

УДК 539.4

**ВЫБОР АППРОКСИМАЦИИ ДИАГРАММЫ ПЕРЕХОДА  
И МОДЕЛИ ИСЧЕЗНОВЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ МАРТЕНСИТА  
ДЛЯ СПЛАВОВ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ\***

*А. А. Мовчан*

*Московский авиационный институт,  
125871 Москва*

С помощью микромеханической схемы строятся определяющие уравнения для фазовой деформации сплавов с памятью формы. Предложена аппроксимация диаграммы перехода, лучше известных в рамках рассматриваемой модели описывающая явления прямого и ориентированного превращения, и модель исчезновения кристаллов мартенсита для описания обычной и реверсивной памяти формы.

1. Сплавы с памятью формы (СПФ) резко отличаются по своим механическим свойствам от обычных металлических материалов [1, 2]. Связано это отличие с происходящими в них при изменении температуры и (или) напряжений термоупругими мартенситными (фазовыми) превращениями [3], состоящими в зарождении (исчезновении) и росте (уменьшении) кристаллов мартенсита в аустенитной фазе. В связи с этим фундаментальную роль при описании поведения СПФ играет аппроксимация диаграммы фазового перехода, т. е. зависимости объемной доли мартенситной фазы от температуры и напряжений при прямом и обратном превращении. Диаграмма перехода при постоянных напряжениях имеет вид, изображенный на рис. 1, где  $M_1, M_2$  — температуры начала и конца реакции прямого, а  $A_1, A_2$  — обратного превращения.

Функции, аппроксимирующие боковые стороны фазовой диаграммы, могут быть представлены в виде

$$q = f_1(T, M_1, M_2), \quad q = f_2(T, A_1, A_2), \quad (1.1)$$

где характерные температуры  $M_1, M_2, A_1, A_2$ , вообще говоря, зависят от действующих напряжений [1].

В [1] используются линейные зависимости

$$f_1(T, M_1, M_2) = \frac{M_1 - T}{M_1 - M_2}, \quad f_2(T, A_1, A_2) = \frac{A_2 - T}{A_2 - A_1}. \quad (1.2)$$

В [4] предпочтение отдается экспоненциальным функциям

$$f_1(T, M_1, M_2) = 1 - 10^{2 \frac{M_1 - T}{M_2 - M_1}}, \quad f_2(T, A_1, A_2) = 10^{2 \frac{A_1 - T}{A_2 - A_1}}. \quad (1.3)$$

В [5] используются аппроксимации вида

$$f_1(T, M_1, M_2) = 0,5 \left[ \cos \left( \pi \frac{T - M_2}{M_1 - M_2} \right) + 1 \right], \quad (1.4)$$

$$f_2(T, A_1, A_2) = 0,5 \left[ \cos \left( \pi \frac{T - A_1}{A_2 - A_1} \right) + 1 \right].$$

\* Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-013-16490).

В данной работе предлагается следующая аппроксимация:

$$\begin{aligned} f_1(T, M_1, M_2) &= \cos \left[ \frac{\pi}{2} \left( \frac{T-M_2}{M_1-M_2} \right) \right], \\ f_2(T, A_1, A_2) &= \cos \left[ \frac{\pi}{2} \left( \frac{T-A_1}{A_2-A_1} \right) \right]. \end{aligned} \quad (1.5)$$

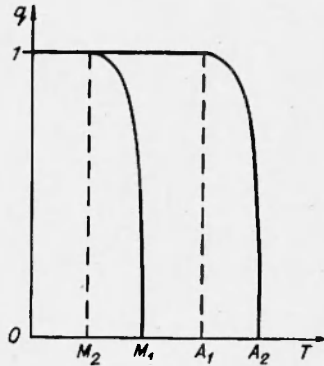


Рис. 1

Аппроксимация (1.2) не описывает насыщения процесса прямого превращения при приближении значения  $q$  к единице, в то время как остальные зависимости это явление учитывают. Согласно (1.3), графики зависимости  $q$  от  $T$  для прямого и обратного переходов не могут быть получены друг из друга параллельным переносом вдоль оси  $T$ , в то время как, согласно экспериментальным данным [1], кривые прямого превращения и памяти формы совмещаются друг с другом с помощью такого переноса. Зависимости (1.2), (1.4), (1.5) лишены этого недостатка. Согласно (1.4), график зависимости  $q$  от  $T$  имеет точку перегиба, которая отсутствует в (1.5). Окончательно вопрос о преимуществах той или иной аппроксимации может быть решен путем сопоставления даваемых ею результатов с экспериментальными данными.

2. Определяющие уравнения для фазовой деформации СПФ строятся по микромеханической схеме [6–8] путем моделирования одновременно происходящих процессов зарождения и развития кристаллов мартенсита в аустенитной матрице. Считается, что фазовая макродеформация равна сумме микродеформаций  $\rho_{ij}$ , связанных с зарождением и развитием всех кристаллов мартенсита, имеющих в данный момент в рассматриваемом представительном объеме материала.

Развитие кристалла мартенсита как при прямом, так и при обратном превращении подчиняется уравнению [8]

$$\frac{d\rho_{ij}}{dq} = a\rho_{ij}. \quad (2.1)$$

Можно показать [6–8], что в этом случае определяющее уравнение для девиатора фазовой деформации  $\epsilon_{ij}$  должно иметь вид

$$\frac{d\epsilon_{ij}}{dq} = B_{ij} + a\epsilon_{ij}. \quad (2.2)$$

Здесь  $a\epsilon_{ij}$  — скорость деформации, связанная с развитием, а  $B_{ij} = v\rho_{ij}^0$  — с зарождением кристаллов мартенсита;  $v$  — скорость зарождения, вычисленная по параметру  $q$ ;  $\rho_{ij}^0$  — микродеформация, связанная с зарождением одного кристалла. Для прямого превращения в простейшем случае можно принять [8]

$$B_{ij} = c\sigma'_{ij} \quad (2.3)$$

( $\sigma'_{ij}$  — девиатор действующих напряжений). В большинстве известных определяющих уравнений для скорости изменения фазовой деформации СПФ слагаемое типа  $a\epsilon_{ij}$  отсутствует [1, 9–11], хотя предложения о возможности его включения в уравнение для скорости фазовой микродеформации высказывались в [12].

Зарождение и развитие кристаллов мартенсита должно затухать при приближении  $q$  к единице. Этот эффект автоматически учитывается моделями (1.3)–(1.5) для фазовой диаграммы. В данном случае параметры  $a$  и  $c$  можно считать постоянными:  $a = a_0 = \text{const}$ ,  $c = c_0 = \text{const}$ . Получающаяся в результате модель прямого превращения содержит два параметра:  $a_0$  и  $c_0$ . Если же используется линейная аппроксимация фазовой диаграммы (1.2), то учет затухания можно осуществить, считая  $a$  и  $c$  функциями  $q$ , стремящимися к нулю при параметре  $q$ , стремящемся к единице, например:

$$a = a_0(1 - q)^n, \quad c = c_0(1 - q)^n.$$

В результате добавляется еще один параметр материала  $n$ . Уравнение для девиатора фазовой деформации при прямом превращении принимает вид

$$\frac{d\varepsilon_{ij}}{dq} = (c_0\sigma'_{ij} + a_0\varepsilon_{ij})(1 - q)^n. \quad (2.4)$$

Для двухпараметрической модели здесь и во всех последующих формулах необходимо положить  $n = 0$ .

3. Выбор наиболее приемлемой из различных аппроксимаций (1.2)–(1.5) фазовой диаграммы может быть осуществлен из условия наилучшего описания уравнением (2.4) результатов опытов по развитию деформации прямого и ориентированного превращения [12–15]. В первом случае речь идет о нарастании фазовой деформации в СПФ при его охлаждении через интервал температур ( $M_1, M_2$ ) под постоянным напряжением. Интегрируя уравнение (2.4), для этого случая при нулевом начальном условии имеем

$$\varepsilon_i = \frac{2}{3} \sigma_i \frac{c_0}{a_0} \left( \exp \left( \frac{a_0}{n+1} (1 - (1 - q)^{n+1}) \right) - 1 \right), \quad (3.1)$$

где  $\varepsilon_i$  и  $\sigma_i$  — интенсивности напряжений и деформаций. Чтобы получить зависимость интенсивности фазовой деформации от температуры, сюда необходимо подставить вместо  $q$  зависимость (1.1) в одной из рассматриваемых форм (1.2)–(1.5).

Для того чтобы найти параметры модели, были использованы экспериментальные данные по прямому превращению для никелида титана ТП-1 [15] и сплава CuAlMnCo [13]. В области изменения температуры ( $M_1, M_2$ ) выбирался ряд точек  $T_j$  ( $j = 1, 2, \dots, k$ ,  $k = 12$ ,  $M_1 = 325$  К,  $M_2 = 175$  К для ТП-1 и  $k = 9$ ,  $M_1 = 340$  К,  $M_2 = 316$  К для CuAlMnCo). Значения параметров модели отыскивались путем минимизации относительной величины квадратичной ошибки  $S$  значений интенсивности фазовой деформации  $\varepsilon_i$ , вычисленных по (3.1), от экспериментальных данных  $\varepsilon'_i$ :

$$\min_{a_0, c_0, n} \sum_{j=1}^k \left[ \frac{\varepsilon_i(T_j) - \varepsilon'_i(T_j)}{\varepsilon'_i(T_j)} \right]^2 = S.$$

Для поиска параметров использовалась процедура покоординатного спуска. О качестве аппроксимации можно судить по достигнутой минимальной величине  $S$ , значения которой для различных аппроксимаций фазовой диаграммы приведены в табл. 1.

Согласно табл. 1, в большинстве случаев трехпараметрическая модель (первый столбец таблицы), как и следовало ожидать, позволяет получить меньшее значение  $S$ , чем двухпараметрические (1.3), (1.4) или (1.5). Тем более удивительно, что для сплава ТП-1 двухпараметрическая модель в совокупности с предлагаемой аппроксимацией фазовой диаграммы (1.5)

дает практически то же значение  $S$ , что и трехпараметрическая модель с линейной фазовой диаграммой. Необходимо отметить, что при использовании трехпараметрической модели минимизируемая функция является весьма пологой (ее небольшое изменение связано с существенным изменением искомых параметров), и поэтому их устойчивое определение затруднено. Двухпараметрическая модель свободна от этого недостатка. Согласно табл. 1, предлагаемая аппроксимация (1.5) дает существенно меньшие значения ошибки, чем другие криволинейные аппроксимации (1.3), (1.4).

Т а б л и ц а 1

| Материал | (1.2)  | (1.3) | (1.4)  | (1.5)  |
|----------|--------|-------|--------|--------|
|          | $S$    |       |        |        |
| ТН-1     | 0,182  | 0,327 | 0,544  | 0,181  |
| CuAlMnCo | 0,0017 | 0,122 | 0,0673 | 0,0072 |

4. Отличие опыта на ориентированное превращение [1, 12–15] от эксперимента на прямое превращение при постоянном напряжении состоит в том, что при некотором промежуточном значении температуры  $T = T_0$ ,  $M_2 < T_0 < M_1$  приложенное

напряжение снимается, и в дальнейшем от  $T = T_0$  до  $T = M_2$  охлаждается свободный от напряжений СПФ. Эксперименты показывают [1, 9, 12–15], что в этом случае после снятия напряжений продолжается рост фазовой деформации, хотя и с меньшей скоростью, чем при продолжении опыта по прямому превращению, когда напряжение не снимается. Для многих известных моделей (см., например, [1, 6]) скорость фазовой деформации при прямом превращении считается пропорциональной девиатору приложенного напряжения, что не позволяет даже качественно правильно описать явление ориентированного превращения (при  $\sigma'_i = 0$   $d\varepsilon_{ij}/dq = 0$ ). В предлагаемой модели (2.4) величине  $\sigma'_i$  пропорциональна лишь скорость изменения части фазовой деформации, связанной с зарождением кристаллов мартенсита. Развитие ранее зародившихся кристаллов может происходить согласно (2.1) и при нулевых напряжениях. Поэтому рассматриваемая модель качественно правильно описывает возрастание деформации в сторону ранее приложенного напряжения со скоростью, меньшей, чем при продолжении действия напряжения, поскольку составляющая скорости деформации, связанная с зарождением кристаллов, пропадает.

Количественное соответствие проверялось на основании кривых ориентированного превращения у сплава ТН-1 [15] (пять кривых для пяти различных значений температуры  $T_0$ ) и у сплава CuAlMnCo [10] (три кривых). Расчет велся по формуле

$$\varepsilon_i = \frac{2}{3} \sigma_i \frac{c_0}{a_0} \left( \exp \left( \frac{a_0}{n+1} (1 - (1-q)^{n+1}) \right) - \exp \left( \frac{a_0}{n+1} (1 - q_0)^{n+1} - (1-q)^{n+1} \right) \right), \quad (4.1)$$

получаемой путем интегрирования уравнения (2.4) в соответствующих условиях. Величина  $q_0$  вычисляется через  $T_0$  с использованием соответствующей аппроксимации фазовой диаграммы. Для получения кривых ориентированного превращения использовались те же, что и ранее, аппроксимации фазовой диаграммы, за исключением (1.4), поскольку при применении последней в случае аппроксимации кривой прямого превращения для параметра  $a_0$  находится значение, меньшее нуля, в результате чего ориентированное превращение будет описываться качественно неправильно.

При вычислении по формуле (4.1) для каждого материала в качестве  $c_0$ ,  $a_0$  и  $n$  использовались значения, полученные по кривой прямого

превращения, т. е. в независимом эксперименте. Для сравнения теоретических и экспериментальных значений деформации для каждой кривой ориентированного превращения в интервале температур  $T_0-T_2$  ее начала и конца выбиралось несколько (от трех до семи в зависимости от величины интервала) точек  $T_i$ , в которых определялись экспериментальные и теоретические значения деформации. Далее вычислялась сумма квадратов их разностей для всех точек всех кривых данного материала. Найденные значения квадратичной ошибки  $S$  приведены в табл. 2.

Согласно табл. 2, двухпараметрическая модель с аппроксимацией фазовой диаграммы (1.5) существенно превосходит по точности не только двухпараметрическую модель с экспоненциальной аппроксимацией фазовой диаграммы (1.3), но и данные, полученные с помощью трехпараметрической модели при линейной аппроксимации фазовой диаграммы (1.2).

Приведенные данные свидетельствуют о преимуществе предлагаемой аппроксимации фазовой диаграммы (1.5) перед остальными рассмотренными. В табл. 3 приведены найденные значения параметров двухпараметрической модели, использующей зависимость (1.5) для двух рассмотренных материалов.

На рис. 2 линиями представлены зависимости деформации от температуры для никелида титана при прямом превращении (кривая 1,  $\sigma = 110$  МПа) и ориентированном превращении с тем же значением напряжения на первом этапе процесса охлаждения (кривые 2-6, соответствующие различным значениям температуры  $T_0$ , при которой снимаются напряжения). Кривые рассчитаны по предлагаемой модели с параметрами (табл. 3), найденными только по экспериментальным данным для прямого превращения. Точками изображены экспериментальные результаты для того же материала [15], полученные в опытах по ориентированному превращению. На рис. 3 аналогичные данные приведены для сплава CuAlMnCo [10] (кривая 1 — прямое превращение при касательном напряжении  $\tau = 10,8$  МПа, кривые 2-4 — ориентированное превращение с тем же  $\tau$  на первом этапе и различными значениями  $T_0$ ). Тем самым демонстрируется возможность описания экспериментальных результатов моделью, идентифицированной на независимых экспериментах. Далее рассматривается лишь эта модель.

5. Если после прямого превращения под постоянным напряжением проводить нагревание материала через интервал температур ( $A_1, A_2$ ), в нем происходит обратное превращение мартенсита в аустенит и приобретенная в процессе прямого превращения деформация снимается (явление памяти формы [1]). При обратном превращении происходит уменьшение до минимального размера и исчезновение ранее зародившихся кристаллов мартенсита. Если уменьшение кристалла подчиняется той же закономерности (2.1), что и их рост, то модель исчезновения кристалла должна отличаться от модели его зарождения, поскольку при прямом превращении ориентация зарождающихся кристаллов определяется действующим напряжением, а при обратном превращении напряжения не слишком большой величины не оказывают существенного влияния на процесс. Далее предполагается, что скорость исчезновения кристаллов мартенсита при

Т а б л и ц а 2

| Материал | (1.2)  | (1.3) | (1.5)  |
|----------|--------|-------|--------|
|          | S      |       |        |
| ТН-1     | 0,3085 | 0,538 | 0,0888 |
| CuAlMnCo | 0,0300 | 0,437 | 0,0059 |

Г а б л и ц а 3

| Материал | $a_0$ | $c_0 \cdot 10^4$ 1/МПа |
|----------|-------|------------------------|
| ТН-1     | 0,718 | 2,43                   |
| CuAlMnCo | 2,257 | 1,517                  |

обратном превращении определяется лишь историей их зарождения и развития.

Возможны две крайние точки зрения на эту зависимость. Согласно первой, скорость исчезновения кристаллов мартенсита на данном этапе прямого превращения постоянна. Величина этого постоянного тензора может находиться из условия, чтобы после полного обратного превращения ранее приобретенная фазовая деформация обращалась в нуль; в результате интегрирования уравнения (2.4) для обратного превращения из условия  $\varepsilon_{ij}(0) = 0$  имеем

$$B_{ij} = \frac{a_0 \varepsilon_{ij}^1}{1 - \exp(-a_0 q_1)}. \quad (5.1)$$

Здесь  $\varepsilon_{ij}^1$ ,  $q_1$  — значения девиатора фазовой деформации и параметра процесса  $q$  в точке начала рассматриваемого этапа обратного превращения.

Альтернативная точка зрения состоит в том, что

$$B_{ij}(q)|_{q < 0} = B_{ij}(q)|_{q > 0}, \quad (5.2)$$

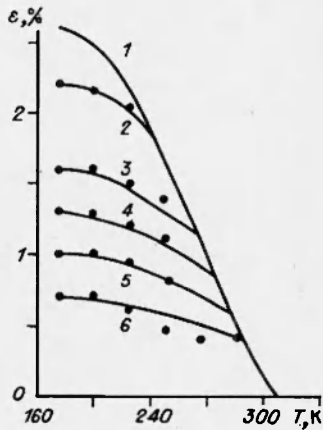


Рис. 2

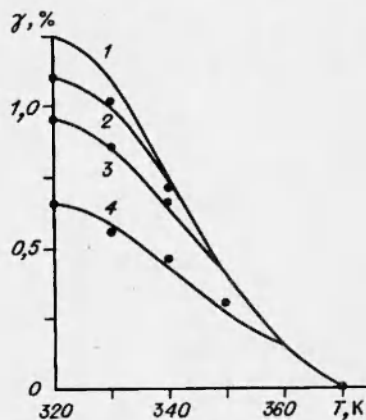


Рис. 3

т. е. скорость исчезновения кристаллов на этапе обратного превращения равна скорости их зарождения на предшествующем этапе прямого превращения в точке, отвечающей тому же значению  $q$ . В простейшем случае обратного превращения после прямого превращения под постоянным напряжением эти гипотезы дают одинаковый результат, правильно описывающий соответствующие экспериментальные данные.

Рассмотрим более сложный случай — опыт на реверсивную память формы [1, 16–18], один из вариантов которого состоит в следующем [1]. Образец претерпевает прямое превращение под действием касательного напряжения  $\tau$  при охлаждении от  $M_1$  до температуры  $T_0$  ( $M_2 < T_0 < M_1$ ), что приводит к фазовой деформации  $\gamma_1$ . Далее он охлаждается под действием касательного напряжения  $-\tau$  от  $T = T_0$  до  $T = T_1 > M_2$ , в результате чего фазовая деформация падает. Напряжение  $\tau$  и температуры  $T_0$  и  $T_1$  подбираются так, чтобы в конце второго этапа прямого превращения фазовая деформация была равна нулю. При дальнейшем монотонном нагреве свободного от напряжений образца деформация меняется немонотонно. Возможны два альтернативных варианта поведения материала [1]. Рассмотрим тот из них, который соответствует осуществлению принципа пространственно-временной гетерогенности [16, 17]. В этом случае при монотонном нагревании от температуры  $A_1$  деформация  $\gamma$  сначала растет до

монотонном нагревании от температуры  $A_1$  деформация  $\gamma$  сначала растет до

максимального значения  $\gamma_2$  при температуре  $T = T_1$  (знаки  $\gamma_2$  и  $\gamma_1$  совпадают); при дальнейшем нагревании сдвиг  $\gamma$  падает до значения, близкого к нулю при  $T = A_2$ . Хотя качественно зависимость  $\gamma$  от  $T$  на участке нагревания повторяет ту же зависимость на участке охлаждения, максимальное значение деформации реверсивной памяти формы  $\gamma_2$  существенно ниже, чем максимальное значение деформации на этапе прямого превращения  $\gamma_1$  (у никелида титана, согласно [1, 16],  $\gamma_2 \sim 0,25\gamma_1$ ).

Легко видеть, что при использовании модели (5.1) в опыте на реверсивную память формы скорость уничтожения кристаллов мартенсита на этапе обратного превращения будет равна нулю; поэтому сдвиг  $\gamma$  также будет тождественно равен нулю, т. е. явление реверсивной памяти формы этой моделью не описывается.

Таким образом, предположение о постоянстве скорости исчезновения кристаллов мартенсита не описывает реверсивного характера возврата деформации после реверсивного прямого превращения. В то же время, как легко видеть, согласно предположению (5.2), график зависимости  $\gamma$  от  $T$  при нагревании в точности (количественно и качественно) повторяет график зависимости  $\gamma$  от  $T$  в процессе прямого превращения (правда, на другом температурном интервале); при этом  $\gamma_2 = \gamma_1$ , что не соответствует экспериментальным данным. Следовательно, принятие предположения (5.2) приводит к «слишком реверсивному» характеру памяти формы, в то время как предположение о постоянстве  $V_{ij}$  вообще исключает реверсивность при монотонном нагревании. Ясно, что описать реверсивную память формы можно путем компромисса между этими двумя предположениями, приняв, например, следующую модель исчезновения кристаллов мартенсита при нагревании:

$$V_{ij}|_{\dot{q}<0} = \lambda V_{ij}|_{\dot{q}>0} + (1 - \lambda) \frac{a_0 \dot{\epsilon}_{ij}}{1 - \exp(-a_0 q_1)} \quad (5.3)$$

Легко видеть, что в случае нагревания после прямого превращения под постоянным напряжением получаемое с помощью (5.3) значение  $V_{ij}$  не зависит от  $\lambda$  и равно скорости исчезновения кристаллов мартенсита в каждой из составляющих моделей. Следовательно, комбинированная модель будет правильно описывать простейший эксперимент по обратному превращению, как и каждая из входящих в нее простейших моделей.

В случае опыта на реверсивную память формы в (5.3)  $\dot{\epsilon}_{ij}^1 = 0$  и скорость исчезновения кристаллов мартенсита будет определяться лишь первым слагаемым правой части (5.3). В результате график зависимости  $\gamma$  от  $T$  при обратном превращении качественно повторит аналогичный график для прямого превращения, однако в уменьшенном масштабе (как это и наблюдается в экспериментах), определяемом коэффициентом  $\lambda$ . Значение этого параметра материала может быть найдено по формуле  $\lambda = \gamma_2/\gamma_1$ .

На рис. 4 изображены рассчитанные с помощью уравнений (1.5), (2.2), (2.3) и (5.3) графики зависимости величины  $\Gamma = a_0 \dot{\gamma} / (2c_0 \tau)$  от температуры в эксперименте на реверсивную память формы для СПФ с  $a_0 = 0,718$

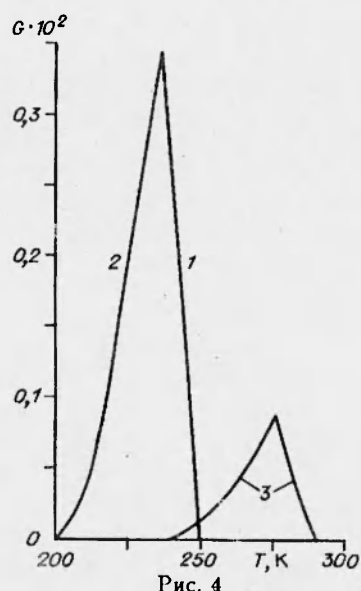


Рис. 4

(как у рассмотренного ранее никелида титана),  $M_1 = 250$  К,  $M_2 = 200$  К,  $A_1 = 240$  К,  $A_2 = 290$  К. Кривая 1 соответствует прямому превращению при постоянном касательном напряжении  $\tau$ , 2 — прямому превращению при касательном напряжении  $-\tau$ , 3 — обратному превращению в свободном от напряжений состоянии.

Предлагаемая модель позволяет описать и альтернативный тип поведения материала в опыте на реверсивную память формы [1], когда при обратном превращении сначала исчезают кристаллы мартенсита, зародившиеся в начале, а не в конце процесса прямого превращения, и поэтому знаки величин  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  противоположны. Для этого достаточно величину  $\lambda$  считать отрицательной. Изменение типа поведения материала при изменении температуры  $T_1$  конца процесса прямого превращения [1], а также наблюдаемое в экспериментах уменьшение отношения  $\gamma_2/\gamma_1$  с понижением температуры  $T_0$  [19] можно описать, считая  $\lambda$  убывающей функцией  $q$ .

В данной работе применен простейший вариант подхода, учитывающего одновременно происходящие процессы зарождения и развития микроносителей. Схема может быть обобщена на случай учета нескольких структурных уровней деформации [20–22].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лихачев В. А., Кузьмин С. Л., Каменцева З. П. Эффект памяти формы. Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1987.
2. Сплавы с эффектом памяти формы / К. Оотцука, К. Симидзу, Ю. Судзуки и др. М.: Металлургия, 1990.
3. Курдюмов Г. В., Хандрос Л. Г. О «термоупругом» равновесии при мартенситных превращениях // Докл. АН СССР. 1949. Т. 66, вып. 2.
4. Tanaka K. A phenomenological description on thermomechanical behavior of shape memory alloys // J. Pressure Vessel Technology. 1990. V. 112, N 2.
5. Liang C., Rogers C. A. One dimensional thermomechanical constitutive relations for shape memory materials // J. Intelligent Mater. System and Struct. 1990. V. 1, N 2.
6. Мовчан А. А. Микромеханический подход к проблеме описания накопления анизотропных рассеянных повреждений // Изв. АН СССР. МТТ. 1990. № 3.
7. Мовчан А. А. Микромеханический подход к определению изменения механических свойств материала в процессе деформирования // 7-й Всесоюз. съезд по теорет. и прикл. механике: Тез. докл. М.: Наука, 1991.
8. Мовчан А. А. Микромеханический подход к описанию процессов деформирования и накопления повреждений при сложном напряженном состоянии // Симпоз. «Прочность материалов и элементов конструкций при сложном напряженном состоянии»: Тез. докл. Киев, 1992.
9. Абдрахманов С. Деформация материалов с памятью формы при термосиловом воздействии. Бишкек: Илим, 1991.
10. Kafka Vratislav. The mesomechanical approach to the shape memory effect // Acta tech. CSAV. 1990. V. 35, N 6.
11. Patoor E., Eberhardt A., Berveiller M. Thermomechanical behaviour of shape memory alloys // Arch. Mech. 1988. V. 40, N 5.
12. Волков А. Е., Лихачев В. А., Пушаенко О. В., Щербакова Л. Н. Численное моделирование мартенситной неупругости в условиях реализации пластичности превращения // Материалы с новыми функциональными свойствами: Материалы семинара. Новгород, 1990.
13. Лихачев В. А., Малинин В. Г., Овчаренко С. Я. Деформация ориентированного превращения у сплава CuAlMnCo // Там же.



14. **Витайкин Е. З., Литвин Д. Ф., Макушев С. Ю., Удовенко В. А.** Структурный механизм эффекта памяти формы в сплавах MnCu // Докл. АН СССР. 1976. Т. 229, № 3.
15. **Кузьмин С. Л., Лихачев В. А., Шиманский С. Р., Чернышенко А. И.** Эффект ориентированного превращения в никелиде титана // ФММ. 1986. Т. 61, вып. 1.
16. **Беляев С. П., Кузьмин С. Л., Рогачевская М. Ю.** Эффект реверсивной памяти формы в сплавах на основе никелида титана // Структура и свойства металлических материалов и композиций. Новгород, 1989.
17. **Беляев С. П., Кузьмин С. Л., Лихачев В. А., Рогачевская М. Ю.** Реверсивное формоизменение в TiNiFe и TiNiCu // ФММ. 1989. Т. 68, вып. 3.
18. **Тошпулатов Ч. Х.** Эффект реверсивной памяти формы // Вестн. ЛГУ. Сер. математика, механика и астрономия. М., 1986. Деп. в ВИНИТИ 13.05.86, № 4501.
19. **Беляев С. П., Кузьмин С. Л., Лихачев В. А., Рогачевская М. Ю.** Влияние режимов предварительного термоциклического воздействия на эффект реверсивной памяти формы сплавов на основе никелида титана // Изв. вузов. Цветные металлы. 1989. № 1.
20. **Панин В. Е., Лихачев В. А., Гриняев Ю. В.** Структурные уровни деформации твердых тел. Новосибирск: Наука, 1985.
21. **Панин В. Е.** Физические основы мезомеханики среды со структурой // Изв. вузов. Физика. 1992. Т. 35, № 4.
22. **Лихачев В. А., Малинин В. Г.** Структурно-аналитическая теория пластичности материалов со свойствами памяти формы // Математические модели пластической деформации: Межвуз. науч. техн. сб. Томск, 1989.

*Поступила в редакцию 17/II 1994 г.*

---