01;05;12

Анализ устойчивости механического поведения арки-полоски из никелида титана в условиях стесненного эффекта памяти формы

© Г.А. Малыгин, М.А. Хусаинов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: malygin.ga@mail.ioffe.ru
Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого,
173003 Великий Новгород, Россия
e-mail: vestnik@novsu.ac.ru

(Поступило в Редакцию 11 марта 2004 г.)

Исследовано неустойчивое формоизменение (прощелкивание) арки-полоски из никелида титана, отожженной в изогнутом состоянии при 773 K. После отжига полоска помещалась в захваты деформирующего устройства и переводилась в мартенситное состояние путем изгиба в противоположном начальному изгибу направлении. Последующий нагрев полоски и переход ее в аустенитное состояние сопровождались при стесненном формоизменении прощелкиванием полоски. Анализ мартенситной деформации полоски в рамках теории размытых мартенситных переходов позволяет выявить условия, когда ее формоизменение становится неустойчивым.

Введение

В настоящее время никелид титана (TiNi) является наиболее перспективным материалом для изготовления из него чувствительных к температуре элементов в электромеханических и микроэлектромеханических [1,2] системах и устройствах ввиду выгодного по сравнению с другими материалами соотношения между подводимой к элементу энергией и величиной его механического перемещения. Дополнительные функциональные возможности для чувствительных элементов из TiNi создает так называемый двунаправленный эффект памяти формы [3–5], возникающий в лентах и пластинках из никелида титана (содержание атомов никеля выше эквиатомного) после их отжига в изогнутом состоянии при температурах 700–800 K.

Изгиб в процессе отжига приводит к разнице в ориентации когерентных с матрицей дискообразных выделений интерметаллида Ti_3Ni_4 в растянутом и сжатом слоях ленты или пластинки [4,6] и возникновению в этих слоях противоположных по знаку внутренних напряжений. Последующая релаксация напряжений в процессе двухступенчатого прямого $B2 \to R \to B19'$ и обратного $B19' \to R \to B2$ мартенситных переходов (образования и исчезновения, соответственно, R- и M-модификаций мартенсита) сопровождается обратимым по температуре изменением знака кривизны ленты или пластинки, что и является проявлением двунаправленного эффекта памяти формы (ЭПФ). Количественная теория двунаправленного ЭПФ, основанная на теории размытых мартенситных переходов [7,8], развита в [9].

Функциональные возможности никелида титана дополнительно расширяются, если двунаправленный ЭПФ осуществляется в стесненных условиях. Механическое ограничение на перемещение концов арки-полоски из TiNi, как установлено в [10,11], приводит к нестабильному характеру протекания эффекта памяти формы и возникновению явления прощелкивания полоски в узком температурном интервале в процессе повышения температуры. Необходимо отметить, что явление прощелкивания (хлопка) имеет место также и в круглых пластинках из никелида титана, подвергнутых отжигу в изогнутом состоянии, в отсутствие ограничения на перемещение краев пластинки [12]. Как можно предполагать, эффект нестабильной мартенситной деформации вызван в этом случае анизотропным и неоднородным характером распределения частиц Ti_3Ni_4 по толщине и радиусу пластинки.

Целью настоящей работы является анализ устойчивости механического поведения арки-полоски из никелида титана в стесненных условиях [10,11] на основе развитой недавно теории двунаправленного ЭПФ [9,13] и установление факторов, определяющих ее прощелкивание при изменении температуры.

Схема и результаты опыта

Полоски из никелида титана с содержанием никеля 50.5 at.% толщиной $2h = 0.4-0.5$ mm, шириной $b = 6-8$ mm и длиной $2l = 19-21$ mm закреплялись в оправке с заданным радиусом кривизны R_0 и максимальной стрелой прогиба $W_0 = R_0\left[1 - \sqrt{1 - (L_0/R_0)^2}\,\right]$, где $L_0 = R_0 \sin(l/R_0)$ — половина расстояния между концами изогнутой полоски вдоль стягивающей ее хорды (рис. 1, a). После закрепления полоска подвергалась отжигу при температуре 773 K в течение 30 min для задания ей двунаправленного эффекта памяти формы. Затем полоска подвергалась прокатке до $\varepsilon_\Sigma \approx 35\%$ с промежуточными отжигами и завершающему отжигу при 693 K в течение 1.5 h. Цель этих операций состо-

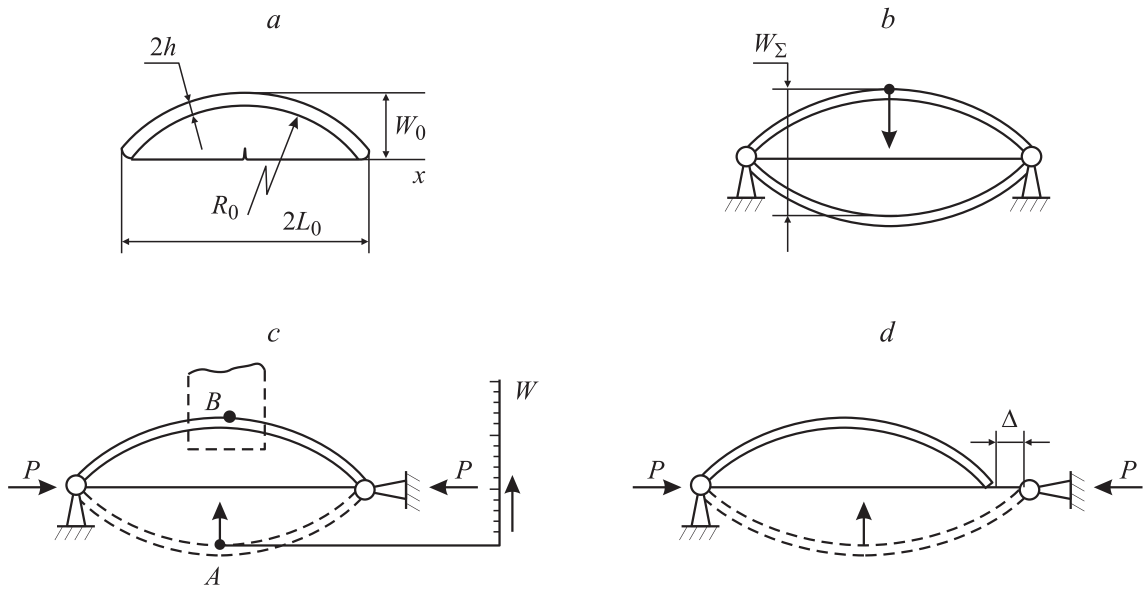


Рис. 1. Этапы формоизменения арки полоски: a — задание памяти формы, b — прогиб силой F в мартенсите, c — восстановление формы при нагреве, d — возврат формы при наличии зазора Δ.

яла в повышении обратимости мартенситного перехода. В результате для температур начала и конца прямого и обратного мартенситных переходов были получены следующие значения: $M_s = 307\,\mathrm{K}$, $M_f = 279\,\mathrm{K}$, $A_s = 297\,\mathrm{K}$ и $A_f = 325\,\mathrm{K}$.

Далее арка-полоска помещалась в деформирующее устройство с шарнирными захватами (рис. 1, b) и при температуре 293 K подвергалась изгибу силой F в противоположном начальному (исходному) изгибу на величину прогиба, равному исходному $W_\Sigma/2$. При этом материал полоски переходил в мартенситное состояние. Если теперь, удалив силу F, произвести нагрев, то полоска с хлопком (прощелкиванием) возвращается в первоначальное положение (рис. 1, c). Прощелкивание наблюдается, когда концы полоски находятся в неподвижных шарнирных опорах и при выпрямлении полоски на ее концах возникает сжимающее усилие P. Оно дополнительно изгибает полоску, вызывая неустойчивость ее деформации [13]. Если один или оба конца полоски свободны, то переход в аустенитное состояние и формоизменение полоски протекают устойчиво. Для этого при ее помещении в шарнирные опоры следует сделать зазор Δ достаточной величины для свободного перемещения одного (рис. 1, d) или обоих концов полоски. Варьируя величину зазора, можно регулировать величину стеснения.

В условиях стесненного формоизменения функциональные возможности арки-полоски расширяются. На рис. 2 приведена зависимость статической реактивной силы Q_r, оказываемой помещенным по центру полоски препятствием B (динамометром), от величины полного прогиба $W = AB$ центральной части полоски при ее нагреве. При стесненном формоизменении процесс прощелкивания имеет динамический характер и полоска в ходе своего формоизменения приобретает кинетическую энергию. Если на ее пути имеется препятствие, то при встрече полоски с препятствием оно испытывает удар, величина которого зависит от расстояния между полоской и препятствием. Рис. 2 демонстрирует результаты эксперимента по определению силы удара полоски Q_d в условиях стесненного ЭПФ. Видно, что в отличие от статической реактивной силы Q_r динамическая сила максимальна при промежуточных значениях прогиба, когда кинетическая энергия полоски достигает максимальной величины. Таким образом, арка-полоска из никелида

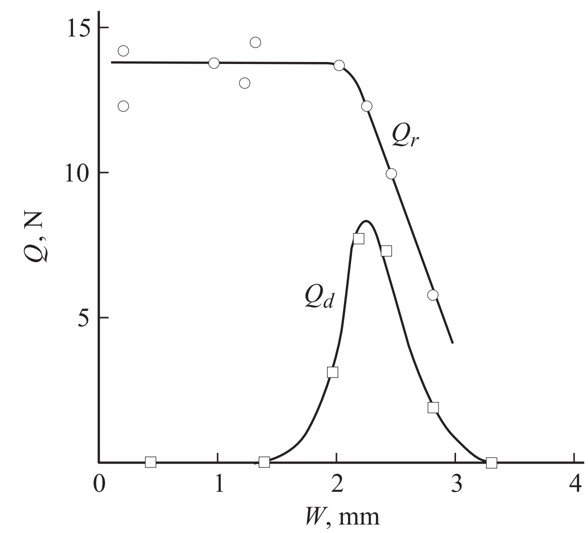


Рис. 2. Зависимость реактивной силы Q_r и силы удара Q_d полоски о препятствие от свободного прогиба полоски при нагреве.

титана может функционировать не только в качестве статического толкателя (механического привода и датчика), но и способна выступать при ограничении движения ее концов в качестве динамического, импульсного нагружателя, срабатывающего в узком температурном интервале.

В последующих разделах сделан теоретический анализ механического поведения арки-полоски из никелида титана в условиях стесненного ЭПФ с целью установления условий и геометрических параметров полоски для возникновения эффекта прощелкивания.

Основные соотношения

С учетом внутреннего изгибающего момента (из-за анизотропии распределения частиц Ti_3Ni_4 по толщине полоски) и внешнего изгибающего момента (из-за силы сжатия P на концах стесненной полоски) полная кривизна полоски R^{-1} (R — радиус кривизны) равна

$$R^{-1}(x,T) = R_0^{-1} + R_e^{-1} + R_g^{-1}(x,T) + R_P^{-1}(x,T). \quad (1)$$

Здесь R_0^{-1} — кривизна полоски, задаваемая при отжиге (рис. 1, a); $R_e^{-1} = -(3/4h)|\varepsilon_0|$ и $R_g^{-1} = -(3/2h)\tilde{\tilde{\varepsilon}}_g(x,t)$ — изменение кривизны в результате соответственно упругой ε_0 [9] и мартенситной $\tilde{\tilde{\varepsilon}}_g(x,t)$ [13] деформации полоски при релаксации в ней упругих изгибных напряжений; T — температура; x — координата, отсчитываемая от середины стягивающей полоску хорды (рис. 1, a). Последнее слагаемое в правой части уравнения (1) $R_P^{-1}(x,T) = -M(x,T)/EJ$ — упругий вклад в кривизну полоски вследствие стеснения движения ее концов, где $M(x,T) = W_0(x,T)P(T)$ — изгибающий момент; $W_0(x,T)$ — прогиб полоски при свободном ЭПФ;

$$W_0(x,T) = R_0(T)\left[\sqrt{1-\left(\frac{x}{R_0(T)}\right)^2} - \sqrt{1-\left(\frac{L_0(T)}{R_0(T)}\right)^2}\right];$$

$$R_0(T) = R_0\left[1 - \frac{3R_0}{2h}\left(\frac{1}{2}|\varepsilon_0| + \bar{\bar{\varepsilon}}_g(T)\right)\right]^{-1};$$

$$L_0(T) = R_0(T)\sin\frac{l}{R_0(T)}; \quad (2)$$

$R_0(T)$ и $L_0(T)$ — радиус кривизны и половина расстояния между концами полоски при изменении температуры в условиях свободного ЭПФ [9,13]; $P(T) = EA\varepsilon(T)$ — продольная сжимающая сила на концах полоски (рис. 1, c); E — модуль упругости; $A = 2hb$ — площадь поперечного сечения полоски; $\varepsilon(T) = [l_0 - L_0(T)]/l$ — деформация продольного сжатия полоски; $2l_0$ — свободное расстояние между опорами, зависящее от величины зазора Δ (рис. 1, d); $J = b(2h)^3/12$ — момент инерции поперечного сечения полоски.

Величина усредненных мартенситных деформаций $\bar{\bar{\varepsilon}}_g(T)$ и $\tilde{\tilde{\varepsilon}}_g(x,T)$ соответственно при свободном и стесненном ЭПФ определяется условиями равновесия изгибающих моментов, приложенных к полоске [9,13],

$$\bar{\bar{\varepsilon}}_g(T) = \frac{1}{h^2}\int_{-h}^{h}\varepsilon_p(y,T)y\,dy,$$

$$\tilde{\tilde{\varepsilon}}_g(x,T) = \frac{1}{h^2}\int_{-h}^{h}\varepsilon_p(x,y,T)y\,dy \quad (3)$$

и зависит от температуры и распределения мартенситной деформации ε_p и напряжений σ_0' в полоске по ее толщине (координате y) и длине (координате x)

$$\varepsilon_p(x,y,T) = \big[\varepsilon_R\varphi_R(\sigma_0'(x,y,T),T) + \varepsilon_M\varphi_M(\sigma_0'(x,y,T),T)\big]\,\mathrm{sign}\,\big[\sigma_0'(x,y,T)\big], \quad (4)$$

где φ_R и φ_M — объемные доли соответственно R- и M-мартенсита; $\varepsilon_R = m_R\xi_R$; $\varepsilon_M = m_M\xi_M$; ξ_R и ξ_M — сдвиговые деформации решетки при ее перестройке соответственно в R- и M-модификации; m_R и m_M — ориентационные факторы.[1]

Выражения для объемных долей φ_R и φ_V, согласно теории размытых мартенситных переходов, приведены в [13]. Их величина определяется температурой и изгибным напряжением

$$\sigma_0'(\bar{x},\bar{y},T) = E\left[\frac{1}{2}|\varepsilon_0|\left(\frac{3}{2}\bar{y} \pm 1\right) + 3\,\frac{W_0(\bar{x},T)}{h}|\varepsilon(T)|\bar{y}\right], \quad (5)$$

где $\bar{y} = y/h$, $\bar{x} = x/L_0$.

Для установления формы полоски в процессе изменения температуры воспользуемся уравнением, связывающим радиус кривизны полоски с ее прогибом $W(x,T)$ [14,15],

$$R^{-1}(x,T) = -\frac{W''}{(1+W'^2)^{3/2}}, \quad (6)$$

где $W' = dW/dx$, $W'' = dW'/dx$, знак „минус“ означает, что положительной считается кривизна выпуклой полоски.

Поскольку угол поворота сечений полоски $\Omega(x,T) = W'(x,T)$, получаем после однократного интегрирования уравнения (6)

$$\frac{\Omega}{(1+\Omega^2)^{1/2}} = \omega(x,T),$$

$$\omega(x,T) = -\int_0^x \frac{dx}{R(x,T)}. \quad (7)$$

[1] В [13] предполагалось, что деформации ε_R и ε_M зависят от объемной концентрации частиц Ti_3Ni_4 в полоске. Поскольку последующий анализ показал, что это предположение не вполне корректно, в (4) указана зависимость деформаций ε_R и ε_M только от деформаций решетки и ориентационных факторов.

Угол поворота сечений удовлетворяет краевому условию $\Omega(x, T) = 0$, когда $x = 0$. Из первого соотношения (7) видно, что при малых углах поворота сечений ($\Omega \ll 1$) $\Omega(x, T) \approx \omega(x, T)$. В общем случае $\Omega = \omega/\sqrt{1-\omega^2}$ и, следовательно, прогиб полоски в зависимости от координаты x и температуры T определяется интегралом

$$W(x, T) = \int\limits_{-L_0(T)}^{x} \frac{\omega(x, T)dx}{\sqrt{1-\omega^2(x, T)}}. \qquad (8)$$

Прогиб (8) удовлетворяет граничному условию $W = 0$ на концах полоски $x = \pm L_0(T)$. При $\omega(x, T) = -x/R_0(T)$ из формул (7) и (8) следует соотношение (2) для прогиба полоски при свободном ЭПФ.

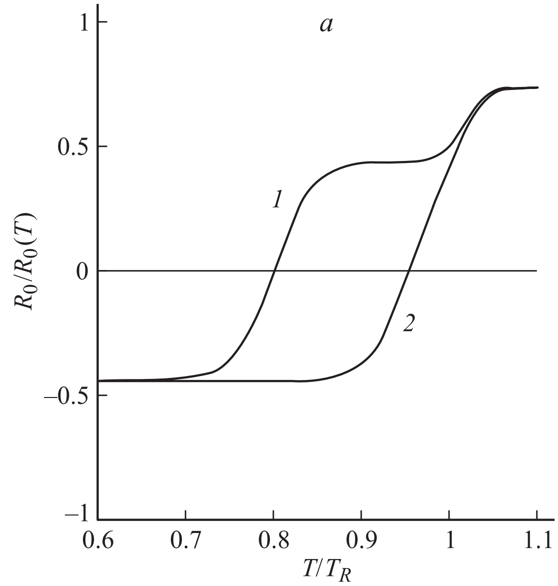
Свободный ЭПФ

В дальнейшем для количественных расчетов кривизну полоски (1) удобно записать в развернутой форме и приведенном виде

$$\frac{R_0}{R(x, T)} = 1 - \frac{3R_0}{2h}\left(\frac{1}{2}|\varepsilon_0| + \tilde{\bar{\varepsilon}}_g(\bar{x}, T)\right) + 3\left(\frac{R_0}{h}\right)^2 \frac{W_0(\bar{x}, T)}{R_0}|\varepsilon(T)|. \qquad (9)$$

На рис. 3, *a* показано, согласно (9), изменение с температурой кривизны полоски ($l = 10$ mm, $b = 7$ mm, $h = 0.25$ mm, $R_0 = 29.5$ mm, $R_0/h = 118$, $\varepsilon_0 = 3 \cdot 10^{-3}$, остальные параметры см. в [9,13]) при свободном ЭПФ, когда в (9) $\varepsilon(T) = 0$, а мартенситная деформация $\bar{\bar{\varepsilon}}(T)$ однородно распределена по длине полоски. При снижении температуры (кривая *1*) в результате двухступенчатого мартенситного перехода (образования соответственно R- и M-модификаций мартенсита) кривизна полоски изменяется с температурой также ступенчато. При нагреве (кривая *2*) температурные области исчезновения R- и M-модификаций мартенсита практически смыкаются [9] и восстановление исходной кривизны полоски происходит в виде одноступенчатого $B19' \to B2$ мартенситного перехода.

Рис. 3, *b* демонстрирует, согласно (7) и (8), изменение с температурой величины прогиба центральной ($x = 0$) части полоски, соответствующее ее кривизне, приведенной на рис. 3, *a*. Полная форма полоски при различных температурах показана на рис. 4, включая ее исходную форму после отжига (пунктир) и после упругой релаксации внутренних анизотропных напряжений (кривая *1*). Кривые *2* и *3* на этом рисунке иллюстрируют двунаправленный эффект памяти формы при $T = 0.9T_R$, т. е. обратимое изменение знака кривизны и прогиба полоски в процессе прямого (2) и обратного (3) мартенситных переходов (T_R — характеристическая температура R-перехода [9]). При указанных условиях и



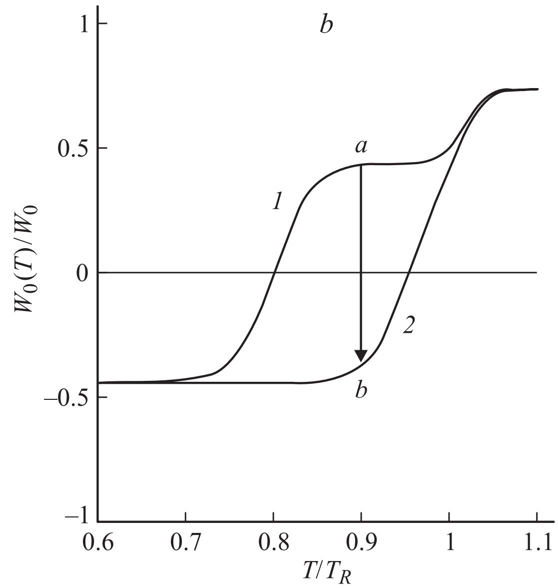


Рис. 3. Изменение кривизны (*a*) и прогиба (*b*) арки-полоски при снижении (*1*) и повышении (*2*) температуры в условиях нестесненного ЭПФ.

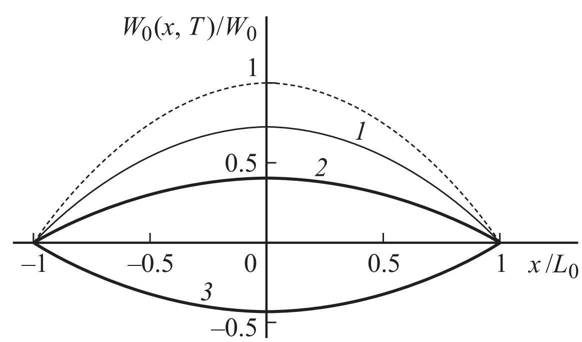


Рис. 4. Форма полоски при различных температурах: пунктир — после отжига, *1* — после упругой релаксации внутренних напряжений ($T = 1.1T_R$), *2* и *3* — при $T = 0.9T_R$ после мартенситной релаксации внутренних напряжений соответственно в процессе снижения и повышения температуры.

параметрах полоски максимальный прогиб ее средней части составляет ± 0.8 mm. Стрелкой ab на рис. 3, b схематически показан перевод полоски полностью в мартенситное состояние и изменение знака прогиба (точка b) путем приложения к полоске при температуре $0.9T_R$ (точка a) силы F (рис. 1, b).

Из сравнения кривых на рис. 3, a и b видно, что в приведенных координатах прогиб средней части полоски $W_0(0, T) = W_0(T)$ изменяется с температурой синбатно с ее приведенной кривизной и в количественном отношении с ней совпадает. Это совпадение является результатом малого прогиба полоски по сравнению с ее длиной ($\approx 0.5W_0/l \approx 0.88$) и малой величины ее кривизны R_0^{-1}, как в исходном (после отжига) состоянии ($l/R_0 \approx 0.34$), так и в процессе последующих изменений температуры $R^{-1}(T) < R_0^{-1}$. Действительно, из (7) в случае свободного ЭПФ следует $\omega_0(x, T) = -x/R_0(T)$. Далее, поскольку $|\omega_0(x, T)| \ll 1$, то, согласно (8), получаем для приведенного прогиба полоски $W_0(T)/W_0$ соотношение

$$\frac{W_0(T)}{W_0} \approx \frac{L_0^2(T)}{2W_0R_0(T)} = \frac{R_0(T)}{4R_0}\frac{\left[\sin\left(\frac{l}{R_0(T)}\right)\right]^2}{\left[\sin\left(\frac{l}{2R_0}\right)\right]^2} \approx \frac{R_0}{R_0(T)}. \tag{10}$$

Последнее выражение в правой части (10) следует из предыдущего при $l/2R_0 \ll 1$ и $l/R_0(T) \ll 1$ и подтверждает синхронный характер изменений кривизны и прогиба полоски при изменении температуры. Следовательно, при указанных условиях прогиб центральной части полоски может быть определен (рассчитан) по ее кривизне (9).

Стесненный ЭПФ

На рис. 5 показана температурная зависимость прогиба средней части полоски при снижении (кривая *1*) и повышении (кривая *2*) температуры в условиях стесненного ЭПФ, когда в (9) $\varepsilon(T) \neq 0$, а мартенситная деформация $\tilde{\tilde{\varepsilon}}_g(x, T)$ неравномерно распределена по длине полоски. По сравнению с нестесненным эффектом (пунктир) формоизменение полоски при нагреве протекает неустойчиво: наблюдаются резкие колебания прогиба, когда полоска выпрямляется ($W(T) \to 0$), а ее концы испытывают ограничение для своего перемещения в опорах. В приведенном на рис. 5 случае максимальная деформация сжатия (стеснения) полоски $\varepsilon(T_1) = \varepsilon(T_2) = (l_0 - L_0(T_{1,2})/l$ равна $-2.9 \cdot 10^{-4}$, где T_1 и T_2 — температуры, при которых наступает полное выпрямление полоски ($L_0(T_{1,2}) = l$) в процессе соответственно снижения и повышения температуры. Величина свободного расстояния между опорами определяется выражением $2l_0 = 2L_0(T_a) + \Delta$, где T_a — температура установки полоски в опоры, Δ — полная величина зазора между концами полоски и опорами при этой температуре (рис. 1, d). Указанной выше максимальной деформации сжатия полоски $\varepsilon(T_2)$ и температуре ее установки

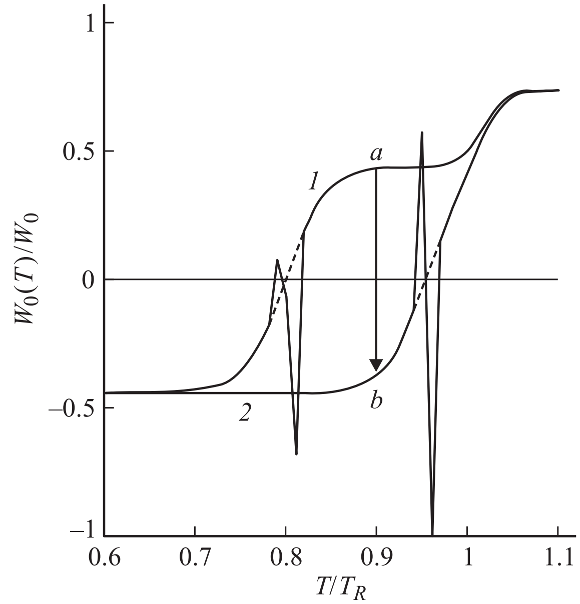


Рис. 5. Изменение величины максимального прогиба арки-полоски в условиях стесненного ЭПФ в процессе прямого (*1*) и обратного (*2*) мартенситных переходов.

в захваты $T_a = 1.1T_R$ соответствует зазор $\Delta = 0.2$ mm и сжимающая (изгибающая) сила на концах полоски (рис. 1, c) $P = EA\varepsilon(T_2) \approx 100N$, где $E = 100$ GPa. При маленьком зазоре или его отсутствии неустойчивость формоизменения полоски возрастает, а при больших зазорах уменьшается или совсем исчезает. Формоизменение полоски становится неустойчивым при величине зазора $\Delta < \Delta_C$, где

$$\Delta_C = 2L_0(T_{1,2}) - 2L_0(T_a) \approx 2\left[l - L_0(T_a)\right]. \tag{11}$$

Рис. 6, a и b демонстрируют, согласно (2) и (11), зависимость величины критического зазора Δ_C при нагреве от величины начального радиуса кривизны полоски R_0 в безразмерных координатах $\Delta_C/2l - R_0/h$ при температуре установки полоски в захваты соответственно $T_a = 1.1T_R$ и $0.9T_R$ и постоянной величине отношения $l/h = 40$. На рис. 6, a область неустойчивого формоизменения обозначена буквой A, устойчивого — буквой B. Верхняя и правая шкалы на этом рисунке указывают значения R_0 и Δ_C в размерных единицах при длине и толщине полоски, соответственно равных $2l = 20$ mm и $2h = 0.5$ mm. При исследованных в [10] начальных радиусах кривизны полоски $R_0 = 30-50$ mm ($R_0/h = 120-200$) прощелкивание имело место при зазорах соответственно $0.1-0.5$ mm, что, как видно из рис. 6, a, хорошо согласуется с теорией. Из рис. 6, b следует, что если температура установки полоски в захваты ниже характеристической температуры начала мартенситного перехода T_R, то существуют две области параметров неустойчивого формоизменения полоски при нагреве, $55 < R_0/h < 90$ (область A_1) и $R_0/h > 90$

(область A_2), и область устойчивого формоизменения B между ними.

Деформация упругого сжатия полоски при стесненном ЭПФ определяется формулой

$$\varepsilon(T) = \left[L_0(T_a) - L_0(T) + \Delta/2\right] l^{-1}. \qquad (12)$$

Деформация зависит от текущей температуры полоски T, температуры ее установки в захваты T_a, начального радиуса изгиба полоски R_0 и величины зазора Δ. Как уже было сказано выше, деформация ε достигает максимальной величины

$$\varepsilon(T_1) = \varepsilon(T_2) = \left[L_0(T_a) - l + \Delta/2\right] l^{-1} \qquad (13)$$

при температурах T_1 и T_2, когда полоска полностью выпрямляется $L_0(T_{1,2}) = l$, в процессе соответственно снижения и повышения температуры. Сила сжатия полоски на ее концах $P = EA\varepsilon(T_{1,2})$ достигает при этом максимального значения. На рис. 7 приведена зависимость максимальной силы сжатия полоски при нагреве $P/EA = \varepsilon(T_2)$ в зависимости от величины зазора $\Delta/2l$ при четырех значениях начального радиуса изгиба полоски R_0/h и $T_a = 1.1T_R$. Видно, что с ростом величины зазора и увеличением радиуса изгиба сила и деформация сжатия полоски на ее концах снижаются и обращаются в нуль при критических значениях Δ и R_0 (рис. 6, a). При $R_0 > 50$ mm ($R_0/h > 200$) величина критического зазора для исчезновения эффекта прощелкивания становится меньше 0.02 mm. Размерные шкалы на рис. 7 иллюстрируют величину силы сжатия полоски при различных значениях Δ. Наблюдаемым в [10,11] силам сжатия полоски $P = 10-120N$ при зазорах $0.1-0.5$ mm и радиусах кривизны $30-50$ mm соответствуют максимальные деформации сжатия полоски $-(0.3-3)\cdot 10^{-4}$.

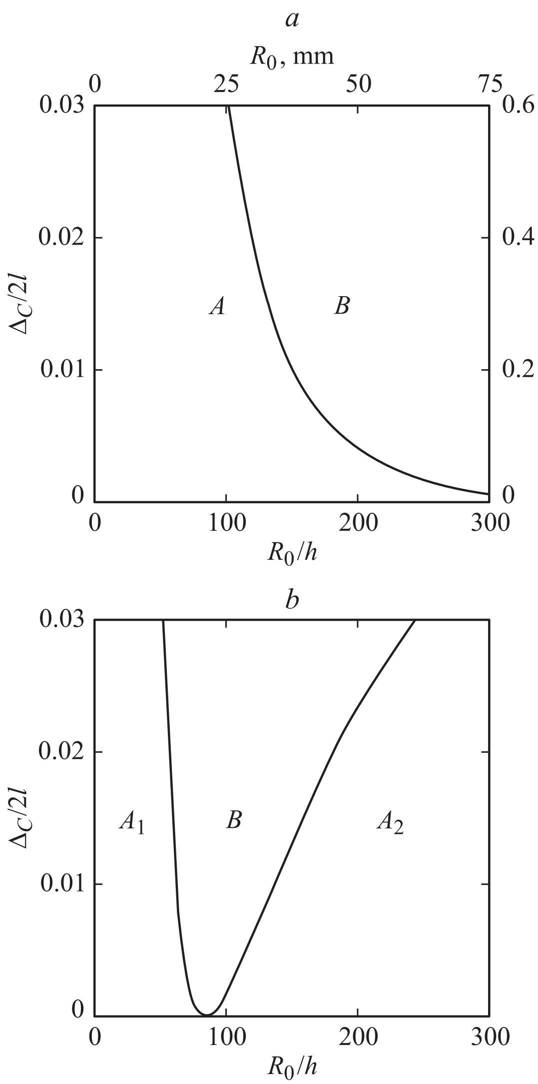


Рис. 6. Зависимости критической величины зазора Δ_C для возникновения эффекта прощелкивания от радиуса начального изгиба полоски R_0 при температурах установки полоски в захваты $T_a = 1.1T_R$ (a) и $0.9T_R$ (b).

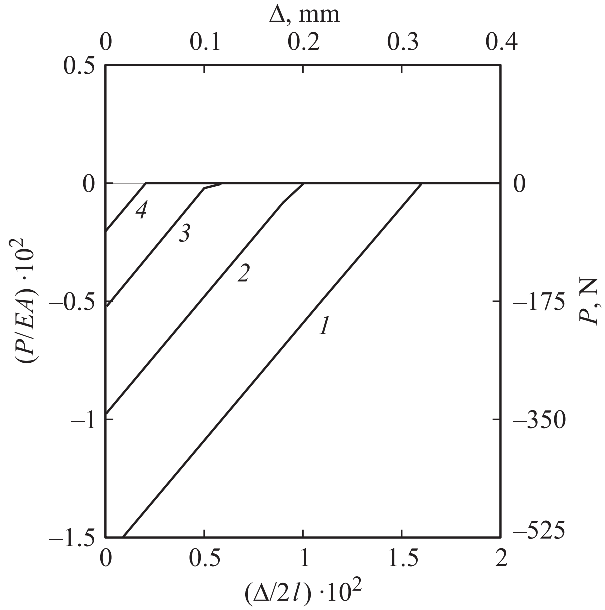


Рис. 7. Зависимость силы сжатия P концов арки-полоски при стесненном ЭПФ от величины зазора Δ при разной величине радиуса начального изгиба полоски R_0/h: *1* — 100, *2* — 120, *3* — 150, *4* — 200.

Критические температуры T_1 и T_2 возникновения нестабильной деформации полоски определяются условием обращения в нуль ее кривизны соответственно в процессе снижения и повышения температуры[2]

$$\frac{R_0}{R_0(T_{1,2})} = 1 - \frac{3R_0}{2h}\left(\frac{1}{2}|\varepsilon_0| + \bar{\bar{\varepsilon}}_g(T_{1,2})\right) = 0. \qquad (14)$$

На рис. 8 приведена в безразмерных координатах зависимость критических температур от начального радиуса кривизны полоски. В области малых радиусов $R_0/h < 100$ ($R_0 < 25$ mm) критические температуры

[2] Уравнение (14) определяет температуры T_1 и T_2 в нулевом приближении метода итераций при расчете стесненной деформации полоски [13].

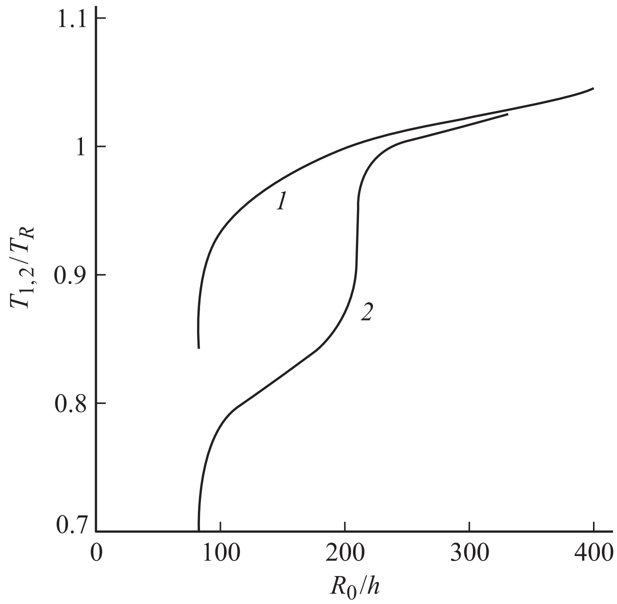


Рис. 8. Зависимость критических температур T_1 и T_2 возникновения неустойчивого формоизменения арки-полоски от радиуса начального изгиба полоски R_0 при прямом (*1*) и обратном (*2*) мартенситных переходах.

резко уменьшаются. При больших радиусах $R_0/h > 200$ ($R_0 > 50\,\mathrm{mm}$) они практически совпадают.

Приведенные выше результаты анализа неустойчивого формоизменения арки-полоски из никелида титана в условиях стесненного эффекта памяти формы показывают, что эффект прощелкивания полоски и его параметры зависят от ряда факторов и их соотношения. К таким факторам относятся геометрические характеристики полоски, ее кривизна, задаваемая при отжиге, температура установки полоски в захваты, а также структурные факторы: параметры мартенситного перехода и величина упругих внутренних напряжений (деформаций ε_0) в полоске, зависящей от концентрации в ней частиц Ti_3Ni_4, т.е. от температуры и длительности отжига полоски в изогнутом состоянии.

Список литературы

[1] *Krulevitch P., Lee A.P., Ramsey P.B., Trevino J.C., Hamilton J., Northrup A.* // J. Microelectromechanical Systems. 1996. Vol. 5. N 4. P. 270–282.
[2] *Seguin J.L., Bendahan M., Isalgue A., Esteve-Cano V., Carchano H., Torra V.* // Sensors and Actuators. 1999. Vol. 74. N. 1/3. P. 65-69.
[3] *Nishida N., Honma T.* // Scripta metall. 1984. Vol. 18. N 11. P. 1293–1298.
[4] *Honma T.* // Shape Memory Alloy-86 / Ed. Ch. Youyi, T.Y. Hsu, T. Ko. Guilin: China Academic Publ., 1986. P. 83–88.
[5] *Takagi H., Okano K., Juodkazis S., Matsuo S., Misawa H.* // Advanced Engineering Materials. 2003. Vol. 5. N 10. P. 732–735.
[6] *Li D.Y., Chen L.Q.* // Acta mater. 1997. Vol. 45. N 2. P. 471–479.
[7] *Малыгин Г.А.* // ЖТФ. 1996. Т. 71. Вып. 9. С. 112–123.
[8] *Малыгин Г.А.* // УФН. 2001. Т. 171. Вып. 2. С. 187–212.
[9] *Малыгин Г.А.* // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 9. С. 1700–1705.
[10] *Хусаинов М.А.* // Вестник Новг. гос. университета. 1998. Вып. 10. С. 34–36.
[11] *Хусаинов М.А., О.А., Беляков В.Н.* //Науч. тр. III Междунар. семинара „Актуальные проблемы прочности им. В.А. Лихачева“. Старая Русса, 1997. Т. 2. Ч. 1. С. 139–142.
[12] *Хусаинов М.А.* // ЖТФ. 1997. Т. 67. Вып. 6. С. 118–120.
[13] *Малыгин Г.А.* // ФТТ. 2003. Т. 45. Вып. 12. С. 2233–2237.
[14] *Феодосьев В.И.* Сопротивление материалов. М.: Наука, 1972. 544 с.
[15] *Вольмир А.С.* Устойчивость деформируемых систем. М.: Наука, 1967. 984 с.