

05.3;08;12

## Моделирование взрывной акустической эмиссии при мартенситных превращениях в сплавах

© В.А. Плотников

Алтайский государственный университет, Барнаул

Поступило в Редакцию 17 июля 1997 г.

Проведено обоснование акустической эмиссии при стимулировании макровзрывной кинетики мартенситных превращений в сплаве Ti-51.0 at.%Ni. Стимулирование макровзрывной кинетики проводили путем многократного циклирования и путем неполного квазициклирования мартенситных превращений.

1. Характер асимметрии акустической эмиссии при мартенситных превращениях в сплаве Ti-51.0 at.%Ni по отношению к другим сплавам системы Ti-Ni с меньшим содержанием никеля можем определить как аномальный [1]. Аномальный характер асимметрии состоит в том, что интенсивность акустического излучения при обратном мартенситном превращении намного выше (на 2 порядка) интенсивности излучения при прямом. Такой характер асимметрии присущ сплавам Au-Cd, Cu-Al-Ni и др. [2]. В наших работах было показано, что в сплавах, склонных к фазовому наклепу, энергия излучения при прямом превращении существенно выше, чем при обратном, а основной механизм продуцирования акустического излучения связан с пластической релаксацией напряжений, генерируемых в ходе движения межфазной границы [1,3]. Остается открытым вопрос о механизме излучения в сплавах, в которых отсутствует фазовый наклеп, а кинетика мартенситного превращения — медленный рост-сокращение мартенситного кристалла. Не вполне ясен механизм излучения при обратном превращении. Для решения этой задачи были смоделированы специальные экспериментальные ситуации, позволяющие корректно обосновать динамический механизм акустической эмиссии.

2. Экспериментальные результаты по регистрации акустического излучения в ходе проведения полного цикла мартенситного превращения (прямого — при охлаждении и обратного — при нагреве) приведены

на рис. 1 в виде акустических кривых, представляющих зависимость интенсивности акустической эмиссии от времени процесса. Здесь же показаны кривые охлаждения и нагрева, которые позволяют соотнести интервал излучения с температурным интервалом.

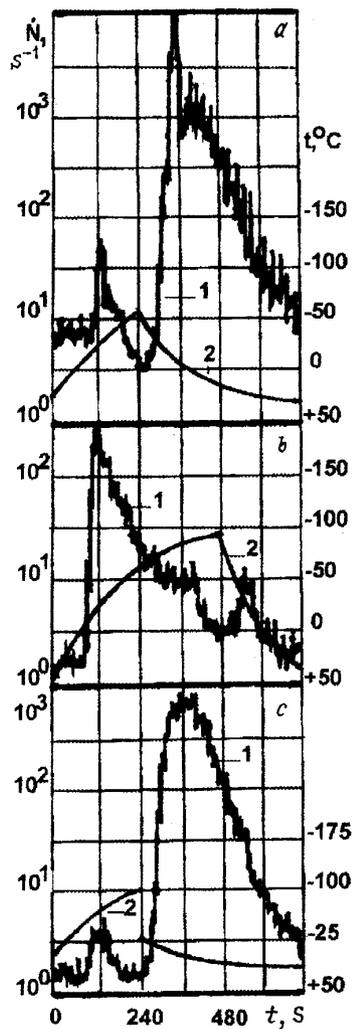
На рис. 1, *a* приведена типичная акустическая кривая, характеризующая мартенситное превращение в сплаве Ti–51.0 at.%Ni после многократного циклирования. Кривая существенно асимметрична: энергия излучения при обратном превращении намного превышает энергию излучения при прямом.

Проведение неполного (вложенного) квазицикла мартенситного превращения заключающегося в неполном нагреве, т.е. в недоведении до конца обратного мартенситного превращения, меняет характер асимметрии излучения на обратный, о чем свидетельствует кривая на рис. 1, *b*, где показано, что выход за пределы неполного квазицикла на стадии охлаждения приводит к продуцированию излучения при прямом мартенситном превращении, энергия которого существенно выше энергии излучения при обратном. Последующий полный цикл мартенситного превращения восстанавливает исходную асимметрию излучения (рис. 1, *b*).

3. В сплаве Ti–51.0 at.% Ni термоупругое обратимое мартенситное превращение протекает в интервале температур  $-100 - +20^\circ\text{C}$  [4]. При охлаждении от температуры  $+20^\circ\text{C}$  реализуется прямое мартенситное превращение  $B2 \rightarrow R \rightarrow B19'$ : температура образования ромбоэдрической  $R$ -фазы  $T_R = -25^\circ\text{C}$ ; критические температуры превращения  $R \rightarrow B19'$  составляют  $M_s = -55^\circ\text{C}$ ,  $M_f = -90^\circ\text{C}$ . При нагреве в интервале от  $-50^\circ\text{C}$  и до комнатной протекает обратное мартенситное превращение  $B19' \rightarrow R \rightarrow B2$ .

В отличие от других сплавов системы Ti–Ni в сплаве с 51.0 at.% Ni температурные интервалы существования ромбоэдрической фазы  $R$  и моноклинной  $B19'$  разделены. Превращение  $B2 \rightarrow R$  близко к фазовому превращению второго рода и в соответствии с [5,6] связано со снижением устойчивости атомных плоскостей  $\{110\}$  к сдвигу в направлении  $\langle 100 \rangle$ , локализации суперпозиций атомных смещений типа  $\{110\} \langle 110 \rangle$  и  $\{112\} \langle 111 \rangle$ .

Старение существенно влияет на характеристики мартенситного превращения в сплавах Ti–Ni с отклонением состава от стехиометрического [7,8]. Кратковременная выдержка сплава с 51.0 at.% Ni при 523 и 773 K меняет последовательность превращения: если после закалки от



**Рис. 1.** Фрагменты акустических кривых (1), полученных в разных ситуациях мартенситного превращения: *a* — после многократных циклов мартенситного превращения; *b* — после неполного квазицикла мартенситного превращения; *c* — в последующем после неполного квазицикла полном цикле мартенситного превращения. Температурная кривая (2).

1073 К последовательность  $B2 \rightarrow B19'$ , то после старения —  $B2 \rightarrow R$  или  $B2 \rightarrow R \rightarrow R + B19' \rightarrow B19'$ . Такое поведение обусловлено по данным электронной микроскопии и рентгеноструктурного анализа образованием концентрационных неоднородностей, обогащенных никелем, формированием выделений фазы  $Ti_3Ni_4$ .

4. Моделирование взрывной акустической эмиссии при мартенситном превращении в сплаве  $Ti-51.0 \text{ at. \% Ni}$  проводили двумя способами: 1) путем многократного циклирования мартенситного превращения; 2) путем смены режима полного циклирования мартенситного превращения на режим неполного квазициклирования.

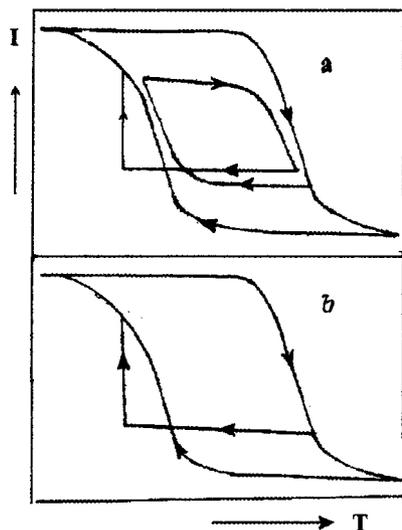
По аналогии с взрывной кинетикой прямого мартенситного превращения при проведении вложенного квазицикла [9] будем называть "спровоцированное" акустическое излучение взрывным. То есть ситуация, приведенная на рис. 1, *b*, обусловлена сменой режима циклирования и появлением на кинетической кривой взрывного участка при выходе из режима неполного (вложенного) квазициклирования в режим полного цикла. На рис. 2, *a* приведена схема (мартенситная кривая) таких циклов, построенная по рентгеновским данным.

Появление макровзрывного участка на кинетической (рис. 2, *a*) кривой следует из квазиравновесного описания мартенситного превращения и термодинамического анализа акустической эмиссии [9,10].

Условие квазиравновесного состояния имеет вид

$$g(T, Y) = g_x(T) + g_{hx}(T, Y), \quad (1)$$

где  $g_x(T) = -(\partial f_x / \partial Y)$  и  $g_{hx}(T, Y) = -(\partial f_{hx} / \partial Y)$  — соответственно химический и нехимический вклады в движущую силу мартенситного превращения  $g(T, Y)$ ;  $T$  и  $Y$  — температура и доля мартенситной фазы соответственно. Уравнение однозначно описывает на графике  $g_x$ ,  $(-g_{hx})$  —  $Y$  линию квазиравновесного состояния, состоящую из устойчивых участков, где выполняется условие  $g_x + g_{hx} = 0$ , и неустойчивых участков, соответствующих микровзрывам надбарьерного характера атермического процесса мартенситного превращения, где выполняется условие  $g_x + g_{hx} = g_D$ . Здесь  $g_D$  — диссипативный вклад в уравнении квазиравновесного состояния (уравнение баланса движущих сил). Смена режима циклирования приводит к появлению немонотонности на линии  $f_{hx}(Y)$  мольного потенциала Гиббса и разрыву первой производной. Величина скачка  $g_{hx}(Y)$  в момент смены режима



**Рис. 2.** Схема неполных квазициклов мартенситного превращения (*a*), схема экспериментальной ситуации с неполным квазициклом при моделировании взрывной акустической эмиссии (*b*). Здесь  $I$  — интенсивность рентгеновской линии,  $T$  — температура.

циклирования равна в пределах точности эксперимента величине  $g_D$ , точнее, величине прироста  $g_D$  акустического вклада [10].

5. В наших экспериментах незавершение обратного мартенситного превращения по схеме на рис. 2, *b* приводит к сохранению в структуре сплава существенного запаса нехимической (в основном упругой) энергии, накапливаемой в предыдущем прямом превращении. Таким образом, последующее после незавершенного обратного прямое превращение реализуется в матрице с высоким уровнем внутренних напряжений, приводящих к смене микрокинетики медленного роста мартенситного кристалла на микровзрывное появление, уже сопровождающееся продуцированием взрывной акустической эмиссии.

Такой вывод согласуется с другими данными. Показано, что при приложении внешней нагрузки кинетика мартенситного превращения, как прямого, так и обратного, приближается к взрывной [11]. Более того, при снятии внешнего напряжения проведение циклов мартенситного

превращения сопровождается спонтанным возвратом деформации [12], что связано с изменением кинетики обратного мартенситного превращения в условиях действия ориентирующего напряжения и сохранением условий для формирования ориентирующих внутренних напряжений при отсутствии внешнего напряжения.

Внутренние напряжения появляются уже при формировании самоаккомодационных групп мартенситных кристаллов. Последняя пластина в ансамбле кристаллов обеспечивает накопление максимально возможного значения упругих напряжений. Эта последняя пластина первой исчезает при смене знака внешнего воздействия [13], позволяя предполагать, что упругая энергия, накопленная в ходе прямого мартенситного превращения, вносит вклад в движущую силу обратного мартенситного превращения. В это же время первая мартенситная пластина будет исчезать последней в условиях минимальной (или даже отсутствия) упругой энергии при температуре  $A_f$  [14].

Формирование ориентирующих внутренних напряжений может быть осуществлено в ходе проведения циклов мартенситного превращения в сплавах с нарушением стехиометрии за счет формирования концентрационных неоднородностей и частиц другой фазы. Эта ситуация особенно характерна для сплава Ti–51.0 at. % Ni, в котором мартенситное превращение сопровождается большим тепловым эффектом, за счет чего может возрасти локальная диффузионная подвижность атомов. Уже первый цикл мартенситного превращения способствует возникновению пространственной конфигурации неоднородностей, а последующие циклы лишь усиливают этот эффект. Более того, траектория следующего цикла мартенситного превращения уже не может быть иной, как повторяющей предыдущую. Таким образом, переход системы в состояние с взрывным обратным мартенситным превращением является естественным результатом эволюции структуры.

В условиях действия ориентирующих внутренних напряжений появление и тем более исчезновение мартенситных кристаллов будет происходить в соответствии с микровзрывной кинетикой. Экспериментально наблюдаемое движение межфазной границы в сплавах системы Cu–Al–Ni при действии внешнего напряжения близко к взрывному (в виде распространения полосы Людерса). Обратное движение межфазной границы в этих условиях в большей степени взрывное [15], так как под действием внешнего напряжения образуется преимущественно ориентированная мартенситная структура, что приводит к накоплению

внутренних напряжений и обратному движению границы в условиях действия этих напряжений.

б. Структура акустической кривой при обратном мартенситном превращении в виде двух максимумов интенсивности и хорошо выраженной асимметрией в пользу обратного превращения согласуется, как показано выше, с двухстадийностью обратного мартенситного превращения —  $B19' \rightarrow R$  и  $R \rightarrow B2$  и микровзрывной кинетикой исчезновения мартенситного кристалла, т.е. превращение  $B19' \rightarrow R$ , как и  $R \rightarrow B2$ , сопровождается продуцированием акустического излучения взрывным путем.

Восстановление исходной асимметрии акустического излучения в цикле мартенситного превращения, следующем сразу за неполным квазициклом (рис. 1, *b*), свидетельствует о большой роли упругой энергии в движущей силе мартенситного превращения. Упругая энергия любой природы действует как параметр состояния, влияющий на фазовое равновесие [10], т.е. избыток нехимической движущей силы в отношении химической движущей силы меняет микрокинетику мартенситного превращения на микровзрывную.

Наличие взрывной акустической эмиссии и зависимость ее от неполных квазициклов свидетельствует о микровзрывной кинетике как  $B19' \rightarrow R$  и  $R \rightarrow B2$ , так и  $B2 \rightarrow R$  и  $R \rightarrow B19'$  превращений. Следует заметить, что под микрокинетикой нужно понимать не только спонтанное появление мартенситного кристалла конечных размеров, но и последовательность спонтанных перемещений (скачков) межфазной границы. Различие состоит лишь в масштабе скачков.

Заключение. Таким образом, в сплавах, не склонных к фазовому наклепу, к которым относится и сплав Ti-51.0 at. % Ni, в ходе мартенситного превращения продуцируется "взрывное" акустическое излучение, что, в свою очередь, свидетельствует о микровзрывной кинетике появления-исчезновения мартенситных кристаллов. Макроскопический кинетический эффект состоит в спонтанном и коррелированном образовании большого числа мартенситных кристаллов. Механизм формирования излучения, обусловленный такой кинетикой, будем называть динамическим. Акустическое излучение в ходе нагрева продуцируется как при  $B19' \rightarrow R$ , так и при  $R \rightarrow B2$  превращениях. Изменение режима циклирования и выход за пределы неполного квазицикла при охлаждении приводит к однократному продуцированию взрывного акустического излучения в ходе прямого мартенситного превращения.

## Список литературы

- [1] Плотников В.А., Монасевич Л.А., Гюнтер В.Э., Паскаль Ю.И. // ДАН СССР. 1986. Т. 290. В. 1. С. 110–114.
- [2] Varot J., Rosen M. // Acta met. 1982. V. 30. N 9. P. 655–662.
- [3] Плотников В.А., Монасевич Л.А., Паскаль Ю.И. // ФММ. 1986. Т. 61. В. 4. С. 769–773.
- [4] Чернов Б.Д., Паскаль Ю.И., Гюнтер В.Э., Монасевич Л.А. // ДАН СССР. 1979. Т. 247. В. 4. С. 854–857.
- [5] Пушин В.Г., Кондратьев В.В., Хачин В.Н. // Изв. вузов. Физика. 1985. Т. 5. С. 5–20.
- [6] Wasilewski R.J. // TMS AIME. 1965. V. 223. N 9. P. 1691–1693.
- [7] Лотков А.И., Гришков В.Н. // Изв. вузов. Физика. Т. 5. С. 68–87.
- [8] Зельдович В.И., Пушин В.Г., Хачин В.Н. и др. // Доклады Всесоюзн. конф. по мартенситным превращениям в твердом теле. Киев, 1982. С. 330–333.
- [9] Паскаль Ю.И., Монасевич Л.А. // Ред. журн. Изв. вузов. Физика. Томск, 1981. 44 с. (Деп. в ВИНТИ. Рег. № 1667–80 Деп.).
- [10] Паскаль Ю.И., Плотников В.А., Монасевич Л.А. // Ред. журн. Изв. вузов. Физика. Томск, 1989. 48 с. (Деп. в ВИНТИ № 5161–В89).
- [11] Паскаль Ю.И., Ерофеев В.Я., Монасевич Л.А. // Металлофизика. 1984. Т. 6. В. 6. С. 36–40.
- [12] Кузьмин С.Л., Лихачев В.А., Шиманский С.Р., Чернышенко А.И. // ФММ. 1984. Т. 57. В. 3. С. 612–614.
- [13] Перкинс Д. и др. // Эффект памяти формы в сплавах. М.: Металлургия, 1979. С. 230–254.
- [14] Оуэн В. // Эффект памяти формы в сплавах. М.: Металлургия, 1979. С. 254–273.
- [15] Шимизу К., Оцука К. // Эффект памяти формы в сплавах. М.: Металлургия, 1979. С. 60–87.