

УДК 539.4

©1995

КИНЕТИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛОСЫ СКОЛЬЖЕНИЯ В ДЕФОРМИРУЕМЫХ КРИСТАЛЛАХ

И.Л.Максимов, Г.Ф.Сарафанов, С.Н.Нагорных

Нижегородский государственный университет,
603600, Нижний Новгород, Россия
(Поступила в Редакцию 17 ноября 1994 г.
В окончательной редакции 24 мая 1995 г.)

Предложена кинетическая модель формирования полосы скольжения, на основе которой рассмотрен механизм возникновения и распространения полос с точки зрения нелинейной динамики дислокационного ансамбля. Полоса скольжения интерпретируется как волна переключения суммарной плотности дислокаций и дислокационного заряда. Предсказан автономный режим развития полосы скольжения, обнаружена существенная анизотропия ее формирования, преимущественно в направлении скольжения дислокаций.

Описание закономерностей эволюции микроструктуры материала в ходе нагружения и ее связи с реологией пластического течения является одной из ключевых проблем физической теории прочности и пластичности. Одним из основных вопросов теории является объяснение наблюдающихся на опыте сложных закономерностей возникновения и развития дислокационных структур, формирующихся при пластической деформации материала. Несмотря на успехи, достигнутые в области экспериментальных исследований деформируемых твердых тел, до настоящего времени нет общепринятых представлений и тем более строгой количественной теории, позволяющей описать эти явления. Остаются, в частности, во многом неясными условия зарождения и развития полос скольжения.

Согласно физическим представлениям ^[1,2], полосы скольжения зарождаются на внешней поверхности или каких-либо внутренних границах, где имеются наибольшие концентраторы напряжений. Предпосылками появления полосы являются малая плотность подвижных дислокаций и трудность их зарождения. От места зарождения дислокации скользят по плоскостям скольжения и размножаются по механизму двойного поперечного скольжения. Область повышенной плотности дислокаций — полоса скольжения — растет, распространяясь с некоторой скоростью v_c , и расширяется со скоростью v_r . Дислокации одного знака выходят на внешнюю поверхность кристалла, образуя ступеньку, а дислокации противоположного остаются в полосе. Поэтому полоса в целом обладает некоторым избыточным вектором Бюргерса,

сосредоточенным в основном в ее головной части. Два боковых слоя являются переходными областями между центральной зоной с высокой плотностью дислокаций и исходным кристаллом с низкой плотностью. В этих слоях сначала появляются отдельные выбросы дислокаций винтовой ориентации из центральной зоны, которые в зависимости от длины выброса h_0 либо рожают (при $h > h_0$) новые дислокационные петли, либо образуют (при $h < h_0$) неподвижные диполи. Здесь $h \simeq Gb/4\pi\Delta\tau$ — радиус захвата дислокаций в дипольные конфигурации, G — модуль сдвига, b — модуль вектора Бюргера, $\Delta\tau$ — напряжение течения в плоскости скольжения дислокаций [2]. Постепенно плотность дислокаций и диполей в центральной слое увеличивается настолько, что процессы генерации дислокаций становятся невозможными. Пластическая деформация при данном $\Delta\tau$ прекращается, и слой переходит в состояние с высокой плотностью неподвижных дислокаций.

Изложенная концепция формирования полосы скольжения является качественной и поэтому не дает ответа на вопросы, например, о том каковы скорости распространения и расширения полосы и чем количественно определяется трудность зарождения дислокаций и т. д. С другой стороны, понимание микропроцессов, происходящих в полосе скольжения, создает предпосылки для более строгого количественного описания этого явления.

Целями настоящей работы явились построение математической модели формирования и развития полосы скольжения, исследование модели, интерпретация полученных результатов.

1. Модель

К настоящему времени накоплено достаточно данных, позволяющих трактовать динамические процессы пластической деформации с единых позиций — с точки зрения нелинейной динамики дислокационного ансамбля [3]. Математически это может быть сформулировано на основе системы нелинейных эволюционных уравнений для плотности непрерывно распределенных дислокаций. При этом эволюционные уравнения являются следствием фундаментального закона сохранения вектора Бюргера системы дислокаций [4,5].

Для скалярной плотности дислокаций $\rho_s(\tau, t, \tau)$ с учетом процессов локального взаимодействия дислокаций система эволюционных уравнений имеет вид [6]

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} + \operatorname{div} \rho_s v_s = F_s(\rho_1, \rho_2), \quad (1)$$

где v_s — средняя скорость скольжения дислокаций, τ — единичный вектор, касательный к линии дислокации, s — индекс, нумерующий возможное направление вектора Бюргера дислокации. Нелинейные функции $F_s(\rho_1, \rho_2 \dots)$ описывают изменение плотности дислокаций в процессе их взаимодействия и удовлетворяют условию

$$\sum_s \tau_i b_k^s F_s = 0, \quad (2)$$

выражающему факт сохранения вектора Бюргера в ходе этих процессов.

Отметим, что практические невозможно учесть все процессы, протекающие на дислокационном уровне. Кроме того, отдельные типы дислокаций, не участвующие в пластической деформации, вступают в дислокационные реакции и тем самым влияют на эволюцию дислокационного ансамбля. Можно сказать, что такие дислокации, входя в некоторые структурные комплексы, находятся на другом уровне временного описания и имеют гораздо больший временной масштаб релаксации нежели подвижные дислокации, участвующие непосредственно в процессе пластической деформации. Поэтому для получения конкретных результатов по эволюции дислокационных структур при моделировании реальной ситуации необходимо из системы (1) выделить подсистему, которая, с одной стороны, была бы достаточно простой и отражала бы процессы пластической деформации, а с другой — учитывала бы взаимодействие с дислокациями другого структурного уровня. При этом для выделенной подсистемы вектор Бюргерса может не сохраняться (стекая на другой структурный уровень), т. е. требование (2) в модельной ситуации не является необходимым.

Рассмотрим динамику ансамбля непрерывно распределенных дислокаций, формирующего некоторую полосу скольжения. Будем считать, что дислокации, характеризующиеся плотностями $\rho_+(x, y, t)$ и $\rho_-(x, y, t)$, и движутся навстречу друг другу в параллельных плоскостях скольжения вдоль направления X с постоянными скоростями $v_+ = v$ и $v_- = -v$ соответственно. Зависимость от координаты y обусловлена актами размножения дислокаций по механизму двойного поперечного скольжения: дислокации $\rho_+(x, y, t)$, перемещающиеся в некоторой плоскости скольжения, генерируют дислокации $\rho_+(x, y \pm h_0, t)$ и $\rho_-(x, y \pm h_0, t)$ в плоскостях скольжения, отстоящих от первоначальной на величину выброса h_0 элемента дислокационной линии. Зависимостью от координаты z пренебрегаем и предполагаем, что доля краевых дислокаций составляет постоянную часть от полной плотности дислокаций. В локальной динамике взаимодействия дислокаций учтем процессы захвата дислокаций в дипольные конфигурации (с последующей аннигиляцией) и сток (иммобилизацию) дислокаций на различных дислокационных (диполи, клубки, субграницы и т. д.) и недислокационных (примеси, выделения и т. д.) неподвижных комплексах.

С учетом указанных процессов система эволюционных уравнений (1) запишется в виде

$$\frac{\partial \rho_s(x, y, t)}{\partial t} + \frac{\partial \rho_s(x, y, t) v_s}{\partial x} = A \sum_s \left[\rho_s(x, y + h_0, t) + \rho_s(x, y - h_0, t) \right] - c \rho_s(x, y, t) - \kappa \rho_+(x, y, t) \rho_-(x, y, t). \quad (3)$$

Здесь A — коэффициент размножения дислокаций по механизму двойного поперечного скольжения, $\kappa \simeq 2vh$ — коэффициент аннигиляции (h — радиус захвата дислокаций в дипольные конфигурации), c — коэффициент стока дислокаций, индекс s принимает значения «+» и «-».

В случае, если препятствия, на которых осуществляется остановка дислокаций, имеют преимущественно дислокационную природу, то коэффициент стока можно оценить как $c \simeq v h \rho_c$, где ρ_c — плотность неподвижных дислокационных комплексов.

Система уравнений (3) при $c = 0$ исследовалась ранее [7,8]. В [7] находилось неоднородное стационарное распределение дислокаций вблизи поверхности кристалла, а в [8] исследовалась динамика дислокационного ансамбля в объеме материала. В пренебрежении эффектами разделения зарядовой плотности ($\rho_+ = \rho_-$) система уравнений типа (3) рассматривалась также в [9]. Обратимся к исследованию системы (3) в общем случае.

Введем переменные $\rho = \rho_+ + \rho_-$ и $I = \rho_+ - \rho_-$, характеризующие соответственно суммарную плотность дислокаций и дислокационный заряд. Для этих переменных с учетом разложения

$$\rho(x, y + h_0, t) + \rho(x, y - h_0, t) \simeq 2\rho(x, y, t) + h_0^2 \frac{\partial^2 \rho(x, y, t)}{\partial y^2}$$

система (3) запишется в виде

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial I}{\partial x} = \beta \rho - \frac{\kappa}{2} (\rho^2 - I^2) + D_0 \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2}, \quad (4a)$$

$$\frac{\partial I}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial x} = -cI, \quad (4b)$$

где введены обозначения $\beta = 4A - c$, $D_0 = 2h_0^2 A$.

Найдем стационарные однородные решения системы (4). Приравняв к нулю правые части этой системы, находим, что система имеет два состояния равновесия

$$\rho = I = 0, \quad \rho = 2\beta/\kappa = \rho_0, \quad I = 0. \quad (5)$$

Введем для удобства безразмерные переменные

$$n(x, y, t) = \rho(x, y, t)/\rho_0, \quad m(x, y, t) = I(x, y, t)/\rho_0. \quad (6)$$

Система уравнений (4) в безразмерных переменных принимает вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} + v \frac{\partial m}{\partial x} = \beta n(1 - n) + \beta m^2 + D_0 \frac{\partial^2 n}{\partial y^2}, \quad (7a)$$

$$\frac{\partial m}{\partial t} + v \frac{\partial n}{\partial x} = -cm. \quad (7b)$$

Рассмотрим случай $c/\beta \gg 1$. Если стоки имеют дислокационную природу, то нетрудно заметить, что $c/\beta = \rho_c/\rho_0$. Таким образом, физически этот случай соответствует интенсивной иммобилизации дислокаций. Введем характерное время T изменения переменных $n(x, y, t)$ и $m(x, y, t)$. Далее мы покажем, что из условия $c/\beta \gg 1$ вытекает неравенство $cT \gg 1$. При этих предположениях, пренебрегая производной $\partial m/\partial t$ в (7b) (так как $|\partial m/\partial t| \sim |m/T| \ll |cm|$) систему уравнений (7) можно свести к уравнению относительно $n(x, y, t)$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \beta n(1 - n) + D \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + D_0 \frac{\partial^2 n}{\partial y^2}, \quad (8)$$

где $D = v^2/c$.

При $D_0 = 0$ это уравнение впервое исследовалось Р.А.Фишером [10] и независимо А.Н.Колмогоровым, И.Г.Петровским и Н.С.Пискуновым [11]. В работе [11], ставшей классической, авторы доказали существование автомодельных решений бегущего типа $n(\xi) = n(ut - x)$ со спектром возможных значений скорости u , ограниченным снизу ($u \geq u_{\min} = 2\sqrt{D\beta}$). Ими было также показано, что при финитных начальных распределениях типа ступеньки уравнение (8) имеет единственное решение и это решение развивается в решение уравнения

$$u \frac{\partial n}{\partial \xi} = \beta n(1 - n) + D \frac{d^2 n}{d\xi^2} \quad (9)$$

с граничными условиями $n(-\infty) = 0$, $n(\infty) = 1$.

Для нашей задачи представляет интерес исследование системы уравнений (7) на предмет нахождения автомодельных решений при произвольном соотношении β и c . Рассмотрим сначала эту систему уравнений в пренебрежении диффузией вдоль координаты y .

2. Одномерный фронт волны переключения плотности дислокаций

В одномерном случае ($D_0 = 0$) для исходной системы будем считать, что функции $n(x, t)$ и $m(x, t)$ удовлетворяют следующим начальным условиям на границе:

$$n(-\infty, 0) = 1, \quad n(\infty, 0) = m(\pm\infty, 0) = 0. \quad (10)$$

Условия (10) фактически соответствуют началу процесса размножения дислокаций на левой стороне образца.

Решения системы (7) будем искать в классе автомодельных решений. Если решение типа бегущей волны существует, то оно может быть записано в форме $n = n(\xi)$, $m = m(\xi)$, где $\xi = ut - x$ — автомодельная переменная, u — скорость волны, перемещающейся вправо вдоль оси X ($u > 0$).

Подставляя решение предполагаемого вида в исходную систему (7), получаем систему уравнений относительно автомодельной переменной ξ

$$(1 - \gamma^2) \frac{dn}{d\xi} = -\beta [\gamma n(1 - n) - \alpha m + \gamma m^2], \quad (11a)$$

$$(1 - \gamma^2) \frac{dm}{d\xi} = -\beta [\gamma n(1 - n) - \alpha \gamma m + m^2], \quad (11b)$$

с граничными условиями $n(-\infty) = m(\pm\infty) = 0$, $n(\infty) = 1$. Здесь введены безразмерные параметры $\gamma = u/v$, $\alpha = c/\beta$.

Исследуем систему (11), используя метод фазовой плоскости. Система (11) имеет две неподвижные точки (0,0) и (1,0) на плоскости переменных (h, m) , соответствующие состояниям равновесия (5). Рассмотрим устойчивость каждого из этих состояний равновесия. Линеаризуя систему (11) вблизи состояния (0,0) и делая подстановку $n, m \sim \exp(\lambda\beta\xi)$, получаем характеристическое уравнение

$$(1 - \gamma^2) \lambda^2 - \lambda\gamma(\alpha - 1) + \alpha = 0,$$

$$\lambda_{1,2} = \frac{\gamma(\alpha - 1) \pm \sqrt{\gamma^2(1 - \alpha^2) - 4\alpha(1 - \gamma^2)}}{2(1 - \gamma^2)}. \quad (12)$$

Поскольку плотность ρ (и h) не может быть отрицательной величиной ($0 \leq \rho \leq \rho_0$), то всегда должно выполняться условие

$$\gamma(1 - \alpha^2) - 4\alpha(1 - \gamma^2) \geq 0$$

или

$$\gamma \geq \gamma_{\min} = 2 \frac{\sqrt{\alpha}}{1 + \alpha}. \quad (13)$$

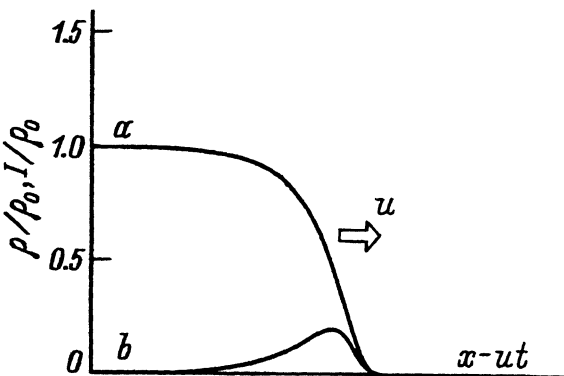
Из (13) следует, что при $\gamma_{\min} \leq \gamma < 1$ состояние $(0,0)$ является узлом, причем если $\alpha > 1$, то неустойчивым, а если $\alpha < 1$, то устойчивым. При $\gamma^2 > 1$ особая точка $(0,0)$ является седлом.

Нетрудно показать, что вторая особая точка $(1,0)$ при $\gamma^2 < 1$ является седлом, через которое проходят только две траектории, и устойчивым узлом при $\gamma^2 > 1$.

С учетом этих результатов можно построить фазовый портрет траекторий в окрестности особых точек и траекторию волнового решения системы уравнений (11), идущей из неустойчивого узла $(0,0)$ в седло $(1,0)$. Этой траектории соответствуют решения в виде бегущего перепада для $n(\xi)$ и импульса для $m(\xi)$, которые показаны на рисунке.

Из анализа стационарных решений уравнения (11) следует, что распространение уединенных волн может происходить только при $\alpha > 1$ со скоростью $\gamma \propto [\gamma_{\min}, 1)$. Дополнительный анализ показывает, что волновые решения, удовлетворяющие этим условиям, оказываются устойчивыми, однако изложение этого вопроса выходит за рамки настоящей работы.

Можно заметить, что $u_{\min} = v\gamma_{\min} = 2v\sqrt{\alpha}/(1 + \alpha)$ переходит при $\alpha \gg 1$ ($c \gg \beta$) в выражение $u_{\min} = 2v/\sqrt{\alpha}$, полученное в [11] для уравнения Фишера. Качественно новый момент для системы (9) в отличие от уравнения Фишера заключается в том, что спектр возможных значений скорости есть континуум, ограниченный не только снизу, но и сверху величиной, равной скорости дислокаций, а также в том, что уединенный фронт волны существует только при $\alpha > 1$.



Уединенная волна суммарной (а) и зарядовой (б) плотности дислокаций, бегущая со скоростью $u = 0.973$ V.

Соответствует автомодельному решению системы уравнений (11) при следующих значениях параметров: $\alpha = 1.6$, $\gamma = \gamma_{\min}(\alpha) = 0.973$.

3. Фронт возбуждения плотности дислокаций в двумерном случае

Вернемся к рассмотрению исходной системы уравнений (7) в предположении $c \gg \beta$. В этом случае, как мы показали, система сводится к уравнению (8) относительно переменной $n(x, y, t)$. Уравнение (8) изучалось ранее в [12,13].

В полярной системе координат ($x = \gamma \cos \varphi$, $y = \sqrt{D_0/D} r \sin \varphi$) с учетом аксиальной симметрии задачи уравнение (10) имеет вид [13]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \beta n(1-n) + D \frac{\partial^2 n}{\partial r^2} + D \frac{\partial n}{\partial r}. \quad (14)$$

Данное уравнение можно рассматривать как уравнение Фишера с дополнительным слагаемым $(D/r)(\partial n/\partial r)$, которое играет роль возмущения, если интересоваться решениями этого уравнения в виде бегущего кругового фронта, радиус R которого велик по сравнению с масштабом ΔR переходного слоя. В этом случае, поскольку $\partial n/\partial r$ отлично от нуля в области $r \sim R$, возмущение приближенно имеет вид $(D/R)(\partial n/\partial r)$, а радиус волнового фронта можно считать параметром задачи ввиду условия $R \gg \Delta R$.

При сделанных предположениях автомодельному решению $n(\xi) = n(u_R t - r)$ в виде расходящегося фронта отвечает уравнение

$$[u_R + D/R] \frac{dn}{d\xi} = \beta n(1-n) + D \frac{d^2 n}{d\xi^2} \quad (15)$$

с граничными условиями $n(\infty) = 1$, $n(-\infty) = 0$.

Уравнение (15) полностью совпадает с (9), если положить $u = u_R + D/R$. Отсюда следует, что скорость расходящегося фронта u_R уменьшается на величину D/R по сравнению со скоростью плоского фронта u . При $R < R^* = \frac{D}{u}$ области достаточно малых размеров не растут, а сокращаются (так как $u_R < 0$). Таким образом, область с радиусом $R = R^*$ представляет собой критический зародыш новой фазы — фронта возбуждения плотности дислокаций.

Соответствующие волновые решения нетрудно приближенно получить, интегрируя (15) и используя (7b),

$$\rho = \rho_0 \{1 + \exp[(r - R_0 - u_R t)/\Delta R]\}^{-2},$$

$$I = I_{\max} \frac{3 \exp[(r - R_0 - u_R t)/\Delta R]}{\{1 + \exp[(r - R_0 - u_R t)/\Delta R]\}^3}. \quad (16)$$

Здесь $\Delta R \simeq 1.2 \sqrt{D/\beta}$, $u \simeq 2v \sqrt{\beta/c}$, $I_{\max} = 0.55 \rho_0 \sqrt{\beta/c}$, R_0 — радиус, характеризующий область задания начального распределения $n(r, 0)$.

Фронт волны, согласно (16), представляет собой полуэллипс $x^2 + Dy^2/D_0 = (R_0 + u_R t)^2$, сильно вытянутый вдоль оси X , так как отношение D_0/D крайне мало. Действительно, если учесть соотношения

$D = v/h\rho_c$, $D_0 h_0^2 (c + \beta)/2$, $h_0 \gtrsim h = Gb/4\pi\Delta\tau$, $\Delta\tau \simeq \alpha_0 Gb\sqrt{\rho_c + \rho_0}$, $\alpha \sim 1$, $c/\beta = \rho_c/\rho_0 > 1$, получается, что

$$D/D_0 \simeq 2(4\pi\alpha_0)^4(1 + \beta/c) \approx 5 \cdot 10^4 \gg 1.$$

Нетрудно определить скорости движения фронта вдоль осей X и Y , а также характерные масштабы изменения $\rho(x, y, t)$ и $I(x, y, t)$ вдоль этих направлений. С учетом полученных выше результатов имеем $v_x \simeq u_R$, $v_y \simeq u_R\sqrt{D_0/D}$, $\Delta x \approx \Delta R \simeq \sqrt{D/\beta}$, $\Delta y \simeq \Delta R\sqrt{D_0/\beta}$.

Характерное время T , за которое плотность дислокаций изменяется от нуля до ρ_0 , можно оценить как $T \simeq \Delta R/u_R = \frac{\Delta R}{u - D/R}$. Отсюда следуют два замечания. Во-первых, поскольку $T > T_{\min} = \Delta R/u \sim \beta^{-1}$, то из условия $c/\beta \gg 1$ вытекает неравенство $c/T \gg 1$, которое мы использовали при упрощении исходной системы (7). Во-вторых, при достаточно малом начальном значении $R_0 \gtrsim R^*$ масштаб T велик, и можно ожидать, что $T \gg c^{-1}$ даже при условии $\beta \sim c$. Таким образом, стадию зарождения волны, действительно, можно исследовать в рамках параболического уравнения (8).

4. Обсуждение результатов

Рассмотрим возможность формирования и развития полос скольжения с точки зрения полученных в работе результатов.

В контексте данной работы полосу скольжения мы трактуем как уединенный фронт возбуждения плотности дислокаций, возникающий в результате начала процесса размножения дислокаций в определенной области образца. Как было показано, уединенный фронт (полоса) зарождается, если начальный радиус фронта R_0 больше некоторого критического значения R^*D/u , и способен развиваться только при $\alpha = \rho_c/\rho_0 > 1$.

Первое условие дает $R_0 > R^* \sim v/\sqrt{\beta c} \approx 10\bar{e}$ ($\bar{e} \sim \rho_0^{-1/2}$ — среднее расстояние между подвижными дислокациями). Поскольку характерная ширина фронта волны $\Delta R \approx \sqrt{D/\beta} \sim v/\sqrt{c\beta} \sim R^*$, то распределение $\rho(r, 0)$ должно сформировано на масштабе, не меньшем, чем фронт волны $\Delta R \sim 10\bar{e}$. Это условие естественным образом выполняется при начале процесса размножения дислокаций по механизму двойного поперечного скольжения.

Второе условие $\alpha > 1$ задает требование к исходной субструктуре материала. Если на момент начала размножения дислокаций плотность стоков ρ_c превышает начальную плотность подвижных дислокаций ρ_0 , то становится возможным распространение областей повышенной плотности дислокаций в виде уединенных волн. В случае $\rho_c < \rho_0$ ($\alpha < 1$) распространение стационарных волн оказывается невозможным и решение исходной системы уравнений следует искать в классе нестационарных решений. В нашей работе [8] был рассмотрен этот случай при $\alpha = 0$. В рамках исследуемой модели было получено уравнение эволюции для избыточной плотности дислокаций (дислокационного заряда), которое при некоторых предположениях сводится к

нелинейному уравнению Бюргерса. Было показано, что в тех случаях, когда возникают эффективные условия для образования скоплений дислокаций одного знака, последующий их срыв и распространение принимают характер медленно затухающего ударного фронта в виде треугольной волны.

Таким образом, в рамках исходной модели на начальной стадии деформации материала, когда плотность стоков мала, основным типом дислокационной структуры являются скопления дислокаций. По мере увеличения плотности стоков при достижении критического значения $\rho_c = \rho_0$ становится возможным возникновение нового типа субструктуры — полос скольжения. Данный вывод косвенно подтверждается экспериментальными исследованиями. Деформация полосами скольжения проявляется, например, при циклических испытаниях, когда на диаграмме напряжение–деформация образуется плато [14,15], объясняемое поэтапным развитием устойчивых полос скольжения. Зарождению полос скольжения предшествует клубковая структура, которая образуется, как показывают исследования при усталостных испытаниях [15], из разрозненных дислокационных скоплений, сформировавшихся на начальной стадии деформации.

Рассмотрим стадию распространения полосы скольжения. При формировании полосы она имеет вид полуэллипса, сильно вытянутого вдоль направления скольжения дислокаций. Малая ось эллипса (лежащая в плоскости поперечного скольжения) относится к большой (лежащей в плоскости скольжения) как $\sqrt{D_0/D} \approx 0.7(4\pi\alpha_0)^{-2} \sim 10^{-2}$. В таком же соотношении находятся скорости распространения v_c и расширения v_r полосы ($v_r/v_c \approx \sqrt{D_0/D}$). Скорость распространения полосы v_c приблизительно равна скорости дислокации ($2\sqrt{\alpha}/(1+\alpha) \leq v_c < v$).

После прохождения передним фронтом полосы скольжения всей длины образца процесс формирования полосы завершается, и плотность дислокаций перестает зависеть от координаты x . Система уравнений (9) принимает вид уравнения Фишера

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \beta n(1 - n) + D_0 \frac{\partial^2 n}{\partial y^2}. \quad (17)$$

Полоса скольжения продолжает расширяться, имея при этом два фронта, распространяющихся в направлениях $\pm y$ со скоростью $v_r = 2\sqrt{D_0\beta} \sim 10^{-2} \cdot v$. Далее с течением времени полоса скольжения упрочняется (происходит накопление иммобилизованных дислокаций в данной полосе), причем процесс упрочнения уже не может быть описан в рамках уравнения (17), поскольку в этой ситуации необходимо также учитывать динамику иммобилизованных дислокаций.

Поскольку в сформировавшейся полосе скольжения увеличиваются поля внутренних напряжений (за счет увеличения плотности дислокаций), то она перестает обеспечивать процесс пластической деформации и как следствие создаются условия для возникновения новых полос скольжения (преимущественно в местах наибольших напряжений). Процесс пластической деформации развивается в этом случае локализованно за счет образования все новых полос скольжения. Это приводит к появлению плато на кривой напряжение–деформация.

- [1] Смирнов Б.И. Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. Л. (1981). 275 с.
- [2] Владимиров В.И. Физическая теория пластичности и прочности. Л. (1975). 152 с.
- [3] Кооперативные деформационные процессы и локализация деформации. Киев (1989). 320 с.
- [4] Косевич А.М. Дислокации в теории упругости. Киев (1978). 220 с.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М. (1987). 287 с.
- [6] Ханнанов Ш.Х. ФММ 46, 4, 708 (1978).
- [7] Владимиров В.И., Клавин О.В., Кусов А.А. ФТТ 27, 10, 2926 (1985).
- [8] Мареева О.В., Сарафанов Г.Ф., Нагорных С.Н. ФММ 75, 6, 37 (1993).
- [9] Малыгин Г.А. ФТТ 31, 1, 175 (1989).
- [10] Fischer R.A. Ann. Eugenics, 7, 355 (1937).
- [11] Колмогоров А.Н., Петровский И.Г., Пискунов Н.С. Бюл. МГУ. Сер. А, Математика и механика 1, 1 (1937).
- [12] Markstein G.H. J. Aeronaut. Sci. 18, 199 (1951).
- [13] Зельдович Я.Б. Нелинейные волны. М. (1981). 373 с.
- [14] Laird C., Charsley P., Mugrabi H. Mater. Sci. Eng. 81, 433 (1986).
- [15] Попов Е.А., Иванова В.С., Терентьев В.Ф. Синергетика и усталостное разрушение металлов. М. (1989). С. 153-170.