ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ И МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ, 2025, том 126, № 2, с. 203–209

СТРУКТУРА, ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И ДИФФУЗИЯ

УДК 536.424.1

ДИНАМИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ БОКОВОГО РОСТА ТОНКОПЛАСТИНЧАТЫХ КРИСТАЛЛОВ МАРТЕНСИТА В ЖЕЛЕЗОНИКЕЛЕВЫХ СПЛАВАХ В УСЛОВИЯХ ВНЕШНЕГО РАСТЯГИВАЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ

© 2025 г. Н. М. Кащенко[a, c, *], М. П. Кащенко[a, b], В. Г. Чащина[a, b]

[a]*Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002 Россия*

[b]*Уральский государственный лесотехнический университет, ул. Сибирский тракт, 37, Екатеринбург, 620100 Россия*

[c]*Уфимский университет науки и технологий, ул. Заки Валиди, 32, Уфа, 450076 Россия*

**e-mail: nad.kashenko@yandex.ru*

Поступила в редакцию 26.06.2024 г.
После доработки 10.12.2024 г.
Принята к публикации 26.12.2024 г.

В рамках динамической теории мартенситных превращений обсуждается возможность кооперативного роста граней возникшего кристалла на примере формирования слоя параллельного габитусной плоскости. Подобный рост сопоставляется с боковым ростом кристалла, типичным для сплавов с эффектом памяти формы, но не характерным для α-мартенсита в сплавах железа при простом охлаждении. Однако в условиях внешнего растягивающего напряжения наблюдался быстрый боковой рост и тонкопластинчатых кристаллов α-мартенсита. Показано, что формирование слоя, параллельного габитусной плоскости, аналогично формированию исходного кристалла. Функции дислокационного центра зарождения (ДЦЗ*) для этого слоя выполняет дислокационная петля, обрамляющая габитусную плоскость, с вектором Бюргерса **b***, причем **b*** задается макросдвигом в исходном кристалле. Рассмотрен пример кристалла с габитусом, близким к (3 14 9). Приводятся результаты расчета упругого поля петли ДЦЗ* при использовании данных об упругих модулях сплава Fe–31.5%Ni при температуре M_s = 239 K. В приближении продольных волн для пары относительно длинноволновых составляющих в составе управляющего волнового процесса продемонстрировано практическое совпадение габитуса слоя с исходным габитусом. Проведена оценка величины b^*.

Ключевые слова: мартенситные превращения, динамическая теория, габитусные плоскости, дислокационные центры зарождения, начальное возбужденное состояние, управляющий волновой процесс, боковой рост

DOI: 10.31857/S0015323025020099, **EDN:** AYVAZY

ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно (см., напр., [1, 2]), что в сплавах на основе железа реализуется γ–α-мартенситное превращение (МП) путем кооперативной перестройки исходной структуры (аустенита, γ-фазы) с гранецентрированной кубической (ГЦК) решеткой в конечную (мартенсит, α-фазу) с объемно-центрированной кубической (ОЦК) или тетрагональной (ОЦТ) решеткой.

Превращение имеет ярко выраженные признаки фазового перехода I рода (изменение удельного объема δ~1%, температурный гистерезис до сотен градусов). Причем, несмотря на значительное переохлаждение ниже температуры равновесия фаз T_0, аустенит метастабильно устойчив при температуре M_s начала превращения в ходе охлаждения аустенита.

Для кристаллов мартенсита характерен набор взаимосвязанных макроскопических морфологических признаков (ориентации габитусных плоскостей, межфазные ориентационные соотношения, величина и направление макросдвига). Уместно отметить, что в железоникелевых сплавах при изменении концентрации никеля образуется мартенсит нескольких морфотипов, причем M_s снижается при росте содержания никеля. При содержании Ni до 29% (здесь и далее содержание Ni указано в ат.%) наблюдается

пакетный мартенсит с габитусами, близкими семейству {557}. При 30–31% никеля наблюдается линзовидный мартенсит, центральная часть которого (мидриб) имеет форму пластинки, задающей габитусные плоскости, близкие {3 10 15}. И, наконец, при 32–35%Ni наблюдается тонкопластинчатый мартенсит, который, подобно мидрибу линзовидных кристаллов, полностью двойникован (реже "монокристалличен", т. е. вместо второй компоненты двойниковой структуры содержит дислокации превращения [3]).

Подчеркнем, что для α-мартенсита в сплавах железа последующий рост возникших кристаллов не характерен. Приращение мартенситной фазы в процессе охлаждения идет за счет вновь возникающих кристаллов. В частности, для таких кристаллов не наблюдается спонтанный боковой рост.

Напротив, для сплавов на основе никелида титана реализуются мартенситные превращения с эффектом памяти формы (ЭПФ), для которых типичны не только образование новых кристаллов в процессе охлаждения, но и боковой рост [4]. МП в сплавах с ЭПФ имеют менее ярко выраженные признаки переходов I рода, естественно считать, что такие сплавы обладают меньшей устойчивостью исходной фазы, чем γ-фаза. По-видимому, данное обстоятельство и является основной причиной отсутствия бокового роста кристаллов α-мартенсита. В пользу этого свидетельствуют эксперименты [5], в которых наблюдался боковой рост тонкопластинчатых кристаллов α-мартенсита, но не в процессе охлаждения, а при наличии внешних растягивающих напряжений. Схематически данный эффект отражен на рис. 1, являющемся частью рис. 7 в [5].

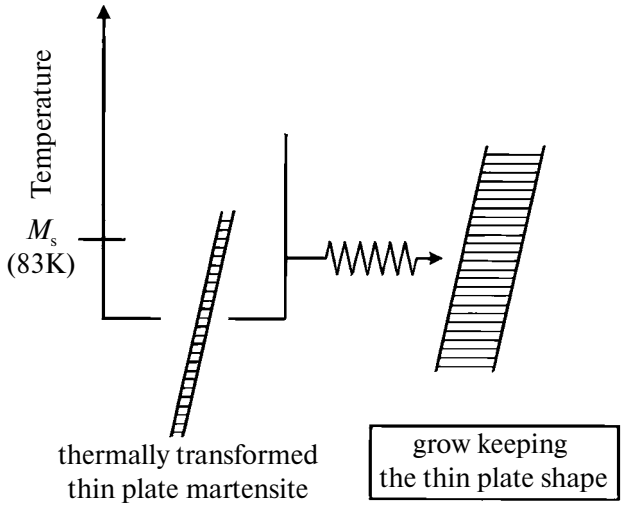

Рис. 1. Схема бокового роста тонкопластинчатого мартенсита в сплаве Fe–31Ni–10Co–3Ti, вызванного напряжением растяжения при температуре M_s = 83 K (часть рис. 7 в [5]).

Важно, что скорость формирования мидрибов кристаллов α-мартенсита является сверхзвуковой. Это безальтернативно указывает на существование динамического управляющего волнового процесса (УВП), распространение которого несет пороговую деформацию и обеспечивает кооперативность МП (см., напр., [6, 7]).

В связи с полнотой описания как морфологических, так и кинетических особенностей роста отдельных мартенситных кристаллов, динамический подход сохраняет свою актуальность применительно к описанию спонтанных (при охлаждении) МП в образцах с относительно крупными зернами (как и в монокристаллах). Поэтому современные работы в области МП концентрируют внимание на протекание МП в экстремальных условиях (например, при интенсивных внешних деформациях и высоких внешних давлениях (см. [8])) при проявлении ярких комбинированных эффектов (как в случае сплавов Гейслера [9]) в ультрамелкозернистых образцах. Разумеется, продолжаются исследования структурных особенностей практически с атомарным разрешением (см., напр., [10]) фазовых составов и обсуждение потенциальных возможностей протекания МП в многокомпонентных сплавах (в частности, в так называемых высокоэнтропийных сплавах [11]).

В настоящей работе внимание уделяется развитию динамического подхода применительно к классическому варианту γ–α-МП в сплавах железа.

Заметим, что в рамках динамической теории МП макроскопические морфологические признаки успешно описываются как для α-мартенсита, так и для мартенсита в сплавах с ЭПФ [12]. Поэтому целью работы является выяснение возможности динамического описания и бокового роста кристаллов мартенсита.

СХЕМА ВОЛНОВОГО УПРАВЛЕНИЯ РОСТОМ КРИСТАЛЛА МАРТЕНСИТА

Напомним для удобства читателей кратко основные выводы динамической теории МП.

1. Рост кристалла стартует с возникновения начального возбужденного состояния (НВС). НВС имеет форму вытянутого прямоугольного параллелепипеда, ребра которого коллинеарны собственным векторам $\boldsymbol{\xi}_i$ (i = 1, 2, 3) тензора деформации $\hat{\varepsilon}$ упругого поля дислокационного цента зарождения (ДЦЗ). Причем вытянутая ось параллелепипеда выбирается вдоль оси $\boldsymbol{\xi}_3$, соответствующей близкому к нулю собственному значению $\varepsilon_3 \approx 0$ тензора $\hat{\varepsilon}$. Поперечные ориентации НВС вдоль $\boldsymbol{\xi}_1$ и $\boldsymbol{\xi}_2$ соответствуют разным знакам собственных значений $\varepsilon_1 > 0$, $\varepsilon_2 < 0$ тензора

ε̂. Областям локализации НВС отвечают экстремальные значения деформаций.

2. НВС возникает при переохлаждении ниже точки T_0 в результате быстрых синхронных смещений атомов к новым положениям равновесия в области НВС. Такой кооперативный скачок атомов сопровождается возбуждением колебаний, порождающих УВП. УВП наследует информацию о характере упругого поля ДЦЗ в области НВС. УВП нарушает симметрию исходной фазы и формирует “канал превращения”. Релаксация атомной решетки внутри канала превращения приводит к финальным деформациям и наблюдаемой совокупности морфологических признаков.

3. Описание тонкой структуры двойников превращения достигается при включении в состав УВП, наряду с относительно длинноволновыми парами волн (l-волны), относительно коротковолновых смещений (s-волны).

4. Принципиальное упрощение анализа морфологии кристаллов достигается за счет того, что для описания ориентации габитусной плоскости (ГП) достаточно знания только l-волн. При простейшем варианте нормаль **N** к ГП задается кинематической формулой:

$$\mathbf{N}_W \,\|\, \mathbf{n}_2 \pm æ\,\mathbf{n}_1, \left|\mathbf{n}_{1,2}\right| = 1,\ æ = v_1/v_2, \tag{1}$$

$$\mathbf{n}_1 = \xi_1, \mathbf{n}_2 = \xi_2, \tag{2}$$

где индекс W явно указывает на волновое описание, $\mathbf{n}_1$, $\mathbf{n}_2$ – единичные волновые нормали пары l-волн, имеющих скорости $\mathbf{v}_1$, $\mathbf{v}_2$, а выбор (2) соответствует приближению продольных волн, удобному при качественных оценках. ГП “заметается” линией пересечения фронтов волн, движущейся со сверхзвуковой скоростью **v**, равной векторной сумме скоростей $\mathbf{v}_1$ и $\mathbf{v}_2$:

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2. \tag{3}$$

В результате НВС также распространяется со скоростью **v**, заметая пластинообразную область, как это схематически изображено на рис. 2.

5. Ориентацию габитуса можно выразить также через деформации растяжения и сжатия:

$$\mathbf{N}_D \,\|\, \xi_2 \pm k\xi_1,\ \left|\xi_{1,2}\right| = 1, \tag{4}$$

$$k = \frac{1-|\varepsilon_2|}{1+\varepsilon_1}\left(\frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon_2|}\frac{(2+\varepsilon_1)^{\frac{1}{2}}}{(2-|\varepsilon_2|)}\right), \tag{5}$$

в (4) индекс D указывает на задание ориентации нормали к габитусу как инвариантной плоскости при плоской деформации типа “растяжения–сжатия”.

6. Поскольку волны несут пороговую деформацию, естественно отождествить $\mathbf{N}_W$ и $\mathbf{N}_D$,

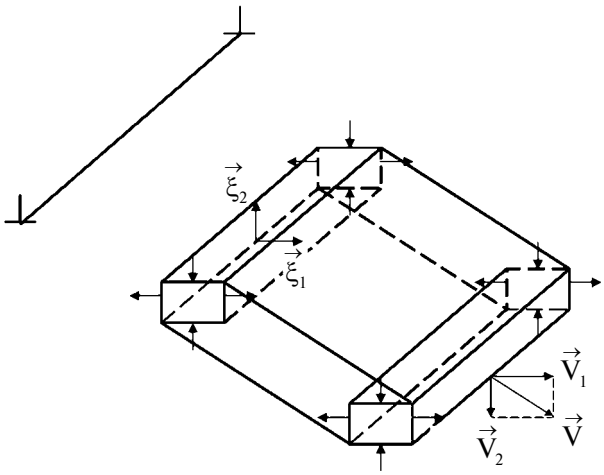

Рис. 2. Волновая схема формирования прообраза мартенситной пластины.

полагая $\mathbf{N}_W = \mathbf{N}_D = \mathbf{N}$. Тогда, сравнивая (1) и (2) с (4) и (5) и учитывая, что для пороговых деформаций $\varepsilon_{1,2} \ll 1$, получаем соотношение между отношениями скоростей волн и деформаций:

$$æ = k \approx \sqrt{\varepsilon_1 |\varepsilon_2|^{-1}}. \tag{6}$$

7. Переход материала в области канала превращения (рис. 3а) в конечное состояние (рис. 3б), при условии сохранения ориентации ГП и макроскопической сплошности, сопровождается разворотом решетки и макросдвигом. Решетка внутри канала теряет устойчивость в точках контакта диагонали (с направлением **d**) сечения параллелепипеда по отношению к плоской деформации сжатия–растяжения. В результате решетка внутри канала испытывает стесненный поворот на угол φ, отраженный на рис. 3б изменением ориентации **d** на **d′**.

ДИНАМИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ПОСЛОЕВОГО РОСТА ГРАНЕЙ КРИСТАЛЛА, ВКЛЮЧАЯ БОКОВОЙ РОСТ

Основная идея, позволяющая распространить изложенный динамический механизм формирования кристалла на описание роста граней возникшего кристалла, заключается в сопоставлении каждой грани кристалла дислокационной петли, обрамляющей данную грань. Такие петли можно рассматривать как новые ДЦЗ*, полагая, что вектор Бюргерса **b*** коллинеарен направлению макросдвига образовавшегося кристалла.

Проиллюстрируем сказанное на примере формирования слоя с расчетной (в приближении продольных волн) нормалью:

$$\mathbf{N} \,\|\, [0.171867\ 0.832798\ 0.526221]. \tag{7}$$

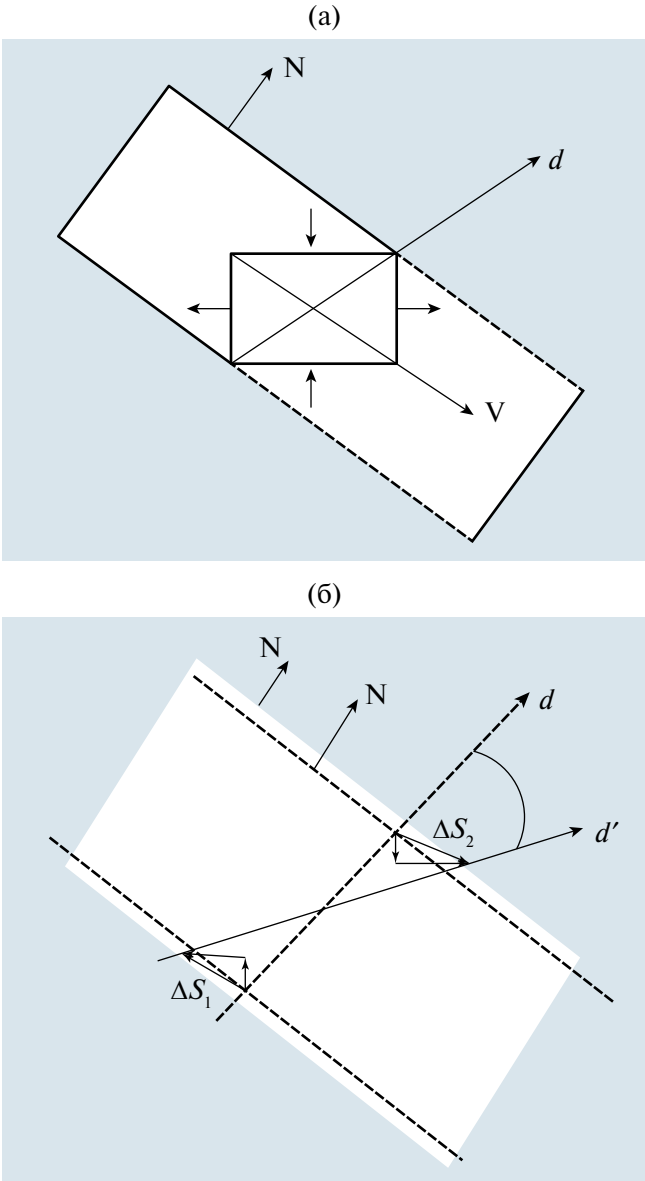

Рис. 3. Фрагменты, демонстрирующие: а – сечение плоского канала превращения, образующегося при распространении УВП. Величины относительно малых пороговых деформаций не отражены; б – поворот материала на угол φ и появления деформации чистого сдвига ($\Delta S_1 = -\Delta S_2$) при финишных деформациях в случае положительного объемного эффекта.

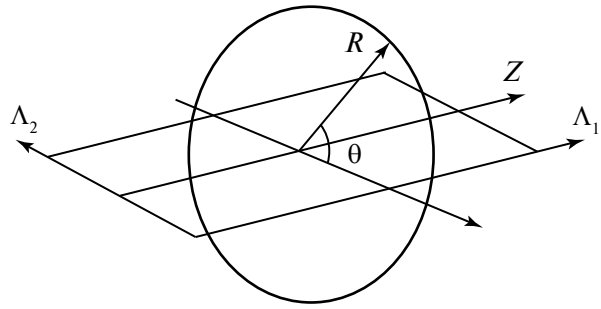

Рис. 4. Параметры цилиндрической системы координат с привязкой к дислокационной петле: $\mathbf{\Lambda}_1$, $\mathbf{\Lambda}_2$ – направления сегментов петли, ось Z коллинеарна сегменту $\mathbf{\Lambda}_1$, угол θ отсчитывается от плоскости петли.

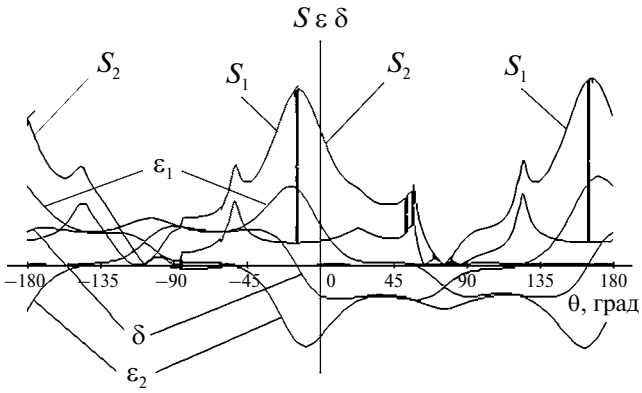

Рис. 5. Зависимость от угла θ величины сдвига S, деформаций $\varepsilon_{1,2}$, относительного изменения объема δ, при $Z = 0$, $R = 200\ a$ (a – параметр решетки аустенита; начало отсчета – центр сегмента $\mathbf{\Lambda}_1$, вертикальные линии разделяют области доминирования сдвигов S_1 либо S_2, все характеристики относятся к ДЦЗ в форме петли, обрамляющей габитус, но символ (*) опущен).

Нормаль (7) в приближении целочисленных индексов близка к [3 14 9]. Заметим, что ГП (3 14 9) тонкопластинчатого кристалла составляет ≈ 1.2° с (3 15 10), а ГП (3 15 10) приближенно соответствует экспериментальным данным Гренингера–Трояно [13]. При расчете **N** были использованы упругие модули (в ГПа) $C_L = 218$, $C' = 27$, $C_{44} = 112$, найденные в [14] для сплава Fe–31.5%Ni при температуре $M_s = 239$ K. Рассматривался ДЦЗ с вектором Бюргерса $\mathbf{b} \parallel [01{-}1]$ и сегментами $\mathbf{\Lambda}_1 \parallel [11{-}2]$, $\mathbf{\Lambda}_2 \parallel [111]$, имеющими длины (в параметрах решетки a) $L_1 = 7000$, $L_2 = 10000$. Нормали (7) в цилиндрической системе координат (выбор начала отсчета в центре $\mathbf{\Lambda}_1$) соответствует угол θ ≈ 116° и $R = 1200$.

С позиций динамической теории МП в качестве ДЦЗ*, обрамляющего ГП, естественно выбрать прямоугольную петлю с сегментами $\mathbf{\Lambda}_1^* \parallel \boldsymbol{\xi}_3$ и $\mathbf{\Lambda}_2^* \parallel \mathbf{v}$, где $\boldsymbol{\xi}_3$ и $\mathbf{v}$ определяются из анализа упругого поля исходного ДЦЗ. Тогда кристаллам с ГП (7) можно сопоставить:

$$\mathbf{\Lambda}_1^* \parallel [0.949954\ 0.001357 - 0.312385],$$

$$\mathbf{\Lambda}_2^* \parallel [-0.260868\ 0.553574 - 0.790887],$$

$$\mathbf{b}^* \parallel [0.214711 - 0.708892\ 0.671841].$$

Ряд характеристик упругого поля ДЦЗ* при сохранении значений $L_{1,2}$ в цилиндрической системе координат (см. рис. 4) в удобном для восприятия масштабе представлен на рис. 5. При

этом во избежание перегрузки обозначений символ (*) подразумевается, но не используется.

Предпочтение отдается локализации НВС в областях углов θ, близких к ± 180°, для которых, наряду с большими значения S_2, наибольшие положительные значения имеет и δ. Отбираемая ориентация нормали к поверхности слоя **N*** ∥ [0.151942 0.833740 0.530841] близка [2 11 7]. Поскольку угол между **N*** и нормалью (7) мал (≈ 1.23°), можно считать согласие с ожидаемым результатом вполне удовлетворительным. Возникающее направление макросдвига **S*** ∥ [0.210347 –0.693324 0.689243] близко к **b***, а ориентация ξ_3* ∥ [0.959100 0.005396 –0.283016] близка к Λ_1*, так что и приращение следующего слоя сохраняет ориентацию, практически совпадающую с ГП.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Согласно динамической теории МП, представляется совершенно естественным формирование обрамляющих габитус прямоугольных дислокационных петель, играющих роль ДЦЗ*. За счет увеличения удельного объема (при γ–α-МП) область аустенита, прилегающая к возникшему кристаллу мартенсита, испытывает деформацию сжатия, что препятствует образованию НВС*, порождающему боковой рост, поскольку область возникновения НВС* должна характеризоваться положительным значением удельного объема. Поэтому возбуждение в области НВС* и связанный с НВС* управляющий волновой процесс УВП* могут возникнуть, если упругое поле дислокационной петли способно привести к результирующему положительному изменению удельного объема δ в аустените. Учитывая, что вектор Бюргерса **b*** связан с макросдвигом, можно ожидать, что величина b^* существенно превысит параметр решетки. Поскольку, согласно [5], растяжение 1% достаточно для запуска бокового роста, естественно полагать, что величина деформации $\varepsilon^* \approx b^*/2\pi R$ будет того же порядка. Тогда при $R = 200\,a$ и $\varepsilon^* = 10^{-2}$ получаем $b^* = 2\pi R \cdot \varepsilon^* = 6.3 \cdot 200\,a \cdot 10^{-2} = 12.6\,a = b_1^*$.

По-видимому, данная оценка выглядит приемлемой для случая кристалла, не выходящего на поверхность образца. При этом следует иметь в виду, что кристалл находится в сжатом состоянии. В результате деформация формы характеризуется относительно небольшой величиной макросдвига tg ψ. Вектор $\mathbf{b}_1^*$ относится к ядру дислокации супердислокационного типа, но распределенному в объеме. Такие носители кристаллографического сдвига для краткости названы кристонами (см., напр., [15]). Выход же кристаллов на поверхность образца сопровождается образованием поверхностного рельефа, явно отражающего наличие макросдвига. Поэтому оценку b^* можно провести на основе параметров такого рельефа. Например, при величине сдвига tgψ ~ 0.1 и толщине тонкопластинчатых кристаллов d ~ 0.1 мкм ~ 300 a оценка дает $b^* \sim \mathrm{tg}\psi \cdot d \sim 30\,a = b_2^*$. Превышение b_2^* над b_1^* вполне ожидаемо, поскольку, как уже отмечалось, b_1^* относится к случаю, когда состояние возникшего кристалла мартенсита и окружающего аустенита является упруго-напряженным, а сдвиг заторможенным. Достаточно подробно дислокационная модель макросдвига представлена в [16].

Образование отдельных слоев мартенсита, параллельных габитусной плоскости, может вести к формированию стопок параллельных кристаллов, разделенных слоями искаженного аустенита. Такие стопки, например, хорошо известны для пакетного мартенсита с габитусами, близкими к {557}. Однако процесс пространственного масштабирования [17] начального возбужденного состояния в упругом поле ДЦЗ* способен обеспечить смыкание возникающих слоев, обеспечивая быстрый боковой рост кристалла.

Разумеется, сценарий быстрого бокового роста кристалла является потенциально возможным и не исключает другие варианты. Как отмечалось в [2], при изотермической выдержке тонкопластинчатые кристаллы α-мартенсита, инициированные действием сильного магнитного поля, могут утолщаться за счет прорастания тонких двойников превращения.

Боковой рост мартенситного кристалла в сплавах с ЭПФ, обладающих меньшими значениями финальных деформаций, не требует приложения внешних напряжений и может протекать как в быстром, так и в термоупругом вариантах. Случаю предельно тонких (порядка a) слоев бокового приращения кристалла соответствуют коротковолновые смещения, обладающие сильным затуханием. Поэтому рост толщины кристалла, визуально воспринимаемый как непрерывный процесс, происходит за счет дискретных скачков с относительно продолжительными паузами. Такая динамическая картина, по сути, соответствует давно введенному в феноменологическую теорию понятию “дислокация превращения”, которое естественно сопоставляется с предельно узким фронтом превращения.

Заметим, что получение точного совпадения рассчитанного габитуса слоя с исходным габитусом легко достигается при учете квазипродольности l-волн. Однако в этом нет необходимости,

учитывая, что различия габитусов (3 14 9) и (2 11 7) укладываются в погрешность измерения ориентаций плоскостей. Таким образом, использованное выше приближение продольных волн является достаточным для демонстрации возможностей динамической теории МП при описании бокового роста кристалла мартенсита.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Боковой рост мартенситного кристалла (как и любой другой грани) может протекать быстрым кооперативным путем, аналогичным динамическому сценарию возникновения исходного кристалла. При этом роль дислокационного центра зарождения играет прямоугольная дислокационная петля, обрамляющая габитусную плоскость, характеризуемая вектором Бюргерса, который задается макросдвигом.

Авторы признательны участникам LXVIII Международной научной конференции “Актуальные проблемы прочности” (Витебск-24) за обсуждение части результатов работы.

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Курдюмов Г.В., Утевский Л.М., Энтин Р.И.* Превращения в железе и стали. М.: Наука, 1977. 238 с.
2. *Счастливцев В.М., Калетина Ю.В., Фокина Е.А.* Мартенситное превращение в магнитном поле. Екатеринбург: УрО РАН, 2007. 322 с.
3. *Кащенко М.П., Кащенко Н.М., Чащина В.Г.* Вырожденная структура двойников превращения и монокристалличность части тонкопластинчатого мартенсита, инициированного сильным магнитным полем // Изв. РАН. Механика твердого тела. 2020. № 1. С. 9–20.
4. *Пушин В.Г., Кондратьев В.В., Хачин В.Н.* Предпереходные явления и мартенситные превращения. Екатеринбург: УрО РАН, 1998. 368 с.
5. *Shibata A., Murakami T., Morito Sh., Furuhara T., and Maki T.* The Origin of Midrib in Lenticular Martensite // Mater. Trans. 2008. V. 8. № 6. P. 1242–1248.
6. *Кащенко М.П.* Волновая модель роста мартенсита при γ-α превращении в сплавах на основе железа. М. – Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, ИИКТ, 2010. 280 с.
7. *Кащенко М.П., Чащина В.Г.* Динамическая модель сверхзвукового роста мартенситных кристаллов // УФН. 2011. Т. 181. № 4. С. 345–364.
8. *Levitas V.I.* Recent In Situ Experimental and Theoretical Advances in Severe Plastic Deformations, Strain-Induced Phase Transformations, and Microstructure Evolution under High Pressure // Mater. Trans. 2023. V. 64. No. 8. P. 1866–1878. https://doi.org/10.2320/matertrans.MT-MF2022055
9. *Pushin V.G., Kuranova N.N., Marchenkova E.B., and Pushin A.V.* Deformation-Induced Atomic Disordering and bcc → fcc Transformation in Heusler Alloy Ni54Mn21Ga25 Subjected to Megaplastic Deformation by High Pressure Torsion // Phys. Met. Metal. 2020. V. 121. No. 4. P. 330–336.
10. *Tyc O., Iaparova E., Molnárová O., Heller L., Šittner P.* Stress induced martensitic transformation in NiTi at elevated temperatures: Martensite variant microstructures, recoverable strains and plastic strains // Acta Mater. 2024. V. 279. P. 120287.
11. *Singh P., Picak S., Sharma A., Chumlyakov Y., Arróyave R., Karaman I., Johnson D.D.* Martensitic Transformation in $Fe_{\{x\}}Mn_{\{80-x\}}Co_{\{10\}}Cr_{\{10\}}$ High-Entropy Alloy // Physical Review Letters. 2021. V. 127. P. 115704. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.115704
12. *Кащенко М.П., Чащина В.Г.* Описание морфологических признаков при B2 – B19 мартенситном превращении в рамках концепции управляющего волнового процесса // Физич. мезомеханика. 2014. Т. 17. № 4. С. 69–76.
13. *Greninger A.B., Troiano A.R.* The mechanism of martensite formation // Metal. Trans. 1949. V. 185. P. 590–598.
14. *Haush G., Warlimont H.* Single crystalline elastic constants of ferromagnetic centered cubic Fe–Ni invar alloys // Acta Met. 1973. V. 21. P. 400–414.
15. *Кащенко М.П., Теплякова Л.А., Джемилев К.Н., Чащина В.Г.* Условия генерации кристонов и интерпретация кривой σ–ε для монокристаллов Ni_3Fe // ФММ. 1999. Т. 88. № 3. С. 17–21.
16. *Kashchenko M.P., Teplyakova L.A., Chashchina V.G.* Peierls Stress for $[l1\overline{2h}]\{hhl)$ Shear in the FCC lattice // Phys. Met. Metal. 2000. V. 90. № 1. P. 21–26.
17. *Кащенко М.П., Кащенко Н.М., Чащина В.Г.* Динамическая модель пространственного масштабирования начального возбужденного состояния при реконструктивных мартенситных превращениях // ФММ. 2021. Т. 122. № 9. С. 895–901.

DYNAMIC MECHANISM OF LATERAL GROWTH OF THIN-LAMELLAR MARTENSITE CRYSTALS IN IRON-NICKEL ALLOYS UNDER EXTERNAL TENSILE STRESS

N. M. Kashchenko[1, 3, *], M. P. Kashchenko[1, 2], and V. G. Chashchina[1, 2]

[1]*Ural Federal University named after the First President of Russia B. N. Yeltsin, Ekaterinburg, 620002 Russia*

[2]*Ural State Forestry Engineering University, Ekaterinburg, 620100 Russia*

[3]*Ufa University of Science and Technology, Ufa, 450076 Russia*

**e-mail: nad.kashenko@yandex.ru*

Within the framework of the dynamic theory of martensitic transformations, the possibility of cooperative growth of the faces of the resulting crystal is discussed using the example of the formation of a layer parallel to the habit plane. This growth is comparable to the lateral crystal growth typical of shape memory alloys, but not typical of α-martensite in iron alloys upon simple cooling. However, under conditions of external tensile stress, rapid lateral growth of thin-lamellar α-martensite crystals was observed. It is shown that the formation of a layer parallel to the habit plane is similar to the formation of the original crystal. The functions of the dislocation nucleation center (DNC*) for this layer are performed by a dislocation loop framing the habit plane with the Burgers vector **b***, and **b*** is specified by the macroshift in the initial crystal. An example of a crystal with a habit close to (3 14 9) is considered. The results of calculation of the elastic field of the DNC* loop are presented using data on the elastic moduli of the Fe–31.5%Ni alloy at a temperature M_s = 239 K. In the approximation of longitudinal waves for a pair of relatively long-wave components in the control wave process, the practical coincidence of the layer habit with the initial habit is demonstrated. The value of b^* has been estimated.

Keywords: martensitic transformations, dynamic theory, habit planes, dislocation nucleation centers, initial excited state, controlling wave process, lateral growth