

01;05

Моделирование эффекта магнитной памяти формы в пленках сплава Ni_2MnGa

© Г.А. Малыгин

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

(Поступило в Редакцию 6 июля 2006 г.)

В рамках теории размытых мартенситных переходов обсуждается и моделируется эффект возникновения магнитной памяти формы в пленках сплава Ni_2MnGa . Получены теоретические зависимости деформации пленки от температуры и приложенного к пленке магнитного поля. Сделан расчет изменения формы пленки под действием магнитного поля и вариации температуры.

PACS: 75.70.-i, 75.50.-y

Традиционные сплавы с эффектом памяти формы (ЭПФ), такие как $NiTi$ или $CuAlNi$, при использовании их в качестве силовых элементов микроактуаторов в микроэлектромеханических системах обладают существенным недостатком — тепловой инерцией, поскольку исполнение ими своих функций требует нагрева и охлаждения силового элемента. Этого недостатка лишены ферромагнетики с эффектом магнитной памяти формы (ЭМПФ), претерпевающие структурный переход мартенситного типа ниже температуры Кюри. Таким свойством обладает сплав Ni_2MnGa [1,2] и другие аналогичные ему гейслеровские сплавы, в которых атомы Ga замещены атомами In, Sb или Sn [3,4].

На рис. 1 проиллюстрирован эффект памяти формы в полученной распылением на подложку пленке сплава $Ni_{52.5}Mn_{22}Ga_{25.5}$ [2]. Экспериментальные точки на рисунке демонстрируют деформацию восстановления формы пленки толщиной $5 \mu m$. Пленка предварительно отжигалась в изогнутом по цилиндрической поверхности

состоянии при температуре 673 К в течение 16 h для придания ей ЭПФ. В отсутствие магнитного поля восстановление формы пленки в процессе ее охлаждения (сплошные кружки) совпадает с началом мартенситного превращения в сплаве и заканчивается после его окончания. Критические температуры прямого и обратного мартенситных превращений определялись независимо по калориметрическим данным [2]. Деформация пленки в процессе нагрева и охлаждения оценивалась по изменению ее радиуса кривизны.

При наличии магнитного поля величиной 5 Т, приложенного параллельно пленке, восстановление ее формы (сплошные квадратики) происходит при более высокой температуре T (сдвиг ≈ 5 К), что указывает на то, что магнитное поле стабилизирует низкотемпературную фазу. В результате при обратном превращении (светлые квадратики) формирование высокотемпературной фазы начинается и заканчивается при более высоких температурах, чем в отсутствие поля (светлые кружки). Из приведенных на рис. 1 результатов следует, что при постоянной температуре приложение магнитного поля способствует восстановлению деформации пленки. В этом и состоит эффект МПФ.

Целью настоящей работы являются анализ и моделирование ЭМПФ с использованием термодинамической теории размытых мартенситных переходов [5,6]. Ранее она применялась для анализа и моделирования двунаправленного ЭПФ в арках-полосках из сплава $TiNi$ [7], а также при расчете реактивных напряжений в условиях стесненного по деформации ЭПФ в сплаве $CuAlNi$ [8].

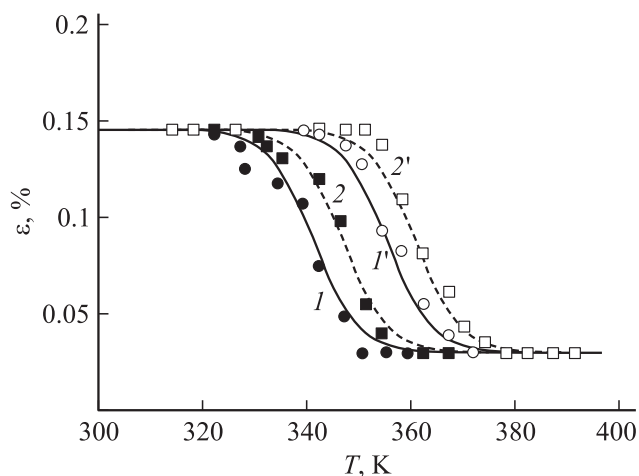


Рис. 1. Эффект памяти формы в сплаве $Ni_{52.5}Mn_{22}Ga_{25.5}$ в отсутствие ($1, 1'$) и в присутствии ($2, 2'$) магнитного поля 5 Т. Экспериментальные точки — [2]. Кривые согласно уравнениям (3).

Эффект магнитной памяти формы

Согласно теории размытых мартенситных переходов, термодинамическое равновесие между низкотемпературной (мартенсит) и высокотемпературной (аустенит) фа-

зами определяется выражениями

$$\begin{aligned}\varphi_M(T) &= \left[1 + \exp\left(\frac{\Delta U}{kT}\right) \right]^{-1}, \\ \varphi_A(T) &= \left[1 + \exp\left(-\frac{\Delta U}{kT}\right) \right]^{-1}.\end{aligned}\quad (1a)$$

Здесь φ_M и φ_A — относительные доли соответствующих фаз, $\Delta U = \omega\Delta u$ — изменение энергии сплава при структурном превращении, ω — объем зародыша новой фазы, Δu — изменение энергии единицы объема сплава при мартенситном переходе,

$$\Delta u = q \frac{T - T_{c0} \pm \Delta T_f}{T_{c0}} - \xi_{ik}\sigma_{ik} - \bar{m}_i H_i, \quad (1b)$$

q — теплота превращения; T_{c0} — характеристическая температура превращения в отсутствие механических напряжений σ_{ik} и магнитного поля H_i , соответствующая условиям $\varphi_M(T_{c0}) = \varphi_A(T_{c0}) = 1/2$, $\Delta u = 0$, $\Delta T_f = 0$; ξ_{ik} — деформация решетки при ее структурной перестройке; \bar{m}_i — изменение магнитного момента, вызванное структурным превращением. В сплаве $Ni_{52.5}Mn_{22}Ga_{25.5}$, исследованном в [2], ферромагнитной фазой является мартенсит, парамагнитной — аустенит. Поскольку структурное превращение в этом сплаве является фазовым переходом первого рода, то оно сопровождается гистерезисом вследствие взаимодействия межфазных поверхностей с препятствиями в решетке [6]. В уравнении (1b) это обстоятельство учитывает слагаемое $\pm\Delta T_f$, где плюс относится к прямому мартенситному переходу, а минус — к обратному.

Кривизна пленки в процессе мартенситного перехода определяется выражением [7]

$$R^{-1}(T) = R_0^{-1} - \frac{3}{2h} \bar{\varepsilon}(T), \quad (2a)$$

где R и R_0 — текущий и исходный, заданный при высокотемпературном изгибе, радиусы кривизны пленки; $2h$ — ее толщина; $\bar{\varepsilon}(T) = \varepsilon_a \varphi_A(T)$ — усредненная по толщине пленки деформация превращения; ε_a — ее полная величина. Поскольку в ферромагнетике, согласно (1), φ_a зависит не только от температуры, но от магнитного поля, то и кривизна пленки также от него зависит

$$R^{-1}(T, H) = R_0^{-1} - \frac{3}{2h} \varepsilon_a \varphi_A(T, H). \quad (2b)$$

Деформация изгиба пленки $\varepsilon = h/R$, поэтому, учитывая, что $\varphi_A = 1 - \varphi_M$, получаем для нее с учетом (2b) соотношение

$$\varepsilon(T, H) = \varepsilon(0) + \frac{3}{2} \varepsilon_a \varphi_M(T, H), \quad (3a)$$

где $\varepsilon(0) = \varepsilon_0 - 3\varepsilon_a/2$, $\varepsilon_0 = h/R_0$ — деформация пленки, заданная при ее отжиге. Для расчета деформации ε и ее зависимости от температуры T и магнитного поля H

относительную долю мартенсита (1) удобно записать в виде

$$\varphi_M(T, H) = \left\{ 1 + \exp\left[Q \left(\frac{T - T_{c0} \pm \Delta T_f}{T_{c0}} - \frac{\bar{m}}{q} H \right) \right] \right\}^{-1}, \quad (3b)$$

где $Q = \omega q/kT \approx \omega q/kT_{c0}$. В записи (3b) отсутствует напряжение σ , поскольку эффект памяти формы исследовался в [2] в нестесненных по деформации условиях. Из уравнения (3b) при $\varphi_M = 1/2$ и $\Delta T_f = 0$ следует соотношение Клаузиуса–Клапейрона для зависимости критической (характеристической) температуры перехода от величины магнитного поля

$$T_c = T_{c0} + \left(\frac{\Delta T}{\Delta H} \right)_0 H, \quad \left(\frac{\Delta T}{\Delta H} \right)_0 = \frac{\bar{m}}{q} T_{c0}. \quad (4)$$

На рис. 1 кривые I и I' демонстрируют согласно (3) двусторонний ЭПФ (при прямом и обратном мартенситном переходах) в отсутствие магнитного поля при следующих значениях параметров: $\varepsilon_0 = 0.146$, $\varepsilon_a = 0.077\%$, $Q = 80$, $T_{c0} = 349$, $\Delta T_f = 7.5$ К. Приложение магнитного поля 5 Т к пленке вызывает в соответствии с соотношением (4) более раннее по температуре восстановление ее деформации. Согласие теории (кривые 2 и 2') с экспериментом достигнуто при величине коэффициента $(\Delta T/\Delta B)_0 = (\Delta T/\mu\Delta H)_0 = 1.1$ КТ $^{-1}$, где μ — магнитная проницаемость, B — магнитная индукция.

На рис. 2 кривые I , I' и 2 , $2'$ показывают, как, согласно уравнениям (3), изменяется деформация пленки при нарастании (кривые I и 2) и убывании (кривые I' и $2'$) магнитного поля при двух значениях температуры 335 и 365 К соответственно, т.е. вблизи конца и начала мартенситного превращения. Величина магнитного гистерезиса оценивалась по формуле $\Delta H_f = \mp \Delta T_f / (\Delta T/\mu\Delta H)_0 \approx 6.8$ Т. Общий характер зависимостей $\varepsilon(B)$ на рис. 2 хорошо согласуется с та-

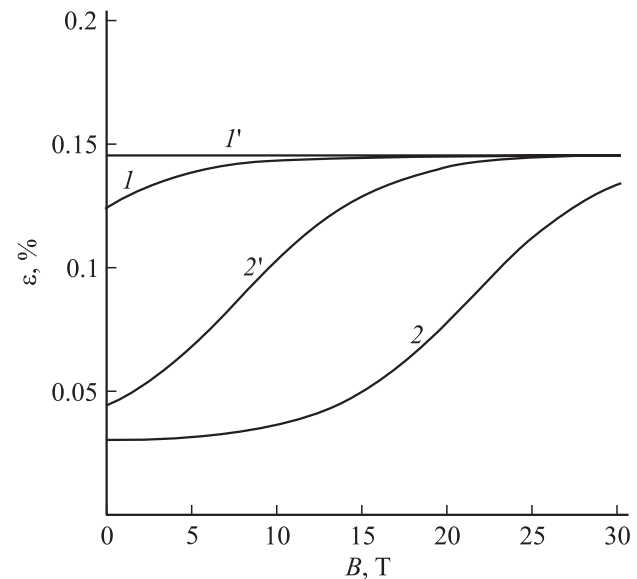


Рис. 2. Эффект магнитной памяти формы при температуре 335 (I , I') и 365 К (2 , $2'$) согласно уравнениям (3).

кого рода зависимостями, наблюдаемыми экспериментально [1,2,4].

Моделирование ЭМПФ

В этом разделе на основе приведенных выше результатов будет промоделировано изменение формы пленки под действием приложенного к ней магнитного поля. Для этого воспользуемся уравнением, связывающим кривизну пленки R^{-1} с ее изгибом $W(x)$ [9]

$$R^{-1} = \frac{W''}{(1 + W'^2)^{3/2}}, \quad (5)$$

где $W' = dW/dx$, $W'' = dW'/dx$. При $x = 0$ один конец пленки в виде полоски 5×12 мм заземлен (рис. 3), так что $W(0) = W'(0) = 0$. Принимая во внимание, что угол поворота сечений пленки $\Omega(x) = W'(x)$, после однократного интегрирования уравнения (5) получаем

$$\Omega(x, T, H) = \frac{\theta(x, T, H)}{[1 - \theta^2(x, T, H)]^{1/2}},$$

$$\theta(x, T, H) = \frac{x}{R(T, H)}, \quad (6)$$

$$R^{-1}(T, H) = R^{-1}(0) + \frac{3}{2h} \varepsilon_a \varphi_M(T, H),$$

где $R^{-1}(0) = R_0^{-1} - 3/2h$. Поскольку $dW/dx = \Omega$, то величина изгиба и форма пленки определяются соотношениями

$$W(x, T, H) = \int_0^x \frac{\theta(x, T, H) dx}{\sqrt{1 - \theta^2(x, T, H)}}, \quad (7a)$$

$$W(x, T, H) = R(T, H) \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{x}{R(T, H)} \right)^2} \right]. \quad (7b)$$

На рис. 3 кривые 1–3 показывают, как, согласно выражению (7b), изменяется форма пленки в процессе прямого мартенситного перехода в отсутствие магнитного поля. Кривые приведены в безразмерных координатах $W/L_0 - x/L_0$, где $L_0 = 12$ мм — длина пленки. Кривая 1 демонстрирует форму пленки при 400 К, т. е. в аустенитном состоянии сплава Ni_2MnGa . В результате перехода сплава в мартенситное состояние при 340 К пленка почти полностью восстанавливает свою первоначальную, заданную при отжиге, форму (кривая 3).

Необходимо отметить по рис. 3: чтобы избежать отрицательного знака в подкоренном выражении в формуле (7b), ее удобно переписать в виде

$$x = \pm R(T, H) \left[1 - \left(1 - \frac{W}{R(T, H)} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (8)$$

Формула (8) описывает окружность радиуса $R(T, H)$ с центром в точке $x = 0$, $W(0, R, T) = R(T, H)$. Поскольку пленка имеет конечную длину, то на этой окружности

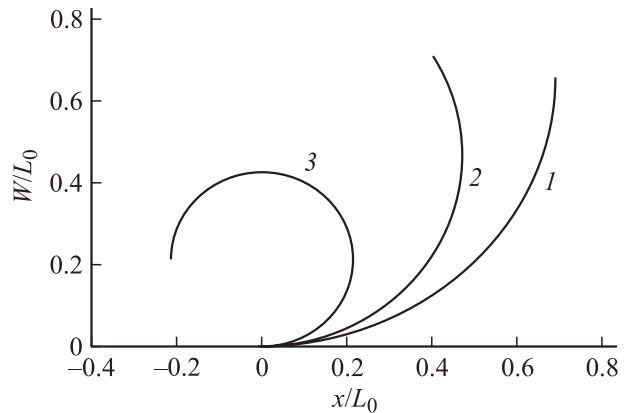


Рис. 3. Изменение формы пленки согласно уравнению (7b) при прямом мартенситном переходе. Температура: 400 (1), 350 (2) и 340 (3).

необходимо найти точку x_0, W_0 , соответствующую длине пленки L_0 . Длина окружности L , отсчитываемая от точки $x = 0, W = 0$, равна

$$L(x, T, H) = \int_0^x \frac{dx}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{R(T, H)} \right)^2}}$$

$$= R(T, H) \arcsin \left(\frac{x}{R(T, H)} \right). \quad (9)$$

При $L(x_0, T, H) = L_0$ из (9) следует, что $x_0(T, H) = R(T, H) \sin(L_0/R(T, H))$. Подставив x_0 в (7b), находим, что $W_0(T, H) = R(T, H)[1 - \cos(L_0/R(T, H))]$. На рис. 3 координаты концов ленты определены в соответствии с этими формулами.

Рис. 4 демонстрирует форму пленки при постоянной температуре 350 К в отсутствие магнитного поля, и ее изменение под действием магнитных полей 5 и 10 Т. Из сравнения кривых на рис. 3 и 4 видно, что по своему воздействию на деформацию пленки магнитное поле эквивалентно изменению ее температуры.

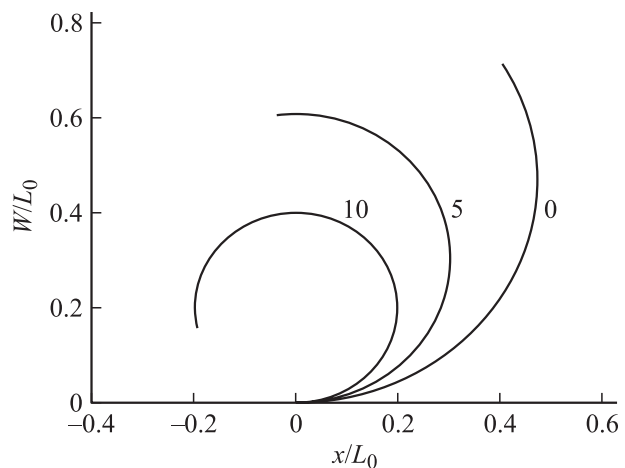


Рис. 4. Изменение формы пленки согласно уравнению (7b) при $T = 350$ К с ростом величины магнитного поля B . Цифры у кривых — величина поля (Т).

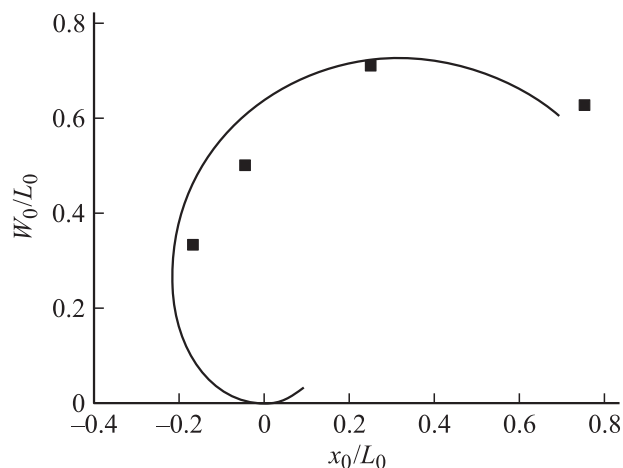


Рис. 5. Траектория перемещения свободного конца пленки сплава $Ni_{52.5}Mn_{22}Ga_{25.5}$, согласно (8), в процессе обратного мартенситного перехода. Экспериментальные точки — данные [2].

При проектировании и создании микроприводов и датчиков, чувствительным элементом которых являются сплавы с памятью формы, необходимо знать траекторию перемещения в пространстве какой-либо рабочей их части при изменении температуры или магнитного поля. В обсуждаемом в настоящей работе случае пленки-полоски сплава Ni_2MnGa такой частью является свободный конец полоски с координатами x_0, W_0 . Описываемая им траектория приведена на рис. 5. Она рассчитана согласно уравнению (8) при параметрическом задании температуры или величины магнитного поля. Экспериментальные точки на рисунке демонстрируют траекторию перемещения конца пленки при обратном мартенситном переходе в отсутствие магнитного поля [2]. Изменение формы пленки фиксировалось в [2] с помощью видеосъемки. На рис. 5 приведены координаты концов пленки при четырех значениях температуры (слева направо): 319, 339, 347 и 355 К.

Таким образом, результаты работы показывают, что в настоящее время, основываясь на аналитических преимуществах теории размытых мартенситных переходов, можно моделировать эффект магнитной памяти формы; а также рассчитывать рабочие характеристики силовых и чувствительных элементов актуаторов и сенсоров, использующих эффект памяти.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ № 07-08-00722-а.

Список литературы

- [1] *Sozinov A., Lichachev A.A., Lanska N.* et al. // Mater. Sci. Eng. A. 2004. Vol. 378. N 1–2. P. 399–402.
- [2] *Otsuka M., Sanada M., Matsumoto M.M., Itagaki K.* // Mater. Sci. Eng. A. 2004. Vol. 378. N 1–2. P. 377–383.
- [3] *Sutou Y., Imano Y., Koeda N.* et al. // Appl. Phys. Lett. 2004. Vol. 85. N 19. P. 4358–4360.

- [4] *Kainuma R., Imano Y., Ito W.* et al. // Nature. 2006. Vol. 439. P. 957–960.
- [5] *Малыгин Г.А.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 11. С. 112–123.
- [6] *Малыгин Г.А.* // УФН. 2001. Т. 171. Вып. 2. С. 187–212.
- [7] *Малыгин Г.А., Хусаинов М.А.* // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 10. С. 57–63.
- [8] *Пульнев С.А., Николаев В.И., Малыгин Г.А.* и др. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 8. С. 42–45.
- [9] *Федосьев В.И.* Сопротивление материалов. М.: Наука, 1972. 544 с.