

# Формирование мартенситных кристаллов в предельном случае сверхзвуковой скорости роста

Кашченко М.П., Чащина В.Г.

E-mail: mpk46@mail.ru

Уральский государственный лесотехнический университет, ул.Сибирский тракт 37, 620100 Екатеринбург, Россия

## Formation of martensitic crystals in the limiting case of supersonic growth speed

Kashchenko M.P., Chashchina V.G.

Ural State Forest Engineering University, Sybirskiy Tract 37, 620100 Yekaterinburg, Russian Federation

Дан краткий обзор основных представлений и достижений динамической теории сверхзвукового роста мартенситных кристаллов. Показано, что рассмотрение предельного случая высокой скорости роста позволяет добиться физической прозрачности и математической простоты описания. Акцентируется внимание на ряде актуальных задач нового этапа исследований.

**Ключевые слова:** мартенситные превращения, начальное возбужденное состояние, сверхзвуковая скорость.

A brief review of basic concepts and main achievements of the dynamic theory of supersonic growth of martensitic crystals is given. It is shown that consideration of the limiting case of high growth speed allows to achieve a physical transparency and mathematical simplicity of the description. The attention is focused on a number of open problems of a new the stage of research.

**Keywords:** martensitic transformations, the initial excited state, supersonic speed.

### 1. Введение

Данный краткий обзор посвящен предельному случаю мартенситных превращений (МП), протекающих с ярко выраженными признаками переходов первого рода между состояниями решетки с симметриями, не связанными отношением соподчинения. Классическим примером является  $\gamma$ - $\alpha$  МП в сплавах железа. Достигнутый к настоящему времени прогресс позволяет говорить о построении динамической теории формирования пластинчатых кристаллов со сверхзвуковой скоростью в областях исходного аустенита, превышающих определенный критический размер и свободных от дефектов. Хотя соответствующая информация представлена в монографиях [1-3], к которым имеется свободный доступ, для начинающих исследователей полезно дать сжатое изложение идеологии, составляющей суть парадигмы, существенно отличающейся от традиционных вариантов, базирующихся на квазиравновесных подходах. Другими словами, наша цель - наметить кратчайший качественный путь к пониманию физического механизма реализации МП, выведя читателя на передний край исследований, избегая ретроспективного освещения вопроса, представляющего самостоятельный интерес, но плохо совместимого со сжатым изложением. Тем не менее, нельзя не отметить, что в русле исследований современной науки тематика МП вошла после работы [4],

где был установлен бездиффузионный характер МП (см. также [5]).

Напомним, ценность рассмотрения любого предельного случая заключается в возможности заметного упрощения описания, а это важно не только с физической точки зрения, позволяя акцентировать внимание на доминирующих факторах, но и в методическом отношении, так как открывает возможность формулировки наиболее простой математической модели, отражающей, тем не менее, важнейшие черты сложной картины.

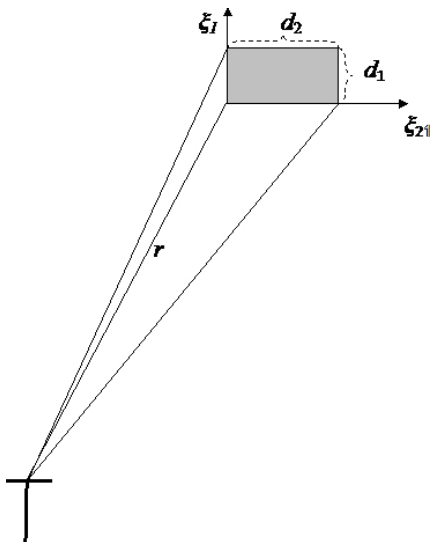
Например, в нашем случае, осознание факта сверхзвуковой скорости роста кристалла ведет к серьезным упрощениям в описании, так как сразу позволяет отбросить от моделей подвижности межфазной границы, базирующихся на представлениях о перемещающихся дислокациях<sup>1</sup>, сосредоточив внимание исключительно на волновом управлении процессом роста мартенситного кристалла.

### 2. Базовые модели гетерогенного зарождения и волнового роста мартенситного кристалла

<sup>1</sup> Модели с «дислокациями превращения» приемлемы для описания другого предельного случая - термоупругой реализации МП, близкого к переходам второго рода.

Напомним, что обсуждение результатов измерения скорости роста мартенситных кристаллов при  $\gamma$ - $\alpha$  МП, выполненных в [6, 7], приводится в п. 1.2 монографии [1]. Сопоставляются с данными [6, 7] и результаты [8]. Поэтому вывод [1] о сверхзвуковой скорости роста мартенсита как предельного случая реализации кооперативной перестройки решетки принимается в качестве достоверной информации.

Высокая скорость роста, в соответствии с логикой исследования, немедленно ставит вопрос о специфике начальной стадии превращения. Действительно, первоначальный характер превращения диктует необходимость гетерогенного зарождения, то есть явного участия дефектов, а волновой механизм роста требует допустить возникновение начального (колебательного) возбужденного состояния решетки в упругом поле дефекта, с которого и стартует управляющий волновой процесс (УВП). Очевидно, что при этом не требуется конструирование квазиравновесного зародыша, с помощью обособления некоторой области исходной фазы конфигурированными наборами дислокационных петель, что снова является явным упрощением в постановке задачи, хотя и требует знания упругих полей типичных для исходной фазы дефектов (главным образом, дислокаций). Но расчеты этих полей для реальных анизотропных кристаллов в достаточной мере стандартизированы и поэтому не представляют принципиальных затруднений. Заметим, поиски специальных конфигураций дефектов (в качестве областей зарождения) не дали позитивных результатов, а процесс запуска быстрого роста типичен как для монокристаллов (содержащих, тем не менее, дислокации), так и для крупных зерен аустенита. Поэтому представляется весьма вероятным, что уже отдельные (типичные для симметрии решетки исходной фазы) дислокации играют роль дислокационных цен-



**Рис. 1.** Область локализации начального возбужденного состояния в упругом поле отдельной дислокации: соотношение масштабов  $r$  и  $d$ .

тров зарождения (ДЦЗ), нарушающих своим упругим полем симметрию исходной фазы, выделяя области, наиболее благоприятные для возникновения начального возбужденного состояния. Эта качественная мотивация

приводит к схеме, отраженной на рис.1, где представлено сечение (с размерами  $d_{1,2}$ ) статически деформированного объема в форме прямоугольного параллелепипеда, построенного на собственных векторах  $\xi_i$  тензора упругого поля деформации ДЦЗ.

Причем имеются диапазоны углов  $\Delta\Theta$  (вблизи определенного значения  $\Theta_0$ ) с противоположными по знаку деформациями вдоль осей  $\xi_{1,2}$ , ортогональных к наибольшему ребру  $\xi_3$ , вдоль которого деформация близка к нулевому значению. Соответствующие главные значения тензора деформации в области зарождения не только удовлетворяют условию плоской деформации с парой инвариантных (слабоискаженных) плоскостей:

$$\varepsilon_1 > 0, \varepsilon_2 < 0, \varepsilon_3 \approx 0, \quad (1)$$

но и  $\varepsilon_1$  и  $|\varepsilon_2|$  близки к максимальным значениям  $\varepsilon_1(\Theta_0)$ ,  $|\varepsilon_2(\Theta_0)|$  (экстремумы ищутся по угловой переменной  $\Theta$  при некотором фиксированном расстоянии  $r$  до дислокационной линии). Следовательно, в области зарождения упругое поле дефекта в максимальной степени снижает энергетический барьер для старта плоской деформации с инвариантной (при  $\varepsilon_3=0$ ) или слабоискаженной (при  $\varepsilon_3 \approx 0$ ) плоскостью.

Ясно, что упругое поле дефекта по сечению параллелепипеда (на масштабе  $d$ ) является приблизительно однородным, если выполняется условие:

$$d/r \leq 0.1 \quad (2)$$

Пусть среднее расстояние между дислокациями равно  $L$ . Тогда влиянием других дислокаций можно пренебречь, если

$$r \sim 0,1L. \quad (3)$$

Из (2) и (3) следует, что

$$d \sim 10^{-2}L, \quad (4)$$

т.е. между пространственными масштабами  $d$  и  $L$  имеется соотношение, важное для понимания наблюдаемых размерных эффектов (см. обсуждение в [3]). Важно, что при переходе к мелким зернам роль  $L$  выполняет диаметр зерна  $D$ .

Естественно считать, что роль объемного элемента, в котором осуществляется переход коллектива атомов через энергетический барьер (с выделением энергии и возбуждением колебаний) играет трехмерная ячейка в форме вытянутого прямоугольного параллелепипеда. Его грани попарно колеблются в противофазе, стимулируя пороговую деформацию типа растяжение – сжатие во взаимно ортогональных направлениях, совпадающих с направлениями распространения волновых пучков, излучаемых колеблющимся параллелепипедом. Решетка последовательно теряет устойчивость, образуя пластинчатую область там, где налагаются волновые пучки с благоприятным для реализации пороговой деформации полем смещений атомов (см. рис.2).

Формирование пластинчатого прообраза мартенситного кристалла естественно интерпретировать как перемещение параллелепипеда со скоростью  $v$ , являющейся векторной суммой скоростей  $v_1$  и  $v_2$  волновых пучков.

Поскольку выделение энергии, необходимое для автокаталитической подпитки волны, происходит только в объеме, испытавшем пороговую деформацию, именно сверхзвуковая скорость  $v$  становится реальной скоростью роста кристалла.

Следовательно, синтез концепций гетерогенного зарождения и волнового роста достигается, если считать, что волновые нормали  $n_1$  и  $n_2$  волновых пучков, описывающих в области наложения соответственно деформации растяжения ( $\varepsilon_1 > 0$ ) и сжатия ( $\varepsilon_2 < 0$ ), коллинеарны собственным векторам  $\xi_i$  ( $i=1,2$ ) тензора деформации упругого поля дефекта в области зарождения:

$$n_1 \parallel \xi_1, n_2 \parallel \xi_2, n_1 \perp n_2 \quad |n_i| = |\xi_i| = 1. \quad (5)$$

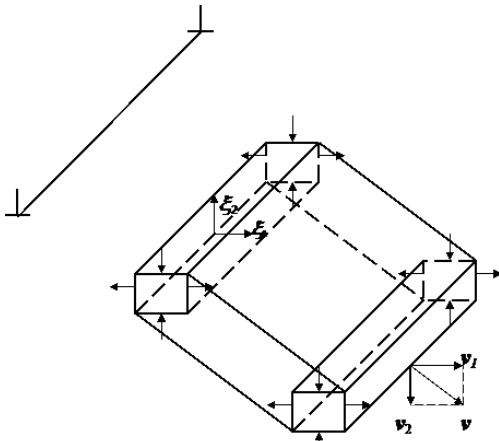


Рис. 2. Волновая модель управления ростом мартенситного кристалла.

Значит, УВП наследует информацию о направлениях главных осей деформации. Легко показать [1], что нормаль  $N_w$  к плоскости габитуса, связанная с распространением УВП, задается кинематическим соотношением:

$$N_w \parallel n_2 - n_1 \alpha, \quad \alpha = v_2/v_1, \quad (6)$$

где  $v_1$  и  $v_2$  – модули скоростей распространения волн в  $n_1$  и  $n_2$  направлениях. С другой стороны, при плоской однородной деформации растяжения-сжатия нормали к инвариантным плоскостям имеют вид:

$$N_d = \xi_2 \pm k \xi_1, \quad (7)$$

$$k = \frac{1 - |\varepsilon_2|}{1 + \varepsilon_1} \left( \frac{\varepsilon_1 (2 + \varepsilon_1)}{|\varepsilon_2| (2 - |\varepsilon_2|)} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

Поскольку УВП несет деформацию с инвариантной плоскостью, естественно считать, что имеет место совпадение кинематического и динамического описания габитусной плоскости при распространении УВП, то есть формулы (6) и (7) описывают один и тот же габитус, если значения  $\varepsilon_i$  в (8) соответствуют пороговым значениям. Тогда при учете (5) получаем важное условие:

$$\alpha = k, \quad (9)$$

задающее связь между деформациями и скоростями волн, существующую при распространении УВП.

Экспериментально установлено, что приложение внешних упругих напряжений заметно смещает температуру  $M_s$  начала МП. Это означает, что пороговые деформации  $\varepsilon_{th}$  лежат в упругом диапазоне значений. Поскольку  $\varepsilon_{th} \ll 1$ , условие (9) представляется в виде:

$$\alpha = v_2/v_1 = k \approx \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon_2|}}, \quad (10)$$

где скорости  $v_2$  и  $v_1$  можно рассчитывать с помощью уравнения Кристоффеля [9], используя модули упругости исходной кристаллической решетки (желательно при температуре  $M_s$ ).

Сделаем несколько замечаний.

1. Учитывая принципиальное значение представлений о возникновении начального возбужденного состояния, были выполнены эксперименты [10-13] по его физическому моделированию. Использовались лазерные импульсы (длительностью 20 пс) с близкой к линейной формой следа воздействия на поверхность специально ориентированных монокристаллов. Результаты подтвердили ожидаемый запуск роста кристалла мартенсита.

2. Изложенный алгоритм расчета ориентаций габитусных плоскостей позволяет идентифицировать ДЦЗ конкретных мартенситных кристаллов из требования совпадения расчетных значений  $N_w$  с наблюдаемыми.

3. Малость пороговых деформаций позволяет при аналитическом описании использовать гармоническую форму записи смещений (и деформаций) решетки в области локализации начального возбужденного состояния (см. [14] и гл. 2 в [2]). Такая аппроксимация дает возможность при заданных значениях  $\varepsilon_{th}$  легко находить поперечные размеры  $d_{1,2}$  области локализации возбужденного состояния, как вполне определенные доли от полуволн  $\lambda_{1,2}/2$ , сопоставляемых волновым пучкам в составе УВП (обязательно выполняется неравенство  $d_{1,2} < \lambda_{1,2}/2$ ).

4. Простейшая система волновых уравнений, отражающих взаимодействие двух пучков с ортогональными волновыми векторами (вдоль x- и y-направлений) также обсуждается в [2] и [14]. Применительно к деформациям  $\varepsilon_{1,2}$  в x- и y-направлениях эта система имеет вид:

$$\begin{cases} \dot{\varepsilon}_1 + v_1 \varepsilon_1' + b_1(\varepsilon_1, \varepsilon_2) \varepsilon_1 = 0 \\ \dot{\varepsilon}_2 + v_2 \varepsilon_2' + b_2(\varepsilon_1, \varepsilon_2) \varepsilon_2 = 0 \end{cases}, \quad (11)$$

где

$$\dot{\varepsilon}_{1,2} \equiv \frac{\partial \varepsilon_{1,2}}{\partial t}, \varepsilon_1' = \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial x}, \varepsilon_2' = \frac{\partial \varepsilon_2}{\partial y},$$

а взаимодействие отражено введением «эффективных» затуханий волн  $b_{1,2}$ .

Следует иметь в виду, что параметры  $b_{1,2}$  в отсутствие механизма усиления положительны, но удовлетворяют требованию  $b_{1,2} \leq 0$  при выполнении условий генерации волн в области наложения управляющих волн с деформациями  $\varepsilon_1 > 0$  и  $\varepsilon_2 < 0$ . Очевидно, что простейший случай

компенсации усиления и потерь соответствует  $b_{1,2}=0$ . В реальности компенсация затухания будет лишь в области выделения энергии, поэтому взаимодействие волн отражается в системе (11) через зависимости коэффициентов  $b_{1,2}$  от деформаций  $\varepsilon_{1,2}$ . В простейшем случае эти зависимости удобно представить в виде:

$$b_i(\varepsilon_1, \varepsilon_2) = \alpha_i (1 - \Theta(\varepsilon_1 - \varepsilon_{th1})\Theta(\varepsilon_{th2} - \varepsilon_2)), \quad (12)$$

где  $i=1, 2$ .

В (12) параметры  $\alpha_i > 0$  задают затухания волн в отсутствие механизмов усиления, а  $\Theta(\varepsilon)$  — ступенчатая функция Хевисайда:

$$\Theta(\varepsilon) = \begin{cases} 0, & \varepsilon < 0, \\ 1, & \varepsilon > 0. \end{cases}$$

Легко убедиться, например, что в области наложения деформаций сжатия и растяжения, для которой  $b_{1,2}$  считаются равными нулю, уравнениям (11) удовлетворяет решение

$$\begin{cases} \varepsilon_{1,2}(\zeta_1, \zeta_2) = (\varepsilon_1)_{\max} \cos(k_1 \zeta_1) \varphi(\zeta_1, \zeta_2) \\ \varepsilon_2(\zeta_1, \zeta_2) = (\varepsilon_2)_{\max} \cos(k_2 \zeta_2) \varphi(\zeta_1, \zeta_2) \end{cases}, \quad (13)$$

где  $\zeta_1 = x - v_1 t$ ,  $\zeta_2 = y - v_2 t$ , а функция

$$\varphi(\zeta_1, \zeta_2) = \left[ \Theta(\zeta_1 - \frac{d_1}{2}) - \Theta(\zeta_1 + \frac{d_1}{2}) \right] \left[ \Theta(\zeta_2 - \frac{d_2}{2}) - \Theta(\zeta_2 + \frac{d_2}{2}) \right] \quad (14)$$

описывает движение возбужденной области со скоростью  $\mathbf{v} = \mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2$ , в соответствии с картиной, представленной на рис. 2.

Таким образом, формализм  $\Theta$  - функций оказывается исключительно удобным для отражения существенной нелинейности, позволяющей обособить пространственную область решетки, теряющей устойчивость в ходе распространения УВП.

### 3. Роль электронной подсистемы в объяснении наблюдаемых особенностей МП

Яркие признаки перехода первого рода (значительные тепловой и объемный эффекты, а также большой температурный гистерезис между прямым и обратным превращениями) указывают на значительное отклонение температуры  $M_s$  при охлаждении от температуры  $T_0$  фазового равновесия. Следовательно, процесс роста кристалла идет в явно неравновесных условиях, а сама исходная фаза, оставаясь метастабильно устойчивой, представляет активную среду, способную, за счет выделяющейся энергии, поддерживать некоторый пороговый уровень деформаций, переносимых УВП, достаточный для преодоления межфазного энергетического барьера. Представление об активной среде оказывается близким, по сути, к идеологии, хорошо развитой для сред, способных генерировать когерентное электромагнитное излучение (лазерный и мазерный механизмы).

Применительно к металлическим системам, представляющим взаимодействующие подсистемы электронов и ионов, естественным становится рассмотрение

неравновесной электронной подсистемы в качестве генератора полей смещений ионов (при трансформации части выделяющейся энергии в энергию управляющих волн). Подобный эффект фононного мазера обеспечивает поддержку уровня амплитуд управляющих волн, возникших на начальном этапе. Впервые мысль о возможности связать протекание МП с эффектом фононного мазера (без понимания роли электронной подсистемы) была высказана в [15]. Как показано в [1], рост мартенситного кристалла получает наглядную интерпретацию в виде волны переключения, фронт которой обладает колебательной структурой, играющей ключевую роль в управлении перестройкой решетки, теряющей устойчивость в области фронта УВП. В случае переходных металлов (и сплавов на их основе) наличие градиентов химического потенциала  $\nabla\mu$  и температуры  $\nabla T$  в области фронта УВП обеспечивает существование интенсивных электронных потоков. В потоковом режиме всегда существуют пары инверсно населенных состояний. В переходных металлах, обладающих сравнительно узкими энергетическими зонами (и, соответственно, пиками плотности электронных состояний) число пар  $R_{\text{eff}}$  инверсно населенных состояний в приемлемом энергетическом интервале  $\Delta$  вблизи уровня Ферми, удовлетворяющих требованиям эквидистантности по разности энергий и квазиимпульсов, может оказаться достаточным для выполнения пороговых условий генерации волн:

$$\sigma_0 > \sigma_{\text{th}}, \quad \sigma_{\text{th}} = \hbar^2 \Gamma_d \alpha_p / (W^2 R_{\text{eff}}), \quad (15)$$

где  $\sigma_0$  – начальная инверсная населенность, пропорциональная  $\nabla\mu$ , а  $\sigma_{\text{th}}$  – пороговое значение инверсной разности населенностей,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $\Gamma_d$  и  $\alpha_p$  – соответственно затухания генерирующих  $d$ -электронов и генерируемых фононов (измеряемые в рад·с<sup>-1</sup>),  $W$  – матричный элемент электрон – фононного взаимодействия. Реалистические оценки параметров, приведенные в [1], показывают, что выполнение (15) в сплавах железа возможно при  $\Delta \approx 0,2$  эВ.

В свою очередь, выявление условий выполнения пороговых условий генерации в широкой области изменения температур и концентраций различных легирующих компонентов сплавов, позволяет ставить и решать проблему влияния химического состава сплава на температуру  $M_s$  [1, 3]. При этом возникает дополнительная информация, открывающая возможность интерпретации температуры  $M_s$  как наиболее оптимальной для реализации процесса генерации (или хотя бы усиления) управляющих волн. Следовательно, проясняется причина значительного отклонения  $M_s$  от  $T_0$  и конкретизируется степень отклонения.

Совместный учет информации об оптимальных условиях генерации и соотношении характерных пространственных масштабов (4) позволяет описать размерный эффект – зависимость  $M_s$  от величины объема аустенита, свободного от дефектов (в частности, от диаметра зерна  $D$ ). Центральной идеей здесь является необходимость учета вклада в полное затухание  $s$ -электронов  $\Gamma$  дополнительного рассеяния, связанного с появлением начального возбужденного состо-

**яния.** Поскольку процесс генерации управляющих волн разыгрывается в области фронта УВП с поперечными размерами  $d_{1,2}$ , то характерное время  $\tau_s$  пересечения этой области  $s$ -электронами выражается через их скорость  $v_s$ :  $\tau_s \approx d_{1,2} / v_s$ . Тогда оценка дополнительного вклада в затухание легко находится из соотношения неопределенностей для энергии и времени. При учете же соотношения пространственных масштабов (4) вклад в затухание связывается с размером  $L$ . Населенность  $d$ -состояний, обладающих небольшим собственным затуханием  $\Gamma_d$  и распределенных в энергетическом интервале  $\Delta \approx 0,2$  эВ вблизи уровня Ферми  $\mu$ , осуществляется за счет участия, в качестве промежуточных, сильно затухающих  $s$ -состояний. При этом выполняется соотношение

$$\Gamma \equiv \Gamma(T, C, L) \approx 2|\varepsilon_d - \mu|, \quad (16)$$

где  $|\varepsilon_d - \mu|$  характеризует усредненную по интервалу  $\Delta$  энергию генерирующих электронов. Именно соотношение (16) оптимизирует связь физически значимых параметров для эффективной генерации управляющих волн в широких диапазонах изменения температуры и концентрации. С учетом (16) можно получить аналитические зависимости от значимых физических параметров (включая  $L$  или в пределе  $D$ ) оптимальной температуры генерации, отождествляемой с  $M_s$ , и критического размера зерна  $D_c$ , ниже которого МП не реализуется вплоть до температур абсолютного нуля:

В (17) скорость  $s$ -электронов  $v_s \approx 10^6$  м/с, а  $\Gamma(C)$ -вклад в затухание  $s$ -электронов, обусловленный рассея-

$$D_c = \frac{\hbar(L/d)v_s}{2(2|\varepsilon_d - \mu| - \hbar\Gamma(C))}. \quad (17)$$

нием на ионах легирующего элемента, зависящий от их концентрации  $C$ . Величина  $(L/d)$ , согласно (4), порядка  $10^2$ . **Принципиальный интерес представляет вывод о существовании особых концентраций  $C^*$**  легирующего элемента, приближение к которым сопровождается нарастанием  $D_c$  и снижением  $M_s$ . Действительно, из (17) следует:

$$C \rightarrow C^* \quad \hbar\Gamma(C) \rightarrow 2|\varepsilon_d - \mu|, \quad D_c \rightarrow \infty, \quad (18)$$

при этом  $M_s \rightarrow 0$  К независимо от размера  $D$ . Значит, зависимость (17) объясняет существование для легирующих элементов жестких концентрационных границ, превышение которых блокирует протекание МП.

Полезно отметить, что размерный эффект впервые установлен в [16], а данные [17], на наш взгляд, указывают на тенденцию нарастания  $D_c$  при  $C \rightarrow C^*$ .

В качестве фундаментальных следствий (и приложений) развитой теории размерного эффекта следует указать эффект дестабилизации сильным магнитным полем аустенита, предварительно стабилизированного измельчением зерна или интенсивной пластической деформацией [18], а также интерпретацию нижней температурной границы  $M_f$  реализации МП и оценку доли образовавшегося мартенсита при атермической макрокINETИке превращения (см. гл. 6 в [3]). Характерно, что доля образовавшегося мартенсита, являющаяся макропараметром, оценивается без привлечения термодина-

мики. Заметим, что эффекты дестабилизации аустенита за счет увеличения в магнитном поле параметра  $|\varepsilon_d - \mu|$ , согласно (17), в наибольшей степени проявляются как раз для концентраций  $C$ , близких к  $C^*$ , когда критическое значение  $D_c$  велико и резко падает при включении сильного магнитного поля. Экспериментальные данные [18] для сплавов разного состава согласуются с этим выводом.

Таким образом, явный учет микроскопической физической природы металлической среды, испытывающей структурную перестройку в существенно неравновесных условиях, позволяет извлечь информацию, недоступную для других (феноменологических) подходов, не учитывающих особенностей системы, являющихся основополагающими для полноты описания богатого явления.

#### 4. О степени полноты описания морфологических признаков МП

В настоящее время достигнутая степень полноты описания наблюдаемых особенностей МП в развитой динамической теории  $\gamma$ - $\alpha$  МП в сплавах железа (в области своей применимости) является беспрецедентной по сравнению с имеющимися подходами. Динамическая теория не уступает им по точности, даже если эти подходы специально нацеливались на интерпретацию хотя и важных наблюдаемых фактов, но при заведомом игнорировании всеми остальными особенностями МП.

Характерным примером является интерпретация наблюдаемых макроскопических морфологических признаков МП, к которым относятся кристаллографические ориентации габитусов, макросдвига, межфазные ориентационные соотношения. Напомним, эти признаки взаимно однозначно связаны между собой, что указывает на наличие единого механизма управления кооперативным смещением атомов и является "визитной карточкой" мартенситной реакции. Уместно напомнить, что среди тысяч исследований, посвященных изучению морфологии мартенсита, пионерскими по прецизионному определению морфологических признаков являются работы [19-21], из которых наибольшей полнотой выделяется [21]. Интерпретация наблюдаемых морфологических признаков в рамках кристаллогеометрического подхода [22-25], несмотря на ряд затруднений, долгое время оставалась наиболее точным "инструментом" в арсенале феноменологических расчетов.

В рамках волнового подхода основное внимание уделялось развитию микроскопических аспектов теории и описанию пороговых процессов, то есть уровням деформации  $10^{-4} - 10^{-3}$ . Поэтому только ориентация габитусной плоскости рассчитывалась с помощью (6). Для интерпретации остальных признаков требовалось разработать алгоритм перехода от пороговых к финишным деформациям, превышающим пороговые на два-три порядка. Такой алгоритм был впервые развит в [26, 27] для ОЦК-ГПУ МП. Главная идея сводится к утверждению: **отношение деформаций в пороговом режиме практически не изменяется при развитии де-**

**формаций от пороговых до финишных значений.** Это утверждение можно рассматривать как следствие высокой скорости превращения и отсутствия сопротивления со стороны области решетки, потерявшей устойчивость и еще не достигшей нового метастабильно устойчивого состояния. Но в пороговом режиме, отношение деформаций, согласно (10), задается отношением скоростей управляющих волн, т. е., с хорошей точностью, упругими константами исходной фазы. В силу изложенной специфики, глубина управления процессом формирования кристалла охватывает до 3 порядков по деформации (от порогового до финального значения).

Далее был осуществлен переход к финишным деформациям как для недвойникового [28], так и для двойникового  $\alpha$ -мартенсита [2]. Последний самый сложный случай потребовал, с одной стороны, включения в состав УВП относительно коротковолновых продольных смещений, а с другой стороны, учета квазипродольности длинноволновых смещений, волновые векторы которых отклоняются от осей симметрии, что приводит к заметным отличиям ориентировок главных осей тензоров пороговой деформации от ориентаций, характерных для приближения продольных волн. Кроме того, удалось установить механизм согласованного действия длинноволновых и коротковолновых смещений, тесно связанный с условием периодического воспроизведения колеблющейся коротковолновой ячейки в области фронта УВП. В результате совпадение **описания данных о всей совокупности наблюдаемых морфологических признаков в динамической теории оказалось, по крайней мере, не хуже чем при кристаллогеометрическом подходе.** Получен и ряд дополнительных выводов, допускающих экспериментальную проверку.

На базе системы уравнений (11) естественным образом можно описать и изменение профилей кристаллов мартенсита, растущих в пространственно-неоднородной среде [29-31], вводя зависимость от координат “эффективных” затуханий управляющих волн. В настоящее время достигнутая степень полноты описания характерной морфологии позволяет в значительной степени реконструировать по морфологическим признакам динамическую картину развития МП, т.е. решать обратную задачу.

## 5. Заключительные замечания

Сжатое изложение основных идей, позволивших дать развернутую динамическую картину формирования мартенситных кристаллов (при охлаждении либо быстром нагреве) в предельном случае сверхзвукового роста, показывает, что МП может быть описано с адекватной идентификацией роли любого иерархического уровня. Другими словами, учитываются особенности зонных структур электронов и фононов, упругих полей дефектов, волнового механизма управления ростом кристалла, а также мезо- и макроуровни формирования морфологических признаков.

**Полученные результаты свидетельствуют о завершении важного этапа исследований,** обеспечивающего надежно установленными данными старт следующего

этапа. В число таких данных, на наш взгляд, входит модель управляющего волнового процесса, имеющая большой потенциал при решении проблем взаимодействия растущего кристалла с границами зерен и ранее возникшими кристаллами. Некоторые качественные сценарии, представляющие фактически программу исследований, изложены в п. 3.2 монографии [3]. Вместе с тем, несомненный интерес представляет и сценарий возникновения начального возбужденного состояния при рассмотрении взаимодействия флуктуаций смещений атомов в поле ДЦЗ с границей зерна, обладающей собственным спектром колебаний (см. п. 3.5 в [3]). Открываются дополнительные возможности и для детализации особенностей участия в МП электронной подсистемы в концентрированных сплавах. В частности, **большой интерес представляет целенаправленная экспериментальная проверка выводов, связанных с существованием критического размера зерна (17).**

При построении динамической теории политипных МП схема управляющего волнового процесса кардинально модифицируется, отражая согласованное действие продольных и поперечных волн с коллинеарными волновыми векторами. Простейшим примером такой перестройки может служить ГЦК-ГПУ МП, качественный механизм которого представлен в [32]. Следует иметь в виду, что при согласовании мод (особенно в коротковолновом диапазоне), обеспечивающих выбор конкретного варианта из спектра возможных политипных МП, существенным становится явный учет дискретности решетки и точное описание частотного спектра при построении нелинейных моделей УВП. Здесь в полной мере вероятно востребование накопленного опыта (см., например, [33-36]) исследования нелинейных волн в дискретных средах, как в рамках аналитического описания, так и при динамическом моделировании.

Возможность реализации МП в нанокристаллическом состоянии представляет отдельное (во многом еще неоднозначное) направление исследований. Тем не менее, можно утверждать, что при выполнении неравенства  $D < D_c$  формирование кристаллов с полным набором морфологических признаков маловероятно, хотя пакеты двойников еще возможны (см. гл. 7 в [3]). Роль относительно длинноволновых смещений, задающих габитусы в случае  $D > D_c$ , при этом может переходить к собственным колебаниям зерна. Итог подобного сценария схематически представлен на рис. 3, где ориентировочно указан критический размер зерна  $D'_{ac}$  для названного аккомодационного варианта МП ( $D'_{ac} < D_c$ ).

Интересная гипотетическая возможность связана с превращением зерна как целого. Действительно, скачок атомов к новым положениям в значимой части объема зерна (обязательно включающим его центральную часть, где деформация максимальна) с возбуждением колебаний может инициировать превращение одного из смежных зерен. Формально такому возбужденному состоянию соответствует одинаковый порядок размеров  $L$  и  $d$  в (17). Но тогда (в отсутствие доминирующего упругого поля уединенной дислокации) критический размер (17) уменьшается приблизительно на два порядка. Интересно, что при типичных значениях  $D_c$  порядка микрона (когда  $C$  еще не принадлежит ближней окрестности



особой концентрации  $C^*$ ) условие  $L/d \sim 1$  в (17) приводит к вполне разумной оценке порядка величины  $D_{ac} \sim 10$  нм для критического размера зерна по отношению к перестройке «монокристалл-монокристалл». Подобные перестройки, возможно, наблюдаются, но при меньших, чем в случае  $\gamma$ - $\alpha$  МП в сплавах железа, уровнях пороговых и финишных деформаций. Например, применительно к переходу В2-В19 в сплаве  $Ti_{50}Ni_{25}Cu_{25}$  финишные монокристалльные перестройки фиксировались [37], хотя и без выяснения деталей механизма перестройки. Приведенная в [37] интерполяционная оценка критического размера зерна на основе экспериментальных данных о зависимости  $M_s(D)$  дает  $\approx 20$  нм. Заметим, что  $D_{ac} = 20$  нм можно получить при  $L/d = 2$ . Очевидно, что такому выбору значения параметра  $L/d$  соответствует превращение как целого только центральной части зерна с размером  $d$ , составляющим половину от  $L$  (от диаметра зерна  $D_{ac}$ ). Данная трактовка вполне соответствует упомянутому в [3] варианту превращения центральной части с хорошо выраженной кристаллической структурой, отличающейся от менее совершенной структуры приграничной области, составляющей значительную часть объема зерна (см. рис.4).

Кроме того, как отмечалось, наибольшая деформация при колебаниях зерна достигается в центре зерна, обращаясь в нуль на его границе. Следовательно, выполнение требования  $d < \lambda/2$  (см. п. 2), вполне аналогично неравенству  $d < L$ . Конечно, без прояснения механизма реализации МП, делать какие-либо окончательные утверждения преждевременно, так как перестройка «монокристалл-монокристалл» возможна и за счет сравнительно медленного перемещения границы раздела фаз при термоупругом характере МП. Заметим, кстати, что термоупругое подрастание при перемещении «дислокаций превращения» может увеличить и размеры центральной области с диаметром  $d$ , испытавшей вначале скачкообразную перестройку. Так что гипотетически возможны как минимум три сценария монокристалльной трансформации значимой доли объема зерна.

Отметим, наконец, что наряду с МП, протекающим спонтанно (при изменении температуры исходной фазы), различают МП при приложенном внешнем упругом напряжении и МП, протекающее в условиях пластического течения. Соответствующие продукты превращения называют «мартенсит напряжения» и

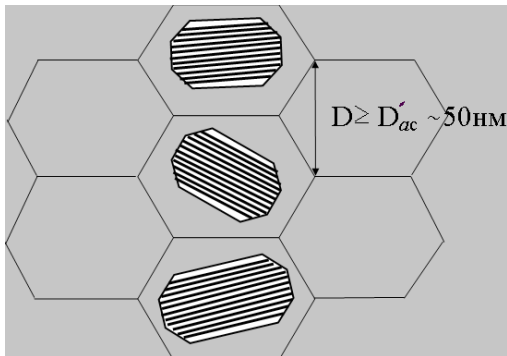


Рис. 3. Схематическая иллюстрация аккомодационного мартенситного превращения в трех зернах, отражающая неполноту превращения объема зерна, двойниковый характер превращения и разориентировку решеток в соседних зернах.

«мартенсит деформации». Механизм образования «мартенсита напряжения» аналогичен случаю «мартенсита охлаждения», сокращается лишь число наблюдаемых кристаллографических ориентировок (в соответствии с симметрией внешнего поля напряжений), т. е. «мартенсит напряжения» может формироваться со сверхзвуковой скоростью (по отношению к продольным волнам). Формирование же кристаллов «мартенсита деформации» (как и полос сдвига) при умеренных скоростях пластической деформации получает, на наш взгляд, вполне адекватное описание в рамках кристонного подхода (см., например, [38-39]). В этом случае скорость формирования мартенситного кристалла при температуре  $M_d > M_s$  не должна превышать скорости поперечных упругих волн. Если же внешнее нагружение осуществляется ударной волной, ограничение скорости роста кристалла «мартенсита деформации» скоростью поперечных волн не является обязательным.

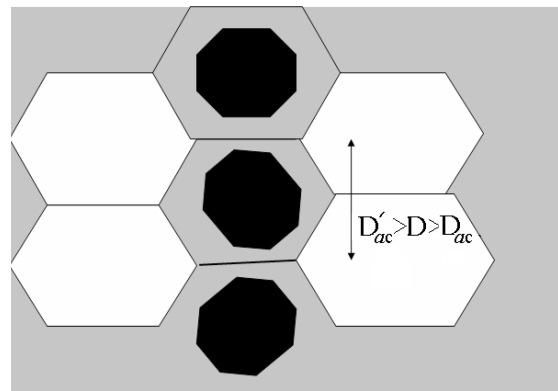


Рис. 4. Схематическая иллюстрация аккомодационного мартенситного превращения в трех нанозернах, отражающая неполноту превращения объема зерна. Черным цветом условно отмечены области внутри зерен, превратившиеся как целое.

Подводя итоги, авторы хотели бы выразить благодарность редколлегии журнала за предложение представить краткий обзор своих оригинальных результатов. Мы надеемся также, что нам удалось изложить представления, прозрачно раскрывающие физическую природу предельного случая сверхзвукового формирования мартенситных кристаллов, и сформулировать ряд задач для инициации новых исследований по актуальной тематике в области мартенситных превращений. В связи с этим уместно подчеркнуть, что в методологическом плане данный обзор следует рассматривать как взаимно дополнительный с обзором [40].

## Литература

1. М.П. Kashchenko, V. G. Chashchina, Wave Model of Martensite during  $\gamma$ - $\alpha$  Transformation in Iron Based Alloys. 2nd Edition, corrected and improved. (Moscow-Izhevsk, NITS "Regular and Chaotic Dynamics", Izhevsk Institute of Computer Science, 2010) 280 P.
2. М.П. Kashchenko and V.G. Chashchina, Dynamic Formation Model of Twin Martensite Crystals in  $\gamma$ - $\alpha$  Transformation in Fe Alloys, UGLTU, Ekaterinburg, 2009 (in Russian).
3. М.П. Kashchenko, V. G. Chashchina, Dynamic Theory

- of  $\gamma$ - $\alpha$  Martensitic Transformation in Iron Alloys and Solution of the Problem of Critical Grain Size (Moscow–Izhevsk, NITS “Regular and Chaotic Dynamics”, Izhevsk Institute of Computer Science, 2010) 132 P.
4. N.Ya. Selyakov, G.V. Kurdyumov, N.T. Gudtsov, Zh. Prikl. Fiz., 2, 51 (1927).
  5. G.V. Kurdyumov, L.M. Utevskii and R.I. Entin, Transformations in Iron and Steel, Nauka, Moscow, 1977 (in Russian).
  6. R.F. Bunsha, R.F. Mehl, Trans. AIME, 197 1251 (1953).
  7. F.L. Lokshin, Nauchnie Dokladi Visshei Shkoli, 2, 205 (1958) (in Russian).
  8. Yu.I. Meshcheryakov, M.P. Kashchenko, V.B. Vasilkov, S.A. Atroshenko, JETP Letters, 19 (2), 75 (1993).
  9. F.I. Fedorov, Theory of Elastic Waves in Crystals (Moscow, Nauka, 1965) 388P. (in Russian).
  10. M.P. Kashchenko et al., The Physics of Metals and Metallography, 67, 146 (1992).
  11. V.V. Letuchev, S.V. Kononov, S.V. Neskoromnyi, M.P. Kashchenko, Journal of Materials Science Letters, 11, N24, 1683 (1992).
  12. M.P. Kashchenko et al., Izvestiya RAS, Metals. 2, 105 (1992) (in Russian).
  13. M.P. Kashchenko et al., The Physics of Metals and Metallography, 76, 90 (1993).
  14. U. Kayser, J. Phys. France. 2, 60 (1972).
  15. M.P. Kashchenko, V. G. Chashchina, S. V. Vikharev, The Physics of Metals and Metallography, 110, N4, 305 (2010).
  16. E. Scheil Z. Anorg. Chem. 180 1 (1929).
  17. Umemoto M and Owen W S Metallurgical transactions 5, 2041 (1974)
  18. V.M. Schastivtsev, Yu.V. Kaletina, E.A. Fokina, Martensitic Transformation in Magnetic Field (Ekaterinburg: Ural branch of RAS, 2007) 322P. (in Russian).
  19. G. Kurdyumov, G. Sachs, Z. Phys. 9-10, 165 (1930).
  20. Nishiyama Z Sci. Rpts. Tohoku Imp. Univ. 23, 637 (1934)
  21. Greninger A B, Troiano A R Metals Transactions 185, 590 (1949)
  22. Wechsler M S, Lieberman D S, Read T A Trans. AIME 197, 1503 (1953)
  23. Bowles J S, Mackenzie J K Acta Metallurgica 2, 129 (1954)
  24. Bowles J S, Mackenzie J K Acta Metallurgica 2, 138 (1954)
  25. Bowles J S, Mackenzie J K Acta Metallurgica 2, 224 (1954)
  26. M.P. Kashchenko, V.G. Chashchina, The Physics of Metals and Metallography, 105, 571 (2008).
  27. M.P. Kashchenko, V.G. Chashchina, The Physics of Metals and Metallography, 106, 16 (2008).
  28. V.G. Chashchina, Russian Physics Journal, 7, 95 (2009).
  29. M.P. Kashchenko, V.G. Chashchina, S.V. Vikharev, Metal Science and Heat Treatment, 52, N7-8, 357 (2010).
  30. V. Chashchina, M. Kashchenko, S. Vikharev, Wave model of forming of the martensite crystal in the heterogeneity medium. //ArXiv: cond-mat 1003.2952v3. 2010. 5p.
  31. M.P. Kashchenko, V.G. Chashchina, S.V. Vikharev, Fundamental Problems and Modern Technologies of Materials Science, 7, N1, 7 (2010).
  32. V.G. Chashchina, Russian Physics Journal, V.52, N7, 766 (2009).
  33. S.V. Dmitriev, T. Shigenari, S.M. Volkova, A.A. Vasiliev, K. Abe, Comp. Mater. Sci. 13, 227 (1999).
  34. S.V. Dmitriev, Ferroelectrics, 349:33–44, 2007.
  35. Y.V. Bebikhov, S.V. Dmitriev, S.V. Suchkov, A. Khare, Phys. Lett. A 374, 1477 (2010).
  36. I. Roy, S.V. Dmitriev, P.G. Kevrekidis, A. Saxena, Phys. Rev. E 76, 026601 (2007).
  37. N.N. Kuranova, PhD Thesis, (Ekaterinburg: 2009) P.173.
  38. M.P. Kashchenko, V.G. Chashchina, A.G. Semenovih, Physical Mesomechanics, V.6, N3, 37 (2003).
  39. M.P. Kashchenko, V.G. Chashchina, A.G. Semenovih, Physical Mesomechanics, V.6, N1, 95 (2003).
  40. M.P. Kashchenko, V.G. Chashchina, UFN, V.181, №4, 345 (2011) (in Russian) [Translated from Physics -Uspekhi, V.54, № 4 (2011)].