

ХАРАКТЕРНЫЙ ПАРАМЕТР ДЛИНЫ, ОПРЕДЕЛЯЮЩИЙ ФОРМИРОВАНИЕ СУБСТРУКТУРЫ ПРИ БОЛЬШИХ ПЛАСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЯХ

© В.Л.Попов, А.В.Колубаев

1. При больших пластических деформациях металлов и сплавов материал разбивается на области с однородной ориентацией (субзерна) с размерами порядка 0.01–0.1 мкм. Формирование такой фрагментированной структуры характерно для всех видов пластической деформации, будь то деформация поверхностных слоев при трении [1], прокатка [2], деформация по схеме “давление+сдвиг” в камере Бриджмена [3] или активная одноосная деформация [5]. Дальнейшая пластическая деформация не приводит к еще большему измельчению субструктуры, что позволяет говорить о существовании характерного параметра, определяющего минимально возможный размер фрагментов. В настоящем сообщении мы покажем, что эта длина является фундаментальной характеристикой материала, определяемой только параметром решетки, модулем сдвига и так называемым напряжением трения недислокационной природы [7], т. е. напряжением, которое необходимо создать в идеальном кристалле для того, чтобы начать движение прямолинейной дислокации.

2. Формирование дислокационных субструктур начинается уже на начальных стадиях пластической деформации при таких плотностях дислокаций, когда средние силы взаимодействия соседних дислокаций меньше сил внутреннего трения. На этих стадиях энергетика взаимодействия дислокаций не влияет на формирование дислокационных структур. Последние имеют чисто кинетическую природу и не будут рассматриваться в настоящей статье. Сюда относятся все типы неразориентированных субструктур, в том числе сетчатая и ячеистая структуры по классификации [5]. Обзор теоретических моделей формирования таких структур можно найти в [4].

При достижении плотностью дислокаций ρ критического значения, при котором силы междислокационного взаимодействия сравниваются с силами трения, последние перестают удерживать дислокации в энергетически невыгодных положениях и начинает формироваться дислокацион-

ная структура, определяемая минимизацией энергии дислокационного ансамбля и, следовательно, не зависящая от его предыстории. Определим характерный параметр длины, управляющий этим процессом.

3. Величина проекции силы взаимодействия параллельных дислокаций на плоскость их скольжения равна [6]

$$f = \frac{\mu b^2}{2\pi r} \cos \varphi \quad (1)$$

для винтовых и

$$f = \frac{\mu b^2}{2\pi(1-\nu)r} \cos \varphi \cos 2\varphi \quad (2)$$

для краевых дислокаций. В (1) и (2) μ — модуль сдвига, b — величина вектора Бюргерса единичной дислокации, ν — коэффициент Пуассона, r — расстояние между дислокациями, φ — угол между вектором Бюргерса и радиусом-вектором, соединяющим дислокации. Среднеквадратичные (усредненные по углам) значения этих сил равны соответственно $\frac{\mu b^2}{2\pi r \sqrt{2}}$ и $\frac{\mu b^2}{2\pi(1-\nu)r}$. При характерном значении коэффициента Пуассона $\nu = 0.3$ получаем для обоих видов дислокаций практически одинаковое значение средней силы

$$\langle f \rangle \approx \frac{\mu b^2}{2\pi r \sqrt{2}} \quad (3)$$

Спонтанная перестройка дислокационной системы начинается при выполнении условия

$$\langle f \rangle = \sigma_F b, \quad (4)$$

где σ_F — напряжение трения недислокационной природы [7]. Из (3) и (4) для критического расстояния между дислокациями имеем

$$r_{cr}^{(1)} = \frac{\mu b}{2\pi \sqrt{2} \sigma_F} \quad (5)$$

Это расстояние достигается при средней скалярной плотности дислокаций

$$\rho_{cr}^{(1)} = 1/(r_{cr}^{(1)})^2 = \frac{8\pi^2 \sigma_F}{\mu^2 b^2} \quad (6)$$

Для сплавов Ni_3Fe , последовательность смены субструктур в которых подробно исследована в [5,7], имеем $\sigma_F = 4 \cdot 10^7$ Па

(в неупорядоченном состоянии) [7, с. 182], $\mu = 7.5 \cdot 10^{10}$ Па [8], $b = 3.5 \cdot 10^{-10}$ м [8], откуда

$$\rho_{\text{ср}}^{(1)} = 1.8 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2} = 1.8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}, \quad (7)$$

что соответствует среднему расстоянию между дислокациями $\tau = 0.07$ мкм.

4. Характер формирующейся структуры проще всего проиллюстрировать на примере краевых дислокаций. Известно, что параллельные краевые дислокации с одинаковыми и с противоположными векторами Бюргерса имеют равновесные конфигурации, изображенные соответственно на рис. 1, а и б. Дислокации противоположного знака, образующие дипольные конфигурации (б), со временем аннигилируют путем переползания и в этом смысле не образуют стабильной структуры. Накопление же краевых дислокаций одного знака в конфигурациях типа (а) приводит к формированию “дислокационных стенок” — стабильных низкоэнергетических конфигураций (рис. 1, в), представляющих собой малоугловые границы разориентации. Таким образом, при достижении плотностью дислокаций критического значения (6) в материале начинается спонтанное перераспределение дислокаций в малоугловые границы разориентации. Отметим, что оценка (7) для неупорядоченных сплавов Ni_3Fe практически точно совпадает с экспериментально наблюдаемой критической плотностью дислокаций, при которой в неупорядоченных сплавах Ni_3Fe начинается формирование субструктуры с разориентировками [5, с. 104].

5. Принципиально важным моментом является то, что на первом этапе развития неустойчивости дислокационной системы могут сформироваться только “дислокационные стенки” конечной длины, определяемой флуктуационными характеристиками исходного дислокационного ансамбля. Известно, что полубесконечная дислокационная стенка может

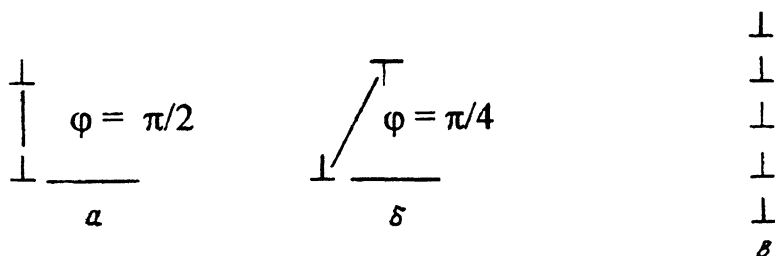


Рис. 1. Равновесные конфигурации краевых дислокаций с одинаковыми (а) и противоположными (б) векторами Бюргерса. Малоугловая граница разориентации, образованная дислокациями (в).



Рис. 2. Малоугловая граница разориентации (а) и ее представление в виде дисклинационного диполя (б).

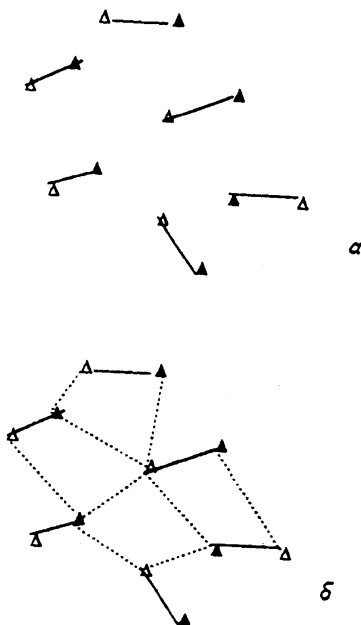


Рис. 3. Дисклинационная структура, образующаяся в результате развития неустойчивости дислокационного ансамбля (а) и ее перестройка во фрагментированную структуру с дискретными разориентировками путем достройки недостающих (изображенных пунктирными линиями) малоугловых границ разориентации (б).

трактоваться как частичная дисклинация, ось которой совпадает с границей стенки [9]. Соответственно конечная дислокационная стенка представляет собой дисклинационный диполь (рис. 2, а и б). Таким образом, результатом развития неустойчивости дислокационного ансамбля является формирование дисклинационного ансамбля, схематически изображенного на рис. 3, а. При этом на линии, свя-

зываются дисклинацией диполя (направление x на рис. 2, б), происходит скачок ориентации кристаллической решетки. В то же время при движении в направлении y ориентация решетки изменяется плавно. Описанную дисклинационную структуру, следовательно, можно отнести к "субструктуре с непрерывными и дискретными разориентировками" по классификации [5]. Поскольку подвижность дисклинаций в кристаллах крайне мала [9], понижение энергии дисклинационного ансамбля может произойти только в результате "достройки" недостающих в структуре на рис. 3 малоугловых границ разориентации, как показано на рис. 3, б штриховыми линиями. Ввиду случайного расположения дисклинаций количество дислокаций, необходимых для такой достройки, равно количеству дислокаций, образующих исходную дисклинационную структуру. Это означает, что формирование фрагментированной субструктуры с дискретными разориентировками закончится при достижении плотностью дислокаций значения

$$\rho_{\text{ср}}^{(2)} = 2\rho_{\text{ср}}^{(1)}, \quad (8)$$

что находится в полном соответствии с экспериментальными результатами [5, с. 104]. Соответственно

$$r_{\text{ср}}^{(2)} = \frac{\mu b}{4\pi\sigma_F}. \quad (9)$$

6. Характеристическая длина (9) определяет не только предельный масштаб фрагментированной субструктуры, но и критические размеры малых частиц, тонких слоев (в том числе поверхностных слоев массивных образцов) и нитевидных кристаллов, ниже которых названные объекты являются бездислокационными. Действительно, на единицу длины дислокации, расположенной параллельно свободной границе упругого континуума на расстоянии x_0 от нее, действует сила

$$f = \frac{\mu b^2}{4\pi x_0}. \quad (10)$$

Если эта сила больше силы трения (4), то дислокация будет "вытолкнута" из кристалла. Получаемая из этого уравнения критическая толщина имеет то же аналитическое выражение, что и $r_{\text{ср}}^{(2)}$. Малые частицы и нитевидные кристаллы с размером меньше $r_{\text{ср}}^{(2)}$ должны быть совершенно свободны от дислокаций. Что касается тонких слоев, то можно утверждать только, что последние не содержат дислокаций, линии которых параллельны плоскости слоя (или близки к этой ориентации). Дислокации же, перпендикулярные плоскости слоя, устойчивы.

Список литературы

- [1] Тарасов С.Ю., Колубаев А.В. // Изв. вузов. Физика. 1991. В. 8. С. 9-12.
- [2] Сузоваров В.Ф. Прерывистое выделение фаз в сплавах. Новосибирск: Наука, 1983. 168 с.
- [3] Жорин В.А., Нефедов А.В., Линский В.А. и др. // ДАН. 1981. Т. 256. № 3. С. 598-600.
- [4] Aifantis E.C. Computational Material Modeling. ASME. 1994. ADV. 42/PVP-V. 294. P. 199-222.
- [5] Конева Н.А., Козлов Э.В. // Изв. вузов. Физика. 1990. Т. 33. В. 2. С. 89-106.
- [6] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 248 с.
- [7] Попов Л.Е., Конева Н.А., Терешко И.В. Деформационное упрочнение упорядоченных сплавов. М.: Металлургия, 1979. 256 с.
- [8] Физические величины: Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейликова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
- [9] Лизачев В.А., Волков А.Е., Шудегов В.Е. Континуальная теория дефектов. Л.: Изд-во ЛГУ. 1986. 228 с.

Институт физики прочности
и материаловедения СО РАН
г. Томск

Поступило в Редакцию
1 апреля 1996 г.