

Кинетический механизм образования фрагментированных дислокационных структур при больших пластических деформациях

© Г.А. Малыгин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: malygin.ga@pop.ioffe.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 22 января 2002 г.
В окончательной редакции 29 января 2002 г.)

Обсуждается механизм формирования фрагментированных (полосовых, блочных) дислокационных структур (ФДС) в кристаллах при больших пластических деформациях. В основе теоретического анализа лежат кинетические уравнения для плотности геометрически необходимых дислокаций (ГНД). Уравнения включают в себя процессы размножения, иммобилизации, аннигиляции и диффузии ГНД. Формирование ФДС рассматривается как синергетический процесс самоорганизации ГНД, подчиняющийся принципу подобия дислокационных структур при различных степенях пластической деформации. Определены условия формирования рассматриваемых структур, их параметры и зависимость параметров от величины деформации. Теоретические результаты сопоставляются с имеющимися в литературе экспериментальными данными.

Эксперименты показывают, что в кристаллических материалах после больших пластических деформаций ($\gamma > 0.5-10$) формируется фрагментированная дислокационная структура (ФДС) [1–14]. Ее еще называют полосовой или блочной дислокационной структурой по форме образующихся после большой деформации дислокационных фрагментов. Формирование такой структуры определяется величиной деформации и не зависит от того, каким путем эта деформация достигнута: в шейке ли растягиваемого образца [2], в результате его кручения [4], волочения [1] или прокатки [3], или в результате многократного продавливания через коленчатое отверстие в пуансоне (метод равноканального углового прессования [11]).

Образование ФДС сопровождается сильной кристаллографической разориентацией кристалла, поскольку границы фрагментов содержат большую плотность дислокаций одного знака. С ростом степени деформации размеры фрагментов уменьшаются от нескольких микрон до нескольких сотен нанометров, а разориентация решетки между соседними фрагментами изменяется от долей градуса до нескольких десятков градусов. Деформирование до больших степеней пластической деформации является в настоящее время одним из эффективных методов получения мелкокристаллических материалов нанометрового диапазона.

Формирование ФДС начинается на третьей стадии кривой деформационного упрочнения кристалла и занимает четвертую и пятую стадии. На второй и третьей стадиях упрочнения в кристалле, как известно, формируется ячеистая дислокационная структура. Ее формирование связывают с образованием и накоплением в кристалле статистических случайных дислокаций (ССД) в результате их генерации из источников и размножения. Что касается ФДС, есть веские основания считать, что в ее формировании принимают участие геометрически необходимые дислокации (ГНД) [12–14]. Образование

таких дислокаций связано с реакцией кристалла на его упругий изгиб (кручение) вследствие неоднородности пластической деформации и вносимых ею геометрических искажений в форму кристалла или его локальных объемов [15]. Таким образом, геометрически необходимые дислокации отличаются от ССД источником своего происхождения.

Концентрация ГНД в границах фрагментов уменьшает энергию дислокационного ансамбля в результате уменьшения энергии взаимодействия дислокаций [16,17]. Но одна эта причина не приводит к формированию ФДС. Опыт показывает, что ГНД могут быть распределены в кристалле и хаотически. Такое распределение наблюдается, если дислокации при своем движении испытывают сильное трение со стороны кристаллического рельефа Пайерлса, а в случае сплавов — трение вследствие высокой концентрации примесей или дисперсных включений в решетке. В этом случае в сильно деформированном кристалле возникают не локализованные, а непрерывные разориентации [5,14]. Аналогичная ситуация имеет место и в случае формирования ячеистой дислокационной структуры: она не образуется в сильно легированных и дисперсноупрочненных сплавах [6,18].

Таким образом, образование ФДС имеет геометрический (дисклинационный [2]), энергетический [16] и кинетический аспекты. На последнее обстоятельство указывают результаты [12,13,19]. Из этих работ следует, что ФДС, как и ячеистые дислокационные структуры, подчиняются принципу подобия дислокационных структур. Согласно этому принципу, по мере роста величины пластической деформации дислокационная структура изменяется самоподобным образом, т.е. сохраняя соотношения между своими параметрами. Самоподобный характер эволюции ФДС указывает на то, что их образование обусловлено процессом самоорганизации дислокаций.

Цель настоящей работы — теоретический анализ кинетического механизма формирования ФДС на основе уравнений, описывающих эволюцию плотности ГНД при больших пластических деформациях. В разделе 1 формулируются соответствующие кинетические уравнения. Раздел 2 посвящен анализу и решению этих уравнений, раздел 3 — сравнению теоретических результатов с имеющимися в литературе данными по эволюции параметров фрагментированных структур с ростом величины деформации.

1. Уравнение эволюции плотности ГНД

Каков механизм возникновения ГНД и размер (масштаб) областей изгиба-кручения кристалла, приводящих к появлению указанных дислокаций, в случае больших пластических деформаций? Поскольку образование фрагментированных структур не связано с условиями нагружения, то очевидно, что оно обусловлено внутренними причинами. Согласно Эшби [15], плотность ГНД определяется соотношением $\rho = \gamma/bl$, где γ — величина пластической деформации, l — размер области изгиба. Он определяет радиус кривизны решетки $R = l/\gamma$. Радиусу кривизны R соответствует плотность дислокаций $\rho = 1/bR$, откуда прямо следует соотношение Эшби.

С ячеистой дислокационной структурой связана неоднородность пластической деформации кристалла масштаба l_3 (размер дислокационной ячейки) вследствие неоднородного распределения дислокаций: высокой их плотности в границах ячеек и малой их плотности в объеме ячеек. Следовательно, на второй и третьей стадиях кривой деформационного упрочнения размер области изгиба составляет величину порядка нескольких l_3 , т.е. величину порядка длины линий скольжения в ячеистой дислокационной структуре. На четвертой и пятой стадиях кривой упрочнения длины линий скольжения и размеры областей изгиба могут, по-видимому, значительно превышать размеры фрагментов l_4 , поскольку ГНД — это скопления дислокаций одного знака.

По своим кинетическим свойствам геометрически необходимые дислокации не отличаются от статистически случайных дислокаций. Поэтому эволюция их ансамбля должна описываться кинетическим уравнением того же типа, что и для ССД, т.е. должна включать в себя процессы размножения, иммобилизации, аннигиляции и диффузии дислокаций [20,21]. Как уже было сказано, основная особенность ГНД состоит в том, что это — не скомпенсированные по знаку вектора Бюргера дислокации. Поэтому они образуют в кристалле свою мезоструктуру, отличную от мезоструктуры для статистически случайных, скомпенсированных по знаку вектора Бюргера дислокаций. Эксперименты показывают, что границы фрагментов лежат в плоскости скольжения дислокаций [7,22], как это имеет место и в случае границ ячеек в ячеистой дислокационной структуре [23]. Это означает, что стенки фрагментов образовались в ре-

зультате скольжения дислокаций и содержат дислокации разных систем скольжения.

Согласно соотношению Эшби, скорость генерации ГНД равна $\dot{\rho} = (1/bl)\dot{\gamma}$, где $\dot{\gamma} = b\rho u$ — скорость пластической деформации, u — скорость дислокаций. В результате с учетом указанного выше, можно записать следующие уравнения эволюции плотностей ГНД разного знака ρ_+ и ρ_- , аналогичные по своей структуре уравнению эволюции плотности ССД [20,21]

$$\frac{\partial \rho_{\pm}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_{\pm} = \left(\frac{1}{l} - \frac{1}{\lambda_i} \right) u \rho_{\pm} + \delta_f \frac{1}{2} (\sqrt{\rho_+} + \sqrt{\rho_-}) u \rho_{\pm} - h_a u \rho_+ \rho_-, \quad (1a)$$

где \mathbf{J}_{\pm} — потоки дислокаций разного знака, t — время. Первое слагаемое в правой части описывает скорость генерации дислокаций вследствие неоднородности пластической деформации масштаба l , второе — иммобилизацию дислокаций на препятствиях, третье — размножение дислокаций на дислокационном „лесу“, четвертое — аннигиляцию дислокаций. Коэффициенты λ_i^{-1} , δ_f и h_a определяют интенсивность соответствующих процессов. При записи (1a) предполагалось, что имеет место множественное скольжение, причем плотности дислокаций в пересекающихся плоскостях скольжения не сильно отличаются друг от друга.

Полагая, что в процессе деформации на четвертой и пятой стадиях упрочнения соотношение между дислокациями разных знаков остается постоянным, $\rho_- = \beta \rho_+$, где $\beta < 1$, получаем вместо (1a) уравнение эволюции плотности дислокаций одного знака ρ_+

$$\frac{\partial \rho_+}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_+ = \left(\frac{1}{l} - \frac{1}{\lambda_i} \right) u \rho_+ + \delta_4 u \rho_+^{3/2} - \delta_5 u \rho_+^2, \quad (1b)$$

где $\delta_4 = (1 + \sqrt{\beta})\delta_f/2$, $\delta_5 = \beta h_a$. В дальнейшем значок $+$ у ρ и \mathbf{J} временно опускаем.

Согласно [21], появление в кристалле пространственно-неоднородных дрейфовых и диффузионных дислокационных потоков J может быть обусловлено неоднородным характером размножения дислокаций двойным поперечным скольжением винтовых дислокаций

$$J_x = u \rho + D_1 \frac{\partial \rho}{\partial x} + D_2 \frac{\partial^3 \rho}{\partial x^3}, \quad (2)$$

где $D_1 = \delta_1(M-1)(h_c^2/\lambda_s)u$ и $D_2 = \delta_2(M-1)(h_c^4/\lambda_s)u$ — коэффициенты диффузии дислокаций первого и второго порядка, $\delta_1 \approx \delta_2 \approx 1$ — численные параметры, $M = -\partial \ln u / \partial \ln \rho > 1$ — коэффициент деформационного упрочнения дислокационного потока, λ_s — длина пробега винтовых дислокаций между актами двойного поперечного скольжения, h_c — характерное расстояние выхода дислокационного сегмента в параллельную плоскость скольжения при двойном поперечном скольжении винтовых дислокаций. Поскольку коэффициент $M = V\tau_u/2kT \gg 1$, то имеет место инверсия знака

диффузионных потоков (2) вследствие локального деформационного упрочнения кристалла в местах повышенной плотности дислокаций. (Здесь $V = b^2\rho^{-1/2}$ — активационный объем при множественном скольжении, $\tau_\mu = \alpha\mu b\rho^{1/2}$ — дислокационное упрочнение кристалла, α — коэффициент взаимодействия дислокаций, μ — модуль сдвига, k — постоянная Больцмана, T — температура).

Подставляя поток (2) в уравнение (1b), исследуем пространственную устойчивость распределения дислокаций, определяемую этим уравнением. Обозначим для краткости правую часть (1b) через $u\Phi(\rho)$. Уравнение $\Phi(\rho) = 0$ имеет три корня

$$\rho_{1,2}^{1/2} = \left(\frac{\delta_4}{2\delta_5} \right) [1 \pm (1 - \eta)^{1/2}],$$

$$\rho_3 = 0, \quad \eta = 4(\beta_i - 1) \frac{\delta_5}{\delta_4^2 l}, \quad (3)$$

где $\beta_i = l/\lambda_i > 1$ — коэффициент иммобилизации дислокаций. Вблизи критических значений ρ_1 , ρ_2 и ρ_3 устойчивость плотности дислокаций к флуктуациям вида $\delta(x, t) \sim \exp(\omega t + i q x)$ определяется уравнением $\omega(q) = \omega_1(q) + i\omega_2(q)$, где

$$\omega_1(q) = u \left. \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} \right|_{\rho_{1,2,3}} + D_1 q^2 - D_2 q^4, \quad \omega_2 = i u q. \quad (4)$$

Из условия $\partial \omega_1 / \partial q = 0$ находим критические значения волновых векторов $q_{1,2,3}$ и инкрементов $\omega_1(q_{1,2,3})$

$$q_{1,2,3} = \left(\frac{D_1}{2D_2} \right)^{1/2} = 1/\sqrt{2} h_c,$$

$$\omega_1(q_{1,2,3}) = u \left(\left. \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} \right|_{\rho_{1,2,3}} + \frac{M-1}{4\lambda_s} \right). \quad (5)$$

При $0 < \eta \ll 1$ согласно (3) имеем $\rho_1 \approx (\delta_4/\delta_5)^2$, $\rho_2 \approx [(\beta_i - 1)/\delta_4 l]^2$. Анализ показывает, что в критических точках ρ_2 и ρ_3 при условии $(M-1)l/(\beta_i - 1)\lambda_s > 1$ инкременты $\omega_1(q_{2,3}) > 0$ и, следовательно, плотность дислокаций неустойчива к флуктуациям размером $\lambda_c = 2\pi\sqrt{2}h_c$. В критической точке $\rho_1 > \rho_2$ она устойчива к таким флуктуациям при условии $(M-1)\delta_5 < 2\delta_4^2\lambda_s$. Кроме того, поскольку $\omega_2(q_{1,2}) \neq 0$, критические флуктуации конвективно неустойчивы.

2. Фрагментированные дислокационные структуры

Проведенный выше линейный анализ показывает, что распределение ГНД дислокаций в кристалле неустойчиво к пространственным флуктуациям плотности дислокаций вблизи критического значения плотности ρ_2 . Какова дальнейшая эволюция флуктуаций и ансамбля ГНД в целом? Для нахождения ее необходимо решить

нелинейное уравнение (1b), в котором дислокационный поток J в общем случае зависит от интеграла плотности дислокаций [21]. Поскольку это нерешаемая задача, то в качестве первого приближения рассмотрим решение уравнения (1b), используя выражение (2) для дислокационного потока и ограничиваясь в нем лишь первым диффузионным членом.

В результате получаем уравнение

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + \lambda_D u \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} = -(\beta_i - 1) \frac{u}{l} \rho + \delta_4 u \rho^{3/2} - \delta_5 u \rho^2, \quad (6)$$

где $\lambda_D = (M-1)h_c^2/\lambda_s$. Учитывая конвективную неустойчивость флуктуаций плотности, решение (6) ищем в виде $\rho(z, t)$, где $z = x - Ut$, U — некоторая постоянная скорость. Принимая во внимание, что $\partial \rho / \partial t = \partial' \rho / \partial' t - U \partial \rho / \partial z$, вместо (6) имеем уравнение

$$\frac{\partial' \rho}{\partial' t} + (u - U) \frac{\partial \rho}{\partial z} + \lambda_D u \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} = -(\beta_i - 1) \frac{u}{l} \rho + \delta_4 u \rho^{3/2} - \delta_5 u \rho^2. \quad (7)$$

Считая далее, что $U = u$, преобразуем (7) с учетом того, что $\partial' \rho / \partial' t = (\partial \rho / \partial \gamma) \dot{\gamma}$, где $\dot{\gamma} = b\rho u$. В результате получаем уравнение для плотности ГНД $\rho(z, \gamma)$ вида

$$\rho \frac{\partial \rho}{\partial \gamma} + \frac{\lambda_D}{b} \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} = -(\beta_i - 1) k_3 \rho + k_4 \rho^{3/2} - k_5 \rho^2, \quad (8)$$

где $k_3 = 1/bl$, $k_4 = \delta_4/b$, $k_5 = \delta_5/b$. Оно описывает пространственную эволюцию плотности ГНД в зависимости от величины деформации γ .

Для ее нахождения запишем уравнение (8) в безразмерной форме

$$\Psi \frac{\partial \Psi}{\partial \Gamma} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} = \Psi [-\Psi_0 + (1 + \Psi_0)\Psi^{1/2} - \Psi], \quad (9a)$$

введя обозначения

$$\Psi = \frac{\rho}{\rho_1}, \quad \Gamma = k_5 \gamma, \quad Z = \frac{z}{\Lambda_0},$$

$$\Lambda_0 = \left(\frac{\lambda_D}{bk_5\rho_1} \right)^{1/2}, \quad \Psi_0 = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{1/2} = \frac{1 - \sqrt{1 - \eta}}{1 + \sqrt{1 - \eta}}. \quad (9b)$$

Решение уравнения (9a) ищем в автомодельном виде $\Psi(Z_1, \Gamma) = \nu^2(\Gamma)\psi(Z_1)$, где $Z_1 = Z\nu^{1/2}(\Gamma)$. В результате получаем уравнение

$$2 \frac{\partial \nu}{\partial \Gamma} + \nu = \frac{1}{\psi^2} \left[-\frac{\partial^2 \psi}{\partial Z_1^2} + \psi [-\Psi_0 \nu^{-1} + (1 + \Psi_0)\psi^{1/2}] \right], \quad (10)$$

из которого видно, что переменные $\nu(\Gamma)$ и $\psi(Z_1)$ не до конца разделяются. Для разделения переменных необходимо предположить, что $\Psi_0 = \psi_0 \nu$. Это означает, что в (9b) $\eta \ll 1$ и $l = l_5/\nu$, $\beta_i = l/\lambda_i = \text{const}$, $\psi_0 = (\beta_i - 1)\delta_5/\delta_4^2 l_5$, где l_5 — длина линий скольжения на пятой стадии упрочнения. Коэффициент $\beta_i > 1$ имеет в таком случае смысл коэффициента прозрачности

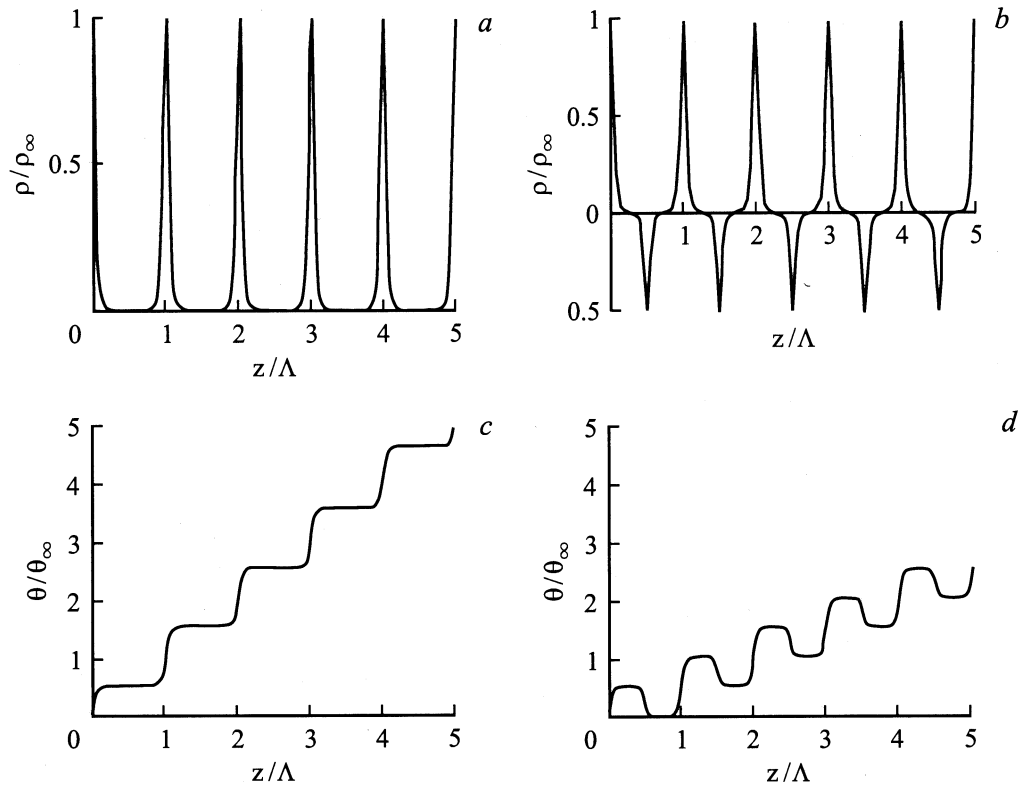


Рис. 1. Распределение плотности ГНД ρ (*a*, *b*) и углов поворотов θ (*c*, *d*) во фрагментированной дислокационной структуре согласно (15) и (16а) при $\gamma \rightarrow \infty$, $\beta = 0$ (*a*, *c*) и $\beta = 0.5$ (*b*, *d*).

границ фрагментов для ГНД. Тогда, приравняв левую и правую части уравнения (10) единице, получаем уравнение для v , решение которого имеет вид

$$v(\Gamma) = 1 - \exp[1 - (1/2)\Gamma]. \quad (11)$$

Для функции $\psi(Z_1)$ имеем уравнение

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial Z_1^2} = \psi[-\psi_0 + (1 + \psi_0 v)\psi^{1/2} - \psi]. \quad (12)$$

Поскольку $\psi_0 v \ll 1$, оно описывает стационарное распределение ГНД в кристалле.

Интегрирование уравнения (12) при условиях

$$\Delta = \frac{16}{25}(1 + \psi_0 v)^2 - \frac{8}{3}\psi_0 > 0, \quad \psi_0 > 0 \quad (13)$$

приводит к табличному интегралу и решению уравнения (9а), которое после некоторых преобразований может быть записано в следующем компактном виде (восстанавливаем знак $+\nu\rho$):

$$\rho_+(z, \gamma) = \frac{\rho_{\max}^+(\gamma)}{\left[1 + (f_0 - 1) \sin^2\left(\pi \frac{z+z_0}{\Lambda(\gamma)}\right)\right]^2}, \quad (14a)$$

где z_0 — постоянная интегрирования,

$$\rho_{\max}^+(\gamma) = \frac{4\psi_0^2 \rho_1 v^2(\gamma)}{\left[\frac{4}{5}(1 + \psi_0 v) - \sqrt{\Delta}\right]^2}, \quad \Lambda(\gamma) = \Lambda_\infty / v^{1/2}(\gamma),$$

$$\Lambda_\infty = 4\pi \left[\frac{(M-1)l_5}{(\beta_i-1)\lambda_5} \right]^{1/2} h_c,$$

$$f_0 = \left[\frac{\rho_{\max}(\gamma)}{\rho_{\min}(\gamma)} \right]^{1/2} \approx \psi_0^{-1}. \quad (14b)$$

Из соотношений (13) следует, что стационарная ($v = 1$) фрагментированная структура образуется при условиях $0 < \psi_0 < 2/3$. Выражение (14а) описывает пространственно-периодическую дислокационную структуру с размерами фрагментов Λ и плотностью дислокаций в границах фрагментов и в объеме фрагментов, соответственно равных (при $\psi_0 \ll 1$)

$$\rho_{\max}^+(\gamma) = \rho_\infty \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2}k_5\gamma\right) \right]^2,$$

$$\rho_{\min}^+(\gamma) \approx \psi_0^2 \rho_{\max}^+(\gamma), \quad \rho_\infty = (6/5)^2 \rho_1. \quad (14c)$$

Принимая во внимание (см. раздел 1), что плотность дислокаций с противоположным знаком вектора Бюргера равна $\rho_-(z, \gamma) = \beta\rho_+(z + z_-, \gamma)$, для распределения

полной плотности ГНД имеем выражение

$$\rho(z, \gamma) = \rho_+(z, \gamma) - \beta\rho_+(z + z_-, \gamma), \quad (15)$$

где $z_- = (1/2)\Lambda$. На рис. 1, *a* и *b* показано распределение плотности ГНД в кристалле согласно (15) при деформациях $\Gamma = k_5\gamma \rightarrow \infty$ и $\psi_0 = 4 \cdot 10^{-2}$, $f_0 = 25$ в случаях, когда $\beta = 0$ и $\neq 0$ ($\beta = 0.5$).

Поскольку между плотностью ГНД и углом поворота решетки θ существует соотношение $\rho = b^{-1}\partial\theta/\partial z$, распределение углов поворотов $\theta(z, \gamma)$ в кристалле, соответствующее плотности ГНД (15), описывается интегралом

$$\theta(z, \gamma) = b \int_0^z \rho(z, \gamma) dz. \quad (16a)$$

На рис. 1, *c* и *d* показано распределение углов поворота, соответствующее распределениям плотности ГНД на рис. 1, *a* и *b*. Видно, что границы фрагментов, где сосредоточены ГНД, вызывают разориентацию решетки между фрагментами на углы

$$\theta_+(\gamma) = \frac{f_0 + 1}{2f_0^{3/2}} b\Lambda(\gamma)\rho_{\max}^+(\gamma) = \theta_{\infty} \nu^{3/2}(\gamma),$$

$$\theta_-(\gamma) = \beta\theta_+(\gamma), \quad \theta_{\infty} = \frac{f_0 + 1}{2f_0^{3/2}} b\Lambda_{\infty}\rho_{\infty}, \quad (16b)$$

где $\nu(\gamma)$ определяется формулой (11). Опыт показывает [7], что во фрагментированных структурах наблюдаются фрагменты как с одинаковыми по знаку разориентациями (рис. 1, *c*), так и с альтернативными разориентациями (рис. 1, *d*).

3. Сравнение с экспериментом

При обработке данных для Ni [12] найдено, что между шириной (толщиной) границ фрагментов $\Delta\Lambda(\gamma)$ и размером фрагментов $\Lambda(\gamma)$ имеется корреляция. Ее иллюстрируют прямые 1 и 2 на рис. 2. Прямая 1 относится к наиболее узким границам, $\Delta\Lambda(\gamma)/\Lambda(\gamma) = 0.04$, а 2 — к относительно более широким, $\Delta\Lambda/\Lambda = 0.13$. Полагая, что в (14a) ширине границ $\Delta\Lambda_{1/2}$ соответствует плотность дислокаций $\rho^+(z, \gamma) = (1/2)\rho_{\max}^+(\gamma)$, находим, что

$$\frac{\Delta\Lambda_{1/2}(\gamma)}{\Lambda(\gamma)} = \frac{2}{\pi} \arcsin \left(\frac{\sqrt{2}-1}{f_0-1} \right)^{1/2} \approx 0.43\psi_0^{1/2}. \quad (17)$$

При средней ширине границ фрагментов на рис. 2 $\Delta\Lambda/\Lambda = 0.085$ получаем согласно (17) оценку параметра $\psi_0 = 4 \cdot 10^{-2}$. Прямая 3 на рис. 2 иллюстрирует корреляцию между шириной границ ячеек и размером ячеек в ячеистой дислокационной структуре никеля (обработка данных [2]). Видно, что по сравнению с границами фрагментов границы ячеек значительно шире, $\Delta\Lambda/\Lambda = 0.32$.

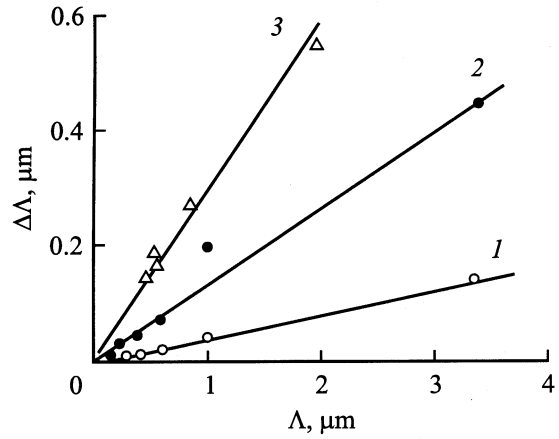


Рис. 2. Корреляция между шириной границ $\Delta\Lambda$ и размером Λ фрагментов во фрагментированной (1 и 2) и ячеистой (3) дислокационных структурах в Ni [2,12].

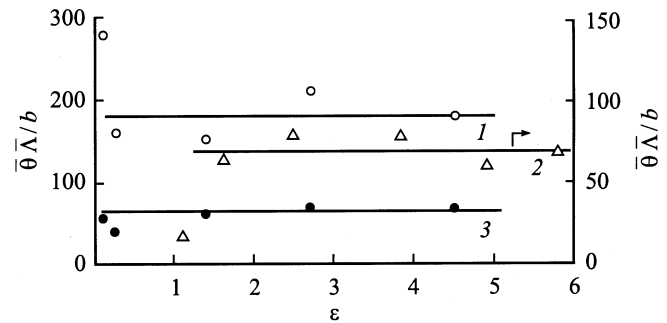


Рис. 3. Независимость произведения среднего угла разориентации $\bar{\theta}$ и среднего размера $\bar{\Lambda}$ фрагментов от величины деформации ϵ во фрагментированных (1 и 2) и разориентированной ячеистой (3) дислокационных структурах. 1, 3 — Ni [12], 2 — α -Fe [1].

Независимость отношения $\Delta\Lambda/\Lambda$ от величины деформации свидетельствует, что ФДС на четвертой и пятой стадиях упрочнения эволюционирует самоподобным образом, сохраняя постоянными соотношения между своими параметрами, как это имеет место и в случае ячеистой дислокационной структуры на второй и третьей стадиях кривой деформационного упрочнения кристалла [21]. Для иллюстрации этого обстоятельства на рис. 3 приведены результаты обработки данных [12] по углам разориентации фрагментов (прямая 1) и ячеек (прямая 3) соответственно во фрагментированной и ячеистой дислокационных структурах в Ni. Видно, что величина произведения средних углов разориентации на средний размер фрагментов или ячеек $\bar{\theta}(\gamma)\bar{\Lambda}(\gamma)/b$ остается постоянной в процессе образования и эволюции соответствующих структур, что указывает на коррелированный, синергетический характер дислокационных процессов, протекающих в кристалле на всех стадиях пластической деформации. То, что эта корреляция имеет

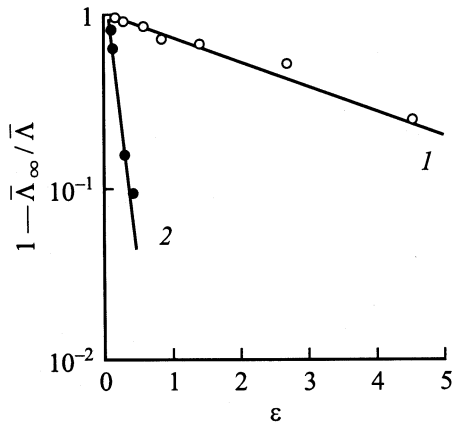


Рис. 4. Зависимости среднего размера фрагментов (1) [12] и ячеек (2) [2] в Ni от величины деформации ε в полулогарифмических координатах $\log[1 - \bar{\Lambda}_\infty/\Lambda(\varepsilon)] - \varepsilon$.

не случайный, а закономерный характер, подтверждают также результаты обработки данных по эволюции с деформацией параметров фрагментированной дислокационной структуры в α -Fe [1] (прямая 2 на рис. 3).

Согласно развитой выше теории (формулы (14b) и (16a)), произведение $\theta(\gamma)\Lambda(\gamma)/b = (\theta_\infty\Lambda_\infty/b)v(\gamma)$ не остается постоянным в процессе эволюции фрагментированной дислокационной структуры. Причина расхождения, как можно полагать, связана с тем, что исходное кинетическое уравнение для плотности ГНД (1b) имеет слишком детерминированный характер и не учитывает статистически случайный аспект формирования фрагментов, приводящий, как установлено в [12,13], к распределению фрагментов по размерам и углам разориентации вида

$$P(\Lambda) \sim (\Lambda/\bar{\Lambda}(\gamma))^2 \exp[-3\Lambda/\bar{\Lambda}(\gamma)]. \quad (18)$$

Для сохранения постоянства произведения $\bar{\theta}(\gamma)\bar{\Lambda}(\gamma)/b$ необходимо, чтобы средний размер и угол разориентации фрагментов изменялись с деформацией в соответствии с законами $\bar{\Lambda}(\gamma) = \bar{\Lambda}_\infty/v(\gamma)$ и $\bar{\theta}(\gamma) = \bar{\theta}_\infty v(\gamma)$.

Эксперимент подтверждает такого рода зависимости. Прямая 1 на рис. 4 демонстрирует зависимость $\bar{\Lambda}(\varepsilon) = \bar{\Lambda}_\infty[1 - \exp(-(1/2)mk_5\varepsilon)]^{-1}$ для никеля [12] в теоретических координатах $\log[1 - \bar{\Lambda}_\infty/\bar{\Lambda}(\varepsilon)] - \varepsilon$, где $\varepsilon = \gamma/m$, m — фактор Тейлора, $\bar{\Lambda}_\infty = 0.1 \mu\text{m}$. Для сравнения на рисунке приведена также аналогичная зависимость для среднего размера дислокационных ячеек в никеле [2] (прямая 2, $\Lambda_\infty = 0.21 \mu\text{m}$). По наклону прямой 1 находим при $m = 3$ эффективный коэффициент аннигиляции дислокаций на пятой стадии упрочнения $k_5 = 0.2$, а по наклону прямой 2 — коэффициент аннигиляции дислокаций на третьей стадии упрочнения $k_a = h_a/b = 2.5$. Таким образом, соотношение между плотностью дислокаций разного знака в никеле $\beta = k_5/k_a = 0.08$. Это значение близко к найденному в [19] значению $\beta = 0.1$ в меди (по данным [24]).

Из приведенных выше экспериментальных и теоретических результатов следует, что, как и в случае ячеистых дислокационных структур [25], средняя плотность дислокаций $\rho(\gamma)$ и напряжение течения $\tau(\gamma)$ на четвертой и пятой стадиях упрочнения кристалла могут быть описаны соотношениями

$$\begin{aligned} \rho(\gamma) &= (1 + \beta)[f_G \rho_{\max}^+(\gamma) + (1 - f_G)\rho_{\min}^+(\gamma)] \\ &\approx f_G(1 + \beta)\rho_{\max}^+(\gamma), \end{aligned} \quad (19a)$$

$$\tau = \alpha\mu b\rho^{1/2} = \tau_5 \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2}k_5\gamma\right) \right], \quad (19b)$$

где $f_G = \Delta\Lambda/\Lambda \approx 0.43\psi_0^{1/2}$ — доля объема кристалла, занятая границами фрагментов, $\tau_5 = \alpha_* f_G^{1/2} b\mu\rho_\infty^{1/2}$, $\alpha_* = \alpha(1 + \beta)^{1/2}$. Величина плотности дислокаций в границах $\rho_{\max}^+(\gamma)$ определяется выражением (15). Анализ кривых деформационного упрочнения меди на четвертой и пятой стадиях подтверждает приведенные соотношения [19].

Таким образом, в соответствии с принципом подобия дислокационных структур имеем в случае фрагментированной дислокационной структуры следующие соотношения между ее параметрами:

$$\begin{aligned} \bar{\Lambda}(\gamma) &= K_1 \frac{\mu b}{\tau(\gamma)} = K_2 \rho^{-1/2} \\ &= \frac{\bar{\Lambda}_\infty}{1 - \exp[-(1/2)k_5\gamma]}, \end{aligned} \quad (20a)$$

$$\bar{\theta}(\gamma) = K_3 b\rho^{1/2} = \bar{\theta}_\infty [1 - \exp(-(1/2)k_5\gamma)], \quad (20b)$$

$$\frac{\bar{\theta}(\gamma)\bar{\Lambda}(\gamma)}{b} = K_2 K_3, \quad \tau(\gamma) = K_4 \mu \theta(\gamma). \quad (20c)$$

Здесь K_1, K_2, K_3 — коэффициенты, не зависящие от деформации, но зависящие от относительной доли границ фрагментов в объеме кристалла f_G , а следовательно, от величины кинетических коэффициентов, определяющих в уравнениях (1b) и (6) интенсивность процессов размножения, иммобилизации и диффузии дислокаций.

Полагая, что средняя плотность дислокаций $\rho = 1/\bar{\Lambda}h$, где $h = \rho_{\max}^{-1/2} = f_G^{1/2}\rho^{-1/2}$ — расстояние между дислокациями в границах фрагментов, находим, что

$$K_2 = f_G^{-1/2}, \quad K_1 = \alpha_* f_G^{-1/2}, \quad K_4 = \alpha_*/K_3. \quad (21)$$

Из соотношений (16b), (17) и (19) следует, что при $f_0 \approx \psi_0^{-1} \gg 1$ средний угол разориентации фрагментов $\bar{\theta} \approx b\bar{\Lambda}\rho$ и, следовательно, $K_3 = K_2 = f_G^{-1/2}$. Согласно соотношению (20c) и приведенным на рис. 3 (прямая 1) данным, в никеле $K_2 K_3 = f_G^{-1} = 183$, $K_2 = K_3 = 13.5$, $f_G = 5.4 \cdot 10^{-3}$. Полагая $\alpha_* = 0.5$, получаем оценки остальных масштабных коэффициентов: $K_1 \approx 7$, $K_4 = 3.7 \cdot 10^{-2}$. Для сравнения в случае разориентированной ячеистой дислокационной структуры в Ni (прямая 3 на рис. 3) $K_2 K_3 = f_G^{-1} = 64$, $K_2 = K_3 = 8$.

Аналогично в случае α -Fe (прямая 2 на рис. 3) находим, что $K_2K_3 = f_G^{-1} = 70$, $K_2 = K_3 = 8.4$. Из приведенного в [26] соотношения между деформирующим напряжением σ и размером фрагментов Λ в железе, $\sigma = A/\Lambda$, следует, что при $m = 3$ и $A = 120 \text{ МПа} \cdot \mu\text{м}$ коэффициент K_1 в (20a) равен 2. Оценка этого коэффициента, согласно (21), дает при $\alpha_* = 0.5$ в 2 раза большее значение. В [1] найдено также, что в α -Fe для средних углов разориентации и размеров фрагментов выполняется соотношение $\bar{\theta}/\bar{\Lambda} = B\varepsilon^2$, где $B = 50 \text{ мм}^{-1}$. Из (20a) и (20b) следует, что

$$\bar{\theta}/\bar{\Lambda} = b\rho = (\bar{\theta}_\infty/\bar{\Lambda}_\infty) \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2}mk_5\varepsilon\right) \right]^2. \quad (22)$$

Следовательно, на четвертой стадии кривой деформационного упрочнения ($\varepsilon \ll 2/mk_5$) согласно (22) и в соответствии с результатами [1] $\bar{\theta}/\bar{\Lambda} \sim \varepsilon^2$.

Кинетический механизм образования фрагментированных дислокационных структур позволяет разрешить парадокс, связанный с эволюцией размера и формы фрагментов при больших пластических деформациях, а именно нарушение закона Тейлора–Поляни (Т–П) в фрагментированной дислокационной структуре [26]. Согласно этому закону, при деформации поликристаллического агрегата с ростом величины пластической деформации ε размеры зерен d должны увеличиваться в направлении скольжения дислокаций и сокращаться в поперечном направлении $d = d_0 \exp(-\varepsilon)$, где d_0 — исходный размер зерна. Так, например, при $d_0 = 100 \mu\text{м}$ и $\varepsilon = 10$ имеем $d \approx 10^{-4}d_0 = 10^{-2} \mu\text{м}$. Опыт же показывает, что в сильно разориентированной дислокационной структуре, возникающей на месте исходной поликристаллической, размеры фрагментов после деформаций $\varepsilon > 1$ изменяются мало и лежат в пределах $0.1\text{--}0.5 \mu\text{м}$ независимо от исходного размера зерна, в том числе и в случае деформации монокристаллических образцов.

При вытяжке или прокатке поперечные размеры деформируемых образцов уменьшаются в десятки и сотни раз. При этом вследствие нарушения закона Т–П возникает второй парадокс, а именно — при деформациях $\varepsilon > 1$ число дислокационных фрагментов в поперечном сечении образца начинает снижаться с ростом степени пластической деформации. На рис. 5 приведены данные [12] для никеля, иллюстрирующие это обстоятельство. Экспериментальные точки демонстрируют изменение числа фрагментов $N(\varepsilon) = H(\varepsilon)/\bar{\Lambda}(\varepsilon)$ в поперечном сечении плоского образца с начальной толщиной H_0 . Поскольку с ростом степени деформации толщина образца изменяется как $H(\varepsilon) = H_0 \exp(-\varepsilon)$, с учетом зависимости $\bar{\Lambda}$ от ε (20a) имеем

$$N(\varepsilon) = N_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2}mk_5\varepsilon\right) \right] \exp(-\varepsilon), \quad (23)$$

где $N_0 = H_0/\bar{\Lambda}_\infty$. Кривая на рис. 5 демонстрирует эту зависимость при $N_0 = 6.6 \cdot 10^4$, $mk_5 = 1.06$. Видно, что при деформациях $\varepsilon < 0.8$ число фрагментов

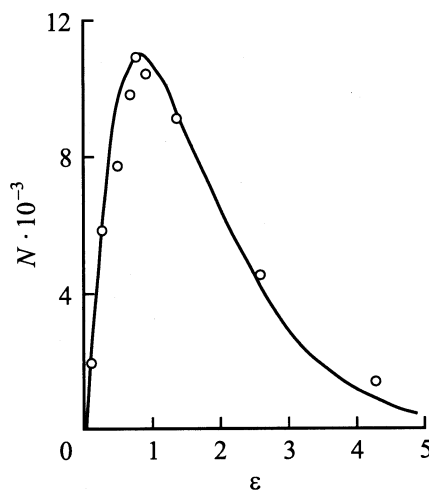


Рис. 5. Изменение числа фрагментов N в поперечном сечении никелевого образца с ростом величины деформации ε [12]. Кривая — расчет по (23).

в сечении увеличивается вследствие уменьшения их размеров, а при больших деформациях — снижается из-за утонения образца при приблизительно постоянном размере фрагментов $\bar{\Lambda}_\infty$.

Возникает вопрос, куда исчезают фрагменты из сечения. В [12] предполагается, что их исчезновение связано с объединением (коалесценцией) малоугловых границ фрагментов, в результате чего образуются большеугольные границы, а также с аннигиляцией границ противоположных знаков. Хотя при наличии спектра размеров и разориентаций фрагментов вида (18) такие процессы могут иметь место, согласно данным рис. 5 и закону подобия фрагментированных структур (рис. 3) при деформации происходит снижение числа „средних“ фрагментов в сечении деформируемого образца. Поэтому единственный путь уменьшения их в сечении состоит в выходе границ фрагментов за пределы образца, т.е. их аннигиляции с поверхностью, как это имеет место и при выходе отдельных дислокаций на поверхность кристалла.

Это означает, что границы фрагментов подвижны, как это следует из решения (14a) уравнений (1) и (6), а не статичны, как это представляется согласно электронно-микроскопическим исследованиям разгруженных после деформации кристаллов. Поскольку формирование фрагментов — динамический процесс самоорганизации дислокаций, обусловленный внутренними причинами, выход границ фрагментов на поверхность кристалла не нарушает этого динамического процесса до тех пор, пока размеры фрагментов не становятся сопоставимыми с толщиной кристалла. Динамический, синергетический характер формирования ФДС объясняет, почему для таких структур закон Т–П не выполняется.

В заключение заметим, что анализ экспериментальных данных на основе уравнений дислокационной кинети-

тики позволяет с единых позиций рассмотреть процессы деформационного упрочнения [19,21] и формирования дислокационных структур [21] на всех пяти стадиях кривых деформационного упрочнения кристаллов.

Список литературы

- [1] G. Langford, M. Cohen. *Metal. Trans.* **A6**, 4, 901 (1975).
- [2] А.С. Рубцов, В.В. Рыбин. *ФММ* **44**, 3, 618 (1977).
- [3] A.S. Malin, M. Hatherly. *Metal. Sci.* **13**, 8, 463 (1979).
- [4] D.A. Hughes, W.D. Nix. *Mater. Sci. Eng.* **A122**, 2, 153 (1989).
- [5] Н.А. Конева, Э.В. Козлов. *Изв. вузов. Физика* **33**, 2, 89 (1990).
- [6] D.A. Hughes. *Acta Mater.* **41**, 5, 1421 (1993).
- [7] J.H. Driver, D.J. Jensen, N. Hansen. *Acta Met. Mater.* **42**, 9, 3105 (1994).
- [8] N. Hansen, D.A. Hughes. *Phys. Stat. Sol.* **A149**, 1, 155 (1995).
- [9] D.A. Hughes, Q. Liu, D.C. Chrzan, N. Hansen. *Acta Met. Mater.* **45**, 1, 105 (1997).
- [10] N. Hansen, D.J. Jensen. *Phil. Trans. Roy. Soc. (London)* **A357**, 1447 (1999).
- [11] Y. Iwahashi, Z. Horita, M. Nemoto, T.G. Langdon. *Acta Met. Mater.* **46**, 9, 3317 (1998).
- [12] D.A. Hughes, N. Hansen. *Acta Mater.* **48**, 11, 2985 (2000).
- [13] A. Godfrey, D.A. Hughes. *Acta Mater.* **48**, 8, 1897 (2000).
- [14] А.Н. Тюменцев, М.В. Третьяк, Ю.П. Пинжик, А.Д. Коро-таев. *ФММ* **90**, 5, 44 (2000).
- [15] M.F. Ashby. *Phil. Mag.* **21**, 170, 399 (1970).
- [16] N. Hansen, D. Kuhlmann-Wilsdorf. *Mater. Sci. Eng.* **81**, 1/2, 141 (1986).
- [17] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **44**, 7, 96 (2002).
- [18] M.A. Lewis, J.W. Martin. *Acta Met.* **11**, 11, 1207 (1963).
- [19] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **43**, 10, 1832 (2001).
- [20] Г.А. Малыгин. *ФТТ* **31**, 7, 43 (1989).
- [21] Г.А. Малыгин. *УФН* **169**, 9, 979 (1999).
- [22] J. Kim, I. Kim, D.-H. Shin. *Scripta Mater.* **45**, 4, 421 (2001).
- [23] L. Kawasaki. *J. Phys. Soc. Jap.* **36**, 1, 142 (1974).
- [24] M. Zehetbauer, V. Seumer. *Acta Mater.* **41**, 2, 577 (1993).
- [25] H.A. Mughrabi. *Mater. Sci. Eng.* **85**, 1, 15 (1987).
- [26] G. Langford, M. Cohen. *Trans. ASM* **62**, 3, 623 (1969).