

УДК 539.4.01.015  
 © 1991

## ЭСТАФЕТНЫЙ МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ БЕЗДИСЛОКАЦИОННЫХ И БЕЗДЕФЕКТНЫХ КАНАЛОВ ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ КРИСТАЛЛОВ

Г. А. Малыгин

Обсуждается эстафетный механизм формирования бездефектных и бездислокационных каналов при пластической деформации предварительно деформированных, облученных или закаленных металлических кристаллов. Эстафетный характер распространения каналов по кристаллу обусловлен конвективной неустойчивостью процесса аннигиляции дефектов и дислокаций вдоль плоскостей скольжения дислокаций. Из решения соответствующих кинетических уравнений для неоднородной плотности дефектов найдены ширина, скорость и форма движущегося по каждому каналу аннигиляционного фронта, а также связанная с ним величина пластической деформации.

Образование бездислокационных каналов шириной от нескольких долей микрона до нескольких микрон при пластической деформации предварительно деформированных при низкой температуре кристаллов молибдена установлено в [1-3]. Аналогичное явление было обнаружено ранее в пластически деформированных металлических кристаллах, содержащих после закалки [4, 5] или облучения [6-8] большое количество закалочных или радиационных дефектов типа вакансионных и межузельных петель и тетраэдров дефектов упаковки. В результате пластической деформации в однородной дефектной структуре таких кристаллов появлялись бездефектные каналы, а на поверхности кристаллов — грубые линии и полосы скольжения [5, 8].

В [9, 10] рассмотрен аннигиляционный механизм образования каналов, основанный на уравнениях дислокационной кинетики. При решении уравнений эволюции для локальной плотности дефектов предполагалось, что аннигиляция дефектов развивается однородно по длине канала. Есть, однако, данные, которые указывают на то, что аннигиляционное «выгорание» каналов осуществляется эстафетно с некоторой конечной скоростью  $u$ . Так, в [3, 7] наряду с протяженными, пересекающими все сечение кристалла, каналами типа А (рис. 1) наблюдались каналы типа В, процесс аннигиляции в которых по каким-то причинам остановился, а также ветвящиеся каналы типа С [1-3, 6, 7]. Эти данные указывают на конвективную неустойчивость процесса аннигиляции дефектов и на существование движущегося вдоль оси канала аннигиляционного фронта.

Целью настоящей работы является теоретический анализ этой неустойчивости. В разделе 1 она будет проанализирована применительно к фор-

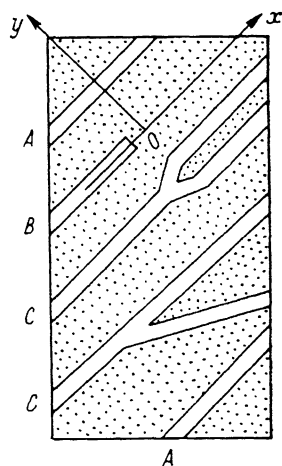


Рис. 1. Различные виды бездефектных аннигиляционных каналов в кристалле.

мированию бездислокационных, а в разделе 2 — бездефектных каналов. В результате анализа будут найдены скорость, ширина и форма соответствующих аннигиляционных фронтов и связанная с их движением локальная пластическая деформация (последний раздел работы).

## 1. Бездислокационные каналы

Уравнение эволюции локальной плотности дислокаций  $\rho$ , описывающее процесс образования бездислокационных каналов с учетом возможного конвективного движения дислокаций вдоль оси канала  $x$ , имеет вид [9]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + D \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} = (\kappa_f \rho_0^{1/2} - \kappa_a \rho) b v \rho. \quad (1)$$

Здесь  $t$  — время;  $v_x$  — дрейфовая скорость перемещения дислокаций вдоль плоскостью скольжения, совпадающая по направлению с осью каналов (рис. 1);  $D = (\xi - 1) \lambda_b v$  — коэффициент диффузии винтовых дислокаций двойным поперечным скольжением [11];  $\lambda_b$  — характерная длина диффузии дислокаций в направлении  $y$ , перпендикулярном плоскости их скольжения;  $\xi > 1$  — коэффициент размножения диффузионного потока;  $v$  — средняя скорость дислокаций;  $\kappa_f$  — коэффициент их размножения на дислокациях леса;  $\kappa_a$  — коэффициент аннигиляции дислокаций;  $\rho_0$  — исходная однородная плотность дислокаций в деформированном при низкой температуре кристалле;  $b$  — вектор Бюргерса. По сравнению с [9] уравнение (1) содержит в левой части дополнительное слагаемое  $\sim \partial \rho / \partial x$ , учитывающее перенос дислокаций вдоль канала.<sup>1</sup>

Решение уравнения (1) в случае  $\partial \rho / \partial t = \partial \rho / \partial x = 0$  получено в [9], оно имеет вид  $\rho(y) = \rho_0 \varphi(y/\Lambda_y)$  и описывает пространственно-периодическую аннигиляционную структуру с периодом  $\Lambda_y$  и шириной бездислокационных каналов  $\Delta \Lambda \approx 0.5 \Lambda_y$ . Учитывая это, решение полного уравнения (1) будем искать в виде

$$\rho(x, y, t) = \rho_0 v(z) \varphi(y), \quad z = x - ut, \quad (2)$$

где  $u$  — скорость перемещения фронта аннигиляции вдоль канала;  $v(z)$  — функция, описывающая форму фронта. Подставляя (2) в (1) и усредняя его затем по  $y$  с периодом  $\Lambda_y$ , получаем уравнение для функции  $v(z)$

$$\frac{v_x - u}{bv} \frac{dv}{dz} = (\kappa_f \rho_0^{1/2} - \beta \kappa_a \rho_0 v) v, \quad (3)$$

где

$$\beta = \langle \varphi^2 \rangle / \langle \varphi \rangle = \int_0^{\Lambda_y} \varphi^2(y) dy \int_0^{\Lambda_y} \varphi(y) dy. \quad (4)$$

При усреднении (1) учтено, что вследствие граничных условий и периодичности  $\varphi$  интеграл

$$\int_0^{\Lambda_y} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} dy = \frac{\partial \varphi}{\partial y} \Big|_0^{\Lambda_y} = 0.$$

Решая (3), получаем

$$v(x, t) = v_0 \left[ 1 + e^{-\frac{x - x_0 - ut}{\Lambda_x v_0}} \right]^{-1}, \quad (5)$$

<sup>1</sup> Из-за случайного характера процесса двойного поперечного скольжения винтовых дислокаций поток дислокаций в направлении оси  $y$  в отличие от оси  $x$  имеет чисто диффузионный характер [11].

где  $x_0$  — постоянная интегрирования,

$$v_0 = \psi_\infty / \beta, \quad \psi_\infty = \kappa_f / \kappa_a \rho_0^{1/2}, \quad \Lambda_x = \frac{(v_x - u)/v}{\beta b \kappa_a \rho_0}. \quad (6)$$

Выражение (5) описывает движущийся вдоль канала со скоростью  $u$  фронт аннигиляции шириной  $\Lambda_x$  (рис. 2, а, кривая 1). Поскольку впереди фронта при  $x \rightarrow \infty$  плотность дислокаций  $\rho = \rho_0$ , то в (5) величина  $v_0 = 1$ . Это условие накладывает ограничение на величину параметра  $\beta = \psi_\infty \leq 2/3$  [9] в (4), служащего мерой количественного согласия решений  $\varphi(y)$  и  $v(z)$  уравнения (1). Аппроксимируя, например, распределение дислокаций в стенках каналов [9] линейной зависимостью

$$\varphi(y) = 1 - y/\alpha \lambda_y, \quad \alpha = 1/2 (1 - \Delta\Lambda/\Lambda_y), \quad (7a)$$

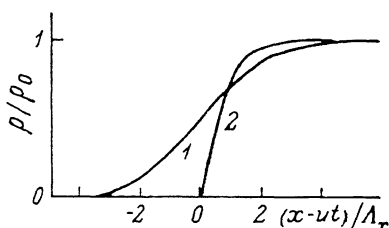
где  $\alpha$  — относительная полуширина стенок, получаем после интегрирования (4)

$$\langle \varphi \rangle = \alpha, \quad \langle \varphi^2 \rangle = 2/3 \alpha, \quad \beta = 2/3. \quad (7b)$$

Для стабильного движения фронта аннигиляции требуется, чтобы время его перемещения на расстояние порядка ширины фронта  $\Lambda_x$  было равно времени аннигиляции дислокаций по ширине канала  $\Delta\Lambda \approx 0.5\Lambda_y$  [9]

$$\frac{\Lambda_x}{u} \approx \frac{(\Delta\Lambda)^2}{4D} \approx \frac{\Lambda_y^2}{16D}. \quad (8)$$

Рис. 2. Формы движущихся фронтов аннигиляции: 1 — согласно выражению (5), 2 — выражению (17).



Принимая во внимание (6) и  $D = (\xi - 1) \lambda_D v$ , получаем, согласно (8), оценку стационарной скорости перемещения фронта аннигиляции

$$u = \frac{p}{1+p} v_x, \quad p = \frac{16(\xi - 1) \lambda_D}{\beta \kappa_a b \rho_0 \Lambda_y^2}. \quad (9)$$

Далее, поскольку [9]

$$\Lambda_y = a \Lambda_0, \quad \Lambda_0 = \left[ \frac{(\xi - 1) \lambda_D}{b \kappa_a \rho_0} \right]^{1/2}, \quad (10)$$

находим, что  $p = 16/a^2 \beta \approx 0.24$ ,  $u \approx 0.2 v_x$  при  $\beta = 2/3$  и  $a = 10$ .

Подставляя (9) в (6), получаем окончательную оценку ширины фронта  $\Lambda_x$  и величины отношения ее к ширине канала

$$\Lambda_x = \frac{v_x/v}{(1+p) \beta \kappa_a b \rho_0}, \quad \frac{\Delta\Lambda}{\Lambda_x} = c [(\xi - 1) \lambda_D b \kappa_a \rho_0] \frac{v}{v_x}, \quad (11)$$

где  $c = 0.5 a \beta (1+p)$ . Обе величины зависят от отношения скоростей перемещения дислокаций в основной  $v_x$  и поперечной  $v$  плоскостях скольжения. Так как в основной плоскости действующее напряжение выше, то можно полагать, что  $v_x/v \geq 1$ . С учетом этого при характерных значениях  $\lambda_D \approx b = 0.3$  нм,  $\kappa_a = 5$ ,  $\rho_0 = 10^{14}$  м<sup>-2</sup> и  $v_x/v = 2.5$  имеем, согласно (11), оценки  $\Lambda_x \approx 20$  мкм,  $\Delta\Lambda/\Lambda_x \approx 10^{-2}$ .

## 2. Бездефектные каналы

Аналогичным образом может быть рассмотрена и конвективная неустойчивость процесса аннигиляции дефектов в облученных и закаленных кристаллах. Уравнение эволюции для локальной плотности дефектов с дополнительным конвективным членом имеет в этом случае вид [10]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + D \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} = n_0 v + (\kappa_m - \kappa_m - \kappa_a \rho) b v \rho. \quad (12)$$

Здесь  $\rho = 2\pi R_n \delta_n N_n$  — плотность дислокаций, связанная с заметанием ими закалочных или радиационных дефектов с радиусом  $R_n$  и объемной плотностью  $N_n(x, y, t)$ ;  $\delta_n$  — коэффициент заметания;  $n_0$  — плотность дислокационных источников (сегментов) типа источника Франка—Рида в дефектной структуре кристалла;  $\kappa_m$  и  $\kappa_{im}$  — коэффициенты размножения и иммобилизации дислокаций на препятствиях в этой структуре; остальные обозначения имеют тот же смысл, что и в уравнении (1) предыдущего раздела.

В [10] получено решение уравнения (12) при  $\partial\rho/\partial t = \partial\rho/\partial x = 0$  в виде  $\rho = \rho_0 \varphi(y/\Lambda_y)$ , где  $\rho_0 = 2\pi R_n \delta_n N_n(0)$ ,  $N_n(0)$  — однородная начальная плотность дефектов. Решение  $\varphi(y)$  описывает пространственно-периодическую аннигиляционную дефектную структуру с периодом  $\Lambda_y$  и шириной каналов  $\Delta\Lambda = 0.1 \Lambda_y$ . Поступая таким же образом, как и в случае бездислокационных каналов (раздел 1), получаем после подстановки  $\rho = \rho_0 \varphi(y)$  в уравнение (12) и усреднения его по  $y$  уравнение для функции  $v(z)$ , описывающей движущийся вдоль канала фронт аннигиляции дефектов

$$\frac{v_x - u}{bv} \frac{dv}{dz} = \frac{n_0}{b \langle \varphi \rangle \rho_0} + (\kappa_m - \kappa_{im} - \beta \kappa_a \rho_0 v). \quad (13)$$

В безразмерных координатах  $Z = z/\Lambda_x$ , где  $\Lambda_x$  (6), уравнение (13) принимает вид

$$dv/dZ = v_0^2 - v_m v - v^2. \quad (14)$$

Здесь

$$v_0^2 = \frac{n_0}{\beta \langle \varphi \rangle b \kappa_a \rho_0^2} = \frac{\psi_0}{3 \langle \varphi^2 \rangle},$$

$$v_m = \frac{\kappa_{im} - \kappa_m}{\beta \kappa_a \rho_0} = \frac{2}{3\beta} \psi_m, \quad (15)$$

$\psi_0$  и  $\psi_m$  — введенные в [10] параметры, определяющие характер стационарного решения  $\varphi(y)$  уравнения (12). В интересующем нас случае  $\psi_0 < 1$ ,  $0 < \psi_m \ll \psi_0$ .

Интегрируя (14) при  $dv/dZ > 0$ , находим

$$v(Z) = (v_1 e^{(v_1+v_2)Z} - v_2) / (e^{(v_1+v_2)Z} + 1),$$

$$v_{1,2} = \frac{1}{2} [\sqrt{v_m^2 + 4v_0^2} \mp v_m]. \quad (16)$$

Или, поскольку  $\psi_m \ll \psi_0$ ,  $v_m \ll v_0^2$ ,  $v_1 \approx v_2 \approx v_0$ , для формы фронта получаем выражение (рис. 2, кривая 2)

$$v(x, t) = v_0 \operatorname{th} \frac{x - x_0 - ut}{\Lambda_x v_0^{-1}}. \quad (17)$$

Из условия  $v|_{x=\infty} = 1$  следует, что в (17)  $v_0 = 1$  и, следовательно, в (15)  $\langle \varphi^2 \rangle = 1/3 \psi_0$ . Параметр  $\langle \varphi^2 \rangle$ , как и  $\beta$ , количественно связывает решения  $\varphi(y)$  и  $v(z)$ . С учетом аппроксимации (7) для  $\langle \varphi^2 \rangle$  имеем  $\psi_0 = 1 - \Delta\Lambda/\Lambda_y < 1$ , что согласуется с критической величиной параметра  $\psi_0 < 1$ , необходимой для возникновения рассматриваемых каналов [10].

Аналогично бездислокационным каналам можно получить оценки (9)—(11) для скорости перемещения и ширины движущегося по каналу фронта аннигиляции дефектов, а также параметра  $p$  и отношения ширины канала к ширине фронта. Принимая во внимание, что в рассматриваемом случае  $\Delta\Lambda \approx 0.1 \Lambda_y$  [10], имеем  $p \approx 6$ ,  $u \lesssim v_x$ ,  $\Delta\Lambda/\Lambda_x \approx 10^{-2}$ .

### 3. Локальные пластические сдвиги в каналах

В результате развития конвективной неустойчивости вдоль каждого канала движется аннигиляционный фронт, представляющий из себя группу подвижных дислокаций шириной  $\approx \Lambda_x$  и толщиной  $\Delta\Lambda$  с плотно-

стью дислокаций  $\rho \approx \rho_0$ . Длина пробега дислокаций в группе с момента их мобилизации и до момента аннигиляции составляет в среднем величину порядка ширины фронта  $\Lambda_x$ , поэтому величина локальной пластической деформации  $\gamma$ , связанная с перемещением группы по кристаллу, с учетом (11) равна

$$\gamma = b\rho_0 \cdot \Lambda_x = \frac{v_x/v}{(1+\rho)\beta x_a} \quad (18)$$

Для приведенных выше характерных значений параметров;  $v_x/v \approx 2.5$ ,  $\rho = 0.24$ ,  $\beta = 2/3$  и  $x_a = 5$  имеем  $\gamma \approx 1$ . Локальные сдвиги такой величины зафиксированы при образовании бездислокационных [1, 2] и бездефектных [8] каналов. На поверхности кристаллов им соответствуют грубые линии скольжения с высотой ступенек сдвига  $h = bN$ , где  $N = \Lambda_x \Delta \Lambda \rho_0$  — общее число дислокаций в движущейся группе на фронте аннигиляции. Учитывая (18), имеем  $N = \gamma \Delta \Lambda / b \approx 10^3 \div 10^4$  при  $\Delta \Lambda = 0.1 \div 1$  мкм и  $\gamma = 1 \div 10$ . На каждую плоскость скольжения в канале приходится при этом  $n = Nb / \Delta \Lambda = \gamma \approx 1 \div 10$  дислокаций.

Вследствие аннигиляции дефектов и устранения тем самым препятствий для перемещения дислокаций скорость дислокаций, а следовательно, и скорость локальной пластической деформации  $\dot{\gamma} = b\rho v_x$  на фронте аннигиляции должны быть довольно высоки. Если кристалл деформируется на нагружающем устройстве, содержащем упругий элемент, выход такого фронта на поверхность кристалла должен сопровождаться скачком нагрузки. Такие скачки нагрузки как результат своеобразного аннигиляционного «пробоя» кристалла действительно наблюдаются на опыте [1, 2].

В заключение заметим, что существование групп подвижных дислокаций, приводящих к образованию в кристалле бездислокационных каналов, предполагалось в [12–14] в рамках силовой модели явления. Согласно этой модели, основным элементом группы является плоское скопление дислокаций одного знака. Как следует из результатов настоящей работы, в рамках кинетического подхода нет необходимости в постулировании существования таких специфических групп подвижных дислокаций. Но это не означает, что такие или подобные им скопления дислокаций не могут вообще возникать в каналах. Их формирование может быть результатом макроскопического или локального изгиба кристалла, вызывающего поляризацию дислокационного ансамбля относительно механического знака дислокаций [15]. Об этом свидетельствует наблюдаемое в некоторых случаях [2] уменьшение электронного дифракционного контраста решетки в каналах из-за ее разориентации по отношению к решетке в недеформированной части кристалла.

#### Список литературы

- [1] Luft A., Richter J., Schlaubitz K. // Mater. Sci. Eng. 1975. V. 20. N 2. P. 113–122.
- [2] Ritschel Ch., Luft A., Schulze D. // Krist. und Techn. 1978. V. 13. N 7. P. 791–797.
- [3] Лариков Л. Н., Дубовицкая Н. В., Захаров С. М. // Физика и химия обработки материалов. 1979. № 3. С. 39–44.
- [4] Mori T., Meshii M. // Acta Met. 1969. V. 17. N 2. P. 167–175.
- [5] Vapna M. S., Meshii M. // Mater. Sci. Eng. 1974. V. 16. N 1/2. P. 181–191.
- [6] Essmann U., Seeger A. // Phys. Stat. Sol. 1964. V. 4. N 1. P. 177–197.
- [7] Hasson D. F., Hyang Y., Pink E. et al. // Met. Trans. 1974. V. 5. N 2. P. 374–379.
- [8] Sharp L. V. // Radiation Effects. 1972. V. 14. N 1. P. 71–75.
- [9] Малыгин Г. А. // ФТТ. 1990. Т. 32. N 11. С. 3253–3258.
- [10] Малыгин Г. А. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 4. С. 1112–1115.
- [11] Малыгин Г. А. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 3174–3177.
- [12] Владимиров В. И., Кусов А. А. // ФММ. 1977. Т. 43. № 6. С. 1127–1132.
- [13] Владимиров В. И., Кусов А. А. // ФММ. 1982. Т. 53. № 2. С. 367–371.
- [14] Владимиров В. И., Кусов А. А., Романов А. Е. // ФММ. 1989. Т. 68. № 1. С. 29–34.
- [15] Малыгин Г. А. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 4. С. 1102–1109.

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

Поступило в Редакцию  
25 декабря 1990 г.  
В окончательной редакции  
23 января 1991 г.