

УДК 539.4.015.01

© 1990

## КИНЕТИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ОБРАЗОВАНИЯ ПОЛОС СБРОСА ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ КРИСТАЛЛОВ

Г. А. Малыгин

Развита кинетическая теория сбросообразования как механизма пластической деформации кристаллов. В основу теории положено уравнение пространственно-временной эволюции плотности дислокаций в кристалле при одиночном скольжении. Найдено, что сбросообразование есть закономерная реакция дислокационного ансамбля на условия нагружения, вызывающие локальный или макроскопический изгиб кристалла. Получены соотношения между микроструктурой кристалла и параметрами полос сброса. Теоретические результаты сопоставляются с экспериментом.

Сбросообразование — один из механизмов пластической деформации кристаллов. Характерными его особенностями являются сильная локализация деформации и поворот части кристалла, испытавшей сброс, по отношению к остальной его части [1-6]. Размеры объемов с переориентированной решеткой (полос сброса) и величина углов разориентации изменяются в широких пределах: от 10—100 мкм и 1—2° в случае полос перегиба [4] до 1—10 мм и 30—90° при массивном сбросообразовании [1, 3, 5]. Имеющиеся экспериментальные данные, обзор которых сделан в [1, 6, 7], позволяют заключить, что развитию сбросообразования способствуют неоднородность и затрудненность трансляционной деформации, что вызывает локальный или макроскопический изгиб кристалла. Такая ситуация имеет место, например, при одиночном скольжении, которое сопровождается смещением оси кристалла от оси нагружения. На сбросообразование, как показывает опыт [1, 5, 6], влияют структура материала (тип кристалла, содержание примесей) и условия нагружения (температура, скорость деформации). Из анализа первой группы факторов можно сделать вывод, что сброс — это реакция кристалла на его изгиб. Результатом сброса является пластический поворот соответствующих объемов кристалла. Чувствительность сбросообразования к структуре и условиям деформации указывает, что в основе явления лежит дислокационный механизм, действие которого развивается в специфических условиях неоднородного напряженного состояния.

Дислокационный механизм формирования как малоугловых, так и большеугловых полос сброса не вызывает в настоящее время сомнения. Убедительное экспериментальное подтверждение этого имеется в работах [2-5]. Из них следует, что пластические повороты и разориентации есть результат определенной эволюции дислокационной структуры кристалла. В результате эволюции в кристалле формируются пространственно-неоднородные распределения плотности и механического знака дислокаций. На более крупном масштабном уровне появление таких образований может рассматриваться в определенных случаях как процесс возникновения и движения дислокационных диполей [6, 7].

Целью настоящей работы является развитие микроскопической теории сбросообразования, основанной на уравнениях дислокационной кинетики. Такой кинетический подход был применен недавно к проблеме формирова-

ния в деформируемых кристаллах ячеистой [8] и разориентированной ячеистой [9] дислокационных структур. Можно надеяться, что он даст положительные результаты и при анализе механизма формирования полос сброса.

## 1. Уравнение эволюции плотности дислокаций при одиночном скольжении

Как было сказано во введении, образованию полос сброса способствует ориентация кристаллов для одиночного скольжения. Учитывая процессы размножения, аннигиляции, иммобилизации и диффузии дислокаций и принимая во внимание результаты [8, 9], запишем уравнения эволюции плотности дислокаций разного знака  $\rho^+$  и  $\rho^-$  при одиночном скольжении в виде

$$\frac{\partial \rho_{\pm}^{\pm}}{\partial t} + \left( \frac{\partial j_x^{\pm}}{\partial x} + \frac{\partial j_y^{\pm}}{\partial y} \right) = [(\delta_m - \delta_{im})_{\pm} - \delta_a \rho_{\pm}^{\pm}] v_{\pm}^{\pm}. \quad (1)$$

Здесь  $\delta_m$ ,  $\delta_{im}$  — коэффициенты размножения и иммобилизации дислокаций на препятствиях недислокационной природы;  $\delta_a$  — коэффициент аннигиляции дислокаций;  $v$  — скорость дислокаций;  $t$  — время. Верхние и нижние индексы у величин относятся соответственно к дислокациям с положительным и отрицательным значениям векторов Бюргерса.

Дислокационные потоки вдоль плоскости скольжения  $j_x$  и в поперечном к ней направлении  $j_y$  соответственно равны

$$j_x^{\pm} = \pm v_{\pm} \rho_{\pm}^{\pm} + (\xi_x - 1) v_x^{\pm} \frac{\partial \rho_{\pm}^{\pm}}{\partial x}, \quad j_y^{\pm} = (\xi_y - 1) v_y^{\pm} \frac{\partial \rho_{\pm}^{\pm}}{\partial y}. \quad (2a), (2b)$$

Первый член в (2a) описывает дрейф дислокаций разных знаков в противоположных направлениях в неоднородном поле напряжений, связанном с изгибом кристалла. Процесс диффузионного, хаотического движения участков дислокационных петель, образующихся в результате случайных актов двойного поперечного скольжения, отражает второе слагаемое в этом выражении. Среднее расстояние между препятствиями недислокационной природы, инициирующими эти акты, определяет характерную длину  $\lambda_x$  диффузионного потока. Коэффициент  $\xi_x$  учитывает, что из-за размножения дислокаций (образования новых дислокационных петель) эффективный дислокационный поток может изменить знак (при  $\xi > 1$  [10]). Поток  $j_y$  также связан с двойным поперечным скольжением дислокаций. Характерная диффузионная длина для него  $\lambda_y \ll \lambda_x$  [10], поэтому в настоящей работе им будем пренебрегать.

Чтобы продемонстрировать характер пространственно-временной эволюции плотности дислокаций, описываемых уравнениями (1), (2), рассмотрим их решение в отсутствие изгиба кристалла. В этом случае [9]  $\rho_{\pm}^{\pm} = \rho$ ,  $\lambda_x^{\pm} = \lambda_x$ ,  $(\delta_m - \delta_{im})_{\pm} = \delta_m - \delta_{im}$ ,  $v_{\pm}^{\pm} = 0$ . В результате после подстановки потока (2a) в (1) вместо системы (1) получаем уравнение

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\xi_x - 1) \lambda_x v \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} = [(\delta_m - \delta_{im}) - \delta_a \rho] v. \quad (3a)$$

Учитывая, что  $\partial \rho / \partial t = (\partial \rho / \partial \gamma) \dot{\gamma}$ , где  $\dot{\gamma} = b \rho v$  — скорость пластической деформации,  $b$  — вектор Бюргерса, имеем

$$\rho \frac{\partial \rho}{\partial \gamma} + (\xi_x - 1) \frac{\lambda_x}{b} \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} = [x_m - x_{im} - x_a \rho] \rho, \quad (3b)$$

где  $(x_m - x_{im}) = (\delta_m - \delta_{im})/b$ ,  $x_a = \delta_a/b$ .

Уравнение (3b) решается методом разделения переменных. Интегрируя его при начальном  $\rho|_{\gamma=0} = 0$  и граничном  $\partial \rho / \partial x|_{x=0} = 0$  условиях, получаем в зависимости от величины параметра  $\xi_x$  и соотношения между коэффициентами  $x_m$  и  $x_{im}$  соответственно выражения

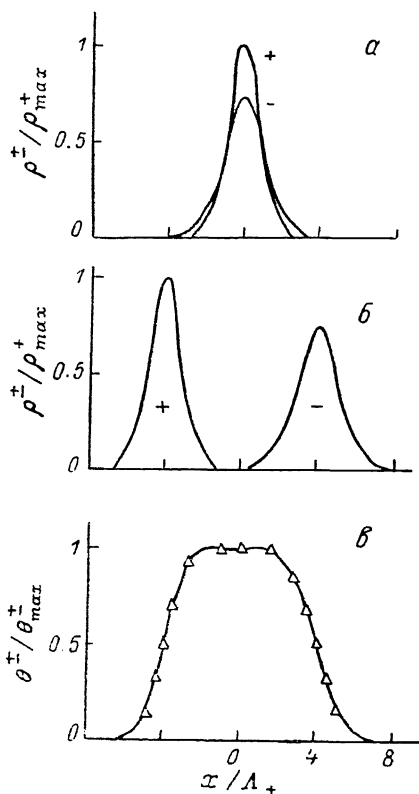
$$\xi_x > 1, x_m > x_{im}, \frac{\rho}{\rho_m} = \frac{1 - e^{-x a \gamma}}{\text{ch}^2(x/\Lambda)}, \rho_m = \frac{3|x_m - x_{im}|}{2x_a}, \quad (4a)$$

$$\xi_x < 1, x_m < x_{im}, \frac{\rho}{\rho_m} = -\frac{1 - e^{-x a \gamma}}{\text{sh}^2(x/\Lambda)}, \Lambda = 2 \left[ \frac{|\xi_x - 1| |x_m - x_{im}|}{b} \right]^{-1}, \quad (4б)$$

$$\xi_x < 1, x_m > x_{im}, \rho/\rho_m = (1 - e^{-x a \gamma})/\cos^2 \pi(x/\Lambda_1), \Lambda_1 = \pi\Lambda, \quad (4в)$$

$$\xi_x > 1, x_m < x_{im}, \rho = x_{im} \gamma - \frac{(x_{im} - x_m)}{x_a} (1 - e^{-x a \gamma}). \quad (4г)$$

Решения солитонного типа (4а) и (4б) описывают пространственно-локализованные кластеринг (рис. 1, а) и иммобилизацию дислокаций. В первом случае преобладает процесс размножения дислокаций ( $x_m > x_{im}$ ,  $\xi_x > 1$ ), во втором — их остановка на препятствиях. В промежуточных вариантах кластеринг становится пространственно-периодическим (4в) или отсутствует: дислокационная структура остается однородной и эволюционирует только с деформацией (4г). Образование скоплений дислокаций типа, показанного на рис. 1, а, является характерной особенностью начального этапа формирования полос сброса [2-4].



## 2. Кинетика сбросообразования

В общем случае, когда  $\rho^+ \neq \rho^-$ , подставляя в (1) полные дислокационные потоки  $j_x^\pm$ , имеем систему из двух связанных уравнений

Рис. 1. Распределение дислокаций разного знака в отсутствие (а) и при наличии (б) дрейфа дислокации, согласно (10а). Распределение угла поворота в полосе сброса (б).

$$\frac{\partial \rho^\pm}{\partial t} \pm v_\pm \frac{\partial \rho^\pm}{\partial x} + (\xi_x - 1) v \lambda_\pm^\pm \frac{\partial^2 \rho^\pm}{\partial x^2} = b v [(x_m - x_{im})_\pm - x_a \rho^\pm] \rho^\pm. \quad (5)$$

Решение ее ищем в виде

$$\rho^\pm = \rho^\pm(z_\pm, t), \quad z_\pm = x + U_\pm t, \quad (6a)$$

где  $U_\pm$  — некоторые постоянные скорости. Принимая во внимание, что

$$\partial \rho^\pm / \partial t = \delta \rho^\pm / \delta t + U_\pm (\partial \rho^\pm / \partial z_\pm), \quad (6б)$$

где  $\delta \rho^\pm / \delta t$  — частная производная по времени от функции  $\rho^\pm(z, t)$ , получаем после подстановки (6) в (5)

$$\frac{\delta \rho^\pm}{\delta t} + (U_\pm \pm v_\pm) \frac{\partial \rho^\pm}{\partial z_\pm} + (\xi_x - 1) \lambda_\pm^\pm \frac{\partial^2 \rho^\pm}{\partial z_\pm^2} = b v [(x_m - x_{im})_\pm - x_a \rho^\pm] \rho^\pm. \quad (7)$$

Далее будем предполагать, что дрейф дислокаций в неоднородном поле напряжений происходит с постоянными скоростями

$$U_\pm = \mp v_\pm = \pm v \text{sh} \frac{\sqrt{\Delta \sigma}}{kT} = \pm U, \quad (8)$$

где  $V$  — активационный объем;  $U$  — скорость дрейфа;  $\Delta\sigma = \Delta\sigma_c - \sigma_c$  — напряжение, вызывающее дрейф;  $\Delta\sigma_c$  — упругое напряжение, связанное с локальным или макроскопическим изгибом кристалла;  $\sigma_c$  — напряжение решеточного трения дислокаций.

При выполнении соотношений (8) уравнения (7) приобретают вид (3а). После преобразования они становятся аналогичными по форме уравнению (3б)

$$\varphi_{\pm} \frac{\partial \varphi_{\pm}}{\partial \gamma} + (\xi_x - 1) \frac{\lambda_{\pm}}{b} \frac{\partial^2 \varphi_{\pm}}{\partial x_{\pm}^2} = [(x_m - x_{im})_{\pm} - x_{\pm} \varphi_{\pm}^2] \varphi_{\pm}. \quad (9)$$

Непосредственной подстановкой можно убедиться, что решения этих уравнений типа (4а) и (4в) соответственно равны

$$\xi_x > 1, (x_m - x_{im})_{\pm} > 0, \varphi_{\pm} = \varphi_{im}^{\pm} \frac{1 - e^{-x a'}}{\cosh^2((x \pm Ut)/\Lambda_{\pm})}, \quad (10a)$$

$$\xi_x < 1, (x_m - x_{im})_{\pm} > 0, \varphi_{\pm}/\varphi_m = \frac{1 - e^{-x a'}}{\cos^2((x \pm Ut)/\Lambda_{\pm})}, \quad (10b)$$

$$\varphi_{im}^{\pm} = \frac{3}{2} \frac{(x_m - x_{im})_{\pm}}{x_a}, \quad \Lambda_{\pm} = 2 \left[ \frac{|\xi_x - 1| \lambda_{\pm}}{b (x_m - x_{im})_{\pm}} \right]^{-1}. \quad (10в)$$

Решения (10а) описывают дрейф дислокационных стенок конечной ширины  $\Lambda$ . Каждая стенка состоит из дислокаций одного знака. Стенки перемещаются в противоположных направлениях (рис. 1, б).<sup>1</sup> Движение малоугловой границы наклона вдоль кристалла Zn под действием приложенного к нему постоянного изгибающего момента наблюдали в [11], а в [5] авторы отмечают, что зародыш полосы сброса возникает в результате пространственного разделения (поляризации) дислокационных стенок разного знака (рис. 2, б). Удаление стенок на макроскопические расстояния друг от друга приводит к образованию полосы сброса конечной ширины (рис. 2, в). Из выражения (8) для скорости дрейфа следует, что остановка границ наступает при критическом значении  $\Delta\sigma_c^* = \sigma_c$ , т. е. когда изгибающее напряжение (изгибающий момент) вследствие пластической релаксации (при

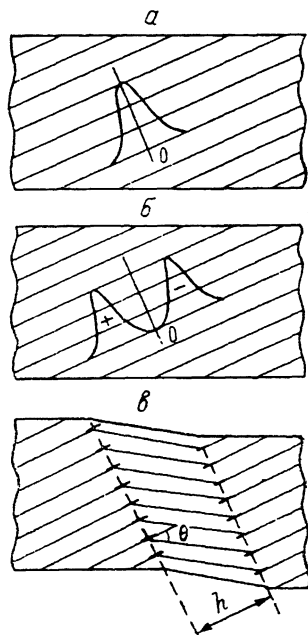


Рис. 2. Характерные стадии образования полосы сброса в кристалле.

а — кластеринг дислокаций, б — поляризация дислокаций разного знака, в — образование полосы сброса (схема).

нагрузении кристалла на устройстве, содержащем упругий элемент) становится меньше напряжения решеточного трения  $\sigma_c$ . Что касается пространственно-периодического решения уравнения (9) типа (10б), то необходимо отметить, что периодическое распределение как микрополос (Cu [4]), так и макрополос (KCl [12]) сброса зафиксировано на опыте.

### 3. Параметры полос сброса

Кроме ширины полосы сброса представляют интерес и другие ее параметры и их эволюция с деформацией.

Из решения (10а) следует, что плотность дислокаций в границах полосы после прекращения ее расширения может увеличиваться с деформацией  $\gamma$

<sup>1</sup> На начальном этапе своего образования полосы сброса могут иметь двумерный характер [7]. Формирование и расширение зародышей таких полос следует рассматривать с помощью двумерных аналогов уравнений (5).

$$\rho_{\text{ма}}^{\pm}(\gamma) = \rho_m^{\pm} (1 - e^{-\alpha\gamma}). \quad (11)$$

Другой параметр, характеризующий полосу, — это связанный с ней угол поворота  $\theta$ . При непрерывном распределении дислокаций в границе локальный угол разориентации решетки равен [9]

$$\theta^{\pm}(x, \gamma) = \pm b \int_{-\infty}^x \rho^{\pm}(x, \gamma) dx. \quad (12a)$$

Учитывая (10a), находим распределение угла поворота по ширине границы и его зависимость от деформации

$$\theta^{\pm} = \theta_{\text{ма}}^{\pm}(\gamma) \left( 1 + e^{\mp \frac{x \pm \Delta x_{\pm}}{\Lambda_{\pm}}} \right), \quad \theta_{\text{ма}}^{\pm} = \theta_m^{\pm} (1 - e^{-\alpha\gamma}), \quad (12b)$$

$$\theta_m^{\pm} = \pm 2b\rho_m^{\pm}\Lambda_{\pm}, \quad \Delta x_{\pm} = U\Delta t, \quad (12b)$$

где  $h = \Delta x_+ + \Delta x_-$  — ширина полосы,  $\Delta t$  — время ее образования.

Увеличение плотности дислокаций в границах и рост углов разориентации в сформировавшейся полосе сброса с ростом деформации неоднократно наблюдались на опыте, в частности в [5], где получена зависимость  $\theta(\gamma)$ , выходящая, в согласии с (12b), на насыщение при достаточно больших деформациях. Рис. 1, *в* демонстрирует распределение угла поворота в полосе сброса (рис. 1, *б*) согласно этому выражению. Для рассматриваемого на этом рисунке примера приняты следующие соотношения между диффузионными длинами и коэффициентами размножения дислокаций разного знака.

$$\lambda_x^{\pm} = [b(x_m - x_{im})_{\pm}]^{-1}, \quad \lambda_x^{-} = \beta\lambda_x^{+}, \quad \beta = (x_m - x_{im})_{+} / (x_m - x_{im})_{-}, \quad (13)$$

где  $\xi \neq 1$  — параметр, учитывающий, что в неоднородном поле напряжений скорости размножения дислокаций разного знака не равны друг другу [9]. На рис. 1, *в* (точки) приведены также экспериментальные данные [13] (см. [6]) по распределению угла поворота в полосе сброса в кристалле Al при 293 К. Видно, что в соответствии с теорией (см. ниже) границы разного знака имеют равные по величине углы разориентации, несмотря на то что имеют разную ширину  $\Lambda_+ = 11$ ,  $\Lambda_- = 15$  мкм,  $\Lambda_-/\Lambda_+ = \beta = 4/3$  (см. выражение (15)).

С помощью соотношений (12), (13) и (4) можно найти, что максимальный угол разориентации в полосе вначале линейно увеличивается с деформацией ( $\gamma \ll 1/\alpha$ )

$$\theta_{\text{ма}}^{\pm}(\gamma) \approx \theta_m^{\pm} \alpha \gamma = 6(\xi_x - 1)^{1/2} \gamma, \quad (14a)$$

а затем при достаточно больших  $\gamma \gg 1/\alpha$  достигает насыщения

$$\theta_{\text{ма}}^{\pm}(\infty) = \theta_m^{\pm} = 6/\alpha \cdot (\xi_x - 1)^{1/2}. \quad (14b)$$

Из (14a) видно, что лишь коэффициент размножения дислокационного потока  $\xi_x$ , согласно теории, определяет скорость нарастания угла разориентации с деформацией на начальном этапе сбросообразования. Величина  $\xi$ , согласно оценке [10], равна числу дислокационных петель, генерируемых при одном акте поперечного скольжения. В [14] найдено, что в Al при 293 К на начальной стадии деформации число генерируемых петель равно примерно 20. Количество петель уменьшается с ростом деформации и при больших деформациях не превышает двух петель. При  $\xi_x = 10$  темп нарастания угла разориентации на 1 % деформации составляет  $10^\circ$ , что по порядку величины соответствует результатам, полученным на цинке [5]. Из (14b) следует, что предельный угол разориентации  $\theta_m$  зависит от коэффициента аннигиляции дислокаций. С ростом температуры коэффициенты аннигиляции винтовых и краевых дислокаций растут [15, 16], поэтому угол  $\theta_m$  должен уменьшаться с повышением температуры. Этот вывод согласуется с результатами [5].

В качестве еще одной иллюстрации следствий теории рассмотрим отмеченную в обзоре [6] корреляцию между шириной границ сброса и напряжением сборообразования. Корреляция заключается в том, что ширина границ  $\Lambda$  тем меньше, чем больше прочность кристалла. С помощью соотношений (10в) и (13) находим, что ширина границ

$$\Lambda_{\pm} = 2(\xi_x - 1) \lambda_x, \quad \Lambda_{-} = \beta \Lambda_{+} \quad (15)$$

определяется диффузионной длиной  $\lambda_x$ , т. е. расстоянием  $\lambda_x$  между актами размножения дислокаций на препятствиях недислокационной природы. В [17] эмпирически установлено, что  $\lambda_m/b = 10^2 \mu/\tau_c$ , где  $\mu$  — модуль сдвига,  $\tau_c$  — критическое скалывающее напряжение. Следовательно, ширина границ полос сброса  $\Lambda \sim \tau_c^{-1}$  тем меньше, чем больше прочность кристалла.

Таким образом, результаты работы показывают, что дислокационно-кинетический подход к явлению сборообразования позволяет объяснить основные принципиальные моменты, связанные с ним, и установить влияние микроструктуры кристалла на параметры полос сброса.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Классен-Неклюдова Н. В. Механическое двойникование кристаллов. М., 1960. 261 с.
- [2] Urusovskaya A. A., Thagarajan R. // Phys. St. Sol. 1965. V. 10. N 1. P. 349—360.
- [3] Blasdale K. C., King R. // Phys. St. Sol. 1966. V. 18. N 2. P. 491—498.
- [4] Higashida K., Takamura J., Narita N. // Mater. Sci. Eng. 1986. V. 81. P. 239—258.
- [5] Гектина И. В., Гектин А. В., Лаврентьев Ф. Ф. // Металлофизика. 1987. Т. 9. № 2. С. 3—6; № 3. С. 33—37.
- [6] Бирковский А. А., Владимиров В. И., Романов А. Е. // Дисклинации и ротационная деформация твердых тел. Л., ФТИ, 1988. С. 5—46.
- [7] Владимиров В. И., Романов А. Е. Дисклинации в кристаллах. Л., 1986. 224 с.
- [8] Малыгин Г. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 1. С. 170—175.
- [9] Малыгин Г. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 7. С. 43—48.
- [10] Малыгин Г. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 3174—3177.
- [11] Washburn J., Parker E. R. // J. Metals. 1952. V. 4. N 10. P. 1076—1078.
- [12] Степанов А. В., Донской А. В. // ИТФ. 1954. Т. 24. № 2. С. 161—183.
- [13] Karduck P., Gottstein G., Mecking H. // Texture of materials. Berlin: Springer—Verlag, 1978. V. 1. P. 377.
- [14] Fujita H. J. // Phys. Soc. Jap. 1967. V. 23. N 6. P. 1349—1361.
- [15] Малыгин Г. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 7. С. 2067—2072.
- [16] Владимирова Г. В., Малыгин Г. А., Рывкина Д. Г. // ФММ. 1989. Т. 67. № 2. С. 380—388.
- [17] Смирнов Б. И. Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. Л., 1981. 232 с.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе АН СССР  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
29 июня 1989 г.  
В окончательной редакции  
10 октября 1989 г.