

УДК 539.4.01

© 1991

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ЯЧЕЙСТЫХ ДИСЛОКАЦИОННЫХ СТРУКТУР В ПОЛИ- И МЕЛКОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ

Г. А. Малыгин

Обсуждается специфика формирования ячеистых дислокационных структур в поликристаллических агрегатах, связанная с особенностями границ зерен как источников, стоков и барьеров для движущихся дислокаций, а также мест, вблизи которых вследствие аккомодационных процессов в первую очередь начинается множественное скольжение, что является необходимым условием образования ячеистой структуры. При решении соответствующих уравнений для эволюции локальной плотности дислокаций определена форма распространяющегося от границы зерна фронта формирования ячеистой структуры и связанная с этим обстоятельством зависимость критической деформации ее образования от размера зерен в поликристалле. Подробно проанализировано влияние мелкокристаллическости материала на условия возникновения и параметры ячеистых структур. В заключение с учетом полученных результатов обсуждается механизм образования при больших пластических деформациях сильно измельченной, фрагментированной дислокационной структуры.

Электронно-микроскопические исследования на просвет пластически деформированных поли- и мелкокристаллических материалов показывают, что формирование в них дислокационной структуры имеет особенности. В ряде работ отмечается, например, что в поликристаллах ячеистая дислокационная структура возникает вначале вблизи границ зерен, а затем распространяется в их объем [1, 2]. Размер кристаллитов влияет и на критическую деформацию, когда ячеистая структура начинает формироваться в поликристаллическом агрегате, причем неоднозначно. Так, в [3, 4] найдено, что при размерах зерен 15—100 мкм критическая деформация увеличивается приблизительно линейно с ростом величины зерна d . С другой стороны, из данных [5] следует, что при размерах кристаллитов $d < 10$ мкм критическая деформация, наоборот, растет с измельчением зерен. Последнее обстоятельство согласуется с результатами [6], согласно которым в ультрамелкозернистых материалах ($d < 1 \div 3$ мкм) ячеистая структура не должна возникать.

Выяснение особенностей формирования ячеистых и подобных им структур в поли- и мелкокристаллических материалах помимо физического имеет и практический интерес в связи с разработкой и применением мелкозернистых (порошковых) и ультрамелкозернистых (нанокристаллических [7, 8]) материалов в технике. С мелкокристаллическостью связан, например, эффект сверхпластической деформации мелкозернистых материалов при повышенных температурах [9]. Известно также, что в результате интенсивной пластической деформации (прокатка, волочение) кристаллическая структура материала приобретает мелкокристаллический, фрагментированный характер с размерами фрагментов 0.05—0.2 мкм и разориентацией решетки между ними 5—10 и более градусов [10—13].

Учитывая сказанное, можно заключить, что проблема формирования ячеистых и подобных им дислокационных структур в поли- и мелкокристаллических материалах требует отдельного обсуждения, что и является целью настоящей работы. В первом ее разделе с помощью уравнений

дислокационной кинетики проанализирована динамика формирования ячеистой дислокационной структуры в поликристаллическом агрегате. Во втором разделе с учетом особенностей границ зерен как источников, стоков и барьеров для движущихся решеточных дислокаций обсуждены следствия, вытекающие из решения кинетических уравнений, касающиеся, в частности, влияния мелкокристалличности на условия формирования ячеистых дислокационных структур в поликристаллах.

1. Ячеистая структура в поликристаллах

В [6] сформулированы уравнения эволюции для локальной плотности дислокаций в деформируемом кристалле, описывающие процесс образования в нем пространственно-периодической, ячеистой дислокационной структуры. Решение и анализ этих уравнений показывают [6, 14], что для возникновения подобной структуры требуются активизация не менее чем двух пересекающихся взаимно плоскостей (систем) скольжения и развитие процессов размножения, иммобилизации, аннигиляции и диффузии дислокаций механизмами поперечного и двойного поперечного скольжения (ДПС) винтовых дислокаций. При определенном соотношении этих процессов, зависящем от микроструктуры кристалла, в нем возникает характерная ячеистая дислокационная структура.

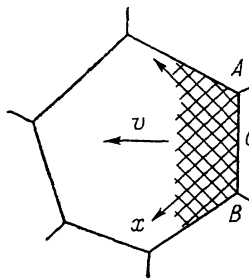


Рис. 1. Формирование ячеистой дислокационной структуры в поликристалле.

В [6, 14] при формулировке и решении уравнений предполагалось, что дислокации в начальный момент однородно распределены по объему кристалла, т. е. в материале отсутствуют сосредоточенные источники дислокаций. В поликристаллах вследствие стесненности деформации и развития аккомодационных процессов пластическая деформация и множественное скольжение развиваются вначале вблизи стыков и границ зерен. На рис. 1 схематически показано действие двух систем скольжения вблизи границы AB кристаллита. С ростом нагрузки пластическая деформация распространяется в глубь зерна. Электронно-микроскопические исследования показывают, что соответственно происходит и образование ячеистой структуры: вначале вблизи границ зерен, а затем с постепенным распространением ее в их объем [1, 2].

Чтобы учесть этот процесс, необходимо в уравнения эволюции [6] добавить дрейфовые потоки дислокаций $j_{x_i} = \rho v_{x_i}$ вдоль плоскостей скольжения соответственно в направлениях $x_i = x, y$ (рис. 1), где ρ — плотность, а v_{x_i} — дрейфовые скорости дислокаций в этих направлениях. Тогда, принимая во внимание диффузионные потоки дислокаций в поперечных к соответствующим плоскостям скольжения направлениях и предполагая полное равноправие систем скольжения, получим с учетом результатов [6] уравнение эволюции для локальной плотности дислокаций

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} - D_y \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} = [(x_m - x_{im}) + x_f \rho^{1/2} - x_a \rho] b \nu \rho. \quad (1)$$

Здесь t — время; $D_y = (1 - \xi) \lambda_D \nu$ — эффективный коэффициент диффузии дислокаций механизмом ДПС [15]; λ_D и $\xi > 1$ — диффузионная длина и коэффициент размножения диффузионного потока; ν — средняя скорость дислокаций; x_m , x_{im} и x_a — соответственно коэффициенты размножения, иммобилизации и аннигиляции дислокаций; x_f — коэффициент размножения дислокаций на дислокациях леса; b — вектор Бюргерса.

Для анализа и решения уравнения (1) перепишем его с учетом того, что $\partial \rho / \partial t = (\partial \rho / \partial \gamma) \dot{\gamma}$, $\dot{\gamma} = b \nu$ — скорость пластической деформации, в виде [6]

$$\rho \frac{\partial \rho}{\partial \gamma} + \frac{v_x}{bv} \frac{\partial \rho}{\partial x} + (\xi - 1) \frac{\lambda_D}{b} \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} = \alpha_a (\rho^{1/2} - \rho_2^{1/2}) (\rho_1^{1/2} - \rho^{1/2}) \rho, \quad (2a)$$

$$\rho_1^{1/2} = \frac{x_f}{2\alpha_a} [1 \pm \sqrt{1 - \gamma_1}], \quad \gamma_1 = \frac{4\alpha_a}{x_f^2} (\alpha_{im} - x_m) > 0. \quad (2b)$$

Вводя затем безразмерные переменные и параметры

$$\psi = \rho/\rho_1, \quad \Gamma = \alpha_a \gamma, \quad X = x/\Lambda_x^0, \quad Y = y/\Lambda_y^0, \quad (3a)$$

$$\Lambda_x^0 = \frac{(v_x/v)}{b\alpha_a\rho_1}, \quad \Lambda_y^0 = \left[\frac{(\xi - 1)\lambda_D}{b\alpha_a\rho_1} \right]^{1/2}, \quad \psi_0 = \frac{\rho_2^{1/2}}{\rho_1^{1/2}}, \quad (3b)$$

получаем уравнение

$$\psi \frac{\partial \psi}{\partial \Gamma} + \frac{\partial \psi}{\partial X} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Y^2} = \psi (\psi^{1/2} - \psi_0) (1 - \psi^{1/2}). \quad (3в)$$

В [1] найдено стационарное ($\partial\psi/\partial\Gamma = \partial\psi/\partial X = 0$) решение этого уравнения

$$\frac{\rho}{\rho_{\max}} = \varphi(y) = \left[1 + (f - 1) \sin^2 \pi \frac{y}{\Lambda_y} \right]^{-2}, \quad (4a)$$

описывающее стационарную ($\gamma \rightarrow \infty$) ячеистую дислокационную структуру с размером ячеек Λ_y и параметром f , равными соответственно

$$\Lambda_y = \frac{4\pi}{\psi_0^{1/2}} \Lambda_y^0, \quad f^2 = \frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}} \approx \psi_0^{-2}, \quad \eta \ll 1, \quad (4b)$$

где $\rho_{\max} \approx \rho_1$ и $\rho_{\min} \approx \rho_2$ — максимальная и минимальная плотности дислокаций в ячейках. В настоящем разделе нас интересует решение уравнения (3в) в виде движущегося со скоростью u вдоль оси x (для второй системы скольжения — вдоль оси y) фронта формирования ячеистой структуры. В результате такого движения фронт образующейся ячеистой структуры будет удаляться от границы зерна со скоростью $U \sim u$ (рис. 1).

Подставляя в (3в) стационарную координату

$$Z = (x - ut)/\Lambda_x^0 = X - a\Gamma, \quad a = \frac{b\rho_r}{\dot{\gamma}} \left(\frac{v}{v_x} \right) u, \quad \gamma = \dot{\gamma}t, \quad (5a)$$

получаем уравнение для описания этого движения

$$(1 - a\psi) \frac{\partial \psi}{\partial Z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Y^2} = \psi [-\psi_0 + (1 + \psi_0)\psi^{1/2} - \psi]. \quad (5b)$$

Из-за нелинейного характера уравнения (5б) переменные Y и Z не разделяются. Для получения качественного результата будем искать решение уравнения в виде $\psi = v(Z)\varphi(Y)$, где $\varphi(Y)$ — стационарное ($\partial\psi/\partial Z = 0$) его решение типа (4а); $v(Z)$ — функция, описывающая форму фронта формирования ячеистой структуры. Подставляя $\psi = v\varphi$ в (5б) и усредняя затем по y с периодом Λ_y , получим уравнение для $v(Z)$

$$(1 - \delta_2 a v) \frac{dv}{dZ} = [-\psi_0 + \delta_1 (1 + \psi_0) v^{1/2} - \delta_2 v] v, \quad (6a)$$

где

$$\delta_1 = \frac{\langle \varphi^{3/2} \rangle}{\langle \varphi \rangle}, \quad \delta_2 = \frac{\langle \varphi^2 \rangle}{\langle \varphi \rangle}, \quad \langle \varphi^n \rangle = \Lambda_y^{-1} \int_0^{\Lambda_y} \varphi^n dy. \quad (6b)$$

Интегрируя (6а), находим зависимость $v = v(Z)$ в неявной форме

$$\frac{1}{2} \psi_0 (Z - Z_0) = -\ln v^{1/2} - \frac{a\psi_0 c - 1}{1 - c} \ln (v^{1/2} - v_2^{1/2}) + \frac{a\psi_0 - c}{1 - c} \ln (v_1^{1/2} - v^{1/2}), \quad (7a)$$

$$c = v_2^{1/2}/v_1^{1/2}, \quad v_{1,2}^{1/2} = \frac{\delta_1}{2\delta_2} \left[(1 + \psi_0) \pm \sqrt{(1 + \psi_0)^2 - 4 \frac{\delta_2}{\delta_1^2} \psi_0} \right]. \quad (76)$$

Здесь v_1 и v_2 — корни выражения в квадратной скобке в правой части (6а), Z_0 — постоянная интегрирования.

Подставляя в (6б) выражение (4а), получаем при $\psi_0 \ll 1$, $f \approx \psi_0^{-1} \gg 1$ соответственно оценки

$$\langle \varphi \rangle \approx \frac{1}{2} f^{-1/2}, \quad \langle \varphi^{3/2} \rangle \approx \frac{3}{8} f^{-1/2}, \quad \langle \varphi^2 \rangle \approx \frac{5}{16} f^{-1/2}.$$

Следовательно

$$\delta_1/\delta_2 \approx \delta_2/\delta_1^2 \approx 1, \quad c \approx \psi_0, \quad v_2^{1/2} \approx \psi_0, \quad v_1^{1/2} \approx 1.$$

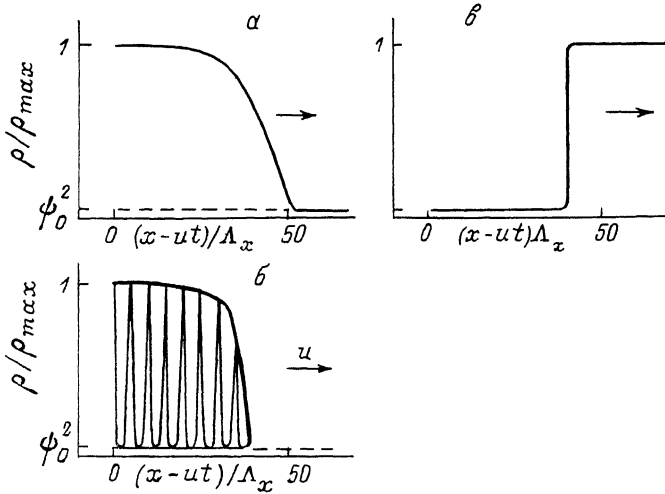


Рис. 2. Форма движущегося фронта формирования ячеистой структуры согласно (8а) при $\psi_0=0.2$ и скоростях перемещения фронта $u=1.1 u_c$ (а), $u=0.5 u_c$ (б) и $u=0.03 u_c$ (в).

Таким образом, с учетом обозначений (3) и (5) имеем окончательное выражение для v

$$\frac{x-ut}{\Lambda_x} = -\ln v^{1/2} - \frac{u/u_c - 1}{1 - \psi_0} \ln(v^{1/2} - \psi_0) + \frac{u/u_c - \psi_0^2}{\psi_0(1 - \psi_0)} \ln(1 - v^{1/2}), \quad (8а)$$

где

$$\Lambda_x = \frac{2}{\psi_0} \Lambda_x^0 = \frac{2(v_x/v)}{b\kappa_a \rho_1 \psi_0}, \quad u_c = \frac{\dot{\gamma}}{b\rho_1} \left(\frac{v_x}{v} \right) \psi_0^{-2}. \quad (8б)$$

Рис. 2 демонстрирует зависимости $v = v(x-ut)$, согласно (8а), при трех значениях скоростей перемещения фронта формирования ячеистой структуры соответственно: $u > u_c$, $\psi_0^2 u_c < u < u_c$ и $u < \psi_0^2 u_c$. Стабильной и правильной форме фронта отвечает случай, приведенный на рис. 2, б, когда скорость движения фронта заключена между верхним u_c и нижним $\psi_0^2 u_c$ критическими значениями. При $u \leq u_c$ ширина фронта $\Delta \Lambda_x \approx \psi_0^{-1} \Lambda_x$ существенно больше размера ячеек $\Lambda_y \approx 1 \div 3$ мкм. При $b=0.25$ нм, $v_x/v=1$, $\psi_0=0.2$, $\kappa_a=5$ и $\rho_1=\rho_{\max}=10^{10}$ см $^{-2}$ имеем в этом случае $\Delta \Lambda_x \approx \approx 500$ мкм. При меньшей скорости $u/u_c \approx \psi_0$ получаем $\Delta \Lambda_x \approx \Lambda_x \approx 100$ мкм. Вблизи нижнего критического значения $u/u_c \geq \psi_0^2$ ширина фронта $\Delta \Lambda_x \approx \approx \psi_0 \Lambda_x$ становится величиной порядка размера ячеек. На рис. 2, в тонкими линиями обозначена вариация локальной плотности дислокаций в ячеистой структуре.

Вначале обсудим влияние величины зерна на критическую деформацию γ_k , когда ячеистая структура начинает формироваться в поликристаллическом агрегате. На опыте критической считается деформация, когда в наиболее благоприятно ориентированных кристаллитах ячеистая структура в результате распространения от границ зерен полностью или почти полностью займет объем зерен. Таким образом, $\gamma_k = \dot{\gamma} \Delta t_k$, где $\Delta t_k = d/u$ — время, необходимое для движения фронта формирования структуры через кристаллит. При скорости, близкой к нижней критической $u \approx \psi_0^2 u_c$, получаем, принимая во внимание (8б),

$$\gamma_{k1} = b\rho_1 \left(\frac{v}{v_x}\right) d. \quad (9a)$$

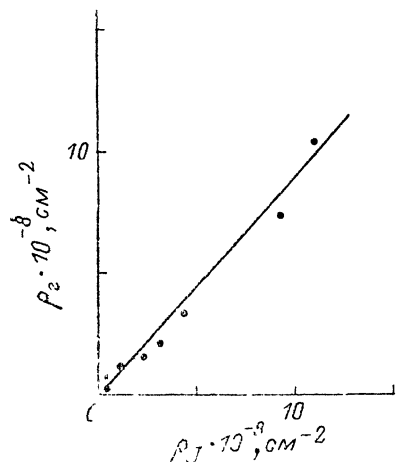


Рис. 3. Соотношение между плотностью решеточных дислокаций в границах ρ_2 и объемом ρ_1 зерен в магнии [16]. $d = 10$ мкм.

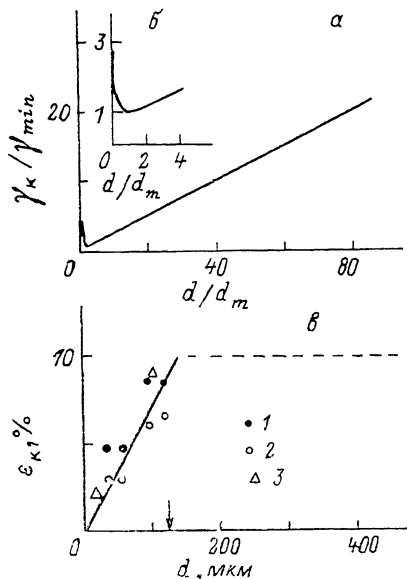


Рис. 4. Теоретическая (а, б) и экспериментальная (в) зависимости критической деформации образования ячеистой структуры в поликристалле от размера кристаллитов a : 1 — есть ячейки, 2 — нет ячеек, Ni , 293 К [3], 3 — α -Fe, 293 К [4].

Для скорости вблизи верхнего критического значения $u \approx u_c$ имеем с учетом (3б)

$$\gamma_{k2} = b\rho_1 \left(\frac{v}{v_x}\right) \psi_0^2 d = b\rho_2 \left(\frac{v}{v_x}\right) d. \quad (9б)$$

В отличие от предыдущего в этом случае критическая деформация неоднозначно изменяется с величиной зерна.

Действительно, согласно обозначениям (2б), плотность дислокаций ρ_2 зависит от параметра η , являющегося комбинацией кинетических коэффициентов, определяющих интенсивность протекания процессов размножения (χ_m , χ_f), иммобилизации (χ_{im}) и аннигиляции (χ_a) дислокаций. В поликристалле [8, 14]

$$\chi_{im} - \chi_m = (\beta_{im} - 1)(b\lambda_m)^{-1} + (\beta_{id} - 1)p(bd)^{-1}, \quad (10)$$

где $\beta_{im} = \chi_{im}^M / \chi_m^M$ — коэффициент относительной иммобилизации дислокаций в монокристалле (в объеме зерна); $\chi_m^M = (b\lambda_m)^{-1}$; λ_m — длина свободного пробега дислокаций при размножении на препятствиях внутри зерна; $\beta_{id} = \chi_{id}^d / \chi_m^d$ — относительный коэффициент иммобилизации дислокаций в границах зерен; $\chi_m^d = p(bd)^{-1}$ — коэффициент аккумуляции подвижных дислокаций в объеме кристаллитов в результате действия источников

дислокаций в границах зерен; p — число действующих систем скольжения.

В качестве иллюстрации соотношения и взаимосвязи процессов аккумуляции дислокаций в объеме зерен и их иммобилизации в границах на рис. 3 приведены результаты обработки данных [16] для поликристаллического магния ($d=10$ мкм). Из них следует, что в процессе пластической деформации плотность решеточных дислокаций, накапливаемых в границах зерен ρ_r , изменяется пропорционально плотности дислокаций ρ_d , аккумулируемых в теле зерна. Плотность дислокаций $\rho_r = p(S/V)\rho_{гз}$, где S — поверхность зерна, V — его объем, $\rho_{гз}$ — линейная плотность решеточных дислокаций в границах, $S/V=4d^{-1}$ и $6d^{-1}$ — соответственно для кубической и сферической формы кристаллов. При расчете было принято $S/V=5d^{-1}$, $p=1$ (скольжение по базисным плоскостям). Если считать, что все дислокации ρ_d являются подвижными, то коэффициент иммобилизации дислокаций в границах зерен в рассматриваемом случае $\beta_{id} = \rho_r/\rho_d = 0.9$. Поскольку часть дислокаций в объеме зерен является неподвижной, коэффициенты β_{id} и β_{im} могут быть больше единицы. Величина β_{id} определяется эффективностью границ как источников, стоков и барьеров для решеточных дислокаций [17].

Подставляя в (9б) выражения (2б) и (10), получаем зависимость критической деформации γ_{k2} от размера зерна d

$$\gamma_{k2} = \gamma_m [1 - \sqrt{1 - \eta_m(1 + d_m/d)}]^2 (d/d_m), \quad (11a)$$

$$\gamma_m = \left(\frac{v}{v_x}\right) \left(\frac{bx_f}{2x_a}\right) \frac{d_m}{b}, \quad d_m = \frac{\beta_{id} - 1}{\beta_{im} - 1} p\lambda_m, \quad \eta_m = \frac{4(\beta_{im} - 1)x_ab}{(bx_f)^2 \lambda_m}. \quad (11б)$$

Она приведена на рис. 4, а, б ($\eta_m = 10^{-2}$). Критическая деформация имеет минимальное значение γ_{min} при величине зерна d_{min} , соответственно равных

$$\gamma_{min} = \frac{\gamma_m}{1 - \eta_m}, \quad d_{min} = \frac{d_m}{1 - \eta_m}. \quad (11в)$$

При размерах зерен больше d_{min} она линейно изменяется с ростом величины зерна

$$\gamma_{k2} = A_2 d, \quad A_2 = \left(\frac{v}{v_x}\right) \left(\frac{\beta_{im} - 1}{bx_f}\right) \frac{b}{l_m^2}. \quad (12)$$

На рис. 4, в приведены экспериментальные данные относительно критических деформаций $\epsilon_k = m\gamma_k$ образования ячеистых структур в поликристаллических Nb [3] и α -Fe [4] ($T=300$ К), иллюстрирующие линейный характер зависимостей γ_k от d (m — фактор Тейлора для поликристалла). Наклон прямой на рисунке соответствует коэффициенту $A_2 = 2.3 \times 10^{-4}$ мкм⁻¹. Такое значение коэффициента можно получить из (12) при разумных значениях параметров $(v/v_x)=1$, $\beta_{im}=1.1$, $bx_f=10^{-2}$ [14], $b=0.25$ нм и $\lambda_m=10$ мкм. Полагая дополнительно $\beta_{id}=1.02$, $p=2$ и $x_a=5$, имеем соответственно оценки параметров (11б) и (11в) $\eta_m=0.5$, $\gamma_{min} = \gamma_m = 1.6 \cdot 10^{-2}$, $d_m=4$, $d_{min}=8$ мкм. Интересно отметить, что при размерах зерен, превышающих толщину образца (обозначена на рис. 4, в стрелкой), критическая деформация перестает зависеть от размера зерен (штриховая линия на рисунке), поскольку, как можно предполагать, сама поверхность образца является в этом случае стоком для движущихся дислокаций. Отметим также, что в случае (9а) и $d > d_m$ имеем $\gamma_{k1} \sim \sim d$, но с коэффициентом $A_1 \approx 10^2 A_2$.

При $d < d_m$ и $\eta_m \ll 1$ из (11а) находим, что $\gamma_{k2} \sim d^{-1}$, что согласуется с наблюдениями [5] для поликристаллической меди, согласно которым при размерах зерен 3—4 мкм критическая деформация образования ячеистой структуры в меди резко возрастает. Из (11а) следует также существование критического размера зерна

$$d_k = \frac{r_{im}}{1 - r_{im}} d_m, \quad d_k \approx \frac{4(\beta_{id} - 1) p}{(bx_f)^2} x_a b, \quad (13)$$

меньше которого выражение под знаком корня в (26) и (11а) становится отрицательным и ячеистая структура не должна в поликристалле формироваться. Это условие практически совпадает с условием образования стационарной ячеистой структуры $\eta < 24/25$ [6]. Принимая во внимание, что в стационарной структуре размер ячеек равен [6]

$$\Lambda_\infty = 4\pi \left[\frac{(\xi - 1) \lambda_D}{b(x_{im} - x_m)} \right]^{1/2}, \quad (14)$$

получаем, что условию $\eta \leq 1$ соответствуют критическое значение $(x_{im} - x_m)_k \geq x_f^2/4x_a$ и критический размер ячеек

$$\Lambda_k = 8\pi \left[\frac{(\xi - 1) \lambda_D x_a}{(bx_f)^2 b} \right]^{1/2}. \quad (15)$$

Существование критических размеров зерен $d_k = 3.5$ мкм и ячеек $\Lambda_k = 0.9$ мкм в поликристаллическом алюминии продемонстрировано в [6] при анализе данных [18].

В заключение в рамках кинетического механизма обсудим вопрос о формировании при больших пластических деформациях предельно измельченной, фрагментированной деформационной структуры со средним размером фрагментов $\Lambda^\infty = 50 - 200$ нм, что значительно меньше равновесного размера ячеек $\Lambda_\infty = 0.5 - 2$ мкм при умеренных степенях деформации. Острый, полигонизованный характер границ фрагментов, как можно предполагать, является результатом развития в границах процесса аннигиляции краевых дислокаций атермическим механизмом. Поскольку радиус аннигиляции краевых дислокаций этим механизмом существенно меньше радиуса аннигиляции винтовых дислокаций [19, 20], плотность дислокаций в границах фрагментов и разориентация решетки между ними существенно выше, чем в ячеистой структуре. Это означает, что стенки фрагментов должны быть более эффективными барьерами для дислокаций, чем стенки ячеек. По своему характеру они должны быть ближе к границам зерен, чем к границам ячеек. Это обстоятельство должно оказывать влияние на процессы аккумуляции и размножения дислокаций в такой структуре.

Не рассматривая подробно кинетику этого процесса, отметим, что по своему содержанию она должна быть близка к кинетике формирования ячеистой структуры. Равновесный размер ячеек в этой структуре при величине зерен $d > d_k$ зависит от размера кристаллитов. Подставляя в (14) выражение (10), получаем, что в достаточно чистом материале ($\lambda_m \gg d$) [6]

$$\Lambda_\infty = 4\pi \left[\frac{(\xi - 1) \lambda_D d}{(\beta_{id} - 1) p} \right]^{1/2} \sim d^{1/2}. \quad (16)$$

Зависимость $\Lambda_\infty \sim d^{1/2}$ подтверждается опытом [3, 6]. Считая далее, что границы фрагментов служат сильными барьерами и стоками для дислокаций, находим, подставляя в (16) $d = \Lambda_\infty = \Lambda^\infty$, предельный размер фрагментов

$$\Lambda^\infty = 16\pi^2 \frac{(\xi - 1) \lambda_D}{(\beta_{id} - 1) p}. \quad (17)$$

Величина Λ^∞ зависит от числа действующих систем скольжения p (чем их больше, тем Λ^∞ меньше), от проницаемости границ фрагментов для дислокаций β_{id} и эффективного расстояния диффузии винтовых дислокаций $\lambda_D = h_0^2/\lambda_m$ [15], где h_0 — критический размер краевого диполя при ДПС

$$h_0 = \frac{\mu b}{8\pi(1 - \nu_n)(\tau - \tau_c)}, \quad (18)$$

μ — модуль сдвига, ν_{II} — коэффициент Пуассона, τ — приложенное напряжение, τ_c — напряжение трения. Из анализа экспериментальных данных [3, 6] следует, что в ячеистой структуре величина $(\xi-1) \lambda_D / (\beta_{id}-1) b\rho$ в (16) и (17) равна приблизительно единице. Если полагать, что и в фрагментированной структуре это соотношение сохраняется, получаем оценку $\Lambda^\infty \approx 16\pi^2 b \approx 40 \div 50$ нм, согласующуюся с опытом. Отметим в заключение, что вследствие кинетического механизма образования как ячеистой, так и фрагментированной структур и чувствительности их как к исходной, так и деформационной микроструктуре материала возможны ситуации, когда при больших пластических деформациях мелкоячеистые структуры формируются внутри отдельных фрагментов [13] или микрополос сдвига [21].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Barlow C. Y., Bay B., Hansen N. // *Phil. Mag.* 1985. V. 51A. N 2. P. 253—275.
- [2] Fujita H., Toyoda K., Mori T. et al. // *Trans. JIM.* 1983. V. 24. N 1. P. 195—203.
- [3] Conrad H., Fenerstein S., Rice L. // *Mater. Sci. Eng.* 1967. V. 2. N 3. P. 157—168.
- [4] Бровков В. А., Корниенко Л. А., Дударев Е. Ф., Малянова Е. С. // *ФММ.* 1987. Т. 64. № 6. С. 1183—1188.
- [5] Thomson A. W. // *Metal. Trans.* 1977. V. 8A. N 6. P. 833—842.
- [6] Малыгин Г. А. // *ФТТ.* 1989. Т. 31. № 1. С. 175—180.
- [7] Морехов И. Д., Трусов Л. И., Чижик С. П. Ультрадисперсные металлические среды. М., 1977. 264 с.
- [8] Glieter H. // *Progr. Mater. Sci.* 1989. V. 33. N 4. P. 223—282.
- [9] Кайбышев О. А. Пластичность и сверхпластичность металлов. М.: Металлургия, 1975. 279 с.
- [10] Griffiths D., Riley J. N. // *Acta Met.* 1966. V. 14. N 6. P. 755—773.
- [11] Sevillano G. J., Aernoudt E. // *Mater. Sci. Eng.* 1987. V. 86. N 2. P. 35—51.
- [12] Вергазов А. Н., Лихачев В. А., Рыбин В. В. // *ФММ.* 1976. Т. 42. № 1. С. 144—154.
- [13] Павлов В. А., Антонова О. В., Адаховский А. П. и др. // *ФММ.* 1984. Т. 58. № 1. С. 177—184.
- [14] Малыгин Г. А. // *ФММ.* 1990. № 5. С. 22—30.
- [15] Малыгин Г. А. // *ФТТ.* 1988. Т. 30. № 10. С. 3174—3177.
- [16] Валиев В. Ю., Бенгус В. З., Валиев Р. З., Кайбышев О. А. // *ФТТ.* 1984. Т. 26. № 6. С. 1712—1718.
- [17] Lee T. C., Robertson I. M., Birnbaum H. K. // *Phil. Mag.* 1990. V. 62A. N 1. P. 131—153.
- [18] Fujita H., Tabata T. // *Acta Met.* 1973. V. 21. N 4. P. 355—365.
- [19] Essmann U., Muhgrabi H. // *Phil. Mag.* 1979. V. 40A. N 6. P. 731—756.
- [20] Kusov A. A., Vladimirov V. I. // *Phys. Stat. Sol. (B).* 1986. V. 138B. № 1. P. 135—142.
- [21] Hughes D. A., Nix W. D. // *Mater. Sci. Eng.* 1989. V. 122A. N 2. P. 153—172.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
31 мая 1991 г.