Журнал технической физики, 2019, том 89, вып. 1

06

Влияние наночастиц HfO_2 на форму и параметры кривых псевдоупругой деформации монокристаллов сплава Cu–Al–Ni

© Г.А. Малыгин, В.И. Николаев, С.А. Пульнев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: malygin.ga@mail.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 26 марта 2018 г.)

Исследовано влияние дисперсных наночастиц двуокиси гафния (HfO_2) на форму и параметры кривой деформации сжатием монокристаллов сплава с эффектом памяти формы Cu−13.5 wt.% Al−4.0 wt.% Ni. Найдено, что наночастицы размером 30 nm с объемной долей 1% влияют на форму кривой псевдоупругой деформации (ПД) кристалла сплава, а именно, существенно повышают коэффициент его деформационного (мартенситного) упрочнения θ и работу деформации и устраняют падения деформирующего напряжения, связанные с существованием межфазных напряжений при мартенситном переходе, но не оказывают влияния на гистерезис кривой ПД и деформацию памяти формы. Моделирование кривых ПД и анализ полученных результатов в рамках теории размытых мартенситных переходов показали, что рост коэффициента $\theta \sim \omega^{-1}$ и устранение падений напряжения на кривой ПД связаны со значительным уменьшением (на порядок) величины объема зародышей мартенсита $\omega \sim w$, где w — поперечный размер наночастиц.

DOI: 10.21883/JTF.2019.01.46974.129-18

Введение

Функциональные свойства сплавов с памятью формы (ЭПФ) чувствительны к структуре сплавов. Так, кривые псевдоупругой деформации (ПД) поликристаллических образцов сплавов с ЭПФ сильно отличаются от аналогичных кривых для монокристаллических образцоВ [1]. На форму и параметры кривых ПД существенное влияние оказывает большая пластическая деформация сплава, достигаемая при его равноканальном углововом прессовании [2]. Предполагается, что это изменение связано с нанофрагментацией сплава с образованием в нем большеугловых границ фрагментов в результате интенсивной пластической деформации. Микро- и нанокристалличность являются источником размерных эффектов в сплавах с ЭПФ [3,4].

Эксперименты показывают также, что наличие дисперсных частиц в ЭПФ-сплавах влияет на форму и параметры кривых их деформации. Степень этого влияния зависит от размера частиц и их объемной доли (расстояния между частицами) [5,6]. В настоящей работе этот вопрос исследуется на монокристаллах сплава Cu−13.5 wt.% Al−4.0 wt.% Ni, содержащих частицы двуокиси гафния размером 30 nm с объемной концентрацией 1%. Структура может как улучшать, так и ухудшать функциональные свойства сплавов с ЭПФ, поэтому представляет интерес анализ механизма влияния наночастиц HfO_2 на свойства исследуемого сплава. В работе этот анализ выполнен в рамках теории размытых мартенситных переходов (РМП) [7], учитывающей влияние структуры на кинетику мартенситного перехода и, следовательно, на функциональные свойства сплавов.

Методика эксперимента

Монокристаллы сплава Cu−13.5 wt.% Al−4.0 wt.% Ni с содержанием гафния менее одного атомного процента были выращены методом Степанова в направлении кристаллографической оси [001] в форме цилиндрического стержня диаметром 5 mm. Насыщение монокристалла дисперсными частица HfO_2 осуществлялось по специально разработанной процедуре. Вырезанные электроискровым способом рабочие образцы высотой 6 mm выдерживались некоторое время при температуре 1223 K и закаливались в воду, а затем в течение 1 h находились при температуре 373 K, после чего охлаждались на воздухе. Деформация сжатием образцов осуществлялась на испытательной машине INSTRON 1342 со скоростью деформации $5 \cdot 10^{-4}\,s^{-1}$.

Результаты эксперимента и их обсуждение

На рис. 1 кривая *1* демонстрирует диаграмму сжатия монокристалла исследуемого сплава при температуре 293 K. Видно, что кривая $\sigma - \varepsilon$ имеет две особенности по сравнению с обычно плавно восходящими кривыми псевдоупругой деформации с положительным значением коэффициента мартенситного упрочнения $d\sigma/d\varepsilon$ на всем их протяжении. А именно, в интервале деформаций 4−7% наблюдается небольшое падение напряжения. Более существенное его снижение имеет место в интервале деформаций 8.5−9.5%. Согласно калориметрическим данным [8,9], при комнатной температуре сплав Cu−Al−Ni указанного состава находится в β'-мартенситном состоянии. В результате деформации в нем формируется γ'-мартенсит. Наличие двух спадов на

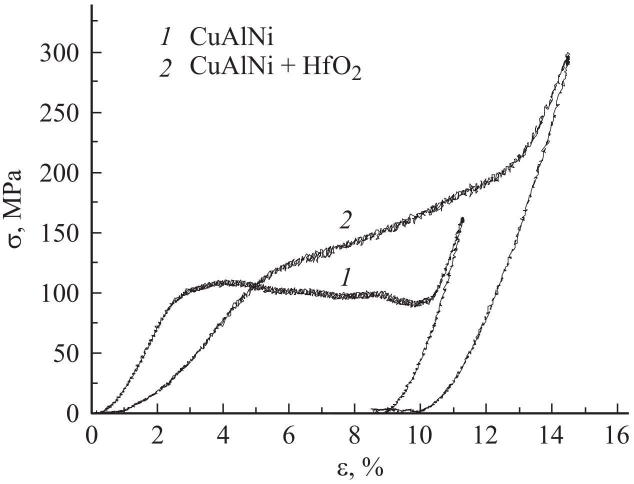

Рис. 1. Кривые деформации монокристаллов сплава Cu$-$13.5 wt.% Al$-$4.0 wt.% Ni в отсутствие (кривая *1*) и при наличии (кривая *2*) в нем наночастиц HfO_2.

кривой *1* означает, что мартенситный переход $\beta' \to \gamma'$ имеет неравновесный характер и развивается в два этапа, как это имеет место при деформации сжатием кристаллов сплава $Ni_{49}Fe_{18}Ga_{27}Co_6$ в направлении оси [011] при мартенситном переходе $L2_1 \to 14M \to L1_0$, включающем промежуточную пространственно модулированную (двойникованную) структуру 14M мартенсита Ll_0 [10,11]. Восстановление деформации памяти формы при нагреве деформированного кристалла сплава Ni$-$Fe$-$Ga$-$Co развивается взрывоподобным (burst-like) образом [12]. Такой же взрывообразный характер восстановления деформации ПФ демонстрирует и исследуемый Cu$-$Al$-$Ni-сплав [13]. В обоих случаях эта особенность ПФ связана со вторым, более глубоким спадом напряжения на их диаграммах сжатия [13,14]. Таким образом, в обоих сплавах образование двойникованной мартенситной структуры сопровождается небольшим, а ее раздвойникование — существенным спадом напряжения и аномальным взрывообразным характером восстановления деформации памяти формы.

На рис. 1 кривая *2* представляет диаграмму сжатия монокристаллов исследуемого Cu$-$Al$-$Ni-сплава, содержащего частицы двуокиси гафния размером 30 nm. Видно, что по сравнению с кривой *1* кривая *2* имеет плавно восходящий вид и не содержит участков с отрицательными значениями коэффициента мартенситного (фазового) упрочнения, $d\sigma/d\varepsilon$. При этом в кристалле с частицами HfO_2 величина коэффициента $d\sigma/d\varepsilon$ существенно больше, чем в кристалле в отсутствие этих частиц. С другой стороны, остаточная после разгрузки кристаллов деформация памяти формы и величина гистерезиса практически одинаковы в обоих кристаллах. Работа, затрачиваемая на деформацию кристаллов, равна 8.5 (кривая *1*) и 13.7M J/m^3 (кривая *2*) (рис. 1). Эти обстоятельства указывают на то, что частицы двуокиси Hf влияют не только на форму и параметры кривых псевдоупругой деформации сплава, т.е. на кинетику мартенситного превращения, но и на его энергетику.

В [10,14] в качестве предполагаемой причины возникновения падения напряжений на диаграммах сжатия кристаллов сплавов Cu$-$Al$-$Ni и Ni$-$Fe$-$Ga$-$Co и взрывообразного характера восстановления у них деформации ПФ обсуждаются межфазные напряжения на границах соответственно межмартенситных $\beta' - \gamma'$ и $14M - L1_0$ ламелей. Анализ этих аномалий на основе теории размытых мартенситных переходов [7] показал обоснованность этого предположения и позволил количественно промоделировать их [10]. Теория РМП будет использована ниже для анализа механизма трансформации кривой *1* в кривую *2* на рис. 1.

Обсуждаемые выше аномалии, как было уже отмечено, связаны со вторым спадом напряжения на кривой *1* (рис. 1), т.е. с кинетикой раздвойникования γ'-мартенсита. Процесс его двойникования (первое снижение напряжения) мало влияет на форму кривой *1*. Это означает, что межфазные напряжения при двойниковании малы, поскольку двойникование их снижает, в то время как раздвойникование их восстанавливает до исходного $\beta' - \gamma'$-уровня. Учитывая это обстоятельство, при анализе мы ограничимся одностадийным межмартенситным переходом, поскольку двухстадийный переход требует написания громоздких формул [10]. При этом все принципиальные стороны влияния межфазных (межмартенситных) напряжений и дисперсных частиц (в данном случае частиц HfO_2) на кинетику мартенситного перехода будут сохранены.

Влияние дисперсных частиц на кинетику мартенситного перехода

Кривая псевдоупругой деформации — отражение кинетики мартенситного перехода в координатах $\sigma - \varepsilon_p$, где $\varepsilon_p = \varepsilon_m \varphi_M$ — мартенситная деформация, ε_M — объемная доля мартенсита в кристалле, ε_m — полная деформация мартенситного перехода. Согласно теории РМП, при одностадийном мартенситном переходе концентрация мартенсита в кристалле зависит от температуры T, напряжения σ и величины межфазных напряжений σ_e, согласно выражению [4,10]:

$$\varphi_M = \frac{1}{1 + \exp(\Delta U/kT)}, \tag{1a}$$

где $\Delta U = \omega \Delta u$ — изменение свободной энергии сплава при образовании в нем зародыша новой фазы объемом ω,

$$\Delta u = q\,\frac{T - T_c}{T_c} - \varepsilon_m \sigma - W_{el} \tag{1b}$$

— объемная плотность свободной энергии фазового перехода, q — теплота (энтальпия) перехода, T_c — характеристическая температура превращения, k — постоянная Больцмана; $W_{el} = \varepsilon_m \sigma_{el}(\varphi_M)$ — связанная с

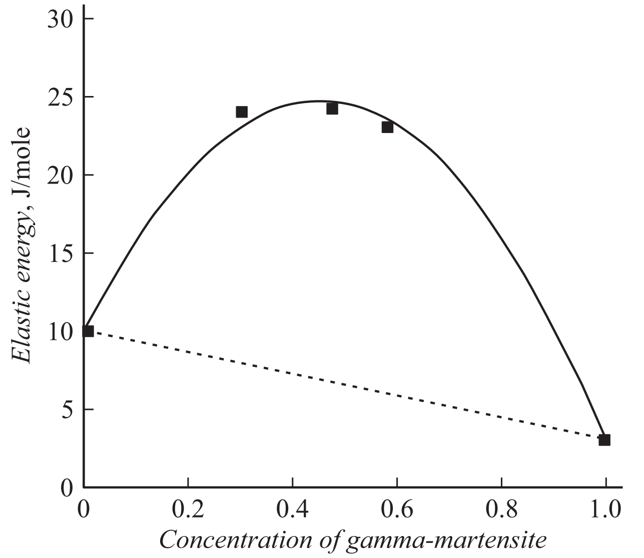

Рис. 2. Зависимость упругой энергии при мартенситном превращении в сплаве Cu–Al–Ni от концентрации γ'-мартенсита: экспериментальные точки — данные [8], кривая — согласно уравнению (2), пунктир (см. текст).

переходом упругая межфазная энергия,

$$\sigma_{el}(\varphi_M) = \sigma_e \varphi_M (1 - \varphi_M) \tag{1c}$$

— межфазные напряжения, σ_e — величина упругих межфазных напряжений, зависящая от их источника. В случае разницы модулей упругости мартенситной (E_M) и аустенитной (E_A) фаз $\sigma_e \approx (E_M - E_A)\varepsilon_m$. Из уравнения (1c) следует, что в однофазных состояниях $\varphi_M = 0$ (аустенит) и $\varphi_M = 1$ (мартенсит) межфазные напряжения $\sigma_{el}(\varphi)$ и межфазная энергия

$$W_{el}(\varphi_M) = \sigma_e \varepsilon_m \varphi_M (1 - \varphi_M) \tag{2}$$

обращаются в нуль, а при $\varphi_M = 1/2$ достигают максимума. Уравнения (1a) и (1b) описывают равновесие аустенитной $\varphi_A = 1 - \varphi_M$ и мартенситной φ_M фаз в зависимости от температуры, напряжения и величины межфазных напряжений. На рис. 2 приведены результаты [8] термодинамического анализа калориметрических данных сплава Cu–Al–Ni, близкого по составу к исследуемому в настоящей работе. Экспериментальные точки демонстрируют зависимость найденной упругой энергии от объемной доли γ'-мартенсита в кристалле. Параболическая кривая на рис. 2 проведена в соответствии с соотношением (2). Межфазная энергия, согласно (2), достигает максимального значения $1/4\sigma_e\varepsilon_m = 4.5$ J/mole при $\varphi_M = 1/2$. Пунктирная кривая проведена в предположении существования источника остаточных упругих напряжений. Согласно [8], им могут быть поля напряжений дислокаций, образовавшихся при частичной пластической релаксации межфазных напряжений.

Принимая во внимание соотношения (1a), (1b) и (2), имеем следующую систему уравнений для моделирования влияния межфазных напряжений на вид диаграммы деформации ЭПФ-сплава на испытательной машине с комплексным модулем упругости K и постоянной скоростью деформации $\dot{\varepsilon}$:

$$\varepsilon = \frac{\sigma}{K} + \frac{\varepsilon_m}{1 + \exp(\Delta U(\varphi_M)/kT)}, \tag{3a}$$

$$\Delta U(\varepsilon, T, \sigma) = \omega \left[q\, \frac{T - T_c}{T_c} - \varepsilon_m(\sigma \mp \Delta\sigma) - W_{el}(\varphi_M) \right], \tag{3b}$$

где $\varepsilon = \dot{\varepsilon}t$ — общая, упругая плюс мартенситная, деформация кристалла сплава, t — время, $2\Delta\sigma$ — величина гистерезиса кривых деформации. Уравнения (3a) и (3b) содержат зависимость напряжения σ от деформации ε и объемной доли мартенсита φ_M в неявной форме. Для численного их решения уравнения (3a) и (3b) удобнее записать в безразмерных переменных и параметрах

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\bar{\sigma}}{\bar{K}} + \frac{1}{1 + A(\bar{\sigma}, \bar{\varepsilon}, \varphi_M, \bar{T})}, \tag{4a}$$

$$A(\bar{\sigma}, \bar{\varepsilon}, \varphi_M, \bar{T}) = \exp\{\bar{\omega}[\bar{T} - 1 - (\bar{\sigma} \mp \Delta\bar{\sigma}) + \bar{W}(\varphi_M)]\}, \tag{4b}$$

$$\bar{W}(\varphi_M) = a\varphi_M(1 - \varphi_M), \quad a = \sigma_e/\sigma_m, \quad \bar{\omega} = \omega q/kT,$$

где $\bar{\sigma} = \sigma/\sigma_m$, $\bar{\varepsilon} = \varepsilon/\varepsilon_m$, $\bar{T} = T/T_c$, $\bar{K} = K\varepsilon_m/\sigma_m$, $\sigma_m = q/\varepsilon_m$, $\Delta\bar{\sigma} = \Delta\sigma/\sigma_m$. Уравнения (4a) и (4b) решались численно для каждого значения $\varphi_M = \varepsilon/\varepsilon_m$ от 0 до 1 с интервалом 0.01. На рис. 3 пунктир иллюстрирует результат этого решения в координатах $\sigma - \varepsilon$ при следующих значениях параметров: $\bar{\omega} = 100$, $\bar{T} = 1.15$, $\Delta\bar{\sigma} = 0.1$, $\bar{K} = 1$, $\sigma_m = 600$ MPa, $\varepsilon_m = 8.6\%$, $T = 293$ K и $a = \sigma_e = 0$ (т.е. в отсутствие межфазных напряжений). Кривая *1* на этом рисунке — результат расчета напряжений при $a = 0.2$ (т.е. при величине межфазных напряжений $\sigma_e = 0.2\sigma_m$) и значениях остальных параметров таких же, что и в предыдущем случае.

Сравнение на рис. 3 пунктирной кривой с кривой *1* показывает, что наличие межфазных напряжений выполаживает кривую псевдоупругой деформации на начальном этапе деформации. В безразмерных координатах (4) зависимость коэффициента деформационного (мартенситного) упрочнения $\bar{\theta} = d\bar{\omega}/d\bar{\varepsilon}$ от деформации $\bar{\varepsilon}$ имеет вид

$$\bar{\theta} = \frac{1 - a\bar{\omega}\bar{\varepsilon}(1 - \bar{\varepsilon})(1 - 2\bar{\varepsilon})}{\bar{K}^{-1} + \bar{\omega}\bar{\varepsilon}(1 - \bar{\varepsilon})}, \tag{5a}$$

или поскольку $\bar{K}^{-1} \ll \bar{\omega}$, то

$$\bar{\theta} \approx \frac{1}{\bar{\omega}\bar{\varepsilon}(1 - \bar{\varepsilon})} - a(1 - 2\bar{\varepsilon}) = \bar{\theta}_0 - \bar{\theta}_e. \tag{5b}$$

Подставляя в (5b) приведенные выше значения параметров, получаем при $\bar{\varepsilon} = 0.3$, т.е. $\varepsilon \approx 2.6\%$, следующие оценки безразмерных коэффициентов деформационного упрочнения: $\bar{\theta}_0 = 0.048$, $\bar{\theta}_e = 0.08$, $\bar{\theta} = -0.032$. Таким образом, наличие межфазных напряжений достаточной величины вызывает появление на кривой псевдоупругой

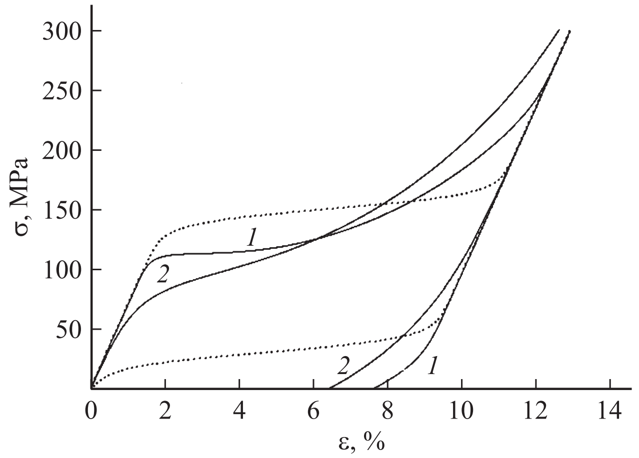

Рис. 3. Моделирование кривых мартенситной деформации сплава Cu–Al–Ni в различных структурных состояниях, согласно уравнениям (3)–(4): пунктир — в отсутствие межфазных напряжений, кривая *1* — при наличии межфазных напряжений, *2* — при наличии межфазных напряжений и наночастиц.

деформации участка с отрицательным коэффициентом мартенситного упрочнения. Из соотношения (5b) следует также, что при $\bar{\varepsilon} = 0.5$, $\bar{\theta} = \bar{\theta}_0 = 0.05$, $\bar{\theta}_e = 0$. Следовательно, при $\bar{\varepsilon} > 0.5$ всегда $\bar{\theta}_e < 0$, $\bar{\theta} > 0$ (рис. 3, кривая *1*). В размерных единицах решение уравнения (3a) при $\bar{K}^{-1} \ll \bar{\omega}$ может быть найдено в явном виде

$$\sigma = \sigma_m \left[\frac{T - T_c}{T_c} - a \frac{\varepsilon}{\varepsilon_m} \left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon_m} \right) - \frac{kT}{\omega q} \ln \left(\frac{1 - \varepsilon/\varepsilon_m}{\varepsilon/\varepsilon_m} \right) \right]. \tag{6a}$$

Для размерного коэффициента θ соответственно получаем соотношение

$$\theta = \frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \left(\frac{kT}{\omega \varepsilon_m^2} \right) \frac{1}{(1 - \varepsilon/\varepsilon_m)\varepsilon/\varepsilon_m} - \sigma_e (1 - 2\varepsilon/\varepsilon_m) = \theta_0 - \theta_e. \tag{6b}$$

Согласно соотношениям (5b) и (6b), в кристалле с частицами двуокиси гафния рост коэффициента деформационного упрочнения θ может быть достигнут двумя путями: уменьшением величины зародыша мартенсита ω или снижением величины межфазных напряжений σ_e. На рис. 3 кривая *2* демонстрирует результаты расчета псевдоупругих напряжений согласно уравнениям (4) при безразмерной величине зародыша $\bar{\omega} = 30$, примерно, в три раза меньшей, чем в случае кривой *1* ($\bar{\omega} = 100$). Видно, что коэффициент деформационного упрочнения, во-первых, существенно вырос, и, во-вторых, стал положительным на всем протяжении кривой $\sigma - \varepsilon$, что согласуется с результатами эксперимента (рис. 1, кривая *2*). Что касается влияния снижения межфазных напряжений на коэффициент θ, то при $\sigma_e = 0$ его величина становится положительной, но не превышает значений, характерных для пунктирной кривой на рис. 3.

Оценка показывает, что при $\bar{\omega} = 100$, $T = 293\,\mathrm{K}$ и $q \approx 31\,\mathrm{MJ/m^3}$ [9] величина зародыша мартенсита $\omega = 100kT/q$ равна $\approx 8\,\mathrm{nm^3}$. Принимая во внимание, что зародыш имеет форму плоского диска диаметром d и объемом $(\pi d^2/4)a_0$, где $a_0 \approx 0.4\,\mathrm{nm}$ — параметр решетки, находим величину диаметра зародыша $\approx 6\,\mathrm{nm}$ в кристалле в отсутствие в нем дисперсных частиц. В их присутствии ($\bar{\omega} = 30$) диаметр диска становится в $3^{1/2}$ раз меньше. Отсутствие влияния частиц HfO_2 на величину гистерезиса кривой псевдоупругой деформации сплава Cu–Al–Ni (рис. 1) означает, что они не являются значимыми препятствиями для движения межфазных границ. Но частицы, как показывает эксперимент, сильно влияют на коэффициент деформационного упрочнения, и, следовательно, на размер зародышей γ'-мартенсита.

Согласно формуле Эшби [15], при пластической деформации неоднородного по структуре материала неоднородности служат источником геометрически необходимых дислокаций с плотностью $\rho_G = \gamma/bw$, где γ — пластический сдвиг, w — размер пластически недеформируемой неоднородности, b — вектор Бюргерса решетки. Решеточные и двойникующие дислокации образуются под действием касательных напряжений в виде дислокационных петель. Структурная перестройка решетки также осуществляется путем образования петель „дислокаций превращения“. В случае мартенситной деформации, подставляя в приведенную выше формулу Эшби $\gamma = \varepsilon_m/2$, $w = 30\,\mathrm{nm}$, $b = 0.25\,\mathrm{nm}$, получаем оценки плотности геометрически необходимых дислокаций превращения $\rho_M = 2.3 \cdot 10^{-2}\,\mathrm{nm^{-2}} = 2.3 \cdot 10^{16}\,\mathrm{m^{-2}}$ и среднего расстояния между ними, т.е. диаметра мартенситной петли $d = 1/\sqrt{\rho_M} \approx 6\,\mathrm{nm}$. В результате находим, что объем зародыша мартенситной фазы $\omega = (\pi d^2/4)a_0 = (\pi/2\varepsilon_m)a_0 bw$ равен $13.6\,\mathrm{nm^3}$. Он того же порядка величины, что и приведенные выше оценки объемов зародышей, использованные при моделировании кривых на рис. 3. Расстояние между преципитатами при их объемной концентрации $f = 1\%$, $l = w/f^{1/3} \approx 140\,\mathrm{nm}$, значительно больше размера петель. Интересно оценить величину эффективного объема зародыша при двухстадийном мартенситном переходе. На рис. 1 кривая *2* отражает влияние частиц HfO_2 на форму и параметры кривой псевдоупругой деформации кристалла сплава Cu–Al–Ni при двухстадийном мартенситном превращении. Кривая *2* содержит обширный линейный участок деформационного упрочнения с коэффициентом $\theta = 1.1\,\mathrm{GPa}$. Из формулы (6b) следует, что при $\varepsilon/\varepsilon_m = 0.5$ $\omega = 4kT/\theta\varepsilon_m^2 = 1.23\,\mathrm{nm^3}$. Это значительно меньше объемов зародышей в отсутствие наночастиц в сплаве.

Заключение

Таким образом, результаты эксперимента показывают, что наночастицы двуокиси гафния с поперечным размером 30 nm и концентрацией 1% существенным образом влияют на форму и параметры кривой псевдоупругой деформации монокристаллических образцов сплава Cu$-$13.5 wt.% Al$-$4.0 wt.% Ni. На кривой псевдоупругой деформации сплава с частицами HfO_2 в отличие от монокристаллов, не содержащих дисперсные частицы, отсутствуют плавные падения напряжения и связанный с ними взрывообразный эффект памяти формы при нагреве деформированных образцов. Причиной падения напряжений являются межфазные напряжения, которые снижают коэффициент деформационного (мартенситного) упрочнения кристалла и делают его отрицательным, $\theta = d\sigma/d\varepsilon = \theta_0 - \theta_e$, где θ_e — часть коэффициента, зависящая от межфазных напряжений. Согласно теории размытых мартенситных переходов, $\theta_0 \sim 1/\omega$, где ω — объем зародыша мартенсита. Частицы HfO_2 существенно снижают этот коэффициент, поскольку $\omega \sim w$, где w — поперечный размер наночастицы. В результате коэффициент θ_0 становится больше коэффициента θ_e. Таким образом, варьируя размер наночастиц, можно управлять функциональными свойствами сплавов с эффектом памяти формы. Преимуществом окисных частиц по сравнению с интерметаллидами (типа Ti_3Ni_4 в известном сплаве Ti$-$Ni) является то, что при своем формировании они не изменяют исходный состав сплава, но оказывают на него такое же влияние, как и интерметаллиды.

Настоящая работа поддержана грантом РНФ № 16-19-00129.

Список литературы

[1] Shape Memory Materials. Eds. Otsuka K. & Wayman C.M. Cambridge: Cambridge University Press, 1999. 284 p.

[2] *Куранова Н.Н., Гундеров Д.В., Пушин В.Г., Уксусников А.Н.* и др. // ФММ. 2009. Т. 108. Вып. 6. С. 589–601.

[3] *Waitz T., Antretter T., Fischer F.D.* et al. // J. Mech. Phys. Sol. 2007. Vol. 55. N 2. P. 419–444.

[4] *Малыгин Г.А.* // ЖТФ. 2009. Т. 79. Вып. 12. С. 60–63.

[5] *Панченко Е.Ю., Чумляков Ю.И., Киреева И.В., Овсянников А.В., Сехитоглу Ч., Караман И., Майер Г.* // ФММ. 2008. Т. 106. Вып. 6. С. 597–609.

[6] *Чумляков Ю.И., Киреева И.В., Панченко Е.Ю., Кириллов И.А., Тимофеева Е.Е., Кретинина И.В., Данильсон Ю.Н., Karaman I., Maier H., Cesari E.* // Изв. вузов. Физика. 2011. Т. 54. Вып. 8. С. 96–108.

[7] *Малыгин Г.А.* // УФН. 2001. Т. 171. Вып. 2. С.187–212.

[8] *Recarte V., Perez-Landazabal J.P., Rodriguez P.P., Bocanegra E.H., Nó M.L., San Juan J.* // Acta Mater. 2004. Vol. 52. N 13. P. 3941–3948.

[9] *Picornell C., Pons J., Cesari E.* // Mater. Sci. Eng. 2004. Vol. A378. N 1–2. P. 222–226.

[10] *Малыгин Г.А., Николаев В.И., Аверкин А.И., Зограф Г.П.* // ФТТ. 2016. Т. 58. Вып. 12. С. 2400–2405.

[11] *Nikolaev V.I., Malygin G.A., Averkin A.I., Stepanov S.I., Zograf A.P.* // Mater. Today Proc. 2017. Vol. 4. N 3PB. P. 4807–4713.

[12] *Николаев В.И., Якушев П.Н., Малыгин Г.А., Аверкин А.И., Чикиряка А.В., Пульнев С.А.* // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40. Вып. 3. С. 56–62.

[13] *Николаев В.И., Якушев П.Н., Малыгин Г.А., Пульнев С.А.* // Письма в ЖТФ 2010. Т. 36. Вып. 19. С. 83–90.

[14] *Николаев В.И., Якушев П.Н., Малыгин Г.А., Аверкин А.И., Пульнев С.А., Зограф Г.П., Кустов С.Б., Чумляков А.И.* // Письма в ЖТФ. 2016. Т. 42. Вып. 8. С. 18–27.

[15] *Ashby A.F.* // Phil. Magazine. 1970. Vol. 21. N 170. P. 399–424.