсита, как при нагружении, так и при разгрузке имеют вид, подобный рассмотренному выше для высокотемпературного МП.

Сравнение с экспериментом

Расчеты проводились для железо-никелевых сплавов, в которых имеет место обратимое $\gamma \rightleftharpoons \alpha$ превращение. На рис. 4–7 показаны результаты расчетов диаграмм деформирования образца, изготовленного из сплава Ni–29%Co–19%Ti–6%Fe при одноосном растяжении и разгрузке при различных температурах выдержки $T = 293$ (рис. 4), 273 (рис. 5), 263 (рис. 6), 243 К (рис. 7). Характеристические температуры реакции принимались согласно сведениям экспериментатора $M_n = 225$ К, $M_k = 150$ К, $A_n = 162$ К, $A_k = 237$ К [14]. При расчетах принималось $T_0 \cdot D_{13}/q_0 = 0.173$. Как следует из рисунков, достигнуто хорошее качественное и количественное соответствие результатов расчетов (здесь и ниже обозначены как кривые 1) данным экспериментов (здесь и ниже обозначены как кривые 2).

Расчеты проводились также для никелида титана Ni–50%Ti. На рис. 8–10 приведены результаты расчетов при растяжении и последующей разгрузке образцов при температурах выдержки соответственно 357, 368 и 278 К, характеристические температуры реакции принимались $M_n = 310$ К, $M_k = 340$ К, $A_n = 353$ К, $A_k = 383$ К [15]. При расчетах принималось $T_0 = 347$ К, $T_0 \cdot D_{13}/q_0 = 0.2387$. Штриховой линией показано частичное снятие деформации после нагрева (кривые А–В). Оставшаяся деформация (не превышает 20%) является необратимой пластической деформацией дислокационной природы [15].

Модель также была использована для изучения низкотемпературной сверхупругости; расчеты проводились для никелида титана Ti–51%Ni (одноосное растяжение и разгрузка) при температурах выдержки $T < A_n$ — соответственно 229 (рис. 11), 218 (рис. 12), 206 (рис. 13),

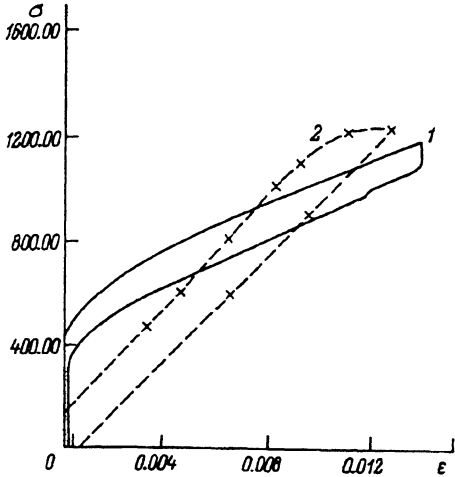


Рис. 4.

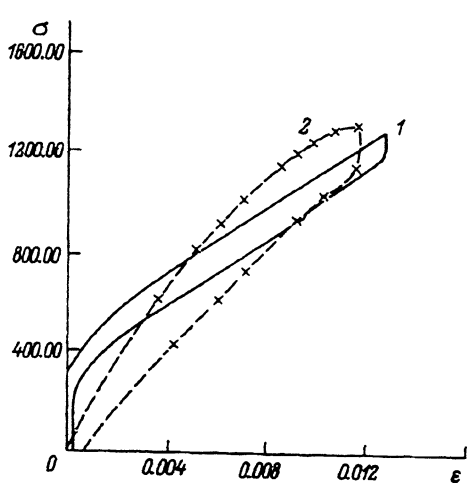


Рис. 5.

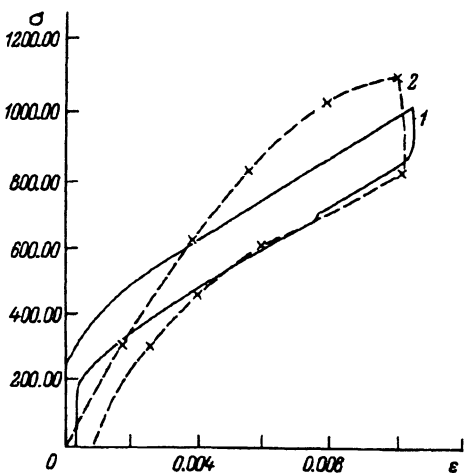


Рис. 6.

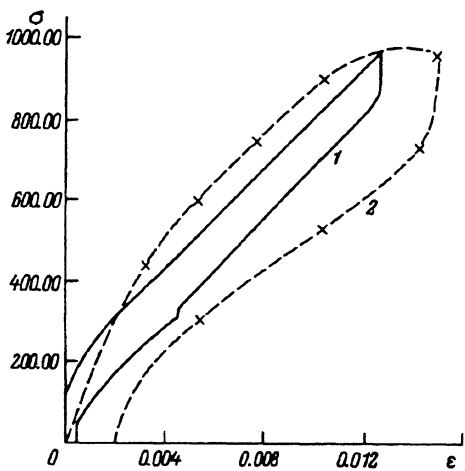


Рис. 7.

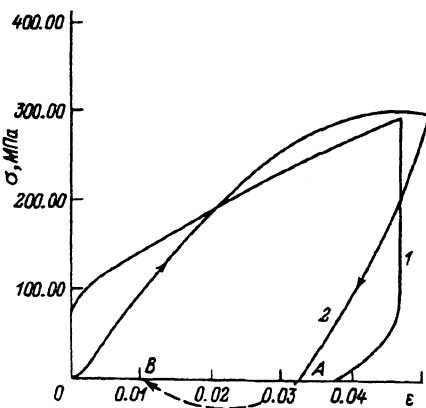


Рис. 8.

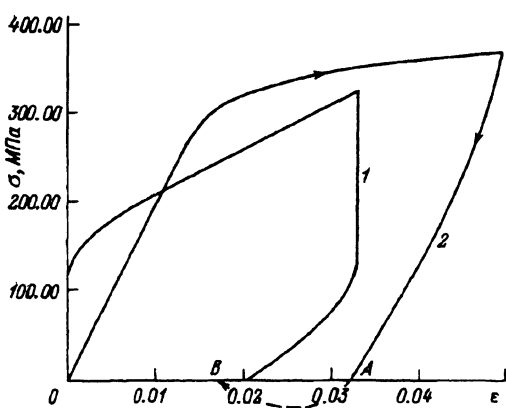


Рис. 9.

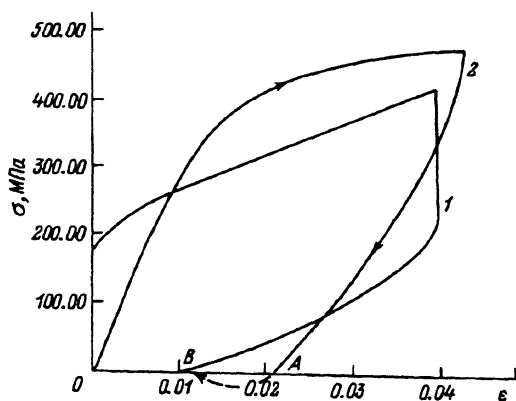


Рис. 10.

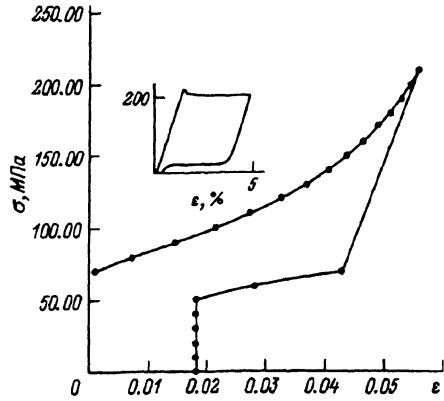


Рис. 11.

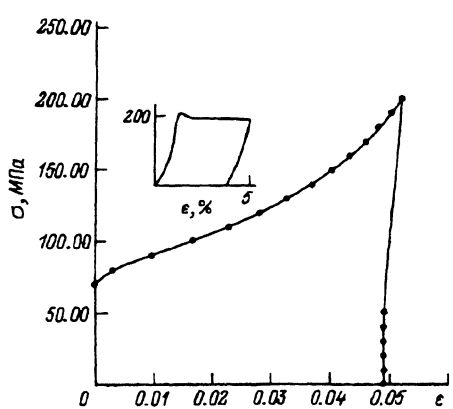


Рис. 12.

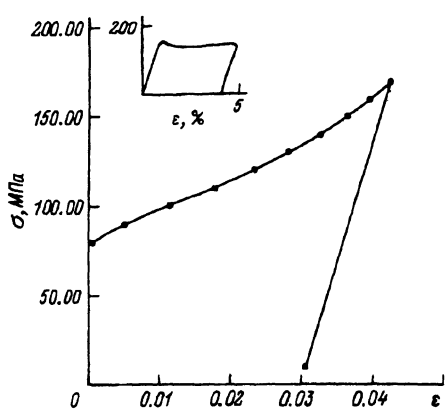


Рис. 13.

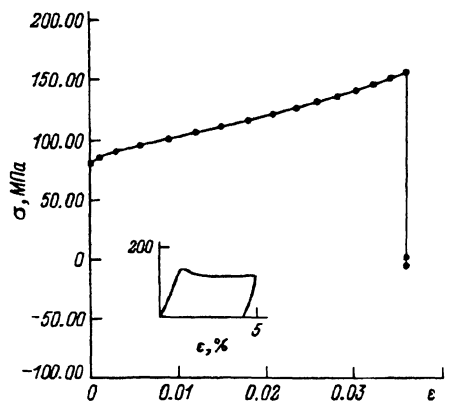


Рис. 14.

198 К (рис. 14). При расчетах принималось $T_0 \cdot D_{13}/q_0 = 2.021$ при значениях характеристических температур, принятых для предыдущей группы расчетных данных [15]. Наблюдается общее количественное соответствие данным эксперимента (для лучшего качественного соответствия эксперименту на участке нагружения при расчетах в данном случае следует применять ориентационное усреднение).

Выводы

Ряд положений концепции скольжения на сегодняшний день не утратил актуальности и может быть с успехом использован при разработке современных феноменологических моделей нелинейной деформации поликристаллов, имеющей различную природу.

Предлагаемая синтетическая модель фазовой деформации использована для описания обратимых механо- и термомартенситных реакций. Учет микроструктурных особенностей мартенситных преобразований ведет к отображению макрозакономерностей деформационного поведения поликристаллических материалов. Применение изложенного выше способа усреднения позволяет аналитически описать обратимое формоизменение материала для различных видов напряженного состояния. Определяющие соотношения модели приводятся к виду, аналогичному соотношениям деформационной теории пластичности. Прологострирована применимость модели для описания и мотивированного прогноза деформационного поведения ряда конструкционных материалов с МП при различных типовых режимах термосилового нагружения.

Список литературы

- [1] Батдорф С.Б., Будянский Б.В. // Механика. 1962. № 1. С. 135–155.
- [2] Русинко К.Н. Особенности неупругой деформации твердых тел. Львов: Вища школа, 1986. 123 с.
- [3] Русинко К.М. // Технічні вісті. Орган українського технічного товариства у Львові. 1994. № 1(2,3). С. 69–72.
- [4] Лизачев В.А., Малинин В.Г. Структурно-аналитическая теория прочности. СПб.: Наука, 1993. 472 с.
- [5] Лизачев В.А., Кузьмин С.Л., Каменцева З.П. Эффект памяти формы. Л., 1987. 216 с.
- [6] Бойко В.С., Гарбер Р.И., Косевич А.М. Обратимая пластичность кристаллов. М.: Наука, 1991. 280 с.
- [7] Ильюшин А.А. Теория пластичности. М., 1963. 295 с.
- [8] Русинко К.Н., Андрусик Я.Ф. // МТТ. 1993. № 2. С. 92–101.
- [9] Голиборода И.М., Русинко К.Н. // Проблемы прочности. 1995. № 8. С. 68–75.
- [10] Голиборода И.М. Деп. в ГНТБ України. № 1662-Ук94. 1994. 24 с.
- [11] Русинко К.Н., Андрусик Я.Ф. // XXV Всесоюз. семинар "Актуальные проблемы прочности". Т. 2. Новгород, 1992. С. 74–78.
- [12] Голиборода И.М. Деп. в ГНТБ України. №1754-Ук95. 1995. 36 с.
- [13] Надаи А. Пластичность и разрушение твердых тел. М.: ИЛ, 1954. 647 с.
- [14] Кокорин В.В. // Фазовые превращения мартенситного типа. Киев: Наукова думка, 1993. С. 179–187.
- [15] Сплавы с эффектом памяти формы / Под ред. Х. Фунакубо. Пер. с яп. М., 1990. 224 с.