ДОКЛАДЫ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК. ФИЗИКА, ТЕХНИЧЕСКИЕ НАУКИ, 2021, том 496, с. 51–54

МЕХАНИКА

УДК 539.3; 517.958

ПРИМЕНЕНИЕ ПОДХОДА КЕЛЬВИНА ДЛЯ КАЧЕСТВЕННОЙ ОЦЕНКИ ВОЗМОЖНОСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ В СПЛАВАХ С ПАМЯТЬЮ ФОРМЫ

© 2021 г. Академик РАН Б. Д. Аннин[1,2,*], Н. И. Остросаблин[1,**], Р. И. Угрюмов[1,2,***]

Поступило 21.12.2020 г.
После доработки 21.12.2020 г.
Принято к публикации 24.12.2020 г.

Предложено использовать понятие собственных модулей и собственных состояний из линейной теории упругости для оценки возможности фазовых переходов (мартенситные превращения) в сплавах с эффектом памяти формы. Для сплавов с кубической и гексагональной решетками приведены их собственные модули и собственные состояния. Удельная энергия деформации для кубической и гексагональной фазы записывается в виде суммы шести независимых слагаемых. Предлагается сравнивать удельные энергии деформации в кубической и гексагональной фазах. Если в гексагональной фазе энергия деформации больше, чем в кубической, то сплав может стремиться вернуться в исходное состояние с меньшей энергией. Возможно также использовать для сравнения энергий в разных фазах формулы ближайших по евклидовой энергетической норме тензоров к кубическому и гексагональному тензорам. Приведены примеры для некоторых конкретных значений констант упругости.

Ключевые слова: собственные модули и состояния, сплавы с эффектом памяти формы, постоянные упругости, кубическая и гексагональная решетки, удельная энергия деформации

DOI: 10.31857/S2686740021010028

Эффектом памяти формы называют наблюдаемое для некоторых материалов явление полного или частичного восстановления первоначальных размера и формы образца при нагревании до определенной температуры. Материалы, в которых проявляется эффект памяти формы, называются материалами с памятью формы. Материалы с памятью формы известны с середины прошлого века, однако уже нашли широкое применение в разных областях техники и медицины [1, 2].

Фазовые превращения свойственны материалам, кристаллическая решетка которых имеет два состояния, одно из которых устойчиво при низких температурах, а другое – при более высоких. Если материал обладает таким свойством, его высокотемпературную фазу называют аустенитом, низкотемпературную – мартенситом, а переход между ними – мартенситным превращением. В процессе мартенситного превращения образуется новая кристаллическая структура, энергия которой отлична от энергии первоначальной структуры. Эта энергия зависит от температуры, и если энергия конечной структуры превышает энергию начальной, возникает обратное превращение. Таким образом, в большинстве случаев мартенситное превращение является обратимым.

В данной работе предлагается, не углубляясь в металловедческие вопросы, в первом приближении применить собственные модули и состояния линейной теории упругости и сравнивать удельные энергии деформации в разных фазах. В работе [3] говорится, что, например, у кобальта мартенситное превращение состоит в переходе гранецентрированной кубической решетки в гексагональную плотноупакованную. Это превращение полностью обратимо, но разные фазы должны иметь разную энергию. Причем у кобальта плотность в разных фазах почти одинаковая. Для титана и сплавов титан–никель также кубическая решетка переходит в гексагональную, или ромбоэдрическую, или орторомбическую.

Собственные модули и состояния, восходящие к идеям Кельвина, но надолго забытые, в последние десятилетия постепенно находят применение в теориях упругости, пластичности, наследственной упругости [4–6].

В линейной теории упругости свойства упругости материалов определяются взаимно обратными матрицами A модулей упругости и $a = A^{-1}$ коэффициентов податливости. В общем случае матрицы A и $a = A^{-1}$ упругих по Грину материалов

[1] *Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия*

[2] *Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Новосибирск, Россия*

**E-mail: annin@hydro.nsc.ru*

***E-mail: o.n.i@ngs.ru*

****E-mail: riugryumov@mail.ru*

содержат 21 независимый элемент $A_{ij} = A_{ji}$, $a_{ij} = a_{ji}$, $i, j = 1, ..., 6$. Обобщенный закон Гука

$$\sigma_i = A_{ij}\varepsilon_j, \quad \varepsilon_i = a_{ij}\sigma_j, \quad i, j = 1,\ldots,6, \tag{1}$$

связывает напряжения σ_i и деформации ε_j. В (1) и далее по повторяющимся индексам проводится суммирование. В декартовой прямоугольной системе координат x_i, $i = 1, 2, 3$, напряжениям σ_i и деформациям ε_j соответствуют симметричные тензоры второго ранга $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$ и $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji} = \dfrac{\partial_i u_j + \partial_j u_i}{2}$. Здесь u_1, u_2, u_3 – компоненты вектора смещения; ∂_i – производные по координате x_i. Матрицам A_{ij}, a_{ij} соответствуют тензоры четвертого ранга $A_{ijkl} = A_{jikl} = A_{klij}$ модулей упругости и $a_{ijkl} = a_{jikl} = a_{klij}$ коэффициентов податливости.

Симметричные невырожденные матрицы $A = A'$, $a = a'$ в (1) представляются в виде [4]

$$A = T\Lambda T', \quad a = A^{-1} = T\Lambda^{-1}T', \tag{2}$$

где $T = [t_{ip}]$– ортогональная матрица, т.е. $T'T = E$ (E – единичная матрица, штрих означает транспонирование матрицы), а $\Lambda = \mathrm{diag}(\lambda_1,\lambda_2,\lambda_3,\lambda_4,\lambda_5,\lambda_6)$, $(\lambda_i > 0)$ – диагональная матрица. Собственные модули (λ_i, $i = 1, ..., 6$, и собственные состояния t_{ip}, $i, p = 1, ..., 6$, являются собственными числами и собственными векторами матрицы A в (1) [4]. Столбцы t_{ip}, $p = 1, ..., 6$, ортогональной матрицы $T = [t_{ip}]$ образуют ортогональный базис в шестимерном пространстве напряжений σ_i и деформаций ε_j, при этом

$$\sigma_i = t_{ip}\tilde\sigma_p, \quad \tilde\sigma_p = t_{ip}\sigma_i, \quad \varepsilon_j = t_{jq}\tilde\varepsilon_q, \quad \tilde\varepsilon_q = t_{jq}\varepsilon_j. \tag{3}$$

Закон Гука (1) с учетом (2), (3) записывается в матричном виде $T'\sigma = \Lambda T'\varepsilon$, или в виде шести независимых инвариантных равенств

$$\begin{gathered} t_{i1}\sigma_i = \lambda_1 t_{j1}\varepsilon_j, \quad t_{i2}\sigma_i = \lambda_2 t_{j2}\varepsilon_j, \quad t_{i3}\sigma_i = \lambda_3 t_{j3}\varepsilon_j, \\ t_{i4}\sigma_i = \lambda_4 t_{j4}\varepsilon_j, \quad t_{i5}\sigma_i = \lambda_5 t_{j5}\varepsilon_j, \quad t_{i6}\sigma_i = \lambda_6 t_{j6}\varepsilon_j. \end{gathered} \tag{4}$$

Ввиду (4) удельная энергия деформации представляется в виде суммы шести независимых слагаемых

$$\begin{gathered} 2\Phi = \tilde\sigma_p\tilde\varepsilon_p = (t_{ip}\sigma_i)(t_{jp}\varepsilon_j) = \lambda_1(t_{j1}\varepsilon_j)^2 + \lambda_2(t_{j2}\varepsilon_j)^2 + \\ + \lambda_3(t_{j3}\varepsilon_j)^2 + \lambda_4(t_{j4}\varepsilon_j)^2 + \lambda_5(t_{j5}\varepsilon_j)^2 + \lambda_6(t_{j6}\varepsilon_j)^2. \end{gathered} \tag{5}$$

Собственные модули λ_i, $p = 1, ..., 6$, являются экстремальными значениями удельной энергии деформации (5).

Допустим, что сплав с памятью формы имеет кубическую решетку, для которой матрица A_{ij} в главных осях симметрии содержит три ненулевых постоянных: A_{11}, A_{21}, A_{44}. Собственные модули λ_i и собственные состояния t_{ip} в этом случае равны [4]:

$$\begin{gathered} \lambda_1 = A_{11} + 2A_{21}, \quad \lambda_2 = \lambda_3 = A_{11} - A_{21}, \\ \lambda_4 = \lambda_5 = \lambda_6 = A_{44}; \end{gathered} \tag{6}$$

$$t_{ip} = \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt3} & -\frac{1}{\sqrt6} & \frac{1}{\sqrt2} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{\sqrt3} & -\frac{1}{\sqrt6} & -\frac{1}{\sqrt2} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{\sqrt3} & \frac{2}{\sqrt6} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}. \tag{7}$$

Удельная энергия деформации (5) для случая кубической решетки с учетом формул (6), (7) записывается в виде

$$\begin{gathered} 2\Phi = \tilde\sigma_p\tilde\varepsilon_p = (t_{ip}\sigma_i)(t_{jp}\varepsilon_j) = \lambda_1(t_{j1}\varepsilon_j)^2 + \\ + \lambda_2[(t_{j2}\varepsilon_j)^2 + (t_{j3}\varepsilon_j)^2] + \\ + \lambda_4[(t_{j4}\varepsilon_j)^2 + (t_{j5}\varepsilon_j)^2 + (t_{j6}\varepsilon_j)^2] = \\ = \lambda_1\frac{1}{3}(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3)^2 + \\ + \lambda_2\left[\frac{1}{6}(\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - 2\varepsilon_3)^2 + \frac{1}{2}(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2\right] + \\ + \lambda_4(\varepsilon_4^2 + \varepsilon_5^2 + \varepsilon_6^2). \end{gathered} \tag{8}$$

Матрица A_{ij} для гексагональной решетки с осью симметрии x_3 содержит пять независимых постоянных, при этом собственные модули и состояния следующие [5]:

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2}\left[A_{11} + A_{21} + A_{33} \pm \sqrt{(A_{11} + A_{21} - A_{33})^2 + 8A_{31}^2}\right], \tag{9}$$

$$\lambda_3 = \lambda_6 = A_{11} - A_{21}, \quad \lambda_4 = \lambda_5 = A_{44};$$

$$t_{ip} = \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt2}\cos\alpha & -\frac{1}{\sqrt2}\sin\alpha & \frac{1}{\sqrt2} & 0 & 0 & 0 \\ \frac{1}{\sqrt2}\cos\alpha & -\frac{1}{\sqrt2}\sin\alpha & -\frac{1}{\sqrt2} & 0 & 0 & 0 \\ \sin\alpha & \cos\alpha & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \tag{10}$$

$$\mathrm{tg}2\alpha = \frac{2\sqrt2 A_{31}}{A_{11} + A_{21} - A_{33}}.$$

Удельная энергия деформации (5) для случая (9), (10) равна

$$\begin{gathered} 2\Phi = \tilde\sigma_p\tilde\varepsilon_p = (t_{ip}\sigma_i)(t_{jp}\varepsilon_j) = \\ = \lambda_1(t_{j1}\varepsilon_j)^2 + \lambda_2(t_{j2}\varepsilon_j)^2 + \lambda_3[(t_{j3}\varepsilon_j)^2 + (t_{j6}\varepsilon_j)^2] + \\ + \lambda_4[(t_{j4}\varepsilon_j)^2 + (t_{j5}\varepsilon_j)^2] = \\ = \lambda_1\left[\frac{1}{\sqrt2}\cos\alpha(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) + \sin\alpha\varepsilon_3\right]^2 + \\ + \lambda_2\left[-\frac{1}{\sqrt2}\sin\alpha(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) + \cos\alpha\varepsilon_3\right]^2 + \end{gathered}$$

$$+\lambda_3\left[\frac{1}{2}(\varepsilon_1-\varepsilon_2)^2+\varepsilon_6^2\right]+\lambda_4(\varepsilon_4^2+\varepsilon_5^2). \qquad (11)$$

Предлагается сравнить удельную энергию (8) фазы с кубической решеткой с удельной энергией (11) фазы с гексагональной решеткой. Как связаны элементы матриц A_{ij}, если это матрицы модулей упругости одного материала в разных фазах? Возможно, нужно взять матрицу C_{ij} ближайшего по энергетической (евклидовой) норме гексагонального (трансверсально-изотропного) тензора к кубическому тензору [7]. Или взять матрицу C_{ij} ближайшего кубического тензора к гексагональному тензору [7].

Удельная энергия (11) в случае ближайшего по энергетической норме гексагонального тензора к кубическому тензору имеет вид

$$\begin{gathered}2\Phi=\lambda_1\frac{1}{3}(\varepsilon_1+\varepsilon_2+\varepsilon_3)^2+\lambda_2\frac{1}{6}(\varepsilon_1+\varepsilon_2-2\varepsilon_3)^2+\\+\frac{1}{2}(\lambda_2+\lambda_4)\left[\frac{1}{2}(\varepsilon_1-\varepsilon_2)^2+\varepsilon_6^2\right]+\lambda_4(\varepsilon_4^2+\varepsilon_5^2).\end{gathered} \qquad (12)$$

В (8), (12) модули λ_1, λ_2, λ_4 одинаковые и равны (6). Теперь, вычитая из (12) выражение (8), получим:

$$\begin{gathered}2(\Phi^{(h)}-\Phi^{(c)})=\frac{1}{2}(\lambda_2-\lambda_4)\left[-\frac{1}{2}(\varepsilon_1-\varepsilon_2)^2+\varepsilon_6^2\right]=\\=\frac{1}{2}A\left[-\frac{1}{2}(\varepsilon_1-\varepsilon_2)^2+\varepsilon_6^2\right]=\\=A\left[-\left(\frac{\varepsilon_{11}-\varepsilon_{22}}{2}\right)^2+\varepsilon_{21}^2\right].\end{gathered} \qquad (13)$$

Знак разности (13) зависит от знака величины $A=\lambda_2-\lambda_4=A_{11}-A_{21}-A_{44}$ и соотношений между сдвиговыми деформациями $\frac{\varepsilon_{11}-\varepsilon_{22}}{2}$ и ε_{21} в плоскости изотропии. Если выражение (13) больше нуля, то гексагональная фаза имеет большую удельную энергию (12), чем кубическая фаза с удельной энергией (8). Тогда при изменении температуры гексагональная фаза сплава с памятью формы может иметь стремление вернуться в кубическую фазу с меньшей удельной энергией деформации.

Далее рассмотрим некоторые конкретные сплавы и кристаллы. Например, для кубических монокристаллов TiNi постоянные A_{ij} следующие (в 10^{11} Па) [8]: $A_{11}=1.645$, $A_{21}=1.335$, $A_{44}=0.66$, при этом собственные модули (6) равны $\lambda_1=4.315$, $\lambda_2=\lambda_3=0.31$, $\lambda_4=\lambda_5=\lambda_6=0.66$. Величина $A=\lambda_2-\lambda_4=-0.35<0$, и разность (13) больше нуля, если $\varepsilon_{21}^2-\left(\frac{\varepsilon_{11}-\varepsilon_{22}}{2}\right)^2<0$. Последнее неравенство может иметь место при отсутствии сдвиговых деформаций ε_{21}.

Для гексагональных кристаллов Co постоянные A_{ij} следующие (в 10^{11} Па) [9]: $A_{11}=3.071$, $A_{21}=1.650$, $A_{31}=1.027$, $A_{33}=3.591$, $A_{44}=1.510$. Для этих значений собственные модули (9) равны $\lambda_1=5.603$, $\lambda_2=2.699$, $\lambda_3=1.421$, $\lambda_4=1.510$. Собственные состояния определяются по формулам (10), при этом $\mathrm{tg}2\alpha=2.548$, $\sin\alpha=0.563$, $\cos\alpha=0.826$.

В работе [10] приведены три варианта значений A_{ij} для кубической фазы Co. Возьмем среднее значение из этих трех вариантов (в 10^{11} Па): $A_{11}=2.287$, $A_{21}=1.68$, $A_{44}=2.2$, при этом собственные модули (6) равны $\lambda_1=5.647$, $\lambda_2=\lambda_3=0.607$, $\lambda_4=\lambda_5=\lambda_6=2.2$, а собственные состояния имеют вид (7).

Запишем удельные энергии деформации для гексагональной и кубической фаз Co:

$$\begin{gathered}2\Phi^{(h)}=5.603\tilde{\varepsilon}_1^2+2.699\tilde{\varepsilon}_2^2+\\+1.421(\tilde{\varepsilon}_3^2+\tilde{\varepsilon}_6^2)+1.510(\tilde{\varepsilon}_4^2+\tilde{\varepsilon}_5^2),\end{gathered} \qquad (14)$$

$$2\Phi^{(c)}=5.647\tilde{\varepsilon}_1^2+0.607(\tilde{\varepsilon}_2^2+\tilde{\varepsilon}_3^2)+2.2(\tilde{\varepsilon}_4^2+\tilde{\varepsilon}_5^2+\tilde{\varepsilon}_6^2),$$

где деформации $\tilde{\varepsilon}_p=t_{jp}\varepsilon_j$, $p=1,\ldots,6$, для каждой фазы определяются с учетом собственных состояний (7) и (10). Соотношения между энергиями $2\Phi^{(h)}$ и $2\Phi^{(c)}$ в (14) зависят от соотношений между деформациями $\tilde{\varepsilon}_p^{(h)}$ и $\tilde{\varepsilon}_p^{(c)}$, причем каждое слагаемое в выражениях (14) независимо от других слагаемых. Но ввиду (7), (10) деформации $\tilde{\varepsilon}_p^{(h)}$ и $\tilde{\varepsilon}_p^{(c)}$ при $p=3, 4, 5, 6$ совпадают.

В работе [11] приведены значения A_{ij} для кубической и гексагональной фаз сплава кобальта—никеля. Постоянные кубической фазы (в 10^{11} Па) равны $A_{11}=2.387$, $A_{21}=1.553$, $A_{44}=2.630$, а постоянные гексагональной фазы равны $A_{11}=3.260$, $A_{21}=1.606$, $A_{31}=0.954$, $A_{33}=3.584$, $A_{44}=1.480$. Для этих значений находим собственные модули (6): $\lambda_1=5.493$, $\lambda_2=\lambda_3=0.834$, $\lambda_4=\lambda_5=\lambda_6=2.630$, и собственные состояния (7). Далее находим для гексагональной фазы собственные модули (9): $\lambda_1=5.719$, $\lambda_2=2.731$, $\lambda_3=\lambda_6=1.654$, $\lambda_4=\lambda_5=1.480$. Собственные состояния определяются по формулам (10), при этом $\mathrm{tg}2\alpha=2.105$, $\sin\alpha=0.534$, $\cos\alpha=0.845$.

Запишем удельные энергии деформации для гексагональной и кубической фаз CoNi:

$$\begin{gathered}2\Phi^{(h)}=5.719\tilde{\varepsilon}_1^2+2.731\tilde{\varepsilon}_2^2+\\+1.654(\tilde{\varepsilon}_3^2+\tilde{\varepsilon}_6^2)+1.480(\tilde{\varepsilon}_4^2+\tilde{\varepsilon}_5^2),\end{gathered} \qquad (15)$$

$$\begin{gathered}2\Phi^{(c)}=5.493\tilde{\varepsilon}_1^2+0.834(\tilde{\varepsilon}_2^2+\tilde{\varepsilon}_3^2)+\\+2.630(\tilde{\varepsilon}_4^2+\tilde{\varepsilon}_5^2+\tilde{\varepsilon}_6^2),\end{gathered}$$

где деформации $\tilde{\varepsilon}_p=t_{jp}\varepsilon_j$, $p=1,\ldots,6$, определяются с учетом собственных состояний (7) и (10). Выражения (14) и (15) аналогичны, и сказанное выше по отношению к (14) можно повторить и для

(15). Так как каждое слагаемое в (14), (15) независимо от других слагаемых, то можно сравнивать не суммарные энергии, а отдельные слагаемые. Например, в (15) имеем $5.719\tilde{\varepsilon}_1^2 > 5.493\tilde{\varepsilon}_1^2$ или $2.731\tilde{\varepsilon}_2^2 > 0.834\tilde{\varepsilon}_2^2$, если $(\tilde{\varepsilon}_1^{(h)})^2 = (\tilde{\varepsilon}_1^{(c)})^2 = \tilde{\varepsilon}_1^2$ или $(\tilde{\varepsilon}_2^{(h)})^2 = (\tilde{\varepsilon}_2^{(c)})^2 = \tilde{\varepsilon}_2^2$ и отсутствуют остальные деформации $\tilde{\varepsilon}_p$. В этом случае гексагональная фаза имеет большую удельную энергию и может иметь стремление вернуться в кубическую фазу с меньшей энергией.

Таким образом, в данной работе понятие собственных модулей и состояний применено к качественной оценке возможности мартенситных превращений в сплавах с эффектом памяти формы. Рассмотрены случаи сплавов с кубической и гексагональной решетками. Приведены собственные модули, собственные состояния и удельные энергии деформации для этих случаев и примеры для некоторых конкретных значений постоянных упругости.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных исследований СО РАН (код проекта III.23.3.1) и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 19–01–00511 А).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лихачёв В.А., Кузьмин С.Л., Каменцева З.П.* Эффект памяти формы. Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1987. 216 с.
2. *Муслов С.А., Шеляков А.В., Андреев В.А.* Сплавы с памятью формы: свойства, получение и применение в технике и медицине. М.: Мозартика, 2018. 254 с.
3. *Лихачёв В. А.* Эффект памяти формы // Соросовский образоват. журн. 1997. № 3. С. 107–114.
4. *Аннин Б.Д., Остросаблин Н.И.* Анизотропия упругих свойств материалов // Прикл. механика и техн. физика. 2008. Т. 49. № 6. С. 131–151.
5. *Аннин Б.Д.* Модели упругопластического деформирования трансверсально-изотропных материалов // Сиб. журн. индустр. математики. 1999. Т. 2. № 2. С. 3–7.
6. *Аннин Б.Д.* Об одном классе определяющих соотношений линейной анизотропной наследственной теории упругости // Наследственная механика деформирования и разрушения твердых тел – научное наследие Ю.Н. Работнова. Труды конференции (Москва, 24–26 февраля 2014 г.). М.: Изд-во ИМАШ РАН, 2014. С. 18–22.
7. *Остросаблин Н.И.* Трансверсально-изотропный тензор, ближайший по евклидовой норме к заданному анизотропному тензору модулей упругости // Прикл. механика и техн. физика. 2019. Т. 60. № 1. С. 124–141.
8. *Муслов С.А., Лотков А.И., Арутюнов С.Д.* Экстремумы упругих свойств кубических кристаллов // Изв. вузов. Физика. 2019. Т. 62. № 8. С. 102–111.
9. *Chadwick P., Seet L.T.C.* Wave propagation in a transversely isotropic heat-conducting elastic material // Mathematika. 1970. V. 17. № 2. P. 255–274.
10. *Gump J., Hua Xia, Chirita M., Sooryakumar R., Tomaz M.A., Harp G.R.* Elastic constants of face-centered-cubic cobalt // J. Applied Physics. 1999. V. 86. № 11. P. 6005–6009.
11. *Weston W.F., Granato A.V.* Cubic and hexagonal single-crystal elastic constants of a cobalt-nickel alloy // Physical Review. B. 1975. V. 12, № 12. P. 5355–5362.

APPLICATION OF THE KELVIN APPROACH FOR A QUALITATIVE ESTIMATION OF THE POSSIBILITY OF PHASE TRANSITIONS IN SHAPE MEMORY ALLOYS

Academician of the RAS B. D. Annin[a,b], N. I. Ostrosablin[a], and R. I. Ugryumov[a,b]

[a] *Lavrentyev Institute of Hydrodynamics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russian Federation*

[b] *Novosibirsk National Research State University, Novosibirsk, Russian Federation*

It is proposed to use the concept of eigenmodules and eigenstates from the linear theory of elasticity to estimate the possibility of phase transitions (martensitic transformations) in alloys with the shape memory effect. For alloys with cubic and hexagonal lattices, their proper modules and eigenstates are given. The specific strain energy for the cubic and hexagonal phases is written as the sum of six independent terms. It is proposed to compare the specific strain energies in the cubic and hexagonal phases. If the deformation energy in the hexagonal phase is greater than in the cubic phase, then the alloy may tend to return to its original state with less energy. It is also possible to use the formulas of the tensors closest in euclidean energy norm to the cubic and hexagonal tensors to compare the energies in different phases. Examples are given for some specific values of the elasticity constants.

Keywords: eigenmodules and eigenstates, shape memory alloys, elastic constants, cubic and hexagonal lattices, specific strain energy