

УДК 539.4

© 1995 г. А. А. МОВЧАН

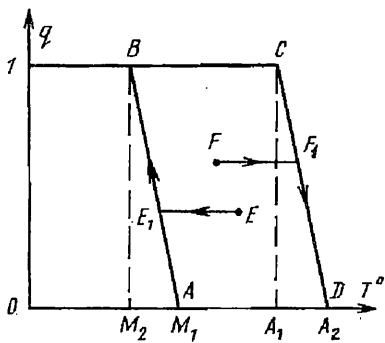
МИКРОМЕХАНИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ОПИСАНИЮ ДЕФОРМАЦИИ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СПЛАВАХ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ

В материалах с памятью формы [1, 2] типа никелида титана или сплавов на основе меди и марганца при их охлаждении в интервале между температурой начала M_1 и конца M_2 реакции прямого мартенситного превращения происходит переход аустенита в мартенсит. Если охлаждение ведётся под напряжением, то наблюдается избирательное зарождение мартенсита — преимущественно образуются те кристаллы, которые способствуют деформированию в сторону приложенного усилия. При этом возникает деформация ϵ мартенситных превращений. Если при снижении температуры в некоторой промежуточной точке интервала (M_1 , M_2) снять ранее приложенное напряжение, то сначала снимется соответствующая упругая деформация. После этого, при дальнейшем снижении температуры будет наблюдаться некоторый, хотя и замедленный рост деформации, чего не было бы, если бы напряжения отсутствовали с самого начала процесса охлаждения (явление ориентированного превращения [3—6]). При нагревании материала, подвергнутого ранее прямому превращению, в интервале между температурой начала A_1 и конца A_2 реакции превращения мартенсита в аустенит, ранее приобретённая деформация снимается (явление памяти формы).

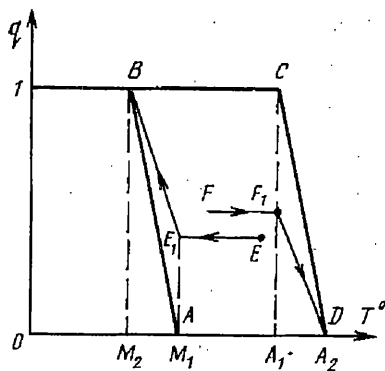
Построению определяющих уравнений, описывающих поведение таких материалов, посвящены работы [1, 7—12]. Вводится, как правило, скалярная внутренняя переменная, трактуемая как доля мартенситной фазы q в объёме материала. В частности, в [7, 8] построена физическая модель поведения сплавов с памятью формы, описывающая весьма широкий круг явлений. Однако, обычно принимаемое положение о пропорциональности скорости изменения девиатора деформации девиатору действующего напряжения (или скорости микродеформации — касательному напряжению в плоскости скольжения) не позволяет описать явление ориентированного превращения. Рекомендуемая иногда замена в этих уравнениях действующих напряжений на активные при обычном знаке остаточных микронапряжений [13] приводит к обратному эффекту — деформации после снятия напряжений при дальнейшем снижении температуры будут уменьшаться, а не увеличиваться. Трудности, возникающие при описании явления ориентированного превращения, отмечены в [12]. Там же предложено с целью такого описания в уравнениях состояния добавлять к действующему локальному напряжению величину достигнутой фазовой деформации с некоторым коэффициентом. Однако, физический смысл этой операции не раскрыт.

1. В [14] изложен вариант микромеханического подхода к проблеме описания накопления рассеянных повреждений. Этот метод может быть применён к построению определяющих уравнений для любых макроскопических величин, изменение которых связано с зарождением (исчезновением) и развитием некоторых микроносителей, вклад которых в исследуемую величину можно считать аддитивным.

Общая схема подхода такова. Пусть q — скалярный параметр процесса; $p(q, q_0)$ — объект, являющийся в общем случае элементом линейного пространства и определяющий вклад в описываемую величину микроносителя, зародившегося в точке процесса q_0 (речь идёт о значении, которого достигает этот вклад в точке процесса, соответствующей значению q его параметра). Через v обозначается скорость зарождения микроносителей в представительном объёме материала,



Фиг. 1



Фиг. 2

вычисленная по параметру q (отрицательное v свидетельствует об уменьшении количества микроносителей). Тогда макроскопическая величина Ω (элемент того же, что и ρ линейного пространства), являющаяся суммой вкладов отдельных микроносителей, равна

$$\Omega = \sum_{q_0 \leq q} \rho(q, q_0) = \int_0^q \rho(q, q_0) v(q_0) dq_0 \quad (1.1)$$

В случае, если скорость изменения вклада отдельного микроносителя $d\rho/dq$ может быть получена как результат применения линейного оператора к текущему значению ρ :

$$d\rho/dq = A(q, \Omega) \rho + B(q, \Omega) \quad (1.2)$$

то вместо интегрального представления (1.1) можно рассмотреть систему кинетических уравнений [14]:

$$d\Omega/dq = v\rho^0 + A(q, \Omega) \Omega + B(q, \Omega) N, \quad dN/dq = v \quad (1.3)$$

Здесь ρ^0 — вклад в величину Ω , осуществляемый при зарождении одного микроносителя, N — количество микроносителей в представительном объеме материала.

2. При описании деформации мартенситных превращений микроноситель выделяется естественным образом — это кристалл мартенсита. В качестве параметра процесса выбирается доля мартенситной фазы в объеме материала q . При уменьшении температуры T от M_1 до M_2 величина q возрастает от нуля до единицы. При увеличении температуры от A_1 до A_2 q уменьшается от единицы до нуля. В первом приближении можно считать, что q в обоих интервалах меняется с изменением T линейно [1]. Ниже рассматриваются два варианта изменения q в неполных температурных интервалах. Пусть (фиг. 1) охлаждение происходит из точки E находящейся между наклонными прямыми AB и CD , которой соответствует значение температуры T_1 и величины $q = q_1$. В первом варианте на отрезке EE_1 мартенситных превращений не происходит (q не меняется) пока изображающая точка не встретит наклонную прямую AB после чего начинается рост q , связанный с движением изображающей точки по прямой AB . Аналогично, при нагревании из точки F_1 q не меняется вплоть до точки F , после чего начинает падать в соответствии с прямой CD . В результате изменение q подчиняется следующим соотношениям:

при охлаждении

$$q = \begin{cases} q_1 & \text{при } T \geq (M_2 - M_1) q_1 + M_1 \\ \frac{T - M_1}{M_2 - M_1} & \text{при } M_2 \leq T \leq (M_2 - M_1) q_1 + M_1 \\ 1 & \text{при } T < M_2 \end{cases} \quad (2.1)$$

при нагревании

$$q = \begin{cases} q_1 & \text{при } T \geq (A_1 - A_2) q_1 + A_2 \\ \frac{T - A_2}{A_1 - A_2} & \text{при } A_2 \geq T \geq (A_1 - A_2) q_1 + A_2 \\ 1 & \text{при } T > A_2 \end{cases}$$

Во втором варианте q изменяется с изменением температуры T в соответствии с фиг. 2. Здесь при снижении температуры от точки E мартенситное превращение начинается сразу по достижении значения температуры M_1 в точке E_1 ; после этого процесс возрастания q происходит по лучу E_1B с тем, чтобы при $T = M_2$ величина q достигла значения единицы. Аналогично, при нагревании из точки F изменение q происходит в соответствии с ломанной FF_1D (фиг. 2). Дифференциальное уравнение, описывающее изменение q в этом случае будет

$$\frac{dq}{dT} = \begin{cases} -\frac{1-q}{T-M_2} & \text{при } \dot{T} < 0, \quad M_2 < T < M_1 \\ -\frac{q}{A_2-T} & \text{при } \dot{T} > 0, \quad A_1 < T < A_2 \end{cases} \quad (2.2)$$

В остальных случаях $dq/dT = 0$.

Решение (2.2), удовлетворяющее начальным условиям $q|_{T=T_1} = q_1$, имеет вид

при охлаждении

$$q = \begin{cases} (1 - q_1) \frac{T - T_1}{M_2 - T_1} + q_1 & \text{при } M_2 < T_1 < M_1, \quad M_2 < T < M_1 \\ (1 - q_1) \frac{T - M_1}{M_2 - M_1} + q_1 & \text{при } T_1 > M_1, \quad M_2 < T < M_1 \end{cases}$$

при нагревании

$$q = \begin{cases} q_1 \frac{A_2 - T}{A_2 - T_1} & \text{при } A_1 < T_1 < A_2, \quad A_1 < T < A_2 \\ q_1 \frac{A_2 - T}{A_2 - A_1} & \text{при } T_1 < A_1, \quad A_1 < T < A_2 \end{cases} \quad (2.3)$$

В остальных случаях $q = \text{const} = q_1$.

3. Кристалл мартенсита определяется не только долей занимаемого им объёма, но и ориентацией, которая соответствует девиатору напряжений в момент зарождения кристалла и определяет вносимую этим кристаллом при его зарождении и развитии микродеформацию (шаровая часть тензора деформации для упрощения не рассматривается). Поэтому в данном случае скалярной характеристики не достаточно; в качестве меры микронесителя выбирается микродеформация ρ_{ij} , вызываемая зарождением и развитием этого кристалла и приведённая к величине представительного объёма. Необходимо отметить, что в [11] для описания мар-

тенситных превращений введён тензорный параметр порядка, фактически идентичный микродеформации превращения.

Все микродеформации считаются вычисленными в одной и той же системе координат. Поэтому сумма ρ_{ij} для всех имеющихся в представительном объёме кристаллов равна макродеформации превращения ε_{ij} , которая, таким образом, и играет роль макропараметра Ω . Следовательно, для определения ε_{ij} может быть применена изложенная выше микромеханическая схема.

Естественным является предположение о том, что скорость роста кристалла мартенсита пропорциональна его текущей величине. Тогда и скорость изменения вклада микроносителя в макродеформацию пропорциональна текущей величине этого вклада

$$d\rho_{ij}/dq = a\rho_{ij} \quad (3.1)$$

Здесь коэффициент a может зависеть от параметра процесса q , результирующей макродеформации, действующих напряжений σ_{ij} , но не должен зависеть от ρ_{ij} . Уравнение развития микроносителя является частным случаем (1.2) (при $B = 0$). Поэтому макродеформация должна удовлетворять соотношению типа первого уравнения (1.3):

$$d\varepsilon_{ij}/dq = dB_{ij}/dq + a\varepsilon_{ij}, \quad dB_{ij}/dq = v\rho_{ij}^0 \quad (3.2)$$

где ρ_{ij}^0 — микродеформация, возникающая при зарождении одного кристалла мартенсита или исчезающая при его исчезновении, v — скорость зарождения (исчезновения) кристаллов.

Величина dB_{ij}/dq может трактоваться как скорость роста вклада в макродеформацию от процесса зарождения кристаллов мартенсита определённой ориентации, соответствующей девиатору приложенного напряжения σ_{ij}' . Поэтому естественным является предположение о том, что при охлаждении в интервале температур $M_2 < T < M_1$: $dB_{ij}/dq = c\sigma_{ij}'$, где c — скалярный множитель, который может зависеть от параметра процесса q и действующих напряжений σ_{ij} . Следуя [1] скорость зарождения новой фазы пропорциональна скорости изменения температуры. В этом случае c от q не зависит. Ясно, однако, что при приближении T к M_2 (q — к единице) процесс зарождения мартенсита должен затухать (почти весь аустенит превратился в мартенсит). Поэтому величина c убывает при приближении q к единице, например, по степенному закону

$$c = c_0(1 - q)^n, \quad n > 0 \quad (3.3)$$

Ясно, что и процесс развития кристаллов мартенсита должен затухать при приближении q к 1. В связи с этим величина a в (3.1) предполагается такой же, как и c функцией от q : $a = a_0(1 - q)^n$, где c_0 и a_0 могут зависеть от действующих напряжений. В результате уравнение, описывающее деформацию прямого мартенситного превращения, принимает вид

$$d\varepsilon_{ij}/dq = (1 - q)^n(c_0\sigma_{ij}' + a_0\varepsilon_{ij}) \quad (3.4)$$

4. Пусть в процессе понижения температуры начиная с $T = M_1$ к телу приложены постоянные напряжения σ_{ij} . Решение (3.4) для этого случая будет

$$\varepsilon_{ij} = \sigma_{ij}' f_1(q), \quad \varepsilon_i = 2/3\sigma_i f_1(q) \quad (4.1)$$

$$f_1(q) = \frac{c_0}{a_0} (\exp(\kappa(1 - (1 - q)^{n+1})) - 1), \quad \kappa = \frac{a_0}{n + 1}$$

где σ_i , ε_i — интенсивности напряжений и деформаций. Следуя (4.2), интенсивность деформаций прямого мартенситного превращения возрастает с ростом q от нуля

при $q = 0$. Скорость изменения ε_i , вычисленная по параметру q , сначала растёт, потом, после точки перегиба уменьшается до нуля при $q = 1$. График зависимости ε_i от q имеет S-образный вид, как это и наблюдается в экспериментах [1,4—6,15]. Максимальное значение интенсивности деформаций, достигаемое при полном превращении, равно

$$\varepsilon_i = \frac{2}{3} \frac{c_0}{a_0} (e^x - 1) \sigma_i \quad (4.2)$$

В случае, если параметры c_0 , a_0 и n не зависят от действующего напряжения, максимальная деформация прямого превращения ε_i , следуя (4.2), пропорциональна действующему напряжению, как это и наблюдается для большинства материалов.

Пусть на отрезке $0 < q < q_0$ действовали постоянные напряжения σ_{ij} , а при $q_0 \leq q \leq 1$ они сняты (опыты по ориентированному превращению). Для этого случая из (3.4) получается для $q > q_0$:

$$\varepsilon_{ij} = \frac{c_0}{a_0} \sigma_{ij} f_2(q), \quad \varepsilon_i = \frac{2}{3} \sigma_i \frac{c_0}{a_0} f_2(q) \quad (4.3)$$

$$f_2(q) = \exp(\kappa(1 - (1 - q)^{n+1})) - \exp(\kappa((1 - q_0)^{n+1} - (1 - q)^{n+1}))$$

Максимальное значение интенсивности деформации ориентированного превращения при фиксированном q_0 равно

$$\varepsilon_2 = \frac{2}{3} \sigma_i \frac{c_0}{a_0} (\exp(\kappa) - \exp(\kappa(1 - q_0)^{n+1})) \quad (4.4)$$

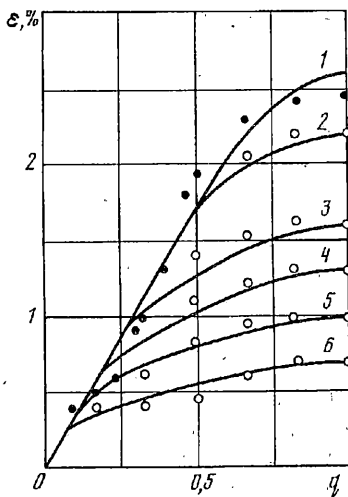
Следуя (4.3), после снятия напряжений при дальнейшем уменьшении температуры деформация продолжает расти, но медленнее, чем в случае, если напряжение не снято. Это увеличение деформации связано с продолжением развития кристаллов мартенсита, зародившихся тогда, когда напряжение ещё не было снято; уменьшение скорости нарастания деформации по сравнению с опытом при постоянном напряжении связано с прекращением процесса зарождения новых кристаллов после снятия напряжений [4—6]. Предлагаемая модель потому и описывает явление ориентированного превращения, что в ней, в отличие от известных теорий учитываются вклады в деформацию как процесса зарождения, так и процесса развития кристаллов мартенсита.

На фиг. 3 приведены данные (тёмные точки), взятые из графика работы [4] и описывающие явление прямого превращения для никелида титана при одноосном растяжении с $\sigma = 110$ МПа (эксперимент). При аппроксимации этих данных соотношениями (4.1) считалось, что $n = 1$. Значения параметров $a_0 = 1,93$ и $c_0 = 0,042$ МПа⁻¹ определены методом наименьших квадратов, в результате чего получена кривая 1. Далее, используя найденные значения параметров модели в соответствии с формулой (4.3) построены кривые 2, 3, 4, 5 и 6, описывающие явление ориентированного превращения. Их сопоставление с экспериментальными данными, взятыми из [4] (светлые точки) свидетельствуют об адекватном описании явления ориентированного превращения моделью, идентифицированной в независимом эксперименте (в опыте по прямому превращению).

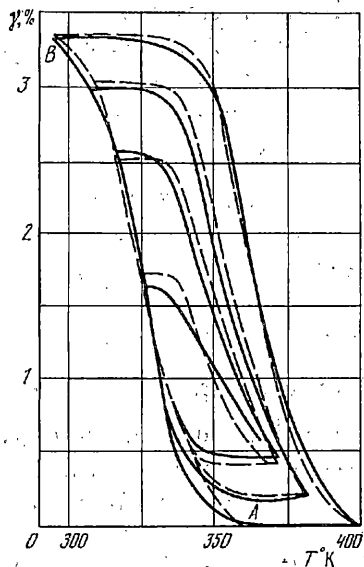
Соотношения (4.1)—(4.4) позволяют найти зависимость относительной величины максимальной деформации ориентированного превращения y от относительной величины деформации прямого превращения x , достигнутой к тому моменту, когда снимается напряжение

$$y = x(1 - x) / [x + (e^x - 1)^{-1}] \quad (4.5)$$

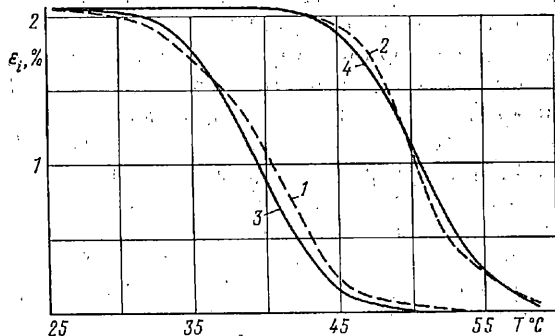
$$y = [\varepsilon_2(q_0) - 2/3 \sigma_i f_1(q_0)] / \varepsilon_i, \quad x = 2/3 \sigma_i f_1(q_0) / \varepsilon_i$$



Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 5

Следуя (4.5), величина y резко возрастает при росте x от нуля, далее, достигнув максимума при

$$x_* = (1 + e^{1/2x})^{-1} \quad (4.6)$$

убывает до нуля при $x = 1$. Эти особенности соответствуют известным экспериментальным данным [4, 5]. Взяв значения $a_0 = 1,93$; $n = 1$; найденные ранее для никелида титана, следуя (4.6) можно найти $x_* = 0,34$, что неплохо соответствует положению максимума на полученном в эксперименте [4] графике зависимости y от x для того же материала. При $a_0 > 0$ величина $x_* < 1/2$. Следует отметить, что следуя (4.6) положение точки максимума на оси x не зависит от величины напряжения, при котором производился опыт, если только параметры a_0 , n не зависят от σ_{ij} (даже если c является функцией напряжений). Если же, как это наблюдается для некоторых материалов [4] с ростом σ_i максимум смещается в сторону меньших x , достаточно предположить, что a_0 является возрастающей функцией σ_i , (что вполне естественно, так как скорость роста кристаллов мартенсита при охлаждении может возрастать с увеличением приложенных напряжений).

5. Пусть действующие напряжения меняются циклически $\sigma_{ij}' = \sigma_a \sin(\omega t) \sigma_{ij}^0$, где σ_{ij}^0 — постоянный девиатор единичной интенсивности, σ_a — постоянная амплитуда, а температура линейно уменьшается со временем от значения M_1 : $T = M_1 - \gamma t$. Решение уравнения (3.4) для этого случая при нулевых начальных условиях будет

$$\varepsilon_{ij} = \sigma_{ij}^0 \sigma_a f_3(q), \quad \lambda = \omega (M_1 - M_2) / \gamma$$

$$f_3(q) = c_0 \exp[-\kappa(1-q)^{n+1}] \int_0^q (1-r)^n \sin(\lambda r) \exp[\kappa(1-r)^{n+1}] dr$$

При $n = 0$ (т. е. без учёта затухания процесса при приближении q к единице):

$$f_3(q) = c_0 (\sin \varphi e^{a_0 q} - \sin(\varphi + \lambda q)), \quad \sin \varphi = \lambda / (\lambda^2 + a_0^2) \quad (5.1)$$

Следуя (5.1), при циклическом изменении σ_{ij} (симметричный цикл) деформации ε_{ij} , связанные с мартенситным превращением, также меняются немонотонно. Здесь, однако, на колебательный процесс деформирования, происходящий с той же частотой, что и нагружение, накладывается некоторый рост односторонней деформации, определяемой экспоненциальным слагаемым. Деформация накапливается в ту сторону, куда действовало напряжение в момент начала реакции превращения.

6. Рассмотрим процесс деформирования материала из мартенситного состояния при его нагревании в интервале температур (A_1, A_2) (явление памяти формы). Известно, что действующее напряжение влияет на этот процесс значительно слабее, чем на деформирование при прямом превращении [1]. Поэтому в первом приближении принимается, что процесс уничтожения кристаллов мартенсита при нагревании не зависит от приложенных напряжений. Следуя экспериментальным данным [15] ветви петли гистерезиса, описывающие прямое превращение и память формы имеют похожую конфигурацию. Поэтому принимается гипотеза о том, что графики зависимости деформации от температуры для прямого превращения и памяти формы могут быть получены друг из друга параллельным переносом вдоль оси температур. Пусть в процессе прямого превращения скорость роста вклада в деформацию, связанного с процессом зарождения микродефектов определяется по формуле

$$dB_{ij}/dq = c_0(q) \sigma_{ij}' \quad (6.1)$$

Для конгруэнтности петель гистерезиса необходимо предположить, что при нагревании эта величина является точно такой же функцией от q что и (6.1):

$$dB_{ij}/dq = B_{ij}^0 c_0(q) \quad (6.2)$$

При интегрировании (6.2) тензор B_{ij}^0 и постоянные интегрирования c_{ij} определяются из двух условий

$$B_{ij}(q_1) = B_{ij}^0 \int_0^{q_1} c_0(\xi) d\xi + c_{ij} = B_{ij}^1, \quad B_{ij}(0) = 0 \quad (6.3)$$

Здесь B_{ij}^1 — значение, достигнутое тензором B_{ij} в конце предшествующего этапа процесса при $q = q_1$. Условие (6.3) означает, что при полном обратном превращении мартенсита в аустенит деформация, связанная с зарождением мартенсита, становится равной нулю. В результате, изменение B_{ij} при нагревании подчиняется уравнению

$$\frac{dB_{ij}}{dq} = c_0(q) B_{ij}^1 \left[\int_0^{q_1} c_0(\xi) d\xi \right]^{-1}$$

В частности, для ранее использованной степенной зависимости (3.3):

$$\frac{dB_{ij}}{dq} = \frac{B_{ij}^1 (n+1)(1-q)^n}{1 - (1-q)^{n+1}} \quad (6.4)$$

Считается, что процесс развития кристаллов мартенсита при нагревании описывается тем же уравнением, что и при охлаждении (3.1). В результате, используя микромеханическую схему, для изменения деформации при нагревании можно получить уравнение

$$\frac{d\varepsilon_{ij}}{dq} = \left(\frac{B_{ij}^1 (n+1)}{1 - (1-q_1)^{n+1}} + a_0 \varepsilon_{ij} \right) (1-q)^n \quad (6.5)$$

Его решение на участке, где $T > 0$ удовлетворяющее начальным условиям $\varepsilon_{ij}(q_1) = \varepsilon_{ij}^1$, $B_{ij}(q_1) = B_{ij}^1$ будет

$$B_{ij} = B_{ij}^1 \frac{1 - (1-q)^{n+1}}{1 - (1-q_1)^{n+1}} \quad (6.6)$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{a_0} \left(\left(\frac{B_{ij}^1 (n+1)}{1 - (1-q_1)^{n+1}} + a_0 \varepsilon_{ij}^1 \right) \exp [\kappa ((1-q_1)^{n+1} - (1-q)^{n+1})] - \frac{B_{ij}^1 (n+1)}{1 - (1-q_1)^{n+1}} \right)$$

Модель (3.4), (6.4), (6.5) обладает следующим свойством. Если при немонотонном изменении температуры на всех участках охлаждения приложены одинаковые напряжения

$$\sigma'_{ij} = \text{const} \quad (6.7)$$

то ε_{ij} является однозначной функцией q . В частности, при $q = 0$ всегда $\varepsilon_{ij} = 0$, т. е. в случае соблюдения (6.7) деформации при отогревании восстанавливаются полностью. Для материалов, которые не полностью восстанавливают свою форму при отогревании, правая часть (6.3) должна быть отлична от нуля. С помощью аналогичного приёма могут быть описаны свойства материалов, для которых характерна многократно обратимая память формы [1].

В [15] приведены полученные в эксперименте петли гистерезиса (фиг. 4, сплошные линии) для материала CuAlMnCo при немонотонном и нерегулярном изменении температуры (на этапах охлаждения прикладывалось сдвиговое напряжение $\tau = 10,8$ МПа). Параметры модели $a_0 = 10,7$; $c_0 = 8 \cdot 10^{-3}$ МПа $^{-1}$; $n = 1,3$ были найдены методом наименьших квадратов только по экспериментальным данным для прямого превращения на этапе первого охлаждения (сплошная линия AB). Дальнейший расчёт петель (штриховые линии) проводился с использованием этих значений параметров. Установлено, что наилучшее соответствие с экспериментальными данными [15] получается, если для участков охлаждения использовать модель изменения q (2.1) (линия EE_1B на фиг. 1), а для участков нагрева — модель (2.3) (линия FF_1A_2 на фиг. 2). Как видно, модель, идентифицированная только по первому участку охлаждения, удовлетворительно описывает последующие петли гистерезиса как для отрезков охлаждения, так и нагрева. Тем самым демонстрируется возможность индивидуального прогнозирования поведения образцов с использованием уравнений микромеханической модели.

На фиг. 5 приведены графики полученных в [16] экспериментальных зависимостей деформации от температуры для никелида титана при прямом превращении (штриховая линия 1, $M_1 = 52,5^\circ \text{C}$, $M_2 = 26,5^\circ \text{C}$) и памяти формы (штриховая линия 2, $A_1 = 37,5^\circ \text{C}$; $A_2 = 63,5^\circ \text{C}$). По экспериментальной кривой для прямого превращения 1 методом наименьших квадратов найдены значения параметров модели $a_0 = 38,7$; $c_0 = 0,00433$ и $n = 2,78$. В результате построена аппроксимация кривой прямого превращения (сплошная линия 3). Далее, ис-

пользуя те же значения параметров модели, по формулам (6.6) была построена сплошная линия 4, соответствующая изменению деформации для явления памяти формы. Как видно, она даже лучше соответствует экспериментальным данным, чем кривая 3 для опыта на прямое превращение, по которому идентифицировалась модель.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 93-013-16490).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лихачёв В. А., Кузьмин С. Л., Каменцева З. П. Эффект памяти формы. Л.: Изд-во ЛГУ, 1987. 216 с.
2. Ооцука К., Симидзу К., Судзуки Ю. и др. Сплавы с эффектом памяти формы. М.: Металлургия, 1990. 222 с.
3. Витайкин Е. З., Литвин Д. Ф., Макушев С. Ю., Удовенко В. А. Структурный механизм эффекта памяти формы в сплавах Mn Cu//ДАН СССР. 1976. Т. 229. № 3. С. 597—600.
4. Кузьмин С. Л., Лихачёв В. А., Шиманский С. Р., Чернышенко А. И. Эффект ориентированного превращения в никелиде титана//Физика металлов и металловедение. 1984. Т. 57. Вып. 3. С. 612—614.
5. Лихачёв В. А., Патрикеев Ю. И., Шуплецов В. Н. Эффект ориентированного превращения в никелиде титана//Физика металлов и металловедение. 1986. Т. 61. Вып. 1. С. 121—126.
6. Лихачёв В. А., Малинин В. Г., Овчаренко С. Я. Деформация ориентированного превращения у сплава CuAlMn//Материалы с новыми функциональными свойствами. Материалы семинара. Новгород-Боровичи: Новгородс. политехн. ин-т, 1990. С. 100—101.
7. Лихачёв В. А., Малинин В. Г. Теория механического поведения материалов с эффектом памяти формы//Математические модели пластической деформации. М.: Наука, 1990. С. 93—104.
8. Лихачёв В. А., Малинин В. Г. Структурно-аналитическая теория пластичности материалов со свойствами памяти формы//Математические модели пластической деформации. Томск: Политехн. ин-т, 1989. С. 3—11.
9. Liang C., Rogers C. A. One dimensional thermomechanical constitutive relations for shape memory materials//Intellig. Material Systems and Structures. 1990. V. 1. № 2. P. 207—234.
10. Tanaka K. A phenomenological description on thermomechanical behavior of shape memory alloys//J. Pressure Vessel Technology. Trans. ASME. 1990. V. 112. № 2. P. 158—163.
11. Наймарк О. Б., Зильбершмидт В. В., Филимонова Л. В. К описанию деформационных процессов при мартенситных превращениях//Деформирование и разрушение структурно неоднородных материалов и конструкций. Свердловск: 1989. С. 116—122.
12. Волков А. Е., Лихачёв В. А., Пуцаенко О. В., Щербакова Л. Н. Численное моделирование мартенситной неупругости в условиях реализации пластичности превращения//Материалы с новыми функциональными свойствами. Материалы семинара. Новгород — Боровичи: Новгородс. политехн. ин-т, 1990. С. 38—40.
13. Кадашевич Ю. И., Новожилов В. В. Теория пластичности, учитывающая эффект Баушингера//Докл. АН СССР. 1957. Т. 117. № 4. С. 586—588.
14. Мовчан А. А. Микромеханический подход к проблеме описания накопления анизотропных рассеянных повреждений//Изв. АН СССР. МТТ. 1990. № 3. С. 115—123.
15. Лихачёв В. А., Малинин В. Г., Овчаренко С. Я. Термомеханический гистерезис в сплавах CuAlMn в неполном интервале температур фазовых превращений//Материалы с новыми функциональными свойствами. Материалы семинара. Новгород — Боровичи: Новгородс. политехн. ин-т., 1990. С. 96—98.
16. Абдрахманов С. Деформация материалов с памятью формы при термосиловом воздействии. Бишкек: Илим, 1991. 115 с.

Москва

Поступила в редакцию
22.IV.1993