

УДК 669.295:539.89

КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ МАРТЕНСИТНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

© 2025 г. В. М. Гундырев^{а, *}, В. И. Зельдович^{а, **}, Ю. В. Хлебникова^{а, ***}

^аИнститут физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, 620990 Россия

*e-mail: gundyrev@imp.uran.ru

**e-mail: zeldovich@imp.uran.ru

***e-mail: yulia_kh@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 25.11.2024 г.

После доработки 05.02.2025 г.

Принята к публикации 05.02.2025 г.

Разработана кристаллографическая теория мартенситных превращений, которая адекватно описывает их реальные механизмы. Получено математическое описание реальных процессов, происходящих при мартенситном превращении, в виде произведения четырех матриц $\mathbf{P}_1 = \mathbf{R}_1 \mathbf{P} \mathbf{B}_1 \mathbf{G}$, где \mathbf{G} — сдвиговая деформация решетки аустенита, \mathbf{B}_1 — дополнительная “чистая” ее деформация, главные оси которой совпадают с направлением сдвига, с нормалью к плоскости сдвига и, соответственно, с поперечным направлением, \mathbf{P} — деформация мартенсита при инвариантной решетке, \mathbf{R}_1 — небольшой поворот мартенситной пластинки для получения инвариантной плоскости (релаксационный поворот). Все четыре процесса происходят почти одновременно, но в указанной последовательности. Кристаллографический анализ восьми сплавов на основе теории позволил получить ряд важных результатов. Обнаружен релаксационный поворот при мартенситных превращениях. Найдена связь между релаксационным поворотом и рассеянием текстуры мартенсита. Установлен механизм образования пакетной структуры при полиморфном превращении в монокристалле циркония; установлены реальные механизмы деформаций при мартенситных превращениях в этих сплавах.

Ключевые слова: полиморфное превращение, мартенсит, ориентационные соотношения, деформация решетки, двойникование, инвариантная плоскость, релаксационный поворот.

DOI: 10.31857/S1028096025040039, EDN: FBVTHU

ВВЕДЕНИЕ

Мартенситное превращение является одним из важнейших фазовых превращений в твердом состоянии [1, 2]. На нем основаны многие процессы термической [3–5] и термомеханической обработки стали [6, 7], фазовый наклеп аустенитных сталей [8, 9], эффекты памяти формы в сплавах с термоупругим мартенситом [10–13] и многие другие явления.

Кристаллографическое исследование мартенситного превращения в сплавах железа прошло несколько этапов своего развития. Вначале для преобразования ГЦК-решетки γ -фазы (аустенита) в ОЦК-решетку α -фазы (мартенсита) был предложен простейший механизм (деформация Бейна [14]). В случае сплавов железа он заключал-

ся в сжатии на $\sim 20\%$ вдоль одной из осей ГЦК-решетки и растяжении на $\sim 12\%$ вдоль других осей. Деформация Бейна послужила в дальнейшем основой для анализа механизма мартенситных превращений во многих сплавах [15–17]. Данный механизм позволяет получить из ГЦК-, ОЦК-решетку, но не позволяет получить экспериментально наблюдаемые ориентационные соотношения между ГЦК- и ОЦК-решетками. Курдюмов и Закс предложили другую схему перестройки решетки аустенита в решетку мартенсита, состоящую из двух сдвигов [2]. Первый основной сдвиг осуществлялся по плотноупакованной плоскости типа (111) аустенита. Этот механизм перестройки позволял получить не только ОЦК-решетку, но и нужные ориентационные соотношения. В дальнейшем Гренингер и Трояно измерили с высо-

кой точностью ориентационные соотношения и макроскопическую деформацию (деформацию формы) при образовании кристалла мартенсита в сплаве Fe–Ni(22 мас. %)–C(0.8 мас. %) [18], а также установили, что плоскость габитуса инвариантная и имеет иррациональные индексы. Позднее Векслер, Либерман и Рид построили феноменологическую теорию мартенситного превращения [19]. Эта теория позволяет рассчитать кристаллографические характеристики мартенситного превращения по известным параметрам решеток аустенита и мартенсита. Расчеты, выполненные для мартенситного сплава Fe–Ni(22 мас. %)–C(0.8 мас. %), дали хорошее совпадение с экспериментальными результатами, ранее полученными Гренингером и Трояно. Деформация формы P_1 согласно феноменологической теории мартенситного превращения записывается в виде произведения:

$$P_1 = RP_B, \quad (1)$$

где B — “чистая” деформация решетки, которую рассчитывают из параметров решеток аустенита и мартенсита, P — деформация мартенсита при инвариантной решетке, R — поворот мартенситной пластины. Матрицы P и R находят из условия получения инвариантной плоскости. При разработке феноменологической теории авторы [19] исходили из того, что однородная деформация решетки при мартенситном превращении — в общем случае “нечистая” деформация (“impure” distortion), которую можно разложить на “чистую” деформацию (“pure” distortion) и вращение. “Нечистая” деформация всегда может быть представлена как результат объединения “чистой” деформации с вращением образца как твердого тела. Отличительной особенностью этой теории является то, что схема деформации решетки аустенита может быть какой угодно, например, это может быть схема Бейна [14] или схема Курдюмова–Закса [2]. При любой схеме деформация формы P_1 будет одной и той же, так как “чистая” деформации в каждом случае одна и та же.

Согласно феноменологической теории, примененной к сплаву со сдвойникованным мартенситом, угол поворота $R \sim 10^\circ$ [15, 19]. Такой большой поворот можно объяснить только тем, что реальная деформация решетки происходит в результате сдвига, а в расчетной схеме феноменологической теории использована фактически деформация Бейна. Таким образом, недостатком феноменологической теории Векслера, Либермана, Рида является отсутствие информации о реальном механизме деформации решетки аустенита.

В [20] была предложена кристаллографическая теория мартенситных превращений (КТМП). При ее разработке были сделаны следующие предположения. Деформация решетки аустенита до решетки с параметрами мартенсита происходит путем сдвига (Γ), дополненного небольшой “чистой” деформацией (B_1). Сдвиг Γ проходит по системе, совпадающей с легкой системой двойникования в решетке аустенита. Главные оси тензора деформации B_1 совпадают с направлением сдвига, с нормалью к плоскости сдвига и, соответственно, с поперечным направлением. Деформация мартенсита (P) при инвариантной решетке, вызванная напряжениями, которые возникли в мартенсите в результате деформации решетки $B_1\Gamma$, происходит путем двойникования (скольжения) по самой легкой системе двойникования (скольжения), имеющей среди эквивалентных систем наибольший фактор Шмида. Величина сдвига в результате двойникования (скольжения) в мартенситной пластине, а также релаксационное вращение мартенситной пластины (R_1) должны быть такими, чтобы в ней возникла инвариантная плоскость.

Отсюда деформацию формы P_1 согласно КТМП можно представить в виде произведения четырех матриц:

$$P_1 = R_1PB_1\Gamma, \quad (2)$$

где произведение $B_1\Gamma$ — деформация решетки, P — деформация мартенсита при инвариантной решетке, R_1 — небольшой поворот мартенситной пластинки для получения инвариантной плоскости (релаксационный поворот).

Сдвиг Γ , который совпадает с первым сдвигом в модели Курдюмова–Закса, создает ориентационные соотношения, близкие к экспериментальным. Дополнительная деформация B_1 , необходимая для получения параметров решетки мартенсита, не нарушает возникшие ориентационные соотношения. Последующая деформация мартенсита P не влияет на ориентационные соотношения, и только поворот R_1 мартенситной пластины изменяет их. Очевидно, что данный поворот должен быть маленьким, чтобы сильно не изменить и получить расчетные ориентационные соотношения, равные экспериментальным.

Расчетная деформация мартенсита P одинакова как в феноменологической теории, так и в КТМП, и такая же, как и реальная деформация мартенсита при мартенситном превращении. Для нахождения P необходимо знать действующий механизм двойникования

(скольжения). Этот механизм легко можно найти в случае расчетов по КТМП, зная реальную деформацию решетки $B_1\Gamma$ и, соответственно, напряженное состояние в мартенситной пластине. В случае расчетов по феноменологической теории, как сказано выше, реальная деформация решетки неизвестна. Таким образом, самый легкий и надежный путь определения работающего механизма деформации мартенсита недоступен. Это сильно усложняет определение данного механизма в феноменологической теории, и не всегда удается его определить [21–23].

Так как КТМП для решеток аустенита и мартенсита использует самые легкие системы деформации, матрицы в уравнении (2) всегда отражают реальные деформации и вращение, происходящие при мартенситном превращении. Угол φ релаксационного поворота минимальный. Использование любой другой схемы деформации решетки аустенита приведет к значительному росту φ . Таким образом, по величине угла φ можно сделать заключение, является ли используемая

схема деформации решетки аустенита при мартенситном превращении реальной или нет. Это делает КТМП удобной для кристаллографического анализа мартенситных превращений.

СИСТЕМЫ СДВИГОВ ПРИ
МАРТЕНСИТНОМ ПРЕВРАЩЕНИИ
И УГОЛ РЕЛАКСАЦИОННОГО ПОВОРОТА

Для определения деформации формы P с помощью КТМП необходимо знать не только параметры исходной и конечной решеток, но также системы сдвигов для деформации решетки аустенита и для инвариантной деформации мартенсита. В табл. 1 представлены кристаллографические системы сдвига при деформации Γ решетки аустенита, а также системы сдвига, осуществляющие необходимую деформацию мартенсита при инвариантной решетке. Эти результаты были получены на восьми различных сплавах, для которых был выполнен анализ с помощью КТМП [20, 24–27].

Таблица 1. Кристаллографические системы сдвига при деформации решетки аустенита и мартенсита с инвариантной решеткой в процессе мартенситного превращения в разных сплавах

№ сплава	1 [26]	2 [26]	3 [25]	4 [27]	5 [24]	6 [20]	7 [20]	8 [20]
Сплав	$Ni_{51}Mn_{24}Ga_{25}$	$Ni_{63}Al_{37}$	$Ni_{47}Mn_{42}In_{11}$	Zr	$Ti_{49}Ni_{51}$	Fe–1.75C	Fe–31Ni	37ХН3А
Переход	$B2^* \rightarrow B2_T^*$	$B2 \rightarrow B2_T$	$B2^* \rightarrow B2_T^*$	$K1 \rightarrow H1$	$B2 \rightarrow B19'$	$\gamma \rightarrow \alpha_T$	$\gamma \rightarrow \alpha$	$\gamma \rightarrow \alpha$
c/a	1.145	1.175	1.205	1.563		1.077	1.000	1.000
U	(112) $[\bar{1}\bar{1}1]$	(112) $[\bar{1}\bar{1}1]$	(112) $[\bar{1}\bar{1}1]$	(211) $[\bar{1}11]$	(112) $[\bar{1}\bar{1}1]$	(111) $[11\bar{2}]$	(111) $[11\bar{2}]$	(111) $[11\bar{2}]$
T	(101) $[\bar{1}01]$	(101) $[\bar{1}01]$	(101) $[\bar{1}01]$	$(\bar{5}140)$ $[1\bar{3}20]$	$(\bar{0}.\bar{7}211)$ $[01\bar{1}]$	(112) $[\bar{1}\bar{1}1]$	(112) $[\bar{1}\bar{1}1]$	(112) $[\bar{1}\bar{1}1]$
$g_{(U)}$	0.133	0.159	0.185	0.177	0.177	0.275	0.354	0.354
$g_{(T)}$	0.092	0.111	0.126	0.1998	0.070	0.221	0.272	0.276
g	0.092	0.107	0.127	0	0.141	0.172	0.226	0.225
φ , град	0.19	0.28	0.36	0.46	1.04	1.56	1.75	1.85
φ^1 , град	2.86	3.38	4.00		1.94	$2.68_{\text{Курд.}}$ $7.75_{\text{Бейн}}$	$3.63_{\text{Курд.}}$ $9.79_{\text{Бейн}}$	

Примечание. $B2_T$ — объемно-центрированная тетрагональная решетка матрицы мартенсита, U — система сдвига при деформации Γ решетки аустенита, T — система сдвига (в координатах решетки мартенсита) при инвариантной деформации мартенсита, $g_{(U)}$ — величина сдвига при деформации Γ решетки аустенита, $g_{(T)}$ — величина сдвига при инвариантной деформации P мартенсита, g — величина сдвига при деформации формы P_1 , φ — угол релаксационного поворота пластины мартенсита, * — без учета сортности атомов, для данных расчетов эта замена допустима, так как она не влияет на результаты. $C1 \rightarrow H1$ — трансформация из ОЦК-решетки в ГПУ-решетку.

В третьей строке указаны переходы от исходной структуры к структуре матрицы мартенсита, которая получается в результате деформации решетки $\mathbf{B}_1\Gamma$. При последующей деформации мартенсита при инвариантной решетке мартенситная пластина разбивается на участки, разделенные механическими двойниками (рис. 1). При рентгеноструктурном исследовании мартенсита возможны два варианта. Первый вариант: размер участка m в направлении c больше или равен области когерентного рассеивания (ОКР) (сплавы 4–8), в этом случае дифракционная картина от мартенсита будет соответствовать матрице мартенсита. Второй вариант: размер участков в направлении c многократно меньше ОКР (сплавы Гейслера). В результате в пределах ОКР оказывается большое количество чередующихся между собой участков матриц и двойников, которые создают модулированную структуру в ОКР, с элементарной ячейкой с большим периодом, включающей участок матрицы и двойник. Дифракционная картина от ОКР сплавов Гейслера будет показывать модулированную структуру. Нужно подчеркнуть, что эта модуляция вызвана механическими двойниками, являющимися результатом деформации мартенсита (\mathbf{P}) при инвариантной решетке. Для расчета деформации решетки $\mathbf{B}_1\Gamma$ необходимо знать параметры решетки матрицы мартенсита. Их находим из параметров элементарной ячейки модулированной структуры [25, 26]. Оказалось, что элементарная ячейка матрицы мартенсита в сплавах Гейслера является объемно-центрированной тетрагональной ($B2_T$). Степень тетрагональности c/a для разных сплавов Гейслера указана в табл. 1.

Согласно КТМП кристаллографические системы сдвига при деформации решетки при мартенситном превращении совпадают с системами самого легкого двойникования в аустените. Самой легкой системой двойникования для $B2$ -фазы является система $\{112\}\langle\bar{1}\bar{1}1\rangle$, а для γ -фазы — система $\{111\}\langle\bar{1}\bar{1}2\rangle$. Как видим, выбор системы сдвига для расчета деформации решетки по КТМП прост и очевиден. Аналогичным путем выбираем систему сдвига для расчета деформации мартенсита при инвариантной решетке, т.е. находим легкую систему сдвига двойникованием (скольжением) и из эквивалентных систем отбираем одну с наибольшим фактором Шмида относительно напряженного состояния, возникшего в мартенситной пластине из-за деформации $\mathbf{B}_1\Gamma$. Такой системой в сплавах Гейслера является двойникование по $\{101\}\langle\bar{1}01\rangle$, а в сплавах железа это будет двойникование по $\{112\}\langle\bar{1}\bar{1}1\rangle$.

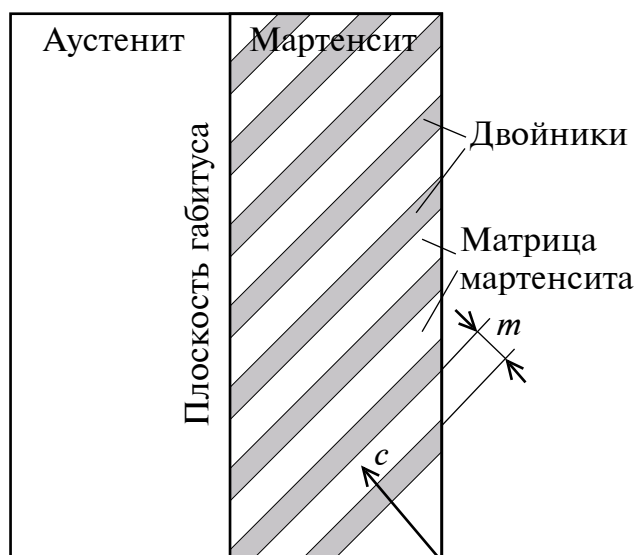


Рис. 1. Схема мартенситной пластины.

В последней строке табл. 1 приведены углы поворота φ^1 , полученные по КТМП, в случае использования для решетки аустенита известных из литературы схем деформирования. Для сплавов железа применяли схемы Курдюмова–Закса и Бейна. Для никелида титана использована схема деформации решетки, включающая бейновскую деформацию и моноклинный сдвиг [28]. Для сплавов Гейслера — аналогичная схема: бейновская деформация и небольшой моноклинный сдвиг. При сравнении φ^1 с углом релаксационного поворота φ видно, что в каждом случае φ^1 много больше φ . Отсюда можно сделать вывод, что все схемы деформирования решетки аустенита, взятые из опубликованных работ, не совпадают с реальными.

СИСТЕМЫ СДВИГОВ ПРИ ПРЕВРАЩЕНИИ В ЦИРКОНИИ

Деформация решетки аустенита в цирконии принципиально не отличается от деформации решетки в других сплавах (табл. 1), в то время как деформация мартенсита при инвариантной решетке принципиально отличается от деформации мартенсита в других сплавах.

В цирконии деформация мартенсита при инвариантной решетке начинается со скольжения по призматической плоскости $(\bar{1}010)$ в направлении $[\bar{1}2\bar{1}0]$ и по плоскости $(1\bar{1}00)$ в направлении $[\bar{1}\bar{1}20]$, в результате возникает сдвиг по плоскости $(\bar{5}140)$ в направлении $[\bar{1}\bar{3}20]$. В координатах исходной фазы это будут плоскость сдвига $(433)_\beta$ и направление $[\bar{3}22]_\beta$. Данная деформация рас-

пределена по мартенситной пластинке неравномерно, образуются тонкие слои локализованного сдвига по плоскости $(433)_\beta$ в направлении $[\bar{3}22]_\beta$, которые разбивают мартенситную пластинку на параллельные рейки (рис. 2). Аналогичные параллельные рейки с плоскостью (322) в монокристалле циркония упоминаются в [29]. Важной особенностью превращения $\beta \rightarrow \alpha$ в цирконии является то, что сдвиг при деформации решетки аустенита и сдвиг в мартенсите при инвариантной решетке имеют одну общую плоскость $(01\bar{1})_\beta$, в которой лежат направления их сдвига и нормали к плоскости сдвига (рис. 3). При данном мартенситном превращении локализованный сдвиг по слоям локализованного сдвига почти возвращает форму α -кристалла к форме его прообраза в β -фазе, и полностью восстанавливается форма в направлении $[1\bar{1}\bar{1}]_\beta$ (рис. 3). Это можно наблюдать, например, на перемещениях точки C в процессе мартенситного превращения. Вначале точка C в результате сдвига Γ перемещается в точку J , из которой в результате деформации B_1 перемещается в точку S , из которой сдвиг по плоскости $(\bar{5}140)$ в направлении $[1\bar{3}20]$ в решетке мартенсита перемещает данную точку в точку M , которая практически совпадает с исходным положением точки. При других мартенситных превращениях, представленных в табл. 1, сдвиг при деформации решетки аустенита и сдвиг в мартенсите при инвариантной решетке не имеют общей плоскости, поэтому сдвиг в мартенсите может компенсировать только часть деформации формы, вызванной деформацией решетки. Из-за недостаточной компенсации деформации формы рост мартенситной пластинки быстро останавливается, образуется мелкокристаллический мартенсит.

В мелкокристаллических мартенситах обычно работает только одна система двойникования (скольжения), с помощью которой можно получить только инвариантную плоскость, но нельзя сделать форму кристалла мартенсита подобной форме его прообраза в исходной фазе. Для этого нужны дополнительные системы скольжения (двойникования). В этом случае подгонки формы выделенного участка мартенсита, содержащего большое количество кристаллитов мартенсита, можно достичь за счет равного количества кристаллитов эквивалентных ориентаций, распределенных равномерно по всему участку. Происходит взаимная компенсация напряжений первого рода от отдельных кристаллитов [2].

При медленном охлаждении циркония, помимо скольжения по призматическим плоскостям, в слоях локализованного сдвига происходит

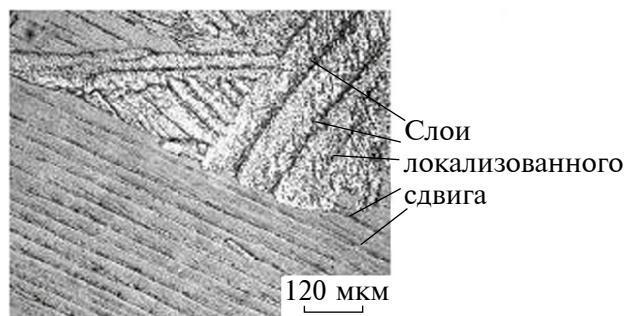


Рис. 2. Микроструктура псевдомонокристалла циркония.

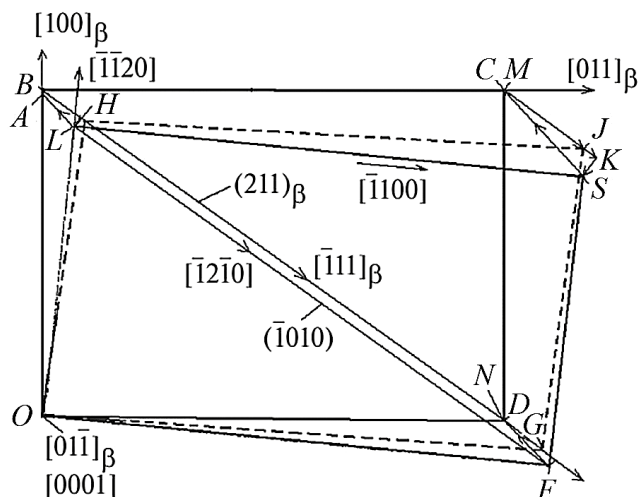


Рис. 3. Деформация и восстановление формы макроучастка монокристалла циркония при превращении $\beta \rightarrow \alpha$, сечение по плоскости $(01\bar{1})_\beta$: $OBCD$ — исходная форма макроучастка; $OHJG$ — его форма после деформации сдвигом Γ по плоскости (211) в направлении $[11\bar{1}]$; $OLSF$ — этот же макроучасток после дополнительной деформации B_1 ; $OAMN$ — форма макроучастка после восстанавливающего сдвига по слоям локализованного сдвига при деформации P в α -фазе, практически совпадает с исходной формой в этом сечении. Выбранный макроучасток имеет форму прямоугольного параллелепипеда, расположенный внутри мартенситной пластины. Ребра макроучастка выбраны параллельно направлениям $[011]_\beta$, $[100]_\beta$ и $[01\bar{1}]_\beta$, их длина прямо пропорциональна соответствующим межплоскостным расстояниям.

скольжение по пирамидальным плоскостям в самих пластинах, ограниченных слоями локализованного сдвига. В итоге деформация формы, возникшая в результате деформации решетки $B_1\Gamma$, будет полностью скомпенсирована деформацией мартенсита при инвариантной решетке. В этом случае мартенситные пластины вырастают до больших размеров, что характерно для исследованного мартенситного превращения в монокристалле циркония (рис. 2).

РЕЛАКСАЦИОННЫЙ ПОВОРОТ

При полном совпадении механизмов деформации (систем сдвига), используемых в расчетах, с действующими механизмами (системами сдвига) при мартенситном превращении, угол ϕ поворота R_1 будет минимальным. Так как в основе КТМП заложено использование в расчетах реальных механизмов, с помощью которых происходит деформация при мартенситном превращении, естественно, что угол ϕ должен быть минимальным. Поворот мартенситной пластины на данный угол называем релаксационным. Как видно из табл. 1, углы релаксационного поворота для разных сплавов весьма сильно различаются.

Поворот мартенситной пластины затруднен из-за стесненных условий, поэтому он сопровождается непростой деформацией, которая должна приводить к рассеянию текстуры мартенсита (отклонению ориентации части кристаллитов от идеальной ориентации на некоторый угол). Чем больше будет поворот, тем больше будет рассеяние текстуры. С целью проверки данного утверждения была проведена оценка рассеяния текстуры мартенсита в сплавах $Ni_{47}Mn_{42}In_{11}$, $Ti_{49}Ni_{51}$ и 37ХН3А. Рассеяние текстуры определяли по ширине δ текстурных пиков на половине их высоты с учетом инструментального размытия [30, 31]. Найденная зависимость δ от ϕ представлена на рис. 4. Как и ожидалось, увеличивается ширина текстурных пиков при увеличении угла релаксационного поворота, что подтверждает правильность полученных расчетов по КТМП. Можно считать, что КТМП успешно прошла еще одну экспериментальную проверку.

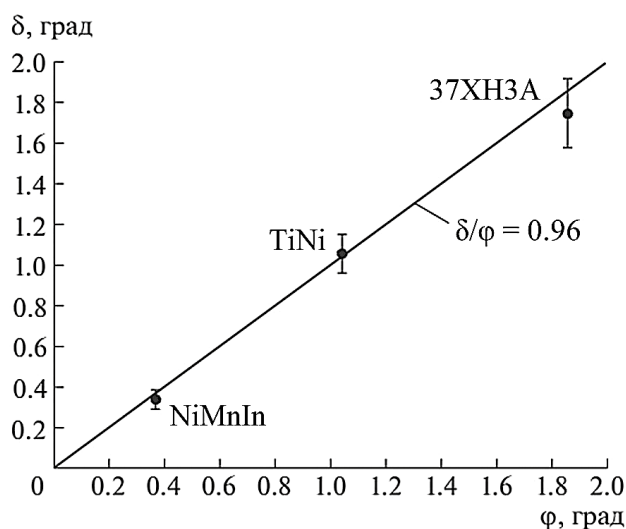


Рис. 4. Зависимость рассеяния текстуры мартенсита δ от угла релаксационного поворота ϕ .

Таким образом, релаксационный поворот является важной характеристикой мартенситного превращения, которая дает информацию о величине рассеяния текстуры мартенсита. Кроме того, он позволяет отобрать из возможных механизмов деформации при инвариантной решетке реально работающий механизм по величине угла релаксационного поворота.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что КТМП адекватно описывает реальные механизмы мартенситного превращения. Отсюда следует, что принятые при расчетах предположения соответствуют действительности. А именно, что деформация решетки происходит сдвиговым путем по системе двойникования аустенита с последующей чистой деформацией, главные оси тензора которой совпадают с направлением сдвига, нормалью к плоскости сдвига и поперечным направлением, а также, что в мартенситной пластине всегда есть инвариантная плоскость.

Получено математическое описание процессов, происходящих при мартенситном превращении, в виде произведения четырех матриц: $P_1 = R_1 P B \Gamma$. Каждая матрица описывает реальный процесс. Все четыре процесса происходят почти одновременно, но тем не менее в указанной последовательности.

Применение КТМП для анализа восьми сплавов позволило получить ряд важных результатов, в том числе обнаружен релаксационный поворот при мартенситных превращениях, найдена связь между релаксационным поворотом и рассеянием текстуры мартенсита, установлен механизм образования пакетной структуры при полиморфном превращении в монокристалле циркония, установлены реальные механизмы деформаций при мартенситных превращениях в этих сплавах.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России по темам "Структура" (№ 122021000033-2) и "Давление" (№ 122021000032-5).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Физическое металловедение. Т. 2. Фазовые превращения в металлах и сплавах и сплавы с особыми физическими свойствами / Ред. Кан Р.У., Хаазен П. М.: Металлургия, 1987. 624 с.

2. Курдюмов Г.В., Утевский Л.М., Энтин Р.И. Превращения в железе и стали. М.: Наука, 1977. 238 с.
3. Штейнберг С.С. Основы термической обработки стали. Свердловск—Москва: Металлургиздат, 1945. 157 с.
4. Новиков И.И. Теория термической обработки металлов. М.: Металлургия, 1986. 480 с.
5. Смирнов М.А., Счастливцев В.М., Журавлев Л.Г. Основы термической обработки стали. Екатеринбург: УрО РАН, 1999. 496 с.
6. Бернштейн М.Л. Термомеханическая обработка металлов и сплавов. М.: Металлургия, 1968. 1171 с.
7. Бернштейн М.Л., Займовский В.А., Капуткина Л.М. Термомеханическая обработка стали. М.: Металлургия, 1983. 480 с.
8. Малышев К.А., Сагарадзе В.В., Сорокин И.П., Земцова Н.Д., Теплов В.А., Уваров А.И. Фазовый наклеп аустенитных сплавов на Fe—Ni основе. М.: Наука, 1982. 260 с.
9. Сагарадзе В.В., Уваров А.И. Упрочнение и свойства аустенитных сталей. Екатеринбург: РИО УрО РАН, 2013. 720 с.
10. Курдюмов Г.В., Хандрос Л.Г. О термоупругом равновесии при мартенситных превращениях // ДАН СССР. 1949. Т. 66. № 2. С. 211.
11. Корнилов И.И., Белоусов О.К., Качур Е.В. Никелид титана и другие сплавы с эффектом памяти. М.: Наука, 1977. 179 с.
12. Лихачев В.А., Кузьмин С.Л., Каменцева З.П. Эффект памяти формы. Л.: Изд-во ЛГУ, 1987. 216 с.
13. Хачин В.Н., Пушин В.Г., Кондратьев В.В. Никелид титана: структура и свойства. М.: Наука, 1992. 160 с.
14. Bain E.C., Dunkirk N. // Trans. AIME. 1924. V. 70. P. 25.
15. Wayman C.M. Introduction to the Crystallography of Martensitic Transformations. New York—London: Macmillan, 1964. 193 p.
16. Варлимонт Х., Дилей Д. Мартенситные превращения в сплавах на основе меди, серебра и золота. М.: Наука, 1980. 205 с.
17. Лободюк В.А., Эстрин Э.И. Мартенситные превращения. М.: Физматлит, 2009. 351 с.
18. Greninger A.B., Trojano A.R. // Trans. AIME. 1949. V. 185. № 3. P. 590.
19. Wechsler M.S., Lieberman D.S., Read T.A. // Trans. AIME. 1953. V. 197. P. 1503.
20. Гундырев В.М., Зельдович В.И., Счастливцев В.М. // Физика металлов и металловедение. 2020. Т. 121. № 11. С. 1142.
<https://doi.org/10.31857/S0015323020110042>
21. Sandvik B.P.J., Wayman C.M. // Metall. Mater. Trans. A. 1983. V. 14. P. 809.
<https://doi.org/10.1007/BF02644284>
22. Sandvik B.P.J., Wayman C.M. // Metall. Mater. Trans. A. 1983. V. 14. P. 823.
<https://doi.org/10.1007/BF02644285>
23. Sandvik B.P.J., Wayman C.M. // Metall. Mater. Trans. A. 1983. V. 14. P. 835.
<https://doi.org/10.1007/BF02644286>
24. Гундырев В.М., Зельдович В.И. // Изв. РАН. Сер. физ. 2012. Т. 76. № 1. С. 24.
<https://www.elibrary.ru/item.asp?id=17313609>
25. Гундырев В.М., Калетина Ю.В. // Физика металлов и металловедение. 2019. Т. 120. № 11. С. 1193.
<https://doi.org/10.1134/S0015323019110044>
26. Гундырев В.М., Зельдович В.И. // Физика металлов и металловедение. 2022. Т. 123. № 1. С. 27.
<https://doi.org/10.31857/S0015323022010065>
27. Gundyrev V.M., Zel'dovich V.I., Khlebnikova Yu.V. // Phys. Met. Metall. 2024. V. 125. № 8. P. 828.
<https://doi.org/10.1134/S0031918X24600945>
28. Сплавы никелида титана с памятью формы. Ч. I. / Ред. Пушин В.Г. Екатеринбург: УрО РАН, 2006. 438 с.
29. Келли А., Гровс Г. Кристаллография и дефекты в кристаллах. М.: Мир, 1974. 496 с.
30. Гундырев В.М., Зельдович В.И. // Физика металлов и металловедение. 2023. Т. 124. № 4. С. 409.
<https://doi.org/10.31857/S0015323022100278>
31. Гундырев В.М., Зельдович В.И., Счастливцев В.М. // Докл. Российской академии наук. Физика, технические науки. 2023. Т. 508. С. 15.
<https://doi.org/10.31857/S2686740023010066>

Crystallographic Theory of Martensitic Transformations

V. M. Gundyrev^{1, *}, V. I. Zeldovich^{1, **}, Yu. V. Khlebnikova^{1, ***}

¹*Mikheev Institute of Metal Physics UB RAS, Yekaterinburg, 620990 Russia*

**e-mail: gundyrev@imp.uran.ru*

***e-mail: zeldovich@imp.uran.ru*

****e-mail: yulia_kh@imp.uran.ru*

A crystallographic theory of martensitic transformations has been developed, which adequately describes their real mechanisms. A mathematical description of real processes occurring during martensitic transformation has been obtained as a product of four matrices: $\mathbf{P}_1 = \mathbf{R}_1 \mathbf{P} \mathbf{B}_1 \mathbf{\Gamma}$, where $\mathbf{\Gamma}$ is the shear deformation of the austenite lattice, \mathbf{B}_1 is its additional “pure” deformation, the main axes of which coincide with the shear direction, with the normal to the shear plane and, accordingly, with the transverse direction, \mathbf{P} is the deformation of martensite with an invariant lattice, \mathbf{R}_1 is a slight rotation of the martensite plate to obtain an invariant plane (relaxation rotation). All four processes occur almost simultaneously, but in the specified sequence. Crystallographic analysis of eight alloys based on the theory allowed obtaining a number of important results. A relaxation rotation has been detected during martensitic transformations. A relationship has been found between the relaxation rotation and martensite texture dispersion. The mechanism of packet structure formation during polymorphic transformation in a zirconium single crystal has been established. The real mechanisms of deformation during martensitic transformations in these alloys have been established.

Keywords: polymorphic transformation, martensite, orientation relationships, lattice deformation, twinning, invariant plane, relaxation rotation.