

Процессы самоорганизации дислокаций и пластичность кристаллов

Г.А. Малыгин

Обсуждается проблема теоретического описания эволюции дислокационного ансамбля в пластически деформируемом кристалле с учетом его реальной структуры. Формулируются кинетические уравнения для плотности дислокаций, включающие в себя процессы генерации дислокаций из источников, иммобилизации, размножения, аннигиляции и диффузии дислокаций. С помощью уравнений проводится количественный анализ первых трех стадий кривых деформационного упрочнения кристаллов. Рассматриваются процессы самоорганизации дислокаций в дислокационном ансамбле, вызывающие локализацию деформации и образование в кристалле различных неоднородных дислокационных структур. Детально излагаются механизмы образования линий и полос скольжения, бездефектных (аннигиляционных) каналов при пластической деформации закаленных или облученных кристаллов, механизм образования ячеистых дислокационных структур. Теоретические результаты сопоставляются с экспериментом.

PACS numbers: 61.72.Bb, 62.20.Fe, 83.50.–v

Содержание

1. Введение (979).
 2. Уравнения эволюции дислокационного ансамбля (981).
 - 2.1. Основные уравнения. 2.2. Микроскопические уравнения.
 - 2.3. Проблема усреднения дислокационного ансамбля.
 - 2.4. Уравнения эволюции плотности дислокаций.
 3. Кривые деформационного упрочнения кристаллов (985).
 - 3.1. Стадийность кривых упрочнения. 3.2. Размерный, ориентационный и поверхностный эффекты.
 4. Линии и полосы скольжения (990).
 - 4.1. Корреляционные эффекты. 4.2. ДПС и уравнение эволюции плотности дислокаций. 4.3. Линии скольжения. 4.4. Полосы скольжения. 4.5. Аннигиляционные каналы.
 5. Ячеистая дислокационная структура (1000).
 - 5.1. Уравнения эволюции плотности дислокаций при множественном скольжении. 5.2. Ячеистая структура и ее параметры. 5.3. Принцип подобия ячеистых структур. 5.4. Особенности формирования ячеистых структур в поликристаллических материалах.
 6. Заключение (1005).
- Приложения (1006).**
- I. Статистическое усреднение дислокационного ансамбля.
 - II. Корреляционное напряжение.
- Список литературы (1008).**

1. Введение

Современная физика прочности и пластичности кристаллических тел базируется на открытиях 20–30-х годов, когда были введены понятия об элементарных носителях пластической деформации и дефектах, снижающих прочность кристаллов: дислокациях [1, 2], микротрещинах [3, 4], вакансиях [5]. Результаты предпринятых в 50–60-х годах интенсивных экспериментальных и теоретических исследований свойств дефектов (к ним в 70-х годах добавились дисклинации [6–8]) составили содержание новых разделов физики твердого тела — физики прочности и пластичности кристаллов и физики дефектов в кристаллах.

Итоги этих исследований подведены в большом числе монографий [8–16] и обзоров [17–25], в том числе и опубликованных в *УФН* [26–33]. Они стали физическим обоснованием широко используемых методов повышения прочности конструкционных материалов и создали теоретическую основу для разработки новых материалов с повышенными деформационными и прочностными характеристиками.

К середине 70-х годов стало, однако, ясно, что, опираясь только на свойства отдельных дефектов и простые модели их взаимодействия друг с другом, не удастся в полной мере объяснить прочностные свойства и деформационное поведение реальных материалов и понять причины возникновения таких явлений, как стадийность кривых деформационного упрочнения кристаллов [17, 19–22, 34], локализация пластической деформации в виде системы линий и полос скольжения [34–42], формирование разнообразных дислокационных структур (ячеистых [43–49], блочных [50, 51], разориентированных [52–55], фрагментированных [56], аннигиляционных [57–59], специфических структур при механической усталости кристаллов [60–62]).

Г.А. Малыгин. Физико-технический институт им А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26, Российская Федерация. Тел. (812) 247-91-57
E-mail: malygin.ga@pop.ioffe.rssi.ru

Статья поступила 5 апреля 1999 г., после доработки 4 июня 1999 г.

К этому списку следует добавить также возникновение на макроуровне областей (полос) неоднородной пластической деформации Людерса [63, 64] и Порт-евена – Ле Шателье [65, 66], деформационных волн Данилова – Зуева [67, 68], полос адиабатического сдвига при низкотемпературной деформации [69, 70] и высокоскоростном деформировании [71, 72], суперлокализацию деформации в виде грубых линий скольжения, если нагружение кристалла осуществляется при повышенных температурах [34, 73], нестабильность (скачкообразность) диаграмм напряжение – деформация [65, 66, 69, 70], свидетельствующая о временной и пространственной неустойчивости пластической деформации и возникновении режимов самоорганизующейся критичности и детерминированного хаоса [74 – 76].

Широкое применение в ходе исследований наряду с традиционными оптическими [34 – 40] микроскопических методов (реплики [37, 38], избирательное травление [41, 42], электронная микроскопия на просвет [43 – 49]) позволило заключить, что наблюдаемое на опыте разнообразие деформационных и дислокационных структур есть результат определенной, зависящей от структуры кристалла и условий деформирования, эволюции дислокационного ансамбля и развития в нем коллективных, кооперативных явлений.

В связи с этим возникла необходимость разработки теории дислокационных ансамблей в пластически деформируемых кристаллах и получения кинетических уравнений для описания его пространственно-временной эволюции в реальных условиях деформирования. Первые попытки сформулировать такие уравнения в виде зависящего от времени [77 – 79] или текущей деформации [80 – 82] кинетического уравнения для однородной плотности дислокаций были предприняты в 60-х годах. Хотя уравнения имели эвристический характер и основывались на интуитивных предположениях, но с их помощью удалось показать существование принципиальной связи эволюции плотности дислокаций (процессов размножения и аннигиляции дислокаций) с кинетикой высокотемпературной ползучести [77], с характером кривой деформационного упрочнения кристалла [82], возникновением "зуба" текучести на диаграммах деформирования малодислокационных кристаллов [80].

В дальнейшем в такого типа уравнения были включены члены, учитывающие пространственную неоднородность распределения дислокаций в кристалле. С помощью усовершенствованных уравнений были сделаны первые попытки проанализировать возникновение пространственно неоднородных дислокационных структур (ячеистых [84], клубковых [85 – 87]) и локализацию деформации в виде полос адиабатического сдвига и разогрева при нагружении кристаллов в области температур кипения жидкого гелия 4,2 К [88, 89].

Одновременно с модельным подходом развивался также в теоретическом отношении более последовательный подход к получению дислокационно-кинетических уравнений, основанный на статистическом усреднении динамических и кинематических соотношений, описывающих состояние и перемещение дислокаций в дислокационном ансамбле [90 – 97]. О полученных при этом результатах будет сказано в разделе 2.1.

Следующий этап в решении задачи формулирования уравнений эволюции дислокационного ансамбля относится к середине 80-х годов. В связи с наступившим к

тому времени пониманием синергетического характера формирования (самоорганизации) термодинамически неравновесных (диссипативных) структур в различных физических [98 – 100], химических [101] и биологических [102 – 104] средах синергетический подход был распространен и на дислокационный ансамбль. Уравнения его эволюции формулировались в виде системы нелинейных уравнений реакционно-диффузионного типа для плотности подвижных и неподвижных дислокаций [105 – 113]. Кинетическое взаимодействие между ними вызывало потерю дислокационным ансамблем пространственной устойчивости и приводило к образованию в кристалле неоднородных дислокационных структур [114 – 118].

Уравнения подобного типа были сформулированы для плотностей дислокаций разного знака [106, 119 – 123], дислокаций в пересекающихся системах скольжения [116, 124], в случае дислокационно-дисклинационного ансамбля [125 – 128]. Хотя в уравнениях учитывались процессы размножения, диффузии, иммобилизации и аннигиляции дислокаций, реально определяющие эволюцию дислокационного ансамбля, но основная цель большинства работ на этом этапе состояла в декларировании принципиальной возможности анализа тех или иных из перечисленных выше явлений с синергетических позиций. Поэтому полученные в них результаты имеют качественный характер и не позволяют произвести прямое количественное сопоставление теории и эксперимента.

Между тем такое сопоставление имеет важное значение, поскольку именно на основании его результатов можно судить, в какой мере кинетические процессы, в том числе процессы самоорганизации дислокаций, определяют образование различных дислокационных и деформационных структур в кристалле, а также характер и стадийность кривых деформационного упрочнения кристаллов.

В настоящем обзоре, опираясь на ряд работ, где такое сопоставление производилось, и критически оценивая имеющиеся сейчас результаты статистического усреднения дислокационных ансамблей, удается показать, что кинетические процессы играют определяющую роль в рассматриваемых в обзоре явлениях.

Обзор организован следующим образом. В разделе 2 приведены основные уравнения и соотношения континуальной теории дислокаций и намечена процедура статистического усреднения дислокационного ансамбля. С помощью упрощенного варианта процедуры получены кинетические уравнения для плотности распределения дислокаций, включающие в себя основные элементарные процессы, от которых зависит пространственно-временная эволюция дислокационного ансамбля в реальных кристаллах.

В разделе 3 в предположении об однородном распределении плотности дислокаций обсуждается, насколько сформулированные уравнения согласуются с типичной трехстадийной кривой деформационного упрочнения кристаллов при температурах $T < 0,5T_m$, где T_m — температура плавления кристалла.

В разделе 4 приведенные во втором разделе уравнения используются для анализа процесса формирования линий и полос скольжения на начальной стадии пластической деформации кристаллов (при одиночном скольжении). Здесь же рассматриваются особые случаи локализации деформации в виде грубых линий скольжения в результате образования бездислокационных и безде-

фектных каналов при пластической деформации предварительно облуженных, закаленных или деформированных при низкой температуре металлических кристаллов.

В разделе 5 с помощью уравнений анализируется механизм формирования ячеистой дислокационной структуры при множественном скольжении и рассматриваются особенности образования дислокационных структур в поликристаллических материалах.

В обзоре предполагается, что дислокационный ансамбль содержит равное число дислокаций с разными знаками вектора Бюргерса. Из-за ограниченного объема в обзоре не обсуждается механизм формирования разориентированных и фрагментированных дислокационных структур, связанных с наличием в кристалле избыточной (нескомпенсированной) плотности дислокаций одного знака. Для учета эффектов незавершенных пластических поворотов уравнения континуальной теории дислокаций должны быть дополнены уравнениями и соотношениями континуальной теории дисклинаций [6, 94, 129, 130].

В заключении подводятся итоги сделанного анализа и намечаются перспективы дальнейших исследований, рассматриваются некоторые общие черты ансамблей, состоящих, как и дислокационный ансамбль, из линейных объектов, например вихревых нитей в жестких сверхпроводниках [131, 132] или тепловых вихрей в сверхтекучем гелии [133, 134].

В целях сопоставления результатов теории и эксперимента обзор содержит иллюстративный материал, основу которого составляют приведенные в литературе экспериментальные зависимости, а также зависимости, полученные автором при обработке своих и опубликованных в литературе экспериментальных данных.

2. Уравнения эволюции дислокационного ансамбля

С микроскопической точки зрения пластическая деформация кристаллов является результатом движения линейных дефектов — дислокаций, а в более общем случае — дислокаций и дисклинаций. Первые из них являются границами областей кристалла, где произошел трансляционный сдвиг одной части кристалла относительно другой на вектор Бюргерса \mathbf{b} , вторые — границами областей, где произошел пластический поворот одной части кристалла относительно другой на вектор Франка $\mathbf{\Omega}$.

Таким образом, дислокации являются границами областей незавершенного пластического сдвига, а дисклинации — незавершенного пластического поворота. Континуальная теория дислокаций и дисклинаций [6, 16, 94, 129, 130] позволяет по известным распределениям дефектов в кристалле найти распределения полей напряжений σ_{ik} , деформаций ε_{ik} и скоростей деформаций $\dot{\varepsilon}_{ik}$, т.е. параметров, определяющих прочность и формоизменение материала.

2.1. Основные уравнения

В случае чисто дислокационного ансамбля имеются следующие уравнения и соотношения:

для внешних σ_{ik}^{ext} и внутренних σ_{ik}^{in} напряжений

$$\frac{\partial \sigma_{ik}}{\partial x_k} = 0, \quad \sigma_{ik} = \sigma_{ik}^{\text{ext}} + \sigma_{ik}^{\text{in}},$$

$$\sigma_{ik}^{\text{in}} = \int A_{iksp}(r' - r) \alpha_{sp}(r', t) dr', \quad F_l = \epsilon_{lpq} v_p b_s \sigma_{qs}; \quad (2.1)$$

для тензорной плотности дислокаций α_{sp} и ее потока J_{lp}

$$\frac{\partial \alpha_{sp}}{\partial t} + \epsilon_{sq} \frac{\partial J_{lp}}{\partial x_q} = 0, \quad \frac{\partial \alpha_{sp}}{\partial x_p} = 0, \quad J_{lp} = \epsilon_{lqs} \alpha_{sp} u_q; \quad (2.2)$$

для деформаций и скоростей деформаций (упругих и пластических)

$$\begin{aligned} \varepsilon_{ik} &= \varepsilon_{ik}^{\text{el}} + \varepsilon_{ik}^{\text{pl}}, \quad \varepsilon_{ik}^{\text{el}} = \int B_{iksp}(r' - r) \alpha_{sp}(r', t) dr', \\ \dot{\varepsilon}_{ik}^{\text{pl}} &= \int \dot{\varepsilon}_{ik}^{\text{pl}} dt, \quad \dot{\varepsilon}_{ik} = \dot{\varepsilon}_{ik}^{\text{el}} + \dot{\varepsilon}_{ik}^{\text{pl}}, \\ \dot{\varepsilon}_{ik}^{\text{el}} &= \int C_{ikml} J_{ml} dr', \quad \dot{\varepsilon}_{ik}^{\text{pl}} = \frac{1}{2} (J_{ik} + J_{ki}). \end{aligned} \quad (2.3)$$

В формулах (2.1)–(2.3) $A_{iksp} = -c_{ikmm} \epsilon_{njs} c_{piql} G_{qm,l}$, $B_{iksp} = [\epsilon_{sim} c_{lqmp} G_{qk,l}]_{[ik]}$, $C_{ikml} = -c_{njml} [G_{ij,nk}]_{[ik]}$, $G_{qm}(r' - r)$ — тензорная функция Грина статической теории упругости кристалла, c_{ikmm} — тензор упругих постоянных, ϵ_{njs} — перестановочный тензор, F_l — сила, действующая на дислокацию со стороны внешних и внутренних дальнедействующих напряжений, v — орт касательной к линии дислокации, u — скорость дислокации, $\alpha_{sp} = \sum_a \alpha_{sp}^a$ — тензорная плотность дислокаций с различными векторами Бюргерса.

При записи (2.1) мы пренебрегли динамическими составляющими внешних и внутренних напряжений, ввиду того что перемещение дислокаций при обычной пластической деформации имеет в большинстве случаев квазистатический характер, когда действующая на дислокацию сила F уравновешивается силой трения дислокации $\mathbf{F}^{(f)} = \xi b \sigma^{(f)}$ в результате взаимодействия движущейся дислокации с решеточным рельефом Пайерлса [15], точечными препятствиями типа примесных атомов [13] или "дислокационным лесом" [21, 24]. При движении с большими, надбарьерными скоростями дислокация испытывает вязкое торможение из-за взаимодействия с электронной [30] и фононной [32] подсистемами кристалла.

В результате уравнение равновесия приложенных к дислокации с вектором Бюргерса b^a напряжений имеет вид (индекс a опускаем)

$$n_i (\sigma_{ik}^{\text{ext}} + \sigma_{ik}^{\text{in}}) b_k = b \sigma^{(f)}, \quad \sigma^{(f)} = \sigma^*(u, T) + \sigma_f + \sigma_\mu. \quad (2.4)$$

Здесь $\mathbf{n} = \mathbf{v} \times \boldsymbol{\xi}$ — орт нормали к плоскости скольжения дислокации ($\boldsymbol{\xi}$ — орт нормали в направлении движения дислокации), $b = |\mathbf{b}|$.

В напряжение трения $\sigma^{(f)}$ вносят вклад эффективное напряжение σ^* , зависящее от скорости дислокации u и температуры T , атермическая компонента напряжений трения σ_f вследствие взаимодействия дислокации с точечными препятствиями или рельефом Пайерлса, деформационное (дислокационное) упрочнение кристалла σ_μ , зависящее от скалярной плотности дислокаций.

Напряжение вязкого торможения дислокации при ее перемещении с большими скоростями ($u > 10^{-3} u_s$) линейно зависит от скорости дислокации: $\sigma_B = (B/b)u$, где u_s — скорость звука, B — коэффициент вязкого

торможения [30, 32]. Скорость термоактивированного движения дислокации согласно (2.4) равна

$$u = \zeta u, \quad u = u_s \exp \left[-\frac{H(\sigma^*)}{kT} \right],$$

$$\sigma^* = n_i(\sigma_{ik}^{\text{ext}} + \sigma_{ik}^{\text{in}}) b_k |\mathbf{b}|^{-1} - \sigma_f - \sigma_\mu, \quad (2.5)$$

где $H(\sigma^*)$ — энергия активации, k — постоянная Больцмана.

Таким образом, если известно распределение плотности дислокаций $\hat{\alpha}(\mathbf{r}, t)$, то с помощью уравнений движения (2.4), (2.5) может быть определен поток дислокаций $\hat{J}(\mathbf{r}, t)$ и с помощью уравнений (2.1) и (2.3) найдено распределение в кристалле напряжений, деформаций и скоростей деформаций.

Как отмечалось во введении, при пластическом деформировании реальных кристаллов дислокационные ансамбли испытывают сложную эволюцию, зависящую от внутренней структуры кристалла и условий деформирования. Поскольку уравнения континуальной теории дислокаций выведены для бесструктурного континуума геометрических точек, они не способны описать эту эволюцию и установить физический масштаб явлений. Для решения этой задачи необходимо рассматривать дислокационный ансамбль в кристалле как совокупность дискретных частиц — дислокаций, обладающих определенными физическими параметрами (вектором Бюргерса, скоростью, ориентацией линий дислокаций). Взаимодействие частиц друг с другом, а также с другими значимыми (в смысле их влияния на эволюцию дислокационного ансамбля) структурными образованиями в кристалле и будет определять пространственный и временной масштабы явлений.

Стандартный путь решения подобной задачи "многих тел" — введение функции распределения частиц ансамбля по тем или иным существенным динамическим параметрам (координатам, скоростям), запись для нее кинетического уравнения и статистическое усреднение ансамбля с целью получения уравнений эволюции для средних по ансамблю [134–138]. Этот очевидный метод получения уравнений эволюции дислокационного ансамбля был использован в ряде работ. Так, в [90] в рамках одномерной ламинарно текущей "дислокационной жидкости" путем введения одночастичной функции распределения дислокаций по скоростям получено уравнение эволюции плотности дислокаций, учитывающее динамические эффекты, т.е. инерционную (полевую) массу дислокаций. Тот же результат, но уже в рамках трехмерного "кулоновского газа" дислокаций получен в [91, 94].

Следует заметить, что ввиду малой массы дислокаций учет динамических эффектов представляет интерес, по-видимому, лишь в случае высокоскоростного, ударного деформирования материалов. При обычных условиях нагружения движение дислокаций имеет квазистатический характер. Основной вклад в эволюцию дислокационного ансамбля вносят не динамические, а кинематические эффекты, связанные с процессами генерации дислокаций из источников, размножения дислокаций, их диффузии, аннигиляции, корреляции и поляризации. Так, с помощью двухчастичной функции распределения дислокаций по координатам удалось, например, проанализировать эффект экранирования дислокаций

одного знака дислокациями другого знака в двумерном ансамбле винтовых дислокаций [139, 140].

Что касается остальных элементарных процессов, определяющих эволюцию дислокационного ансамбля, то при записи соответствующих "столкновительных" членов использовались в основном феноменологические и эвристические соображения и двумерная постановка задачи. Исключение составляет работа [92], где при записи "столкновительного интеграла", описывающего процесс размножения дислокаций на препятствиях типа дисперсных частиц и выделений, использовался микроскопический подход.

2.2. Микроскопические уравнения

Чтобы продемонстрировать трудности, с которыми сталкивается трехмерная модель дислокационного ансамбля, и наметить путь для корректной записи кинематических "столкновительных" членов в трехмерной постановке кинетической задачи, рассмотрим подробнее уравнения (2.2) для тензорной плотности дислокаций и ее потока.

Первое из уравнений (2.2) является уравнением сохранения вектора Бюргерса [16]. Поскольку вектор Бюргерса в кристаллах постоянен вдоль линии дислокации, рассматриваемое уравнение является просто кинематическим соотношением, учитывающим геометрические особенности движущихся дислокаций как линейных, а не точечноподобных образований [141].

Принимая во внимание, что отдельная дислокационная петля является дислокационным ансамблем с плотностью дислокаций $\alpha_{sp}^a = b_s^a \delta_p(\mathbf{l}^a)$ [6], где $\delta(\mathbf{l})$ — дельта-функция, определенная на ориентированной линии дислокации [142], запишем уравнения (2.2) (для наглядности) в векторном виде, опуская постоянный вектор \mathbf{b} (механический "заряд" дислокации) и индекс a :

$$\frac{\partial \delta(\mathbf{l})}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{u} \times \delta(\mathbf{l})) = 0, \quad \nabla \cdot \delta(\mathbf{l}) = 0. \quad (2.6)$$

Преобразуя тройное векторное произведение, получаем уравнение сохранения плотности ориентированной линии дислокации, состоящее из переносной и неоднородной частей:

$$\frac{\partial \delta(\mathbf{l})}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \delta(\mathbf{l})) = \mathbf{u} \nabla \cdot \delta(\mathbf{l}) + (\delta(\mathbf{l}) \nabla) \mathbf{u}, \quad \nabla \cdot \delta(\mathbf{l}) = 0. \quad (2.7)$$

Члены в правой части уравнения учитывают изменение длины и ориентации линии дислокации и ее отдельных сегментов при движении.

Условие $\nabla \cdot \delta(\mathbf{l}) = 0$ означает, что линия дислокации должна быть или замкнута, или оканчиваться на поверхности. Если она опирается на дислокационный источник Франка–Рида с критической длиной l_F , то $\nabla \cdot \delta(\mathbf{l}) = l_F^{-1} \delta(l_F)$, где $\delta(l)$ — дельта-функция, определенная на неориентированной линии дислокации [6, 142]. Можно символически считать, что $\delta_p(\mathbf{l}) = v_p \delta(\mathbf{l})$ (v — введенный ранее орт касательной к линии дислокации).

Градиент скорости дислокации в направлении касательной к линии дислокации в правой части первого уравнения (2.7) описывает изменение ориентации и длины дислокации в результате существования в кристалле неоднородных внешних и внутренних (дальнодействующих, локальных и стохастических) полей напря-

жений, влияющих на направление движения дислокации и ее скорость: $(\delta(\mathbf{l}) \nabla) \mathbf{u} = \delta(\mathbf{l}) \delta \mathbf{u} / \delta l$.

С учетом (2.5) и сказанного уравнение эволюции ориентированных участков дислокационной петли произвольной формы может быть записано на микроскопическом уровне в развернутом виде [141]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta(\mathbf{l})}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \delta(\mathbf{l})) &= \frac{\mathbf{u}_F}{l_F} \delta(l_F) + \frac{u}{R_v} \delta(\mathbf{l}) + \\ &+ \frac{\partial \ln u}{\partial l} \mathbf{u} \delta(l) + \mathbf{n} \frac{u}{R_n} \delta(l), \quad (2.8) \\ R_v^{-1} &= \left(\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial l} \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial l} \right)^{1/2}, \quad R_n^{-1} = \left(\frac{\partial \mathbf{n}}{\partial l} \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial l} \right)^{1/2}. \end{aligned}$$

Здесь R_v и R_n — радиус кривизны и радиус кручения линии дислокации.

Как видно из (2.8), радиус кручения имеет конечную величину, если линия дислокации совершает пространственную эволюцию, переходя из исходной плоскости в некомпланарную плоскость, что сопровождается изменением орта нормали к плоскости скольжения в направлении линии дислокации.

"Релаксационные" процессы в правой части уравнения (2.8) имеют характерные времена $\tau_F = l_F / u_F$ — время срабатывания источника Франка–Рида, $\tau_v = R_v / u$ — время образования дислокационного сегмента с радиусом кривизны R_v или круговой петли с таким радиусом, $\tau_n = R_n / u$ — время увеличения длины сегмента в результате его перехода в некомпланарную плоскость.

Что касается времени релаксации $\tau_l = (\delta u / \delta l)^{-1} = R_l / u$, то оно связано с изменением ориентации линии дислокации при ее движении в неоднородном внешнем и внутреннем полях напряжений. Действительно, поскольку $u = u(\sigma^*)$, согласно (2.5) имеем [141]

$$R_l^{-1} = \frac{\partial \ln u}{\partial l} = \frac{\partial \ln u}{\partial \sigma^*} \frac{\partial \sigma^*}{\partial l}, \quad b \frac{\partial \sigma^*}{\partial l} = n \cdot \frac{\partial \hat{\sigma}}{\partial l} \cdot b - \frac{\xi \hat{\sigma} b}{R_n}, \quad (2.9)$$

где R_l — параметр, характеризующий неоднородность поля напряжений.

Умножая первое из уравнений (2.8) слева диадно на \mathbf{b} , получаем микроскопическое уравнение для тензорной плотности дислокаций:

$$\frac{\partial \hat{\alpha}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u} \hat{\alpha}) = \frac{\mathbf{b} \mathbf{j}_F}{l_F} + \frac{u}{R_v} \hat{\alpha} + \frac{\mathbf{b} \mathbf{j}}{R_l} + \frac{\hat{J}}{R_n}. \quad (2.10)$$

Здесь $\mathbf{j} = \mathbf{u} \delta(l)$ — поток скалярной плотности дислокаций, $\mathbf{j}_F = \mathbf{u}_F \delta(l_F)$ — такой же поток, но из источника Франка–Рида, $\hat{J} = \mathbf{b}(\mathbf{u} \times \delta(\mathbf{l})) = \mathbf{b} \mathbf{n} \mathbf{u} \delta(l)$ — поток тензорной плотности дислокаций.

Далее, умножая уравнение (2.8) справа скалярно на орт касательной к линии дислокации \mathbf{v} , получаем микроскопическое уравнение для неориентированной линии дислокации, т.е. для ее длины (скалярной плотности дислокации):

$$\frac{\partial \delta(l)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = \frac{\mathbf{j}_F \cdot \mathbf{v}_F}{l_F} + \frac{u}{R_v} \delta(l) + (\mathbf{n}' \cdot \mathbf{v}) \frac{u}{R_n} \delta(l), \quad (2.11)$$

где \mathbf{n}' — орт нормали к некомпланарной плоскости скольжения, в которую переходит дислокационный сегмент.

В отличие от уравнений континуальной теории дислокаций (2.2) уравнения (2.10) и (2.11) имеют дискретный характер и содержат пространственные (l_F, R_v, R_l, R_n) и временные ($\tau_F, \tau_v, \tau_l, \tau_n$) параметры, задающие в зависимости от структуры кристалла и условий нагружения физические масштабы эволюции дислокационного ансамбля (см. ниже). Вместе с квазистатическими уравнениями движения дислокации (2.4) и (2.5) они описывают эволюцию ансамбля на микроскопическом уровне. Для получения уравнений, описывающих кинетику ансамбля на мезо- и макроуровнях, требуется произвести статистическое усреднение ансамбля с учетом взаимодействия дислокаций друг с другом и с различными препятствиями в кристалле, которые влияют на эту кинетику.

2.3. Проблема усреднения дислокационного ансамбля

Трудности, с которыми сталкивается теория при попытке достаточно строгим образом произвести статистическое усреднение дислокационного ансамбля, неоднократно отмечались в литературе [16, 90–93, 97, 113]. Они связаны с геометрическими особенностями дислокаций как линейных, а не точечноподобных образований. Этим обстоятельством объясняются, в частности, частые попытки свести трехмерную кинетическую задачу для дислокационного ансамбля к двумерной задаче путем рассеяния ансамбля некоторой представительской плоскостью, чтобы уподобить его ансамблю, составленному как бы из точечных частиц.

Из уравнений (2.8)–(2.11), однако, видно, что для эволюции дислокаций характерным и значимым является кривизна дислокаций (радиус кривизны R_v), поскольку с этой кривизной связано фундаментальное свойство дислокаций и дислокационного ансамбля в целом, а именно их способность размножаться. В рамках двумерной модели кривизна дислокаций, очевидно, не может быть учтена.

Другая особенность дислокаций состоит в том, что, как отмечалось выше, в уравнении движения дислокации доминируют не динамические, а квазистатические члены, связанные с силой трения дислокаций. Поэтому кинетическая энергия дислокаций в условиях обычной пластической деформации оказывается на много порядков меньше энергии взаимодействия дислокаций, вследствие чего вопрос о "температуре" и термодинамическом равновесии в дислокационном ансамбле остается открытым.

Далее, ввиду разнообразия, сложности и разномасштабности дислокационных взаимодействий трудно в общем случае установить иерархию малых параметров, определяющих эволюцию ансамбля на соответствующих масштабных уровнях.

Взаимодействие дислокаций друг с другом и с различными препятствиями в кристалле можно разделить на два вида: дальнедействующее ("кулоновское") и близкодействующее (контактное, "неупругое"). С первым связаны поля внутренних напряжений от скоплений дислокаций одного знака, эффекты поляризации дислокаций и разориентации решетки. Для анализа этих эффектов необходимо знать распределение в кристалле тензорной плотности дислокаций $\hat{\alpha}(r, t)$.

Контактное взаимодействие дислокаций определяет процессы деформационного упрочнения кристалла и динамического отдыха, а взаимодействие дислокаций с различными препятствиями в кристалле — его сопротив-

ление деформированию и процессы размножения и иммобилизации дислокаций. Для анализа этих явлений и образования различных дислокационных структур необходимо знать распределение в кристалле скалярной плотности дислокаций $\rho(r, t)$.

В приложении I представлена процедура статистического усреднения дислокационного ансамбля, позволяющая учесть некоторые из отмеченных выше особенностей дислокаций. Согласно этой процедуре кинетическое уравнение для усредненной по ансамблю скалярной плотности дислокаций $\rho(r, t)$ с вектором Бюргерса b^a имеет вид

$$\frac{\partial \rho^a}{\partial t} + \nabla \cdot (u^a \rho^a) = n^a u^a + \sum_p \frac{u^a}{\lambda_p^a} \rho^a, \quad (2.12)$$

где λ_p — характерное расстояние свободного пробега дислокаций между элементарными актами изменения (увеличения или уменьшения) длины (плотности) дислокаций.

В правую часть (2.12) добавлено слагаемое, описывающее генерацию дислокаций из дислокационных источников с объемной плотностью $n(r, t)$. В таком виде уравнение (2.12) по своей структуре аналогично уравнению (2.11), полученному из кинематических соотношений (2.2) и (2.6). Усредняя (2.11) с помощью подходящей функции распределения дислокаций, можно, очевидно, получить уравнение вида (2.12).

Действительно, фигурирующий в (2.11) радиус кривизны дислокации R_v в случае плоской круглой петли равен просто ее радиусу R . При расширении петли до радиуса $R = \lambda_p$ винтовые участки петли, встретив препятствия для своего движения, способны их преодолеть с помощью механизма двойного поперечного скольжения (ДПС) [146, 147]. Поскольку в результате акта ДПС в соседней параллельной плоскости скольжения возникает источник Франка–Рида, это приводит к увеличению плотности дислокаций [148, 149].

Препятствиями, инициирующими ДПС, являются дислокации роста с плотностью ρ_0 ($\lambda_p \propto \rho_0^{-1/2}$) [150], скопления примесных атомов и частицы выделений [148, 149, 151], а также дислокации "леса" с плотностью ρ_f , пересекающие данную плоскость скольжения ($\lambda_p \propto \rho_f^{-1/2}$) [24, 148, 152, 153]. Таким образом, характерный масштаб усреднения (2.11) и (2.12) должен превышать указанные длины пробега дислокаций, которые, как показывает опыт [148–151], могут изменяться в широких пределах: $10^{-5} - 10^{-3}$ м. Что касается третьего слагаемого в правой части уравнения (2.11), то его вклад в общую плотность дислокаций при ДПС мал и им можно пренебречь.

В следующем разделе будут приведены кинетические уравнения для дислокаций с учетом результатов настоящего раздела и механизма размножения дислокаций двойным поперечным скольжением винтовых дислокаций.

2.4. Уравнения эволюции плотности дислокаций

Как показывают эксперименты, пластическая деформация кристалла начинается с активации поверхностных и объемных источников дислокаций. Винтовые компоненты испущенных источниками дислокационных петель в результате механизма ДПС образуют на соседних параллельных плоскостях скольжения новые дислокационные источники, если расстояние h до этих

плоскостей больше критического расстояния

$$h_0 = \frac{\mu b}{8\pi(1 - \nu_p)(\sigma - \sigma_f)}, \quad (2.13)$$

необходимого, чтобы краевые компоненты дислокационных петель на новой и исходной плоскостях скольжения могли разойтись [41]. Здесь μ — модуль сдвига, ν_p — коэффициент Пуассона. Если высота выброса винтового сегмента в параллельную плоскость скольжения меньше критического значения h_0 , источник Франка–Рида не возникает, а вместо него образуются два краевых диполя высотой h и длиной $l_c \sim \lambda_s$, где λ_s — длина пробега винтовых дислокаций между актами ДПС.

Таким образом, в результате действия механизма ДПС в кристалле происходит образование новых подвижных дислокаций и формирование неподвижных дислокаций в виде краевых диполей [41, 148]. Кроме того, в результате ДПС происходит передача пластической деформации в поперечном к исходной плоскости скольжения дислокаций направлении. Процесс выброса винтового сегмента в параллельную плоскость скольжения имеет случайный характер и осуществляется с некоторой вероятностью [143–149, 154]

$$P(h) = h_c^{-1} \exp\left(-\frac{h}{h_c}\right). \quad (2.14)$$

Это обстоятельство будет учтено в разделе 4.

Принимая во внимание сказанное выше и в разделе 2.3, можно написать следующие кинетические уравнения для плотностей подвижных $\rho_m(r, t)$ и иммобилизованных в краевые диполи $\rho_i(r, t)$ дислокаций (индекс a опускаем):

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (u \rho_m) = n u + (\lambda_m^{-1} + \lambda_f^{-1}) u \rho_m - (\lambda_{is}^{-1} + h_i \rho_i) u \rho_m - h_a u \rho_m^+ \rho_m^+, \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} = \lambda_{ie}^{-1} u \rho_m - h_d u \rho_i \rho_m. \quad (2.16)$$

Здесь λ_m и $\lambda_f = \delta_f \sum_c (\rho_f^c)^{-1/2}$ [24, 113, 148, 152, 153] — расстояния пробега винтовых дислокаций между актами размножения на препятствиях недеформационного (ростовые дислокации, частицы выделений) и деформационного (дислокации леса, $\delta_f \approx 10^{-2}$) происхождения, λ_{is} — длина пробега винтовых дислокаций до их стока или иммобилизации на препятствиях недеформационного происхождения, h_i — средняя высота краевых диполей, взаимодействие с которыми приводит к иммобилизации подвижных дислокаций, h_a — характерное расстояние аннигиляции винтовых дислокаций противоположных знаков ($\rho_m^- = \rho_m^+ = \rho_m$). В уравнении (2.16) λ_{ie} — расстояние пробега винтовых дислокаций между актами ДПС с образованием краевых диполей, h_d — характерная высота краевых диполей при их деструкции подвижными дислокациями.

Уравнения (2.15) и (2.16) содержат наиболее вероятные дислокационные процессы, оказывающие влияние на эволюцию дислокационного ансамбля в пластически деформируемом кристалле при однородном распределении в нем дислокаций. Интенсивность тех или иных из

них зависит от структуры кристалла и условий деформирования. При записи уравнений предполагалось, что дислокационный ансамбль в кристалле является нейтральным как в глобальном (сумма векторов Бюргерса всех дислокаций равна нулю), так и в локальном смысле (плотность дислокаций $\hat{\alpha}(r, t) = 0$). Уравнения (2.15) и (2.16) используются ниже для анализа кривых деформационного упрочнения кристаллов. Более полная версия этих уравнений рассматривается в разделах 4 и 5.

3. Кривые деформационного упрочнения кристаллов

Кривая деформационного упрочнения наподобие вольт-амперной характеристики является своеобразным паспортом кристалла, отражающим на макроскопическом уровне его сопротивление пластической деформации. Это сопротивление является результатом взаимодействия движущихся дислокаций с различными препятствиями в кристалле, а также дислокаций друг с другом. Взаимодействие дислокаций друг с другом и определяет процесс деформационного упрочнения кристалла, т.е. повышение сопротивления кристалла пластическому деформированию по мере роста степени пластической деформации (рис. 1).

Вопрос о механизме деформационного упрочнения и его стадийном характере был одним из первых вопросов, на которые попыталась ответить дислокационная теория пластичности кристаллов [17, 19–21]. В настоящее время после многочисленных исследований и дискуссий большинство исследователей полагает, что на первой стадии упрочнения (стадии легкого скольжения) доминирующим механизмом упрочнения является взаимодействие

подвижных дислокаций с краевыми диполями [20, 41, 148], а на второй стадии — их взаимодействие с дислокациями вторичных систем скольжения (с дислокациями "леса" [24, 155, 156]). Третья стадия является стадией динамического отдыха и связана с аннигиляцией винтовых дислокаций [24, 151, 157–164].

В последние два десятилетия большое внимание уделялось поведению кристаллических материалов при больших (порядка нескольких единиц) пластических деформациях [165–171]. В результате интенсивных исследований были обнаружены четвертая и пятая стадии упрочнения, механизм которых является сейчас предметом дискуссии [172–175].

Ниже мы ограничимся теоретическим анализом кривых деформационного упрочнения в пределах первых трех стадий упрочнения. Вопрос о формировании на этих стадиях характерных для них дислокационных структур обсуждается в разделах 4 (одиночное скольжение) и 5 (множественное скольжение).

Исторически так сложилось, что механизм дислокационного упрочнения на каждой стадии кривой напряжение–деформация изучался отдельно, вне связи с другими стадиями, в то время как процесс пластической деформации кристалла — это непрерывный процесс эволюции в нем дислокационного ансамбля и переход от одной стадии к другой происходит достаточно плавно по мере роста степени пластической деформации.

Уравнения эволюции плотностей дислокаций (2.15) и (2.16) способны качественно и количественно описать этот процесс и типичную трехстадийную кривую деформационного упрочнения, а также учесть влияние на нее различных внешних и внутренних факторов [176, 177].

3.1. Стадийность кривых упрочнения

Чтобы продемонстрировать вышесказанное, перепишем уравнения (2.15) и (2.16) в виде

$$\rho_m \frac{d\rho_m}{d\varepsilon} = b^{-1}n + k_m \rho_m - (k_{is} + k_i \rho_i) \rho_m + k_f \sum_c (\rho_f^c)^{1/2} - k_a \rho_m^2, \quad (3.1)$$

$$\frac{d\rho_i}{d\varepsilon} = k_{ie} - k_d \rho_i, \quad (3.2)$$

принимая во внимание, что в условиях одноосного растяжения или сжатия с постоянной скоростью деформации $\partial \rho_m / \partial t = (\partial \rho_m / \partial \varepsilon) \dot{\varepsilon}$, где $\dot{\varepsilon} = b v \rho_m$ — скорость пластической деформации.

В (3.1) $k_m = (b \lambda_m)^{-1}$ и $k_f = \delta_f b^{-1}$ — коэффициенты размножения дислокаций, $k_{is} = (b \lambda_{is})^{-1}$ и $k_i = h_i / b$ — коэффициенты иммобилизации подвижных дислокаций, $k_a = h_a / b$ — коэффициент аннигиляции винтовых дислокаций. В (3.2) $k_{ie} = (b \lambda_{ie})^{-1}$ — коэффициент иммобилизации дислокаций в краевых диполях, $k_d = h_d / b$ — коэффициент разрушения краевых диполей подвижными дислокациями.

Уравнения (3.1) и (3.2) описывают изменение с ростом степени пластической деформации плотности подвижных дислокаций и плотности краевых диполей. Рассмотрим характер эволюции плотностей на начальной стадии деформации, когда отсутствует размножение дислокаций на дислокациях вторичных систем скольжения и аннигиляция винтовых дислокаций, а разрушение дипо-

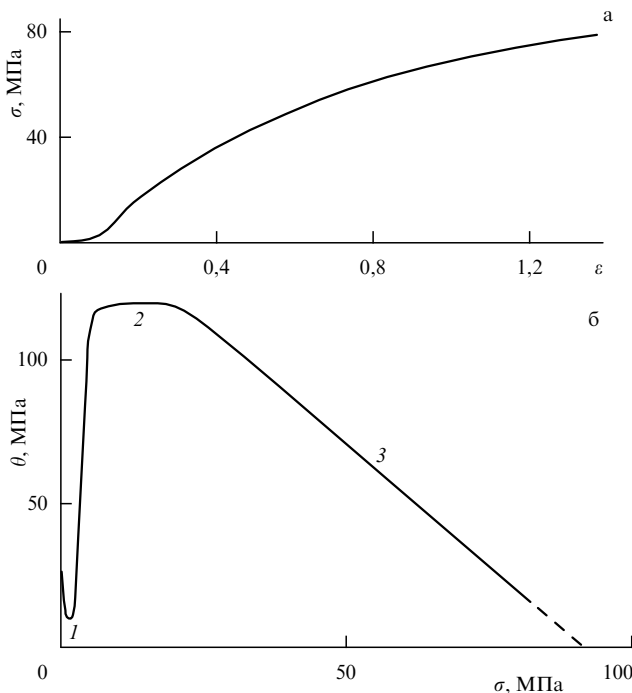


Рис. 1. Кривая деформационного упрочнения $\sigma(\varepsilon)$ монокристалла меди при 295 К [156] (а) и зависимость коэффициента деформационного упрочнения меди θ от напряжения течения σ (б). Цифры у кривых — стадии упрочнения.

лей подвижными дислокациями незначительно. В этом случае имеем уравнения

$$\rho_m \frac{d\rho_m}{d\varepsilon} = b^{-1}n + k_m \rho_m - (k_{is} + k_i \rho_i) \rho_m, \quad \rho_i = k_{ie}\varepsilon. \quad (3.3)$$

На самой начальной стадии деформации (стадии микродеформации), когда работают только дислокационные источники с постоянной объемной плотностью n и в (3.3) доминирует первое слагаемое в правой части, получаем для плотности подвижных дислокаций выражение $\rho_m = (2n/b)^{1/2} \varepsilon^{1/2}$.

При ламинарном потоке дислокаций разного знака основным механизмом упрочнения является тейлоровское упрочнение: $\sigma = \alpha_0 \mu b \rho_m^{1/2}$ [19, 20], где $\alpha_0 \approx 0,2$ — постоянная междислокационного взаимодействия. Следовательно, для стадии микродеформации должен быть характерен закон деформационного упрочнения $\sigma = \chi \varepsilon^{1/4}$, где $\chi/\mu = \alpha_0 (2nb^3)^{1/4}$. Зависимости $\sigma \propto \varepsilon^m$, где $m = 0,25 - 0,35$, наблюдались в [178–181] при деформациях $\varepsilon = 10^{-5} - 10^{-3}$.

Критическое напряжение сдвига (предел текучести) соответствует моменту, когда в кристалле начинается размножение дислокаций механизмом ДПС [41, 148, 149]. Здесь имеются две возможности. Если плотность поверхностных и объемных дислокационных источников мала (велико расстояние между ними), то в кристалле формируется одна или несколько полос скольжения, которые, расширяясь с помощью механизма ДПС, заполняют кристалл. Такому неоднородному распределению дислокаций в кристалле соответствует площадка текучести на диаграмме деформации. (Механизм образования и расширения полос скольжения обсуждается в разделе 4.) Если число источников велико, то деформация кристалла протекает достаточно равномерно. Возникающие в результате ДПС краевые диполи являются препятствиями для движущихся дислокаций, и напряжение течения возрастает пропорционально плотности диполей ρ_e [20, 41, 148]:

$$\sigma = \alpha_d b \mu h_d \rho_e = \chi \varepsilon, \quad \frac{\chi}{\mu} = \frac{\alpha_d h_d}{\lambda_{ie}}, \quad (3.4)$$

где $\alpha_d \approx 1 - 3$, $h_d/\lambda_{ie} \approx 10^{-4}$.

В чистом виде дипольное упрочнение можно наблюдать в специально поставленных опытах на чистый сдвиг [148, 182] и в тщательно ориентированных для одиночного скольжения кристаллах [21]. В обычных опытах на одноосное растяжение или сжатие вследствие аккомодационных процессов и активизации вторичных систем скольжения полями внутренних напряжений от скопленных дислокаций одного знака дополнительно к краевым диполям появляются препятствия для движущихся дислокаций в виде дислокаций леса [178, 183]. В результате кривые упрочнения за пределом текучести приобретают квазилинейный характер с коэффициентом деформационного упрочнения выше, чем в случае чисто дипольного упрочнения [182].

Кроме того, дислокации вторичных систем скольжения являются препятствиями, на которых как на дислокациях леса происходит размножение первичных дислокаций. И наоборот, дислокации первичной системы служат в качестве дислокаций леса для вторичных

дислокаций. В результате, как показывает опыт [183], их плотности быстро сравниваются. Это означает, что в уравнениях (3.1) и (3.2) с некоторым допущением можно полагать $\rho_i^a \approx \rho_m$, и тогда они приобретают вид

$$\rho_m \frac{d\rho_m}{d\varepsilon} = b^{-1}n + (k_m - k_{im}) \rho_m + k_f \rho_m^{3/2} - k_a \rho_m^2, \quad (3.5)$$

$$\frac{d\rho_i}{d\varepsilon} = k_{ie} - k_d \rho_i, \quad k_{im} = k_{is} + k_i \rho_i. \quad (3.6)$$

К этим уравнениям следует присоединить закон дислокационного упрочнения вследствие взаимодействия дислокаций друг с другом

$$\sigma = \alpha b \mu \rho_m^{1/2}. \quad (3.7)$$

Чтобы установить, насколько уравнение эволюции (3.5) согласуется с экспериментом, воспользуемся соотношением [184]

$$\sigma \frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \frac{1}{2} (\alpha \mu b)^2 \frac{d\rho_m}{d\varepsilon}, \quad (3.8)$$

вытекающим из закона упрочнения (3.7). Подставляя (3.5) в (3.8) и учитывая, что $\rho_m \propto \sigma^2$, получаем зависимость коэффициента деформационного упрочнения $\theta = d\sigma/d\varepsilon$ от безразмерного напряжения течения $\bar{\sigma} = \sigma/\sigma_\infty$ [176]:

$$\theta = \theta_m (Q_0 \bar{\sigma}^{-3} - Q_i \bar{\sigma}^{-1} + 1 - \bar{\sigma}), \quad (3.9)$$

где

$$\frac{\theta_m}{\mu} = \frac{1}{2} \alpha b k_f, \quad \sigma_\infty = \alpha \mu b \rho_\infty^{1/2}, \quad \rho_\infty = \left(\frac{k_f}{k_a} \right)^2, \\ Q_0 = \frac{n}{b k_a \rho_\infty^2}, \quad Q_i = \frac{k_{im} - k_m}{k_a \rho_\infty}. \quad (3.10)$$

Кривые 1–3 на рис. 2 иллюстрируют зависимости (3.9) при различных значениях параметров Q_0 и Q_i (см. таблицу), первый из которых определяет влияние плотности источников Франка–Рида, а второй — иммобилизации дислокаций и дислокационных стоков на характер кривых $\theta(\sigma)$ и, следовательно, на стадийность кривых деформационного упрочнения. Видно, что данные для кристаллов меди, приведенные ранее на рис. 1б, находятся в хорошем согласии с кривой 3 на рис. 2.

Таблица. Значения параметров Q_0 , Q_i и g

Параметр	Кривая 1		Кривая 2		Кривая 3	
	Рис. 2	Рис. 4	Рис. 2	Рис. 4	Рис. 2	Рис. 4
$Q_0 \times 10^6$	0,12	0,12	0,12	1,9	1,9	7,5
$Q_i \times 10^2$	0,12	0,12	0,5	2,25	2,25	3,56
g	1,0	1,0	0,06	0,04	0,04	0,07

С каждым слагаемым в правой части уравнения (3.9) связана своя стадия упрочнения. Параметр Q_0 определяет стадию микродеформации, параметр Q_i — первую стадию, последние два слагаемых — вторую и третью стадию. Как видно из рис. 1б и 2, коэффициент деформационного упрочнения на третьей стадии (стадии динамического отдыха) линейно снижается с ростом напряжения

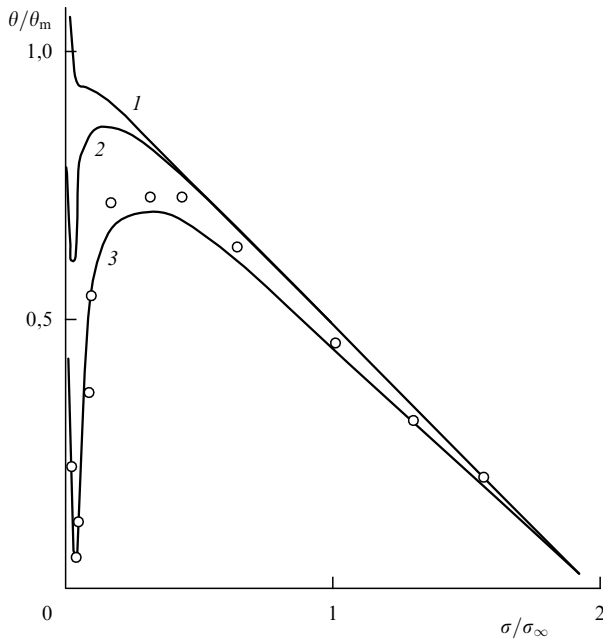


Рис. 2. Зависимости коэффициента деформационного упрочнения θ от напряжения σ согласно (3.9) при различных значениях параметров Q_0 , Q_i и g (см. таблицу). Экспериментальные точки — Cu [156].

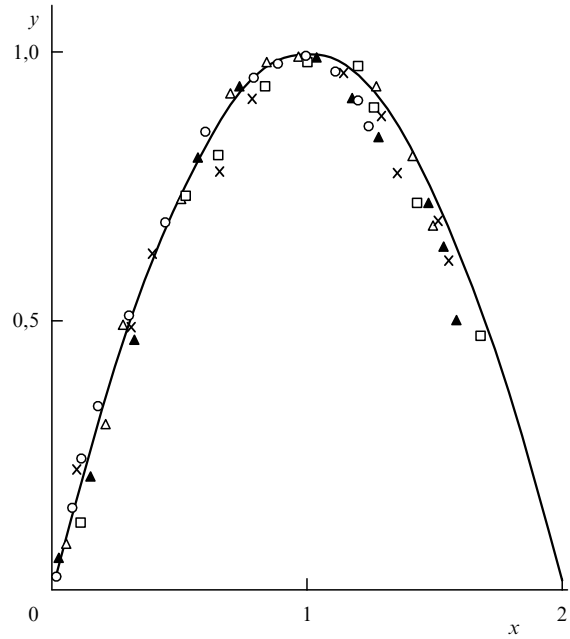


Рис. 3. Зависимость величины $\theta(\sigma - \sigma_0)$ от $\sigma - \sigma_0$ в координатах (3.14). Экспериментальные точки — значения $\theta(\sigma - \sigma_0)$ в сплаве Al-3,3 ат.% Mg при температурах в интервале 77–473 К [160, 161].

течения [157, 167–174]:

$$\theta = \theta_m \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_\infty}\right). \quad (3.11)$$

Соотношение (3.8) при этом принимает чисто параболический характер:

$$\theta\sigma = \theta_m\sigma_\infty \left(1 - \frac{\sigma}{\sigma_\infty}\right) \frac{\sigma}{\sigma_\infty}, \quad (3.12)$$

и описывает согласно (3.8), как изменяется с напряжением (или деформацией) или плотностью дислокаций коэффициент размножения дислокаций на второй и третьей стадиях [24, 157–161]:

$$\frac{d\rho_m}{d\varepsilon} = k_f \rho_m^{1/2} - k_a \rho_m. \quad (3.13)$$

На рисунке 3 приведены результаты обработки кривых деформационного упрочнения поликристаллических образцов сплава Al-3,3 ат.% Mg при различных температурах в интервале 77–473 К [160, 161] в координатах

$$y = \frac{\theta(\sigma - \sigma_0)}{[\theta(\sigma - \sigma_0)]_{\max}}, \quad x = \frac{\sigma - \sigma_0}{(\sigma - \sigma_0)_{\max}}, \quad (3.14)$$

иллюстрирующие хорошее соответствие параболического закона $y = x(2 - x)$ эксперименту, где σ_0 — предел текучести, $[\theta(\sigma - \sigma_0)]_{\max}$ и $(\sigma - \sigma_0)_{\max}$ — значения величин, соответствующие вершинам парабол. Такое же согласие между кинетикой (3.13) и опытом найдено при обработке кривых деформационного упрочнения Ag [160], Al [161], Ni [159].

Чтобы найти явный вид кривой деформационного упрочнения $\sigma(\varepsilon)$, необходимо проинтегрировать уравне-

ние (3.9):

$$\int_0^{\bar{\sigma}} \frac{d\bar{\sigma}}{Q_0\bar{\sigma}^{-3} - Q_i\bar{\sigma}^{-1} + 1 - \bar{\sigma}} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_\infty}, \quad \varepsilon_\infty = \frac{2}{k_a}. \quad (3.15)$$

Результаты интегрирования при различных значениях параметров Q_0 и Q_i (см. таблицу) приведены на рис. 4. В зависимости от величины и соотношения этих параметров на кривых $\sigma(\varepsilon)$ присутствует (кривые 1 и 2) или отсутствует (кривая 3) первая стадия с низким коэффициентом деформационного упрочнения.

Чтобы найти условия появления первой стадии упрочнения, продифференцируем уравнение (3.9) относительно $\bar{\sigma}$. В результате получаем значения напряжений σ_2 и σ_1 , при которых коэффициент деформационного упрочнения достигает своего максимального θ_2 (на второй стадии) и минимального θ_1 (на первой стадии) значений:

$$\frac{\sigma_{1,2}}{\sigma_\infty} = \left(\frac{1}{2} Q_i\right)^{1/2} [1 \mp (1 - g)^{1/2}]^{1/2}, \quad (3.16)$$

$$g = 12 \frac{Q_0}{Q_i^2} = \frac{12nk_a}{b(k_{im} - k_m)^2}.$$

Из (3.16) видно, что для появления первой стадии необходимо, чтобы процессы стока и иммобилизации дислокаций преобладали над процессами их размножения механизмом ДПС ($k_{im} > k_m$). Интенсивность этих процессов должна быть достаточно велика, чтобы выполнялось условие $g < 1$.

Если $g \geq 1$, то первая стадия отсутствует и кривая деформационного упрочнения становится двухстадийной (кривые 1 на рис. 4). В этом случае сразу после участка микродеформации наступает вторая стадия, связанная со взаимодействием дислокаций в пересекающихся системах скольжения. Кривая деформационного

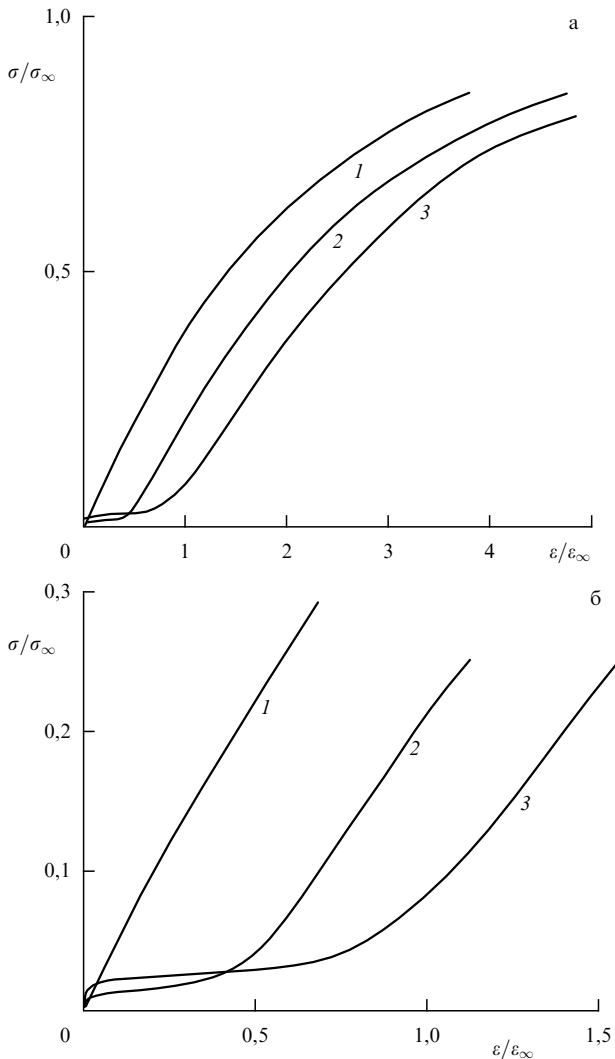


Рис. 4. Кривые деформационного упрочнения $\sigma(\varepsilon)$ (а) и их начальные участки (б) согласно (3.15).

упрочнения согласно (3.13) описывается выражением

$$\sigma = \sigma_{\infty} \left[1 - \exp\left(-\frac{k_a \varepsilon}{2}\right) \right]. \quad (3.17)$$

Из него следует, что при деформациях $\varepsilon \ll 2/k_a$ напряжение $\sigma \approx \theta_2 \varepsilon$, где $\theta_2/\mu = \alpha b k_f / 2 \approx 2,5 \times 10^{-3}$ — коэффициент деформационного упрочнения на второй (линейной) стадии упрочнения. Хорошее соответствие выражения (3.17) опыту демонстрируют результаты, приведенные на рис. 2 и 3.

Если процессы размножения дислокаций механизмом ДПС и их накопления из-за присутствия барьеров для выхода дислокаций из кристалла преобладают над процессами иммобилизации дислокаций и их ухода на стоки ($k_m > k_{im}$), то кривая деформационного упрочнения (после стадии микродеформации) приобретает параболический характер:

$$\sigma = \sigma_{\infty} [1 - \exp(-k_a \varepsilon)]^{1/2}, \quad (3.18)$$

где $\sigma_{\infty} = \alpha \mu b (k_m / k_a)^{1/2}$. При $\varepsilon \ll 1/k_a$ имеем $\sigma \propto \varepsilon^{1/2}$ — параболический закон упрочнения, характерный, напри-

мер, для поликристаллических агрегатов, в которых длина свободного пробега дислокаций ограничена размером зерна d и, следовательно, $k_m = (bd)^{-1}$. В результате получаем известный закон Холла–Петча $\sigma \propto d^{-1/2}$ для зависимости напряжений течения от размера зерна [185–187].

Чувствительность кривых деформационного упрочнения к величине и соотношению кинетических коэффициентов в уравнении эволюции плотности дислокаций (3.5) распространяется и на коэффициент аннигиляции дислокаций k_a . В [151, 159, 160] показано, что он зависит от напряжения решеточного трения дислокаций и изменяется обратно пропорционально ему, $k_a \propto \sigma_f^{-1}$ [162]. Поэтому все, что способствует росту напряжения решеточного трения, должно отдалять наступление стадии динамического отдыха.

Известно, что в металлических кристаллах с ОЦК решеткой при температурах $T < 0,1T_m$, где T_m — температура плавления, напряжение трения при движении дислокаций по рельефу Пайерлса резко возрастает с понижением температуры. Это приводит к тому, что на кривых деформационного упрочнения кристаллов [188, 189] исчезает третья стадия упрочнения, а затем и вторая — вследствие затруднения размножения винтовых дислокаций механизмом ДПС.

3.2. Размерный, ориентационный и поверхностный эффекты

Опыт показывает (см. [190–199] и цит. в [177] литературу), что само существование первой стадии упрочнения и ее параметры (предел текучести σ_0 , коэффициент деформационного упрочнения θ_1 , продолжительность стадии $\varepsilon_2 - \varepsilon_1$) становятся чрезвычайно чувствительными к структурным факторам и условиям нагружения, если длина свободного пробега дислокаций (около 1 мм на начальной стадии деформации) оказывается сопоставимой с поперечными размерами деформируемого кристалла. К структурным факторам относятся все факторы, влияющие на длину свободного пробега дислокаций, к условиям нагружения — условия деформации, облегчающие или затрудняющие выход дислокаций из кристалла.

Способствуют накоплению дислокаций в кристалле и, следовательно, упрочняют его примеси, частицы выделений, жесткие ориентации кристалла $\langle 111 \rangle$, специально упрочненные поверхностные слои, окисные пленки и покрытия на поверхности кристалла. Пластифицируют кристалл и способствуют появлению первой стадии упрочнения такие факторы, как уменьшение поперечных размеров кристалла, мягкие его ориентировки $\langle 110 \rangle$, удаление окисных пленок, химическое или электролитическое растворение поверхности кристалла в процессе его деформации, деформирование в высоком вакууме.

Уравнение эволюции плотности дислокаций (3.5) позволяет количественно оценить влияние перечисленных выше факторов на параметры первой стадии упрочнения [177]. Действительно, как было показано в предыдущем разделе, существование первой стадии обусловлено преобладанием процессов иммобилизации дислокаций и их ухода на стоки, в качестве которых в тонких кристаллах выступает поверхность кристалла, над процессами размножения и накопления дислокаций в кристалле. Учитывая это, для коэффициентов аккумуляции и

иммобилизации дислокаций можно написать выражения [177]

$$k'_m = \frac{1}{b\lambda_m} + \frac{\beta_m}{bL_e}, \quad k'_{im} = \frac{1}{b\lambda_{is}} + \frac{\beta_S}{bL_e}, \quad (3.19)$$

где L_e — расстояние, проходимое дислокацией в плоскости скольжения до ее выхода на поверхность кристалла, β_S и β_m — коэффициенты прозрачности поверхности для выхода дислокаций из кристалла и ее эффективности как барьера для движущихся дислокаций, λ_m и λ_{is} — длины свободного пробега дислокаций при их размножении механизмом ДПС.

Далее, необходимо учесть, что по мере уменьшения сечения кристалла возрастает относительный вклад поверхностных дислокационных источников с плотностью n_S в общую плотность источников дислокаций в кристалле [177]:

$$n = n_V + m_S L_e^{-1} n_S, \quad (3.20)$$

где n_V — плотность объемных источников Франка–Рида, m_S — ориентационный фактор. Поскольку $L_e = m_e d$, где $m_e > 1$ — ориентационный фактор, d — толщина кристалла, то общая плотность источников дислокаций n увеличивается с уменьшением толщины деформируемых кристаллов.

Подставляя (3.19) и (3.20) в (3.16), получаем зависимость критического параметра g от толщины кристалла, его ориентации и условий выхода дислокаций на поверхность кристалла [177]:

$$g(L_e) = g_\infty \frac{1 + k_1 \lambda_m / L_e}{(1 + k_2 \lambda_m / L_e)^2}, \quad (3.21)$$

$$k_1 = \frac{l_S}{\lambda_m}, \quad k_2 = \frac{\beta_S - \beta_m}{\beta_i - 1},$$

где $\beta_i = \lambda_m / \lambda_{is}$, $l_S = m_S n_S / n_V$ — параметр, определяющий относительную роль поверхностных источников в генерации дислокаций, g_∞ — параметр g в толстом ($L_e \gg \lambda_m$) кристалле. При $\beta_S > \beta_m$, $\beta_i > 1$, $g_\infty > 1$ из (3.21) следует, что уменьшение толщины кристалла ($L_e < \lambda_m$) будет вызывать появление первой стадии упрочнения, отсутствовавшей в относительно толстом кристалле, поскольку $g \sim g_\infty L_e / \lambda_m < 1$. Это действительно наблюдается на опыте [194].

Условие $\beta_S > \beta_m$ при $\beta_i > 1$ означает, что поверхность кристалла является эффективным стоком для дислокаций. Эффективность ее как стока возрастает при химическом или электролитическом травлении кристалла в процессе его пластической деформации [195] и деформировании в высоком вакууме [196], предотвращающем образование на поверхности окисной пленки.

В случае травления параметр β_S возрастает пропорционально скорости удаления u_S поверхностных слоев: $\beta_S = 1 + u_S / u$, где u — скорость дислокаций [177]. Все эти процессы способствуют появлению первой стадии упрочнения, т.е. пластифицируют кристалл. Наоборот, если в исходном кристалле критический параметр $g_\infty < 1$, появление упрочненного поверхностного слоя или покрытия будет приводить к исчезновению первой стадии упрочнения [190–195].

Из уравнений (3.5) и (3.19) следует, что плотность свободных дислокаций в начале первой стадии упрочнения $\rho_{m0} \approx n / b(k'_{im} - k'_m)$. В таком случае с учетом (3.19) и (3.20) для зависимости предела текучести $\sigma_0 = \alpha \mu b \rho_{m0}^{1/2}$ от толщины кристалла d получаем соотношение [177]

$$\sigma_0(L_e) = \sigma_0(\infty) \left(\frac{1 + k_1 \lambda_m / L_e}{1 + k_2 \lambda_m / L_e} \right)^{1/2}, \quad L_e = m_e d, \quad (3.22)$$

где $\sigma_0(\infty)$ — предел текучести толстого кристалла.

Из выражения (3.22) видно, что при $k_1 \ll 1$, $k_2 > 0$ уменьшение толщины кристалла должно вызывать снижение предела текучести. При $|k_2| \ll 1$ утонение, наоборот, будет вызывать рост предела текучести [194]. Такой же характер изменения σ_0 с d будет иметь место, если поверхность кристалла представляет собой барьер для выхода дислокаций ($k_2 < 0$).

Еще одно следствие формулы (3.22) — вытекающая из нее зависимость предела текучести от ориентации кристалла (ориентационного фактора m_e). Это обстоятельство объясняет широко известный факт нарушения закона Шмида в тонких кристаллах и фольгах [197–199], согласно которому действующей плоскостью (системой) скольжения является плоскость с максимальным значением фактора Шмида [35], т.е. с максимальным значением касательных напряжений. Опыт, однако, показывает, что в тонких кристаллах действующей плоскостью является не эта плоскость, а плоскость с наименьшей длиной пробега краевых дислокаций до поверхности кристалла L_e [197], поскольку это обеспечивает наименьшее ее дислокационное упрочнение по сравнению с плоскостью с более высоким значением касательных напряжений и большим расстоянием пробега дислокаций L_e .

Действительно, в (3.22) ориентационный фактор $m_e \sim 1 / \sin \varphi$ [197], где φ — угол между осью деформации и плоскостью скольжения, поэтому при $k_1 \ll 1$ и $k_2 > 0$ отклонение угла φ , например от 45° , в сторону уменьшения будет вызывать уменьшение длины пробега дислокаций до поверхности кристалла L_e . Согласно (3.22) это будет снижать предел текучести кристалла, т.е. облегчать начало его пластического течения (на самом деле с учетом стадии микродеформации — продолжение его течения).

Анализ влияния рассмотренных выше факторов на другие параметры первой стадии имеется в [176, 177]. Что касается влияния указанных факторов на второй и третий участок кривой деформационного упрочнения, то это влияние оказывается незначительным из-за сильного снижения длин свободного пробега дислокаций на второй и третьей стадиях упрочнения.

Приведенные выше результаты анализа кривых деформационного упрочнения кристаллов на основе кинетических уравнений (2.15) и (2.16) показывают, что уравнения находятся в достаточно хорошем согласии с экспериментом и объясняют такие фундаментальные особенности кривых упрочнения, как их стадийность и чувствительность к структуре кристалла и условиям деформирования. Кроме того, на основании проведенного анализа можно сделать вывод, что кривая деформационного упрочнения не имеет чисто статического или квазистатического характера, а отражает кинетические процессы, протекающие в дислокационном ансамбле кристалла в процессе его деформации.

4. Линии и полосы скольжения

Одной из характерных черт пластической деформации кристаллов является ее локализация в виде линий и полос скольжения [34–42, 200–209]. Сама дискретность скольжения и его развитие вдоль определенных кристаллографических плоскостей не вызывает удивления и находит естественное объяснение в рамках дислокационного механизма.

Вызывает удивление и требует объяснения другое обстоятельство, а именно возникновение в кристалле в процессе пластической деформации иерархической и пространственно упорядоченной системы (пачек) линий скольжения [38, 40, 200, 201, 209], указывающей на кооперативный (фрактальный [206, 207], самоподобный [208]) характер развития пластической деформации в поперечном к основной плоскости скольжения дислокаций направлении.

Рисунок 5 демонстрирует полученное методом реплик распределение линий скольжения по расстояниям L между ними в конце первой стадии упрочнения в кристалле сплава Cu–8 ат.% Mn [209]. Аналогичного вида гистограммы были получены при разных увеличениях в сплаве Ni₃Fe с помощью оптического и электронного (метод реплик) микроскопов [208]. Как видно из рис. 5, расстояния между линиями распределяются с некоторой вероятностью вокруг среднего значения \bar{L} . Это среднее значение не остается постоянным, а зависит от состояния кристалла [208, 209] и деформации (напряжения).

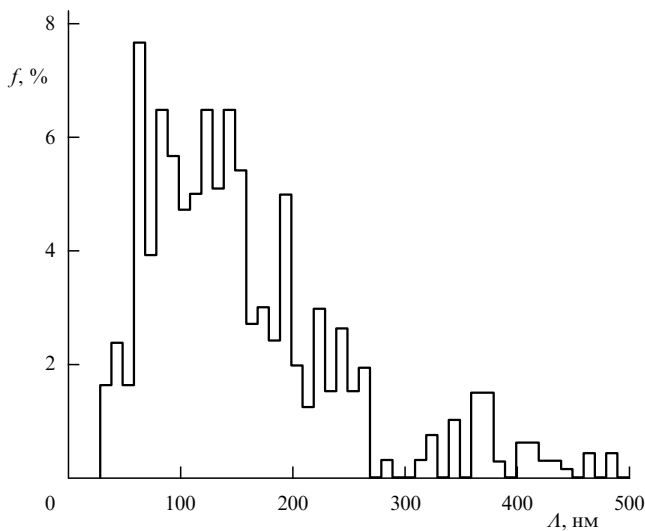


Рис. 5. Гистограмма распределения расстояний между линиями скольжения L в монокристаллах сплава Cu–8 ат.% Mn в конце первой стадии упрочнения [209].

На рисунке 6 в качестве иллюстрации показана зависимость среднего расстояния между линиями скольжения в монокристаллах меди, деформированных при 4,2 К, от напряжения, которое изменялось в широких пределах (первая и вторая стадия кривой упрочнения меди [201]). Аналогичный результат был получен в [202] при растяжении монокристаллов алюминия при комнатной температуре. Найденные зависимости аппроксими-

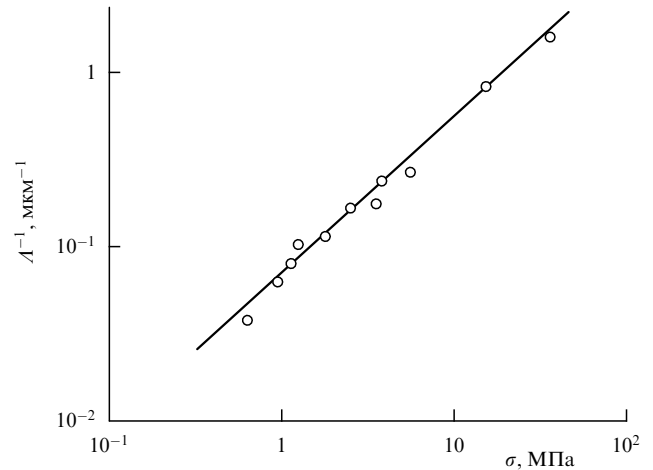


Рис. 6. Зависимость обратной величины среднего расстояния между линиями скольжения \bar{L}^{-1} в монокристаллах меди от напряжения σ [201].

руются выражением

$$\sigma = K_1 \left(\frac{\mu b}{\bar{L}} \right)^m, \quad (4.1)$$

где $K_1 = 1,2$, $m = 1,18$ (Cu), $m = 1,0$ (Al). Поскольку $\sigma = \alpha \mu b \rho^{1/2}$, при $m \approx 1$ получаем зависимость среднего расстояния между линиями скольжения \bar{L} от средней плотности дислокаций ρ вида

$$\bar{L} = K_2 \rho^{-1/2}, \quad K_2 = K_1 / \alpha \quad (4.2)$$

Соотношения, аналогичные (4.1) и (4.2), были ранее получены для размера ячеек в ячеистой дислокационной структуре (см. раздел 5).

В настоящее время обсуждается несколько возможных механизмов возникновения пространственно упорядоченной системы линий скольжения. Согласно [210] линии скольжения возникают в результате последовательной активации дислокационных источников, ближайших к данной плоскости скольжения, полями внутренних напряжений от движущихся групп дислокаций одного знака.

Очевидно, что среднее расстояние между линиями скольжения L должно в этом случае зависеть от характерного масштаба поля внутренних напряжений, а распределение линий скольжения по расстояниям определяться распределением по расстояниям дислокационных источников. Поскольку, как показывает опыт [200, 208, 209], среднее расстояние \bar{L} в зависимости от масштаба наблюдения может изменяться в широких пределах (от 10 нм до 100 мкм), то, например, при $\bar{L} = 10\text{--}100$ нм плотность дислокационных источников в виде сетки Франка должна быть порядка \bar{L}^{-3} , а плотность ростовых дислокаций $\rho_0 \sim \bar{L}^{-2} \approx 10^{10}\text{--}10^{12}$ см⁻². Эта плотность на несколько порядков выше плотности ростовых дислокаций в реальных кристаллах ($10^4\text{--}10^8$ см⁻²) [150, 183].

Согласно [204, 205] эстафетный механизм образования линий скольжения обусловлен последовательной активацией поверхностных дислокационных источников полями внутренних напряжений от выходящих на

поверхность групп одноименных дислокаций и образующей при таком выходе ступеньки на поверхности, являющейся геометрическим концентратором напряжений. Относительно этого механизма могут быть сделаны те же замечания, что и относительно предыдущего. Кроме того, он не является универсальным, поскольку поверхностные источники могут не действовать, если поверхностный слой кристалла упрочнен каким-либо образом, и тогда, как отмечалось в [204], пластическая деформация начинается с активации объемных дислокационных источников.

4.1. Корреляционные эффекты

В работе [211] потерю дислокационным ансамблем пространственной устойчивости и локализацию деформации в виде системы линий скольжения связывают с возникновением устойчивых неоднородных флуктуаций плотности дислокаций вследствие корреляционного эффекта в пространственном расположении дислокаций одного знака относительно дислокаций другого знака. Механизм экранирования упругого поля дислокации упругими полями дислокаций другого знака, приводящий к периодическому кластерингу дислокаций, использовался ранее для объяснения формирования в кристалле ячеистой дислокационной структуры [84]. Он получил дальнейшее развитие в работах [139, 140, 211]. Ниже приведены результаты соответствующих расчетов, представляющие интерес для темы настоящего обзора.

Учет эффекта корреляции при усреднении уравнений движения дислокаций (2.4) приводит к появлению в них дополнительного корреляционного напряжения σ_{ik}^{cor} (см. приложение II):

$$n_i(\sigma_{ik}^{\text{ext}} + \sigma_{ik}^{\text{in}} + \sigma_{ik}^{\text{cor}}) b_k = b\sigma^{(f)},$$

$$\sigma^{(f)} = \sigma^*(u, T) + \sigma_\tau + \sigma_\mu(\rho), \quad (4.3)$$

где

$$\sigma_{ik}^{\text{cor}}(r, t) = - \int A_{iksp}(r' - r) b_k v_s \rho(r', t) g(r' - r, t) dr', \quad (4.4)$$

$g(r' - r, t)$ — парная корреляционная функция.

Для иллюстрации эффекта ограничимся двумерным модельным ансамблем, состоящим из параллельных винтовых дислокаций разного знака в равной пропорции [140]. Наличие корреляционного напряжения в уравнении движения (4.3) приводит к появлению корреляционного дрейфового потока $j^{\text{cor}} = \rho u(\dot{\sigma}^{\text{cor}})$ в уравнении (2.15) дополнительно к потокам дислокаций, создаваемым внешним и внутренним напряжениями. При относительно малом корреляционном напряжении имеем

$$j_p^{\text{cor}} \approx \rho u M_{pq}^{\text{cor}} \sigma_{qk}^{\text{cor}} b_k, \quad M_{pq}^{\text{cor}} = \frac{\partial \ln u}{b \partial \sigma_{pq}^{\text{cor}}}. \quad (4.5)$$

Раскладывая функцию $\rho(r', t)$ под знаком интеграла (4.4) в ряд Тейлора по $r' - r$ и интегрируя, получаем для рассматриваемого ансамбля следующее выражение для корреляционного потока:

$$j_p^{\text{cor}} = \rho(r, t) u M_{pq}^{\text{cor}} (A_1 + A_2 \nabla^2 + \dots) \nabla_q \rho, \quad (4.6)$$

где

$$A_1(t) = -\mu b^2 \int_0^\infty r g(r, t) dr,$$

$$A_2(t) = -\frac{\mu b^2}{6} \int_0^\infty r^3 g(r, t) dr, \quad r = |r' - r|. \quad (4.7)$$

Решение стационарного кинетического уравнения для корреляционной функции имеет вид [140]

$$g(|r' - r|) = -\frac{\mu b^2}{2\pi E} K_0\left(\frac{|r' - r|}{r_D}\right). \quad (4.8)$$

Здесь $K_0(x)$ — функция Бесселя от мнимого аргумента нулевого порядка, $r_D = (E/\mu b^2)^{1/2} \rho^{-1/2}$ — радиус "атмосферы Дебая" из дислокаций противоположного знака, E — некоторая механическая энергия (аналог кинетической "температуры" дислокационного ансамбля), определяющая конечное значение радиуса корреляции дислокаций. В результате получаем, что в выражении для корреляционного потока (4.7)

$$A_1 = \frac{\mu b^2}{2\pi \rho}, \quad A_2 = \frac{E}{3\pi \rho^2}. \quad (4.9)$$

Подстановка (4.7) в кинетические уравнения для плотностей положительных и отрицательных дислокаций типа (2.15) и соответствующий линейный анализ устойчивости системы уравнений к неоднородным флуктуациям плотности дислокаций показывают [211], что она становится неустойчивой при критических размерах флуктуаций

$$A_{\text{cr}} = 2\pi \left(\frac{2A_2}{A_1}\right)^{1/2} = K_2 \rho^{-1/2}, \quad K_2 = 4\pi \left(\frac{E}{3\mu b^2}\right)^{1/2}. \quad (4.10)$$

Таким образом, корреляционное взаимодействие дислокаций обеспечивает, в принципе, возникновение в кристалле пространственно модулированного кластеринга дислокаций с характерной длиной $\Lambda \propto \rho^{-1/2} \propto \sigma^{-1}$, что соответствует опыту (4.1) и рис. 6. Согласно эксперименту постоянная $K_2 = K_1/\alpha$ должна быть величиной порядка 2,4–6,0 в зависимости от значения постоянной междислокационного взаимодействия α : $\alpha = 0,2$ при тейлоровском взаимодействии и $\alpha = 0,5$ при взаимодействии с дислокациями леса.

Соотношение между механической энергией дислокаций и энергией их взаимодействия $E/\mu b^2 \approx 0,1-0,7$ при этом получается таким, что корреляционный радиус $r_D \leq l_\rho$, где $l_\rho = \rho^{-1/2}$ — среднее расстояние между дислокациями в ансамбле. Это означает, что, если корреляционные эффекты и существуют, они недостаточно велики для того, чтобы объяснить образование в кристалле линий скольжения. Кроме того, как и рассмотренные выше эстафетные механизмы [204, 205, 210], корреляционный механизм строго детерминирован и не объясняет сам по себе формирование в кристалле многоуровневой и разномасштабной системы линий скольжения [200] и ее самоподобия [208], свидетельствующих о ветвящемся, фрактальном механизме развития в кристалле пластической деформации.

Таким свойством обладает, например, механизм размножения дислокаций двойным поперечным скольжением винтовых дислокаций. Во-первых, он стохастич-

чен по своей природе, поскольку акт выброса дислокационного сегмента в соседнюю параллельную плоскость есть вероятностное событие (2.14).

Во-вторых, некоторая часть этих событий сопровождается образованием источников Франка–Рида, которые, генерируя дислокации, формируют новые линии скольжения. В свою очередь дислокации в линиях скольжения с помощью механизма ДПС могут образовывать новые линии скольжения. Это означает, что процесс образования линий скольжения имеет ветвящийся (цепной), многоуровневый характер. В основе его лежит один и тот же элементарный механизм (рисунок), а именно выброс дислокационного сегмента в соседнюю плоскость скольжения — образование линии скольжения.

В-третьих, расстояние выброса дислокации в параллельную плоскость скольжения (2.13), приводящего к образованию новой линии скольжения, уменьшается с ростом деформирующего напряжения: $h_0 \propto \sigma^{-1}$, что по крайней мере качественно объясняет наблюдаемое на опыте уменьшение расстояний между линиями скольжения по мере развития пластической деформации (см. рис. 6).

4.2. ДПС и уравнения эволюции плотности дислокаций

В приведенных выше уравнениях эволюции плотности дислокаций (2.15) и (2.16) предполагалось, что генерация дислокаций из источников и размножение дислокаций протекают равномерно по кристаллу. В настоящем разделе будет учтен стохастический и интегральный (цепной) характер размножения дислокаций механизмом ДПС.

Элементарный акт двойного поперечного скольжения винтовых участков дислокаций осуществляется с некоторой вероятностью (2.14). Его результат зависит от высоты h выброса винтового сегмента дислокации в параллельную плоскость скольжения. Если $h < h_0$, то образуется краевой диполь, если $h > h_0$, возникает дислокационный источник Франка–Рида, генерирующий конечное число p дислокационных петель, винтовые участки которых в свою очередь испытывают акты ДПС и образуют новые источники дислокаций. Стохастичность и интегральность процесса размножения дислокаций механизмом ДПС относится не только к координате y в поперечном к плоскости скольжения дислокаций направлении, но и к координате x в направлении движения винтовых участков петель.

С учетом этих обстоятельств уравнения эволюции плотности дислокаций (2.15) и (2.16) принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (u \rho_m) &= n(r)u + p \lambda_s^{-1} \int_x^\infty Q(x' - x) dx' \times \\ &\times \int_{y+h_0}^\infty P(y' - y) u(\rho_m) \rho_m(x', y', t) dy' - \\ &- (\lambda_{is}^{-1} + h_i \rho_i) u \rho_m + \delta_f \rho_f^{1/2} u \rho_m - h_a u \rho_m^2, \end{aligned} \quad (4.11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_i}{\partial t} &= \lambda_s^{-1} \int_x^\infty Q(x' - x) dx' \times \\ &\times \int_y^{y+h_0} P(y' - y) u(\rho_m) \rho_m(x', y', t) dy' - h_d u \rho_i \rho_m, \end{aligned} \quad (4.12)$$

где

$$\begin{aligned} Q(x' - x) &= \lambda_s^{-1} \exp\left(-\frac{|x' - x|}{\lambda_s}\right), \\ P(y' - y) &= h_c^{-1} \exp\left(-\frac{|y' - y|}{h_c}\right), \end{aligned} \quad (4.13)$$

$Q(x' - x)$ — вероятность пробега винтовым участком дислокационной петли расстояния $x' - x > \lambda_s$ после акта ДПС, λ_s — расстояние пробега винтовых сегментов до соответствующих препятствий. При записи уравнений учтено, что скорость дислокаций u вследствие деформационного упрочнения (3.7) зависит от плотности дислокаций $\rho_m(x, y, t)$.

Уравнения (4.11) и (4.12) имеют интегро-дифференциальный характер. Для анализа их устойчивости к неоднородным флуктуациям плотности эти уравнения удобно привести к чисто дифференциальной форме путем разложения плотности дислокаций $\rho_m(x', y', t)$, а точнее потока дислокаций $u(\rho_m) \rho_m$, в двойной ряд Тейлора по расстояниям $x' - x, y' - y$:

$$\begin{aligned} u(\rho_m) \rho_m(x', y', t) &= \\ &= u[\rho_m(x, y, t) + (1 - M) R(x' - x, y' - y, t)], \\ R(x' - x, y' - y, t) &= \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \left[(x' - x) \frac{\partial}{\partial x} + (y' - y) \frac{\partial}{\partial y} \right]^n \rho_m(x, y, t). \end{aligned} \quad (4.14)$$

Подставляя (4.14) в уравнения (4.11) и (4.12) и вычисляя интегралы, получаем с учетом симметричности и положительности подынтегральных функций

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (u \rho_m) &= n(r)u + (\lambda_m^{-1} - \lambda_{is}^{-1} - h_i \rho_i) u \rho_m + \\ &+ \delta_f \rho_f^{1/2} u \rho_m - h_a u \rho_m^2 + \sum_{k=0}^n D_{(n-k)x, ky}^{(m)} \frac{\partial^n \rho_m}{\partial x^k \partial y^{n-k}}, \end{aligned} \quad (4.15)$$

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} = \lambda_{ie}^{-1} u \rho_m - h_d u \rho_i \rho_m + \sum_{k=0}^n D_{(n-k)x, ky}^{(i)} \frac{\partial^n \rho_m}{\partial x^k \partial y^{n-k}}. \quad (4.16)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \lambda_m^{-1} &= p \lambda_s^{-1} \exp\left(-\frac{h_0}{h_c}\right), \quad \lambda_{ie}^{-1} = \lambda_s^{-1} \left[1 - \exp\left(-\frac{h_0}{h_c}\right) \right], \\ M &= -\frac{\partial \ln u}{\partial \ln \rho_m} = \frac{V \sigma_\mu}{2kT}, \end{aligned} \quad (4.17)$$

$V = -dH/d\sigma^*$ — активационный объем.

Ненулевые коэффициенты диффузии $D^{(m)}$ при четных степенях пространственных производных в (4.15) вплоть до $n = 4$ (индекс m опускаем) равны соответственно

$$\begin{aligned} D_{2x} &= p(1 - M) \lambda_s u, \quad D_{2y} = \frac{1}{2} p(1 - M) \frac{h_0^2}{\lambda_s} u \varphi_2(q), \\ D_{4x} &= \lambda_s^2 D_{2x}, \quad D_{4y} = \frac{1}{24} p(1 - M) \frac{h_0^2}{\lambda_s} u \varphi_4(q), \\ D_{2x, 2y} &= \lambda_s^2 D_{2y}, \quad \varphi_2(q) = (1 + 2q + 2q^2) \exp\left(-\frac{1}{q}\right), \\ \varphi_4(q) &= (1 + 4q + 12q^2 + 24q^3 + 24q^4) \exp\left(-\frac{1}{q}\right), \quad q = \frac{h_c}{h_0}. \end{aligned} \quad (4.18)$$

Аналогично могут быть найдены коэффициенты $D^{(i)}$ в (4.16). Поскольку оценки показывают, что $D^{(i)} \ll D^{(m)}$, их роль в процессе развития неустойчивостей не существенна и соответствующими слагаемыми в (4.16) можно пренебречь.

4.3. Линии скольжения

Если в уравнениях (4.15) и (4.16) объемная плотность дислокационных источников n достаточно велика и они равномерно распределены по кристаллу, то уравнения имеют стационарно-однородные решения:

$$\rho_{i0} = (h_i \rho_{m0})^{-1} [n + (\lambda_m^{-1} - \lambda_{is}^{-1} + \delta_f \rho_f^{1/2}) \rho_{m0} - h_a \rho_{m0}^2], \tag{4.19}$$

$$\rho_{i0} = (\lambda_{ie} h_d)^{-1}. \tag{4.20}$$

Кривая 1 на рис. 7 демонстрирует схематически характер зависимости (4.19) в случае $\rho_f = \rho_m$ (вторая и третья стадии упрочнения). Горизонтальная прямая 2 на этом рисунке показывает зависимость (4.20). Как видно, уравнения имеют три решения. Одно из них (точка a на рис. 7) находится в пределах первой стадии упрочнения, второе (точка b) — вблизи начала второй стадии и третье (точка c) — в пределах третьего участка кривой упрочнения (см. рис. 1).

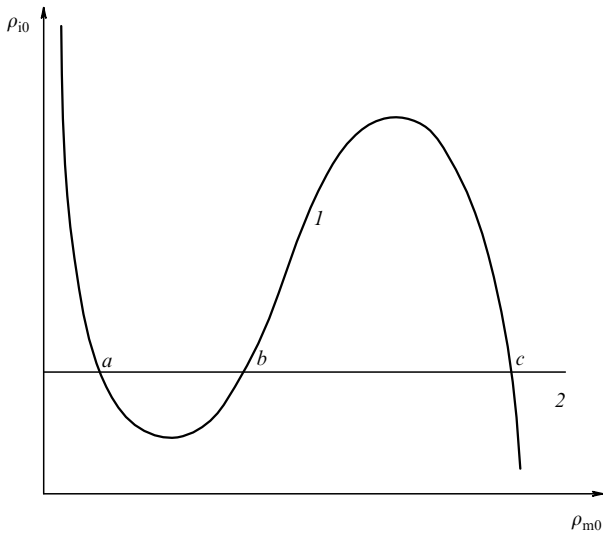


Рис. 7. Кривые локальной связи плотностей подвижных ρ_{m0} и неподвижных ρ_{i0} дислокаций согласно (4.19) и (4.20).

Исследуем устойчивость уравнений (4.15) и (4.16) вблизи точки a к флуктуациям плотности вида $\delta\rho \propto \exp(\omega + iq_x + iq_y)$. В точке a имеем

$$\rho_{m0} = \frac{n\lambda_m}{\beta_i - 1}, \quad \rho_{i0} = (h_d \lambda_{ie})^{-1}, \quad \beta_i = \frac{\lambda_m}{\lambda_{is}} + \frac{h_i}{h_d} \frac{\lambda_m}{\lambda_{ie}} > 1. \tag{4.21}$$

Линейный анализ показывает, что значения волновых векторов, соответствующие условиям неустойчивости флуктуаций

$$\frac{\partial\omega}{\partial q_x} = 0, \quad \frac{\partial\omega}{\partial q_y} = 0, \quad \omega(q_x, q_y) \geq 0, \tag{4.22}$$

равны

$$q_x^{cr} \approx \left(\frac{D_{2x}}{2D_{4x}}\right)^{1/2}, \quad q_y^{cr} \approx \left(\frac{D_{2y}}{2D_{4y}}\right)^{1/2}. \tag{4.23}$$

Для критических размеров флуктуаций $A_{x,y}^{cr} = 2\pi q_{x,y}^{-1}$ и критического инкремента получаем соответственно

$$A_x^{cr} = 2\sqrt{2} \pi \lambda_s, \quad A_y^{cr} = \frac{2\pi}{\sqrt{6}} \left[\frac{\varphi_4(q)}{\varphi_2(q)}\right]_{q=1}^{1/2} h_0 \approx 9,2h_0, \tag{4.24}$$

$$\omega(q_x^{cr}, q_y^{cr}) = \frac{n\lambda_m}{\beta_i - 1} (h_i h_d)^{1/2} u > 0.$$

При оценке A_y^{cr} сделано предположение, что величина $q = h_c/h_0$ остается приблизительно постоянной в процессе деформации. Согласно [148] в кристаллах LiF отношение $h_c/h_0 \approx 1$. Это обстоятельство обусловлено тем, что средний выброс винтового сегмента в плоскости поперечного скольжения $\bar{h} = h_c$ также уменьшается с ростом напряжения.

Из оценки A_y^{cr} следует, что размер критических флуктуаций составляет несколько расстояний h_0 , необходимых, чтобы акт ДПС привел к образованию источника Франка–Рида, что свидетельствует о кооперативном характере развития неустойчивости. Принимая во внимание зависимость расстояния h_0 от напряжения (2.13), находим зависимость размера неустойчивых флуктуаций плотности дислокаций от напряжения:

$$A_y^{cr} = K_1 \frac{\mu b}{\sigma - \sigma_f}, \quad K_1 = \frac{1}{4\sqrt{6}(1 - \nu_p)} \left[\frac{\varphi_4(q)}{\varphi_2(q)}\right]_{q=1}^{1/2} \approx 0,5. \tag{4.25}$$

Рассмотрим теперь решение уравнений (4.15) и (4.16) вблизи точки a , ограничиваясь в (4.15) первым диффузионным слагаемым по координате y . Имеем следующие уравнения:

$$\frac{\partial\rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (u\rho_m) = nu + (\lambda_m^{-1} - \lambda_{is}^{-1} - h_i \rho_i)u\rho_m + (1 - M)\lambda_y u \frac{\partial^2\rho_m}{\partial y^2}, \tag{4.26}$$

$$\frac{\partial\rho_m}{\partial t} = (\lambda_{ie}^{-1} - h_d \rho_i)u\rho_m, \quad \lambda_y = \frac{1}{2} p \frac{h_0^2}{\lambda_s} \varphi_2(q). \tag{4.27}$$

Около точки a можно считать $\partial\rho_m/\partial t = \partial\rho_i/\partial t = 0$. Тогда решение уравнения (4.26) при нулевом дрейфовом потоке имеет вид

$$\rho_m(y) = \rho_{m0} \left(1 + \cos 2\pi \frac{y}{A_y}\right), \tag{4.28}$$

$$A_y = 2\pi \left[\frac{M-1}{\beta_i-1}\right]^{1/2} (\lambda_m \lambda_y)^{1/2}.$$

Решение (4.28) описывает пространственно-модулированную в поперечном к плоскости скольжения дислокаций направлении дислокационную структуру с периодом $A_y \propto h_0 \propto \sigma^{-1}$:

$$A_y = K_1 \frac{\mu b}{\sigma - \sigma_f}, \tag{4.29}$$

$$K_1 = \frac{1}{4(1 - \nu_p)} \left[\frac{M-1}{\beta_i-1}\right]^{1/2} \left[\frac{1}{2} \exp\left(\frac{1}{q}\right) \varphi_2(q)\right]^{1/2}.$$

Для ее существования необходимо, чтобы относительный коэффициент иммобилизации дислокаций β_i и коэффициент влияния деформационного упрочнения на скорость дислокаций M были больше единицы. Так, при комнатной температуре в монокристаллах меди на первой стадии упрочнения коэффициент инверсии дислокационного потока $M = M_1 = 20$ [113]. Полагая в (4.29) $\beta_i = 2$, $q = 1$, $\nu_p = 0,25$, получаем оценку коэффициента $K_1 = 2,3$ того же порядка величины, что и в эксперименте: $K_1 = 1,2$. Среднее расстояние между линиями скольжения в 4,6 раза превышает размер критических флуктуаций плотности (4.25).

Таким образом, имеется несколько уровней (масштабов) скольжения. Первый из них — это уровень элементарного скольжения, связанного с механизмом ДПС, с масштабом $h_0 = 10-10^2$ нм. Следующий уровень — это уровень критических флуктуаций плотности дислокаций: $A_y^{cr} \approx 10h_0 = 0,1-1$ мкм. Наконец, третий уровень — это уровень линий скольжения, наблюдаемых в оптический микроскоп: $A_y \approx 50h_0 = 0,5-5$ мкм. На каждом из уровней масштаб изменяется с напряжением в соответствии с законом $A \propto \sigma^{-1}$, т.е. для деформационных структур выполняется закон подобия [208]. Коэффициенты K_1 в выражениях (2.13), (4.25) и (4.29) являются, следовательно, масштабными коэффициентами. Как следует из уравнений (4.26) и (4.27), пространственно-периодическая модуляция плотности дислокаций вызвана конкуренцией процессов генерации дислокаций из источников, их иммобилизации в виде диполей и инверсии диффузионных потоков вследствие процесса деформационного упрочнения.

Если образование линий скольжения связано с процессом двойного поперечного скольжения винтовых дислокаций, то плотность их распределения по расстояниям A (см. рис. 5) должна описываться функцией типа (2.14):

$$\frac{dN}{dA} = A_c^{-1} \exp\left(-\frac{A}{A_c}\right). \quad (4.30)$$

Большой разброс экспериментальных точек и двухмодальный (вблизи 100 и 375 нм) характер гистограмм на рис. 5 для сплава Cu–Mn делает сравнение (4.30) с приведенными на этом рисунке данными недостаточно наглядным. Разброс точек можно уменьшить, если рассматривать не дифференциальное (4.30), а интегральное распределение линий скольжения по расстояниям A :

$$N(A) = N_0 \exp\left(-\frac{A}{A_c}\right), \quad (4.31)$$

где N_0 — полное число линий скольжения.

Результат обработки одномодальной гистограммы распределения линий скольжения в монокристаллах сплава Cu–10 ат.% Al [209] в соответствии с формулой (4.31) приведен на рис. 8. Как видно, для этого сплава распределение линий скольжения по расстояниям хорошо описывается формулой (4.31) с $A_c = 65$ нм. Исключение составляет область самых малых значений A ($A < 60$ нм), когда наблюдается отклонение от распределений (4.30) и (4.31). Оно может быть вызвано или недостаточной чувствительностью метода реплик при $A < 60$ нм или аннигиляцией винтовых диполей, образующихся при акте ДПС, но не успевающих вследствие

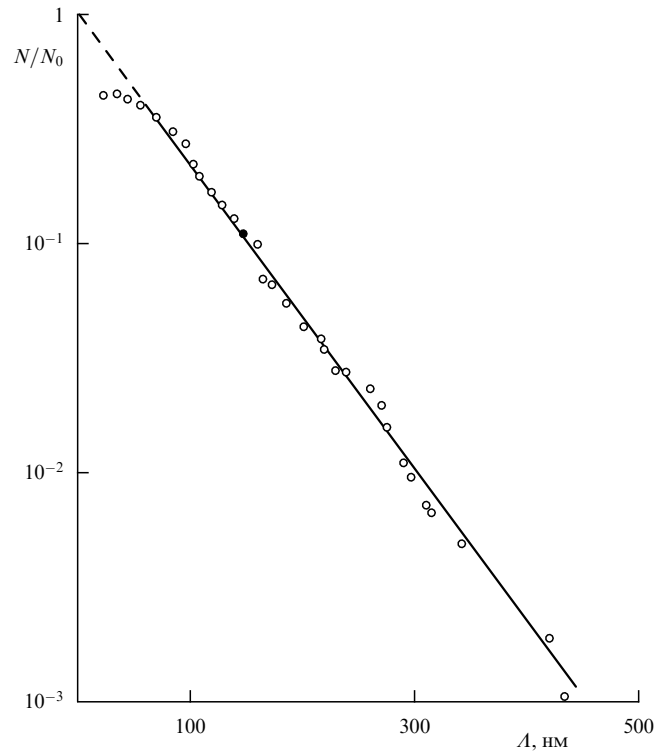


Рис. 8. Кривая распределения линий скольжения по расстояниям, большим, чем A , в монокристаллах сплава Cu–10 ат.% Al [209].

этого сформировать действующий источник Франка–Рида.

В пользу аннигиляционного механизма говорит то, что для сплава Cu–Mn отклонение от распределений (4.30) и (4.31) начинается несколько раньше (см. рис. 5): при $A = 100$ нм. Сплав Cu–Mn имеет в четыре раза более высокое значение энергии дефектов упаковки по сравнению со сплавом Cu–Al [209], что существенно увеличивает вероятность аннигиляции дислокаций [113, 162–163].

Следует отметить, что применение сканирующего туннельного микроскопа для исследования структур линий скольжения на поверхности деформированных кристаллов [209, 212–214] открывает для количественного анализа масштабный уровень 1–10 нм. Первые полученные здесь результаты указывают на дискретность деформации не только в поперечном к плоскости скольжения дислокаций направлении, но и в самих плоскостях скольжения [213].

4.4. Полосы скольжения

Другим характерным явлением на начальной стадии деформации кристаллов является образование и расширение полос скольжения [39–42, 148, 200]. Стационарное движение фронта размножения дислокаций свидетельствует о коррелированном характере развития пластической деформации в поперечном к плоскости скольжения дислокаций направлении. На движение фронта могут оказывать влияние рассмотренные выше механизмы образования линий скольжения [200, 203–205] в результате действия внутренних напряжений от скоплений дислокаций одного знака или концентратора напряжений в виде ступеньки на поверхности кристалла при выходе на нее линии скольжения. С действием этих

напряжений может быть связан дрейфовый поток дислокаций $j_y = \rho_m u_y$ в поперечном к плоскости скольжения дислокаций направлении.

С учетом этого обстоятельства уравнения (4.26) и (4.27) принимают вид

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + u_y \frac{\partial \rho_m}{\partial y} + (M-1)\lambda_y u \frac{\partial^2 \rho_m}{\partial y^2} = nu - (\beta_i - 1)\lambda_m^{-1} u \rho_m,$$

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} = 0.$$

Вводя с помощью обозначений (4.21) безразмерную плотность дислокаций $\rho = \rho_m / \rho_{m0}$ и стационарную координату $Z = (y - U_y t) / A_y$, где U_y — скорость расширения полосы, получаем уравнение

$$\frac{d^2 \rho}{dZ^2} - \omega \frac{d\rho}{dZ} = 1 - \rho, \quad \omega = \frac{U_y - u_y}{(\beta_i - 1)u} \frac{A_m}{A_y},$$

$$A_y = \left(\frac{M-1}{\beta_i - 1} \right)^{1/2} (\lambda_m \lambda_y)^{1/2}. \quad (4.32)$$

Оно имеет решение вида (кривая 1 на рис. 9)

$$\rho_m(Z) = \rho_{m0} \left\{ 1 - \exp[g(|Z| - Z_0)] \right\}, \quad |Z| < Z_0 \quad (4.33)$$

при условии

$$g^2 - \omega g + 1 = 0, \quad g_{1,2} = \frac{\omega}{2} \pm \sqrt{\frac{\omega^2}{4} - 1}. \quad (4.34)$$

Для нахождения параметра g имеем уравнение баланса для скорости пластической деформации в кристалле при двустороннем расширении в нем N полос скольжения [148]

$$\frac{\dot{\epsilon}_0 l_0}{2N} = U_y \gamma, \quad (4.35)$$

где $\gamma = b \rho_{m0} \lambda_m$ — деформация в полосе [113], $\dot{\epsilon}_0$ — скорость пластической деформации, задаваемая нагружающим устройством, l_0 — длина кристалла. При записи уравнения баланса скоростей (4.35) принято во внимание, что скорость пластической деформации вследствие деформационного упрочнения максимальна на краях полос.

Кривая 2 на рис. 9 иллюстрирует распределение локальной скорости деформации по ширине полосы $\dot{\epsilon}(Z) = b \rho_m(Z) u(\rho_m)$, где $\dot{\epsilon}_{\max}$ — максимальная скорость деформации в полосе, соответствующая условию $M = 1$ (см. (4.17)). Расчет сделан согласно аррениусовскому выражению для скорости дислокаций (2.5) при $H(\sigma^*) = H_0 [1 - (\sigma^* / \sigma_c)^{1/2}]^2$ [24], $\sigma^* = \sigma - \sigma_f - \alpha \mu b \rho_m^{1/2}$ и $g = 1$, $Z_0 = 10$. Для кристаллов LiF использовались следующие значения параметров: $H_0 / kT = 40$, $\sigma_c = 8\sigma_f$, $\sigma = 5\sigma_f$, $\sigma_f = 1$ МПа, $\alpha = 0,2$, $b = 0,3$ нм, $\mu = 4,3 \times 10^4$ МПа.

Согласно (4.34) необходимым условием образования и расширения полос скольжения является условие $\omega > 2$. Принимая во внимание обозначения (4.32) и уравнение баланса скоростей (4.35), его можно представить в виде

$$\frac{\dot{\epsilon}_0 l_0}{2Nnb\lambda_m^2 u} > \frac{u_y}{u} + 2 \frac{\lambda_y}{\lambda_m}. \quad (4.36)$$

Из условия (4.36) следует, что для возникновения и расширения полос скольжения необходимо, чтобы их

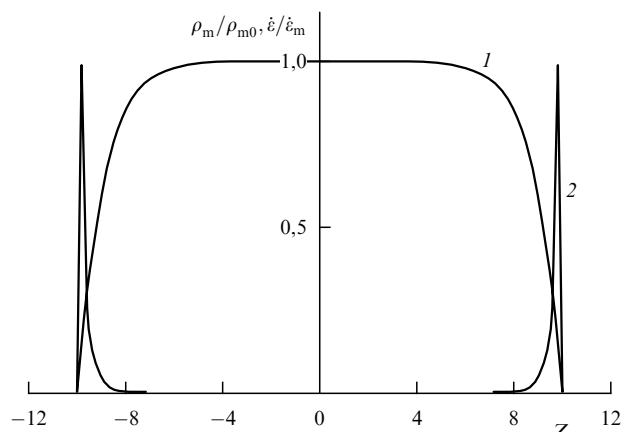


Рис. 9. Распределение плотности дислокаций (1) и скорости пластической деформации (2) по ширине полосы скольжения.

число в кристалле N было невелико, а объемная плотность дислокационных источников n и подвижность дислокаций u малы. Известно, что полосы скольжения (полосы Людерса) образуются в кристаллах, в которых в результате прочного закрепления дислокаций примесными атмосферами, высокого качества поверхности или малого объема кристалла (металлические "усы" [39]) число дислокационных источников и поверхностных концентраторов напряжений в кристалле недостаточно для его равномерной пластической деформации.

В противоположном случае — большой объемной плотности дислокационных источников n и числа концентраторов напряжений N на поверхности кристалла условие (4.34) нарушается ($\omega > 2$) и решение (4.33) уравнения (4.26) переходит в решение (4.28), т.е. вместо одной или нескольких полос скольжения возникает множество линий скольжения.

Еще одно обстоятельство, которое следует отметить, это возможность изменения (увеличения) числа полос скольжения в процессе пластической деформации в результате возникновения новых полос или размножения (ветвления) существующих.

Уравнение баланса для скорости пластической деформации кристалла (4.35) можно записать в виде

$$\dot{\epsilon}_0 \approx 2N\dot{\epsilon}_{\max} \frac{\Delta w}{l_0}, \quad (4.37)$$

где $\dot{\epsilon}_{\max}$ и Δw — скорость пластической деформации и ширина области локализации пластической деформации на краях полосы скольжения (кривая 2 на рис. 9). При недостаточной величине $\dot{\epsilon}_{\max}$ или сильном сужении области локализации деформации Δw баланс скоростей деформации (4.37) может быть достигнут за счет увеличения числа полос скольжения N .

Процессы ветвления наблюдались при распространении полос Людерса [63] и полос Портевена – Ле Шателье [215], а также в неоднородно упрочненных или облученных (слоистых) кристаллах LiF при переходе полос скольжения из неупрочненных в упрочненные легированием или облучением слои кристалла [216, 217]. Механизм ветвления полос скольжения в слоистых кристаллах теоретически рассмотрен в [218].

4.5. Аннигиляционные каналы

В результате облучения нейтронами или закалки с предплавиельных температур в металлических кристаллах образуется большое число ($10^{15} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$) вакансионных и межузельных петель [57, 58]. Пластическая деформация облученных или закаленных кристаллов имеет особенности, связанные не только с упрочняющим влиянием радиационных и закалочных дефектов [219, 220], но и с нестабильным и неоднородным характером протекания в них пластической деформации.

На рисунке 10а кривая 2 иллюстрирует схематически вид кривой растяжения облученного или закаленного кристалла в сравнении с обычной трехстадийной кривой 1 деформационного упрочнения хорошо отожженного металла. Пластическая деформация радиационно упрочненных или закаленных кристаллов развивается неоднородно по кристаллу в виде фронта Людерса с возникновением небольших скачков нагрузки на площадке текучести (участок *ab* на кривой 2). Скачки нагрузки вызваны образованием в кристалле грубых линий скольжения с большими локальными сдвигами (1–10) [57, 58, 221], свидетельствующими о сильной локализации деформации.

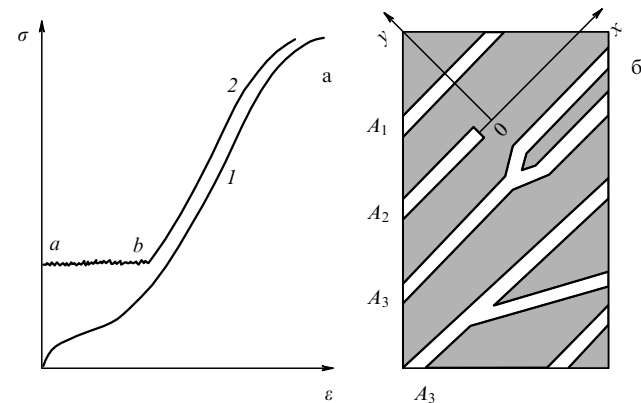


Рис. 10. Кривые напряжение–деформация отожженных (1) и облученных (2) кристаллов (а) и бездефектные каналы A_1 , A_2 и A_3 в дефектной структуре облученных кристаллов после их пластической деформации (б).

Электронно-микроскопические исследования на просвет деформированных после облучения монокристаллов меди [222, 223] и закаленных кристаллов алюминия [224] показали, что с образованием грубых линий скольжения связано возникновение в дефектной структуре облученных или закаленных металлов большого числа бездефектных каналов шириной порядка 0,1–0,5 мкм со средним расстоянием между ними 1–10 мкм.

На рисунке 10б схематически показана система бездефектных аннигиляционных каналов и их характерные особенности. Каналы располагаются вдоль плоскостей скольжения и простираются по всему сечению кристалла (каналы типа A_1). В некоторых случаях они имеют незавершенный (каналы типа A_2) или ветвящийся (каналы типа A_3) характер. Присутствие в дефектной структуре кристаллов каналов типа A_2 и A_3 указывает на эстафетный механизм их формирования. Бездефектные каналы обнаружены во многих облученных (Cu [57], Mo [225–227], Nb [228], Ni [229, 230], α -Fe [231, 232]) и

закаленных (Al [233], Au [234–236]) металлических кристаллах.

Другой случай сильной локализации деформации в виде грубых линий скольжения с образованием аннигиляционных (бездислокационных) каналов обнаружен в [237–240] при пластической деформации моно- и поликристаллического Мо при температурах $T > 0,2T_m$ после предварительной его деформации при $T < 0,1T_m$. Найдено, что напряжение течения предварительно деформированных при низкой температуре кристаллов непрерывно падает после начала течения, причем, как и в случае облученных или закаленных металлов, на диаграмме деформации наблюдаются небольшие скачки нагрузки и образование грубых линий скольжения. Дальнейшая деформация таких кристаллов приводит к исчезновению скачков и восстановлению, как и в случае облученных или закаленных кристаллов (кривая 1 на рис. 10а), нормального вида кривой деформационного упрочнения, характерного для данной температуры опыта.

Образование бездислокационных каналов в Мо наблюдалось также в опытах на усталость [240, 241], при его электроискровой эрозии [242–244], при пластической деформации Мо при температуре кипения жидкого гелия 4,2 К [240, 245]. В последних двух случаях мест локализации деформации (линий скольжения) из-за диссипативных процессов, сопровождающих электроискровую эрозию металла и пластическую деформацию кристаллов при низких температурах [246, 247].

Полное или почти полное отсутствие дефектов (вакансионных и межузельных петель) и дислокаций (в случае Мо) в каналах указывает на то, что их образование связано с процессом аннигиляции дислокаций, развивающимся при достаточно низких гомологических температурах ($0,1 - 0,3 T_m$). Поскольку при этих температурах могут аннигилировать только винтовые компоненты дислокаций, то в литературе рассматривалось несколько механизмов превращения вакансионных и межузельных петель в обычные скользящие дислокации, например путем заметания движущимися дислокациями петель с образованием на них порогов и перегибов [248–250] или путем разрушения призматических петель и неподвижных дислокационных диполей полями напряжений от движущихся плоских групп дислокаций одного знака [251–253].

В упомянутых работах не рассматривался кинетический аспект проблемы, а также то, что при формировании грубой линии скольжения возникают не отдельные бездефектные или бездислокационные каналы, а их система с элементами самоорганизации. Об этом свидетельствуют результаты обработки [254, 255] электронно-микроскопических снимков каналов, опубликованных в литературе (рис. 11). На рисунке 11а показана корреляция между шириной каналов ΔA_a и средним расстоянием между ними A для ряда облученных (Cu [223, 256] — темные кружки, Nb [228] — светлые кружки, Ni [229] — крестики) и закаленных (Al [233] — квадратик, Au [234] — треугольничек) металлов. Экспериментальные точки группируются около прямой с наклоном $\Delta A_a/A = 0,1$.

На рисунке 11б приведена аналогичная корреляция для ширины бездислокационных каналов в моно- и поликристаллических образцах Мо. На этом рисунке темными кружками обозначено соотношение между

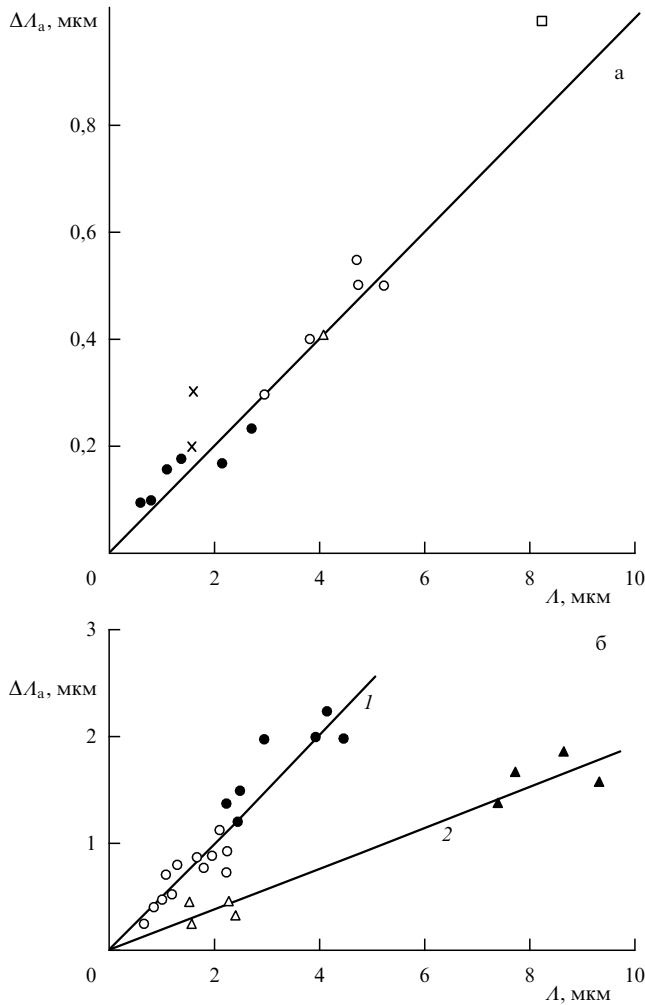


Рис. 11. Корреляция между шириной ΔL_a бездефектных (а) и бездислокационных (б) каналов и расстоянием между ними [254, 255].

шириной каналов и расстоянием между ними в случае опыта на механическую усталость Мо при частоте 36 Гц и 293 К [240, 241], светлыми кружками — аналогичное соотношение в случае пластической деформации поликристаллического Мо при 493 К после его предварительной деформации при температуре 293 К [239]. Как видно, эти данные группируются около прямой 1 с наклоном $\Delta L_a/L = 0,5$. Темными и светлыми треугольниками на рис. 11б обозначены аналогичные данные по бездислокационным каналам в моно- и поликристаллическом Мо, пластически деформированном при 378 К после предварительной деформации при 173 К [238]. В этом случае экспериментальные точки сосредоточены вблизи прямой 2 с наклоном $\Delta L_a/L = 0,2$.

С учетом сказанного очевидно, что анализ механизма формирования системы каналов следует производить с помощью дислокационно-кинетических уравнений, принимая во внимание, что после конвертации радиационных и закалочных дефектов и дислокационных диполей в скользящие дислокации их дальнейшая эволюция протекает обычным образом с участием всех процессов, определяющих эволюцию дислокационного ансамбля, например с участием процесса двойного поперечного скольжения винтовых дислокаций.

О роли ДПС в формировании каналов свидетельствуют такие факты, как отсутствие аннигиляционных каналов в радиационно поврежденном, а затем деформированном сплаве Cu–8 ат.% Al [257], имеющем низкую энергию дефектов упаковки по сравнению с чистой медью, а также наличие ветвящихся каналов типа A_3 (рис. 10б) в дефектной структуре облученных металлов [232, 227] и в предварительно деформированном при низкой температуре Мо [237–240].

Прежде чем привести результаты количественного анализа механизма образования аннигиляционных каналов на основе уравнений эволюции плотности дислокаций, сделаем еще одно замечание относительно исходной дефектной структуры облученных, закаленных или деформированных при низкой температуре кристаллов. При плотности призматических петель $N_0 = 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и среднем их размере $2R_0 = 10 \text{ нм}$ плотность дислокаций после их превращения в скользящие дислокации составляет $\rho_0 = 2\pi R_0 N_0 \approx (0,3 - 3) \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Эта плотность значительно больше характерной для начальной стадии деформации отожженных кристаллов плотности дислокаций 10^8 см^{-2} и близка к плотности дислокаций на третьей стадии упрочнения.

Аналогичная ситуация имеет место в случае Мо — металла с ОЦК решеткой. При пластической деформации при температурах $T < 0,1T_m$ в металлах с ОЦК решеткой из-за высокого напряжения решеточного трения дислокаций (рельеф Пайерлса) формируется однородная дислокационная структура, состоящая преимущественно из винтовых дислокаций [46, 240, 259]. Последующая деформация Мо при температурах $T > 0,15T_m$ приводит к аннигиляции винтовых дислокаций вследствие снижения напряжения решеточного трения дислокаций. Как показывают эксперименты, аннигиляционный распад исходной, "перенасыщенной" дислокациями дефектной структуры в том и другом случае протекает неоднородно по кристаллу с образованием бездефектных или бездислокационных аннигиляционных каналов.

С учетом конвективного (эстафетного) механизма распространения фронта аннигиляции дислокаций вдоль каналов со скоростью u_x уравнение эволюции их плотности запишем в виде [254, 255, 260–262]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + u_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + (M - 1)\lambda_{yu} \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} = \\ = n_0 u - \lambda_m^{-1}(\beta_i - 1)u\rho - h_a u \rho^2. \end{aligned} \quad (4.38)$$

Ввиду нелинейного слагаемого в правой части уравнения (4.38) переменные в направлении осей x и y (рис. 10б) не разделяются, поэтому рассмотрим приближенное решение уравнения (4.38) в предположении, что ширина каналов и расстояние между ними определяются преимущественно диффузионной составляющей дислокационного потока в поперечном к плоскости скольжения дислокаций направлении. (Движение фронта аннигиляции вдоль канала обсуждается в [260, 261].)

Вводя безразмерные переменные и параметры

$$\begin{aligned} \psi = \frac{\rho}{\rho_0}, \quad Y = \frac{y}{A_0}, \quad A_0 = \left[\frac{3(M-1)\lambda_y}{2bk_a\rho_0} \right]^{1/2}, \\ \psi_0 = \frac{3n_0}{bk_a\rho_0^2}, \quad \psi_m = \frac{3(\beta_i - 1)}{2bk_a\lambda_m\rho_0} > 0, \end{aligned} \quad (4.39)$$

имеем в стационарном случае уравнение

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial Y^2} = \frac{1}{2} \psi_0 - \psi_m \psi - \frac{3}{2} \psi^2. \tag{4.40}$$

Здесь $\rho_0 = 2\pi R_0 N_0$ — ранее введенная начальная плотность дислокаций, заключенная в радиационных или закалочных дефектах, $k_a = h_a/b$ — коэффициент аннигиляции винтовых дислокаций.

Принимая во внимание однородность распределения дефектов в начале пластической деформации:

$$\left. \frac{\partial N}{\partial y} \right|_{N=N_0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \psi}{\partial Y} \right|_{\psi=1} = 0, \tag{4.41}$$

получаем после интегрирования (4.40) один раз

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial Y} \right)^2 = W(\psi) = (1 - \psi) [(1 + \psi_m - \psi_0) + (1 + \psi_m)\psi + \psi^2]. \tag{4.42}$$

Общим решением уравнения (4.42) является эллиптический интеграл первого рода [254]

$$\delta^{-1} F(\theta, k) = \int \frac{d\psi}{\sqrt{W(\psi)}} = \frac{y}{A_0}. \tag{4.43}$$

Частные его решения $A-D$ зависят от соотношения и величины управляющих (бифуркационных) параметров ψ_0 и ψ_m в (4.40) (рис. 12). Они определяют коэффициент δ и модуль k эллиптического интеграла, а также корни кубического уравнения $W(\psi) = 0$:

$$\psi_1 = 1, \quad \psi_{2,3} = \frac{1}{2} \left[-(1 + \psi_m) \pm \sqrt{(1 - \psi_m)^2 - 4(1 - \psi_0)} \right]. \tag{4.44}$$

Из (4.44) следует, что при

$$\psi_0 < 1 - \frac{1}{4}(1 - \psi_m)^2 \tag{4.45}$$

уравнение $W(\psi) = 0$ имеет один действительный корень. Интеграл (4.43) описывает в этом случае пространственно-периодическую аннигиляционную структуру

$$\frac{1}{4} \frac{F(\theta, k)}{F(\pi/2, k)} = \frac{y}{A} \tag{4.46}$$

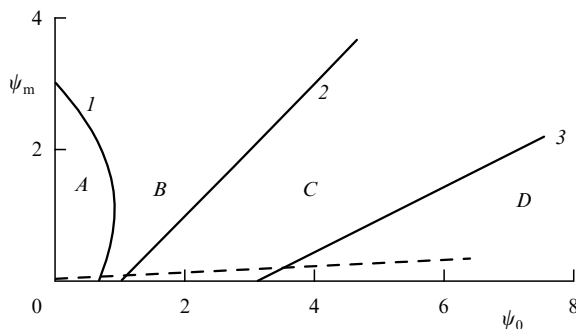


Рис. 12. Области $A-D$ параметров ψ_0 и ψ_m существования различных аннигиляционных и дефектных структур.

с периодом $A = 4\delta^{-1}F(\pi/2, k)$ и отношением ширины аннигиляционных каналов к расстоянию между ними

$$\frac{\Delta L_a}{A} = 1 - \frac{1}{2} \frac{F(\theta_0, k)}{F(\pi/2, k)}, \tag{4.47}$$

где

$$\cos \theta = \frac{\delta^2 - 1 + \psi}{\delta^2 + 1 - \psi}, \quad \cos \theta \Big|_{\psi=0} = \cos \theta_0, \tag{4.48}$$

$$k^2 = \frac{1}{2} + \frac{1}{4} \frac{3 + \psi_m}{\delta^2}, \quad \delta^2 = (3 + 2\psi_m - \psi_0)^{1/2}.$$

На рисунке 13а приведены результаты расчета аннигиляционной структуры (4.46) при $\psi_0 = 0,5, \psi_m = 0$. Доля каналов $\Delta L_a/A$ в рассматриваемой структуре равна 0,69. Относительно широкие каналы с $\Delta L_a/A > 0,5$ характерны для области параметров ψ_0 и ψ_m , обозначенных на рис. 12 символом A . Кривая 1 на этом рисунке соответствует условию (4.45).

Вне области A уравнение $W(\psi) = 0$ имеет три действительных корня. Характер аннигиляционной структуры

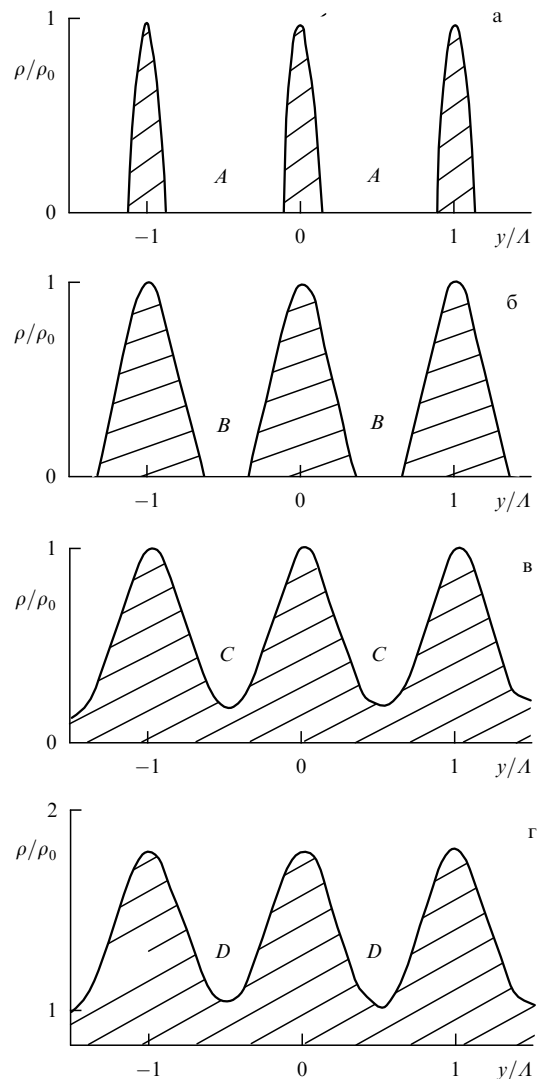


Рис. 13. Характер аннигиляционных структур, соответствующих областям A (а), B (б), C (в) и D (г) параметров ψ_0 и ψ_m на рис. 12.

зависит в этом случае от соотношения между корнями (4.44). При $\psi_3 < \psi_2 < \psi_1$ имеем аннигиляционную структуру

$$\frac{1}{2} \frac{F(\theta, k)}{F(\pi/2, k)} = \frac{y}{A}, \quad A = \frac{4A_0}{\sqrt{1-\psi_3}} F\left(\frac{\pi}{2}, k\right), \quad (4.49)$$

$$\sin \theta = \left(\frac{1-\psi}{1-\psi_2}\right)^{1/2}, \quad k = \left(\frac{1-\psi_2}{1-\psi_3}\right)^{1/2}.$$

При выполнении условия $\psi_m > \psi_0 - 1$ (прямая 2 на рис. 12) корни ψ_2 и ψ_3 становятся отрицательными.

На рисунке 13б показана соответствующая этому условию аннигиляционная структура ($\psi_0 = 0,9$, $\psi_m = 0$). На рисунке 12 условию $\psi_m > \psi_0 - 1$ соответствует область параметров *B*, в пределах которой доля аннигиляционных каналов в дефектной структуре

$$\frac{\Delta A_a}{A} = 1 - \frac{F(\theta_0, k)}{F(\pi/2, k)}, \quad \sin \theta_0 = \frac{1}{\sqrt{1-\psi_2}} \quad (4.50)$$

составляет от 0 до 0,5. Именно такое соотношение между ΔA_a и A наблюдается в большинстве экспериментов (см. рис. 11).

При переходе в область *C* корень ψ_2 становится положительным ($\psi_3 < 0$). Этот корень не превосходит корня $\psi_1 = 1$ при условии $\psi_m > (\psi_0 - 3)/2$ (прямая 3 на рис. 12). Аннигиляционные каналы в области параметров *C* не являются полностью бездефектными, а содержат конечную плотность дефектов (дислокаций) $\rho_2 = \psi_2 \rho_0 < \rho_0$ (каналы типа *C* на рис. 13в). На рисунке 14 приведена гистограмма распределения дефектов по ширине такого канала в облученной нейтронами (доза 10^{18} см⁻²) меди [263]. Сплошная кривая на этом рисунке иллюстрирует распределение дефектов согласно (4.49) при $\psi_0 = 1,47$.

При $\psi_2 = \psi_1 = 1$ плотность дефектов в каналах равна исходной. Это означает, что при $\psi_0 = 3$, $\psi_m \approx 0$ дефектная структура устойчива к процессу аннигиляционного

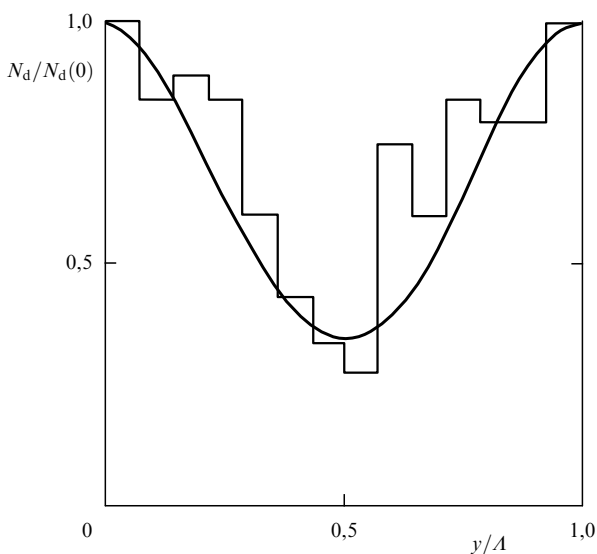


Рис. 14. Гистограмма распределения дислокационных петель по сечению аннигиляционного канала в облученной нейтронами меди [263]. Кривая — согласно (4.49) при $\psi_0 = 1,47$, $\psi_m = 0$.

распада. При $\psi_2 > \psi_1$, $\psi_0 > 3$ (область *D* на рис. 12) интеграл (4.43) описывает обычную дислокационную структуру с плотностью дислокаций $\rho > \rho_0$:

$$\frac{1}{2} \frac{F(\theta, k)}{F(\pi/2, k)} = \frac{y}{A}, \quad A = \frac{4A_0}{\sqrt{\psi_2 - \psi_3}} F\left(\frac{\pi}{2}, k\right),$$

$$k \sin \theta = \left(\frac{\psi - 1}{\psi - \psi_3}\right)^{1/2}, \quad k = \left(\frac{\psi_2 - 1}{\psi_2 - \psi_3}\right)^{1/2}. \quad (4.51)$$

На рисунке 13г приведена эта структура при $\psi_0 = 6$, $\psi_m = 0$.

Таким образом, характер формирующейся при пластической деформации дислокационной структуры в облученных, закаленных или предварительно деформированных при низкой температуре кристаллов существенным образом зависит от величины и соотношения параметров ψ_0 и ψ_m . Как видно из обозначений (4.39), эти параметры в свою очередь зависят от исходной плотности дефектов $\rho_0 \propto N_0$ и коэффициента аннигиляции винтовых дислокаций k_a .

Часть радиационных и закалочных петель в результате рекомбинации со скользящими дислокациями [248–250] может образовывать дислокационные источники Франка–Рида с плотностью $n_0 = \beta_0 \rho_0^{3/2}$, где коэффициент β_0 определяет эффективность петель как источников Франка–Рида.

Учитывая, что петли могут выступать также в качестве препятствий, на которых как на дислокациях леса происходит размножение дислокаций: $(b\lambda_m)^{-1} = \beta_f k_f \rho_0^{1/2}$, где β_f — соответствующий коэффициент эффективности, получаем зависимости параметров ψ_0 и ψ_m от исходной плотности дефектов:

$$\psi_0 = \frac{3\beta_0}{bk_a} \rho_0^{-1/2}, \quad \psi_m = \frac{3(\beta_f - 1)}{2k_a} \beta_f k_f \rho_0^{-1/2}. \quad (4.52)$$

Поскольку плотность петель изменяется с дозой облучения согласно закону $N_0 \propto \Phi^n$, $n = 1/2 - 2/3$ [254], находим, что параметры ψ_0 и ψ_m уменьшаются с дозой как $\psi_0 \propto \psi_m \propto \Phi^{-n/2}$. Отношение $\psi_m/\psi_0 = (\beta_f - 1) \beta_f (bk_f)/2\beta_0 \approx 10^{-2}$ [255] остается при этом приблизительно постоянным.

Штриховая прямая на рис. 12 показывает схематически, как увеличение дозы облучения и плотности петель приводит к уменьшению параметров ψ_0 и ψ_m и последовательному переходу от дислокационных структур типа *D* к аннигиляционным структурам типа *C*, *B* и *A* (см. рис. 13). В неоднородно облученном нейтронами монокристаллах никеля такой переход наблюдали, например, при распространении линий скольжения через границу между необлученной и облученной частями кристалла. Он сопровождался огрублением линий скольжения и образованием бездефектных каналов [230].

Другой фактор, от которого сильно зависит величина критических параметров ψ_0 и ψ_m , — это коэффициент аннигиляции дислокаций k_a . На рисунке 15 приведены температурные зависимости коэффициентов аннигиляции ряда металлов с ГЦК и ОЦК решетками, полученные при обработке [159–164] кривых деформационного упрочнения соответствующих металлов при различных температурах согласно соотношению (3.11) между коэффициентом деформационного упрочнения θ и напряжениями течения на третьей стадии кривой упрочнения,

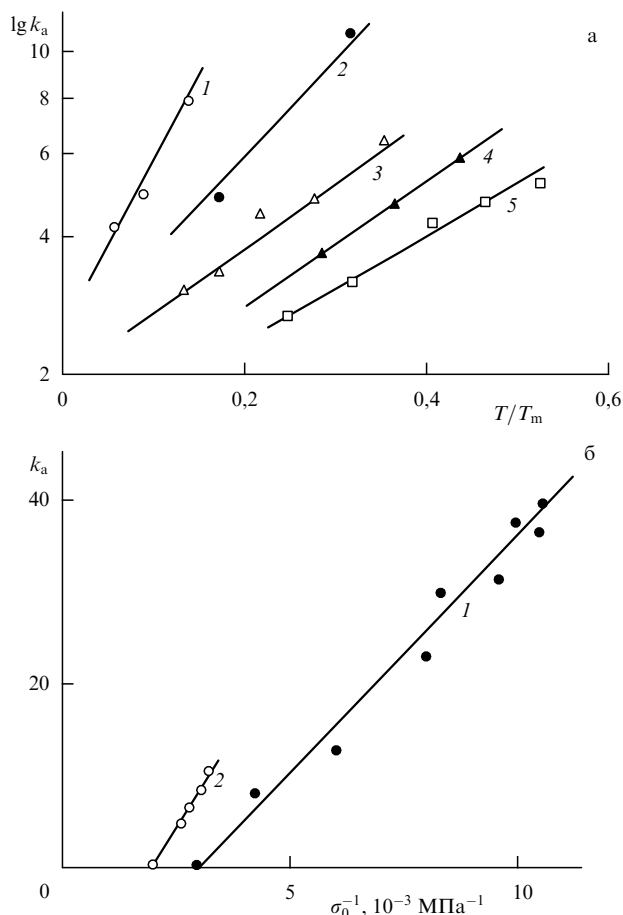


Рис. 15. Зависимости коэффициентов аннигиляции винтовых дислокаций: (а) в металлах с ГЦК решеткой (1 — Al, 2 — Ni, 3 — Cu, 4 — Ag, 5 — Au [113, 162, 163]) от температуры; (б) в металлах с ОЦК решеткой (1 — Mo, 2 — α -Fe [113, 261]) от обратной величины предела текучести σ_0 .

которое можно представить также в виде [157, 264]

$$\theta = \theta_m - \frac{1}{2} k_a \sigma. \quad (4.53)$$

Наклон этих зависимостей (см. рис. 1) определяет коэффициент аннигиляции. В случае металлов с ГЦК решеткой $k_a \propto \sigma_3^{-1}$ [160, 162], где σ_3 — напряжение начала третьей стадии кривой деформационного упрочнения. С учетом температурной зависимости σ_3 [265] получаем [113, 163]

$$k_a(T) = k_a(0) \exp\left(\frac{kT}{A} \ln \frac{\dot{\epsilon}_0}{\dot{\epsilon}}\right). \quad (4.54)$$

На рисунке 15а температурные зависимости k_a приведены в координатах $\ln k_a - T$. Как видно, с ростом энергии дефектов упаковки γ_D наклон прямых увеличивается в соответствии с уменьшением энергетического параметра A с ростом γ_D [265]. Что касается металлов с ОЦК решеткой, то коэффициент аннигиляции дислокаций в них определяется напряжением решеточного трения дислокаций (напряжением Пайерлса): $k_a \propto \sigma_p^{-1}(T)$ [113, 162].

На рисунке 15б показаны зависимости k_a от обратной величины пределов текучести $\sigma_0(T)$ α -Fe и Mo [162] в

интервале температур $(0,1 - 0,25)T_m$. При $T < 0,1T_m$ из-за высокого напряжения решеточного трения коэффициент аннигиляции винтовых дислокаций практически равен нулю, а при $T = 0,2T_m$ в случае Mo он равен приблизительно 40. Высокие значения коэффициента аннигиляции винтовых дислокаций в Mo определяют, почему в этом металле с такой легкостью образуются бездефектные [225, 226] и бездислокационные [237–245] каналы. Образование бездислокационных каналов вызвано резким снижением критического параметра $\psi_0 \propto k_a^{-1}(T)$ с ростом температуры. В результате он оказывается в области формирования бездислокационных каналов С, В и А (см. рис. 12).

В заключение заметим, что образование бездислокационных каналов в опытах на механическую усталость [60–62] также может быть результатом аннигиляционного распада системы дислокационных диполей, легко формирующихся в условиях циклической пластической деформации.

5. Ячеистая дислокационная структура

Как показывают электронно-микроскопические исследования [43–49], при пластической деформации кристаллов на второй и третьей стадиях деформационного упрочнения вместо слоистых дислокационных структур [46], характерных для первой стадии упрочнения, формируются двумерные (решчатые [49]) и трехмерные (ячеистые [43–46]) дислокационные структуры. Образование таких структур связано с действием двух или более систем скольжения. Попытки установить механизм их формирования предпринимались на основе силовых [266], энергетических [84, 267] и кинетических [83, 87, 114, 116, 268] соображений, а также методом компьютерного моделирования (дислокационной динамики [269]).

Первые два подхода не учитывали реальную структуру кристалла (наличие в нем примесей, выделений и других препятствий для движения дислокаций), от которой, как показывает опыт, зависит формирование ячеистой дислокационной структуры. При кинетическом подходе к проблеме учет структуры происходит при включении в исходные кинетические уравнения процессов размножения, иммобилизации, аннигиляции и диффузии дислокаций, зависящих от структуры кристалла. В большинстве работ авторы ограничивались качественным анализом уравнений [83, 87, 268] или линейным анализом их устойчивости к пространственным флуктуациям плотности [114]. Ниже мы рассмотрим работы, в которых анализ кинетики формирования ячеистых структур доведен до прямого количественного сопоставления экспериментальных и теоретических результатов [116, 124, 270–273].

5.1. Уравнение эволюции плотности дислокаций при множественном скольжении

Ячеистая дислокационная структура начинает формироваться на второй стадии упрочнения в виде сетки одиночных дислокаций [274], их сплетений [43–46, 274] и клубков [46, 48]. К концу второй стадии упрочнения сплетения соединяются, образуя ячеистую структуру с высокой плотностью дислокаций в границах ячеек и низкой их плотностью внутри ячеек. При действии двух систем скольжения с приблизительно одинаковой ориентацией плоскостей скольжения относительно оси растя-

жения (сжатия) кристалла формирующаяся дислокационная структура имеет как бы решетчатый (квадратный или прямоугольный) характер с границами ячеек, лежащими вдоль соответствующих кристаллографических плоскостей скольжения [49, 175]. При действии многих систем скольжения границы ячеек приобретают округлый характер и связь их с кристаллографическими плоскостями утрачивается.

Учитывая сказанное, кинетическое уравнение (4.15) для плотностей дислокаций ρ_1 и ρ_2 при действии двух систем скольжения запишем в виде [116]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + (M-1)\lambda_{D1} \frac{\partial^2 \rho_1}{\partial x^2} = \\ = (1-\beta_i)\lambda_m^{-1} u \rho_1 + \delta_f \rho_2^{1/2} u \rho_1 - h_a u \rho_1^2, \end{aligned} \quad (5.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_2}{\partial t} + (M-1)\lambda_{D2} \frac{\partial^2 \rho_2}{\partial y^2} = \\ = (1-\beta_i)\lambda_m^{-1} u \rho_2 + \delta_f \rho_1^{1/2} u \rho_2 - h_a u \rho_2^2, \end{aligned} \quad (5.2)$$

где $\lambda_D \approx \rho h_0^2 / \lambda_s$ — характерное расстояние диффузии дислокаций механизмом ДПС в поперечном к плоскости скольжения дислокаций направлении (4.18).

Поскольку плотности дислокаций в первичной и вторичной системах скольжения на второй стадии практически одинаковы: $\rho_1 = \rho_2 = \rho$ [183], уравнения (5.1) и (5.2) могут быть сведены к одному уравнению

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (M-1)\lambda_{D1} \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} = (1-\beta_i)\lambda_m^{-1} u \rho + \delta_f \rho^{3/2} u \rho - h_a u \rho^2. \quad (5.3)$$

Принимая во внимание, что $\beta_i = \lambda_m / \lambda_i + h_i \lambda_m \rho_{i0}$, и приравнявая правую часть (5.3) нулю, получаем уравнение (4.19) при $n = 0$. Оно имеет два решения: точки b и c при пересечении кривой 1 с прямой 2 на рис. 7. Первая из них, как показывает анализ, является неустойчивым фокусом, вторая — седлом.

Учитывая, что $\partial \rho / \partial t = (\partial \rho / \partial \varepsilon) \dot{\varepsilon}$, где $\dot{\varepsilon} = b \rho u$ — скорость пластической деформации, уравнение (5.3) можно записать также в виде

$$\rho \frac{\partial \rho}{\partial \varepsilon} + (M-1) \frac{\lambda_D}{b} \frac{\partial^2 \rho}{\partial y^2} = k_a \rho (\sqrt{\rho} - \sqrt{\rho_b}) (\sqrt{\rho_c} - \sqrt{\rho}), \quad (5.4)$$

где плотности дислокаций ρ_b и ρ_c , соответствующие точкам b и c на рис. 7, равны соответственно

$$\rho_{b,c}^{1/2} = \frac{k_f \mp [k_f^2 - 4(\beta_i - 1)k_a k_m]^{1/2}}{2k_a}, \quad k_m = (b\lambda_m)^{-1}. \quad (5.5)$$

Переходя затем к безразмерным переменным

$$\begin{aligned} \psi = \frac{\rho}{\rho_c}, \quad Y = \frac{y}{A_0}, \quad \Gamma = k_a \varepsilon, \\ A_0 = \left[\frac{(M-1)\lambda_D}{b k_a \rho_c} \right]^{1/2}, \end{aligned} \quad (5.6)$$

получаем уравнение

$$\psi \frac{\partial \psi}{\partial \Gamma} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial Y^2} = \psi (\sqrt{\psi} - \psi_0) (1 - \sqrt{\psi}), \quad (5.7)$$

содержащее один управляющий параметр

$$\begin{aligned} \psi_0 = \sqrt{\frac{\rho_b}{\rho_c}} = \frac{1 - \sqrt{1 - \eta}}{1 + \sqrt{1 - \eta}}, \\ \eta = 4(\beta_i - 1) \frac{k_a k_m}{k_f^2}, \quad 0 < \eta < 1. \end{aligned} \quad (5.8)$$

Как видно, этот параметр зависит от комбинации η кинетических коэффициентов, определяющих интенсивность процессов размножения, иммобилизации и аннигиляции дислокаций.

5.2. Ячеистая структура и ее параметры

При однородном распределении дислокаций: $\psi(\Gamma) \equiv \vartheta(\Gamma) = \rho(\Gamma) / \rho_c$, уравнение (5.7) имеет вид

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial \Gamma} = (\sqrt{\vartheta} - \psi_0) (1 - \sqrt{\vartheta}). \quad (5.9)$$

При $\vartheta \gg \psi_0^2$ оно описывает эволюцию плотности дислокаций

$$\rho(\varepsilon) = \rho_\infty \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2} k_a \varepsilon\right) \right]^2, \quad \rho_\infty = \rho_c = \left(\frac{k_f}{k_a}\right)^2, \quad (5.10)$$

и напряжений течения

$$\sigma(\varepsilon) = \alpha \mu b \rho^{1/2} = \sigma_\infty \left[1 - \exp\left(-\frac{1}{2} k_a \varepsilon\right) \right], \quad \sigma_\infty = \alpha \mu b \rho_\infty^{1/2}, \quad (5.11)$$

на второй и третьей стадиях кривой деформационного упрочнения кристалла.

Однородное распределение дислокаций оказывается, однако, неустойчивым, и в кристалле при выполнении определенных условий формируется пространственно-модулированная, ячеистая дислокационная структура. При $\partial \psi / \partial \Gamma = 0$, т.е. в конце третьей стадии упрочнения, уравнение (5.7) описывает равновесную ячеистую дислокационную структуру [116, 270]:

$$\begin{aligned} \rho(y) = \frac{\rho_{\max}^\infty}{[1 + (f_\infty - 1) \sin^2(\pi y / A_\infty)]^2}, \\ A_\infty = 4\pi \left[\frac{(M-1)\lambda_D}{(\beta_i - 1) b k_m} \right]^{1/2}, \quad f_\infty = \sqrt{\frac{\rho_{\max}^\infty}{\rho_{\min}^\infty}}, \\ \rho_{\max}^\infty \approx \left(\frac{6}{5}\right)^2 \rho_c, \quad \rho_{\min}^\infty \approx \left(\frac{5}{4}\right)^2 \rho_b, \end{aligned} \quad (5.12)$$

где ρ_{\max}^∞ и ρ_{\min}^∞ — плотности дислокаций в стенках ячеек и внутри ячеек, при условиях

$$(1 + \psi_0)^2 - \frac{25}{6} \psi_0 > 0, \quad 0 < \psi_0 < \frac{2}{3}, \quad \eta < \frac{24}{25}. \quad (5.13)$$

Условия (5.13) накладывают ограничения на величину и соотношение кинетических коэффициентов.

Ввиду нелинейности уравнения (5.7) переменные Y и Γ в нем не разделяются. В [270] предложено модельное выражение для решения этого уравнения, которое при $\Gamma \rightarrow \infty$ стремится к стационарному реше-

нию (5.12):

$$\rho(y, \varepsilon) = \frac{\rho_{\max}(\varepsilon)}{[1 + (f(\varepsilon) - 1) \sin^2(\pi y/A_\infty)]^2}, \quad (5.14)$$

$$\rho_{\max}(\varepsilon) \approx \left(\frac{6}{5}\right)^2 \rho_c \vartheta(\varepsilon), \quad f(\varepsilon) = \sqrt{\frac{\rho_{\max}(\varepsilon)}{\rho_{\min}}}.$$

Очевидно, что при $\Gamma = k_a \varepsilon \rightarrow \infty$ плотность дислокаций $\rho(\varepsilon)/\rho_c = \vartheta(\varepsilon) \rightarrow 1$ и выражение (5.14) переходит в (5.12). Условия образования ячеистой структуры становятся при этом зависящими от деформации:

$$(1 + \psi_0)^2 \vartheta^{1/2}(\varepsilon) - \frac{25}{6} \psi_0 > 0,$$

$$0 < \psi_0 < \frac{2}{3}, \quad \eta < \frac{24}{25}. \quad (5.15)$$

Первое из этих условий определяет критическую деформацию $\Gamma^{cr} = k_a \varepsilon^{cr}$ начала формирования ячеистой структуры:

$$\varepsilon > \varepsilon^{cr} = \frac{2}{k_a} \ln \frac{(1 + \psi_0)^2}{(2/3 - \psi_0)(3/2 - \psi_0)}. \quad (5.16)$$

Она тем меньше, чем больше коэффициент аннигиляции дислокаций k_a и меньше параметр ψ_0 . При $\psi_0 \rightarrow 2/3$ критическая деформация $\varepsilon^{cr} \rightarrow \infty$. Поскольку параметр ψ_0 тем больше, чем сильнее иммобилизация дислокаций (примесями, частицами выделений, границами зерен и

т.д.), в соответствующих материалах образование ячеистой структуры затруднено или совсем невозможно, как, например, в ОЦК металлах при их деформации в области температур ниже $0,1 T_m$ [237, 238].

На рисунке 16а показана эволюция плотности дислокаций в стенках ячеек с ростом степени деформации согласно выражению (5.14) при $\psi_0 = 0,1$ и $\Gamma^{cr} = 0,8$. Штриховая прямая на рисунке отмечает критическую плотность дислокаций $\rho(\varepsilon^{cr})/\rho_{\max}^\infty \approx (25/12)^2 \psi_0^2$ ($\psi_0 \ll 1$), когда начинается формирование ячеистой структуры. Плотность дислокаций в стенках ячеек увеличивается в соответствии со вторым выражением (5.14). Это означает, что среднее расстояние между дислокациями леса в стенках ячеек

$$l(\varepsilon) = [\rho_{\max}(\varepsilon)]^{-1/2} = \frac{l_\infty}{1 - \exp(-k_a \varepsilon/2)}, \quad l_\infty = \frac{5}{6\sqrt{\rho_c}}. \quad (5.17)$$

На рисунке 16б кривая демонстрирует теоретическую зависимость $l(\varepsilon)$, а экспериментальные точки — зависимость длин термоактивируемого пробега дислокаций λ_a от степени деформации в алюминии при 77 К на второй и третьей стадиях кривой упрочнения, найденную методом ядерного магнитного резонанса [275]. Поскольку на второй и третьей стадиях основными препятствиями для термоактивируемого перемещения дислокаций являются дислокации леса, $\lambda_a(\varepsilon) \propto l(\varepsilon)$ и, следовательно, длина пробега должна уменьшаться с ростом степени деформации в соответствии с выражением (5.17), что экспериментально и наблюдается.

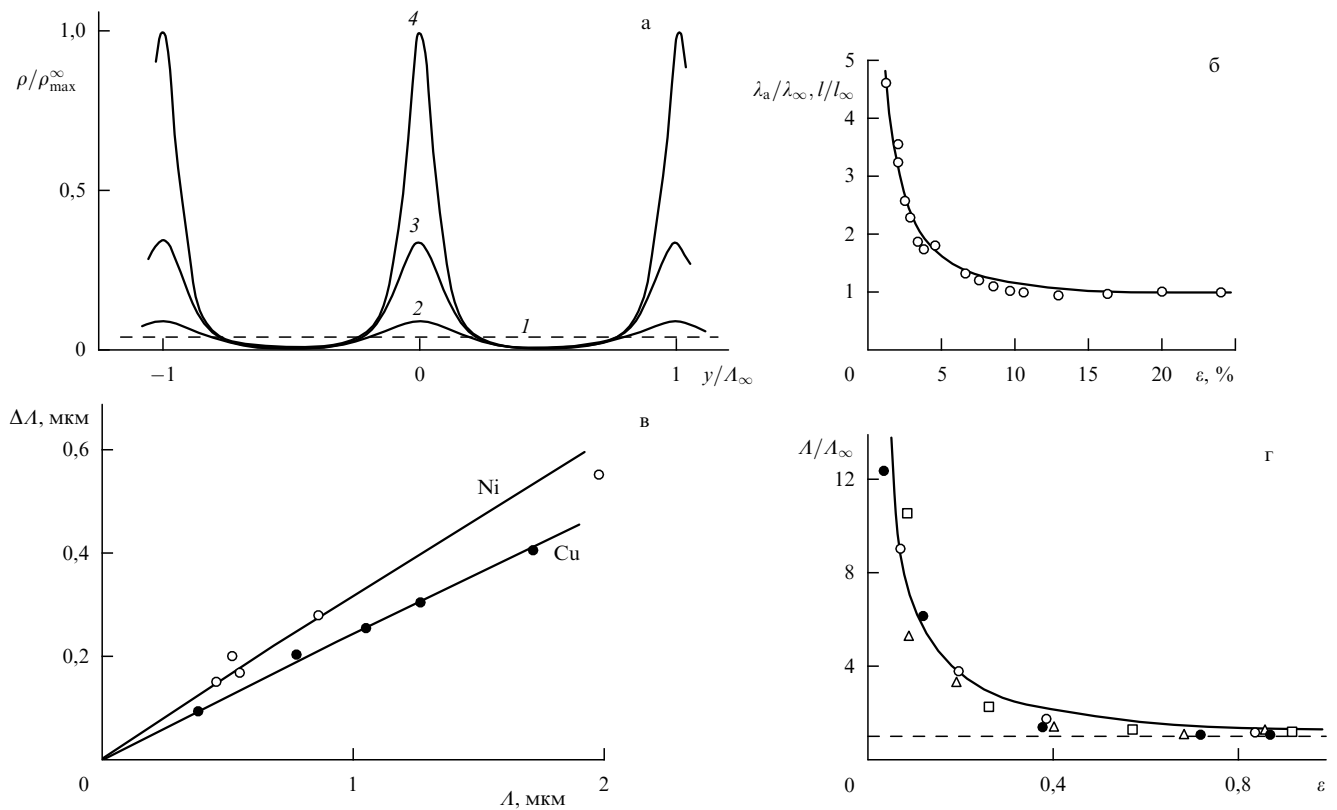


Рис. 16. Эволюция плотности дислокаций в стенках ячеек с ростом деформации (1 — $\Gamma^{cr} = 0,8$, 2 — 1,0, 3 — 2,0, 4 — ∞) (а), зависимость пробега дислокаций λ_a в границах ячеек в Al [275] от степени деформации (б), корреляция между шириной границ и размером ячеек в Cu [279] и Ni [280] (в) и зависимость размера ячеек в меди [278] от степени обжатия при прокатке (г).

В процессе пластической деформации, как показывает эксперимент (рис. 16г), средний размер ячеек L не остается постоянным, а уменьшается, достигая к концу третьей стадии равновесного значения L_∞ [276–278]. При детальном исследовании эволюции размеров ячеек в монокристаллах меди установлено [276], что в процессе деформации размеры ячеек уменьшаются путем образования внутри них новых границ, т.е. имеет место процесс деления ячеек. Так как для формирования новых дислокационных границ требуются свежие дислокации, кинетика размножения границ (деления ячеек) должна быть тесно связана с кинетикой размножения и аннигиляции дислокаций на второй и третьей стадиях упрочнения. Действительно, поскольку плотность границ ячеек на единицу длины равна $L^{-1}(\varepsilon)$ и дислокации сосредоточены в основном в стенках ячеек, средняя плотность дислокаций в кристалле $\rho(\varepsilon) = [A(\varepsilon)\delta l(\varepsilon)]^{-1}$ и, следовательно, с учетом (5.10) и (5.17) имеем [270]

$$A(\varepsilon) = \frac{L_\infty}{1 - \exp(-k_a \varepsilon/2)}, \quad \delta = \frac{1}{l_\infty A_\infty \rho_c}. \quad (5.18)$$

На рисунке 16г кривая иллюстрирует зависимость (5.18). На рисунке приведены также данные [287] о размерах ячеек в меди, прокатанной до различных обжатий при температурах 4,2 (темные кружки), 20 (светлые кружки), 77 (треугольнички) и 300 К (квадратики). Обработка экспериментальных зависимостей $A(\varepsilon)$ для ряда чистых металлов Al [277], Ni [280], Cu [278] и сплавов Cu–Zn, Cu–Al [281] в координатах $\ln(1 - L_\infty/L) - \varepsilon$, сделанная в [282, 283], показала их хорошее соответствие выражению (5.18). Найденный по наклону этих прямых коэффициент аннигиляции дислокаций k_a закономерно возрастал с ростом энергии дефектов упаковки металла или сплава в той же последовательности, что и на рис. 15а.

С ростом степени пластической деформации ширина (толщина) границ ячеек ΔL , как показывает опыт, уменьшается. При этом отношение $\Delta L(\varepsilon)/L(\varepsilon)$, как видно из рис. 16в, остается постоянным. Для меди оно равно 0,23, для никеля — 0,32. Выбирая в качестве ширины границы величину $\Delta L_{1/2}$, соответствующую плотности дислокаций в границе $\rho_{1/2} = (1/2)\rho_{\max}(\varepsilon)$, получаем согласно (5.14), принимая во внимание (5.18),

$$\frac{\Delta L_{1/2}}{L} = \frac{2}{\pi} \left[\frac{\rho_{\max}(\varepsilon)}{\rho_c} \right]^{1/2} \arcsin \left(\frac{\sqrt{2}-1}{f(\varepsilon)-1} \right)^{1/2}. \quad (5.19)$$

Расчет показывает [271], что при изменении деформации от критической до $\varepsilon \rightarrow \infty$ отношение (5.19) остается постоянным. При $\psi_0 \ll 1$ оно равно $0,4\psi_0^{1/2}$.

Из оптических [17, 21] наблюдений известно также, что на второй стадии упрочнения металлов с ГЦК решеткой длина линий скольжения уменьшается с деформацией в соответствии с законом $L = L_0(\varepsilon - \varepsilon_2)^{-1}$, где ε_2 — деформация, соответствующая началу второй стадии, L_0 — некоторая постоянная. Например, в монокристаллах меди она равна 4 мкм, в никеле — 6 мкм [21].

Очевидно, что длина линий скольжения определяется длиной свободного пробега дислокаций λ . При взаимодействии движущихся дислокаций с дислокациями леса $\lambda_f = 1/(bk_f \rho_f^{1/2})$. Учитывая, что в случае ячеистой структуры дислокации леса сосредоточены в стенках ячеек,

получаем, что длина линий скольжения в ячеистой структуре должна быть равна $L = (1/2)bk_f \rho_{\max}^{1/2}(\varepsilon)$. Принимая во внимание (5.10) и (5.14), находим [271]

$$L = \frac{L_\infty}{1 - \exp(-k_a \varepsilon/2)}, \quad L_\infty = \frac{5}{12bk_f \rho_c^{1/2}}. \quad (5.20)$$

При деформациях $\varepsilon \ll 2/k_a$, т.е. на второй стадии упрочнения, учитывая, что $\rho_c = (k_f/k_a)^2$, получаем в соответствии с экспериментом

$$L \approx \frac{L_0}{\varepsilon - \varepsilon_2}, \quad L_0 = \frac{5b}{6(bk_f)^2}, \quad L_\infty = \frac{1}{2} k_a L_0. \quad (5.21)$$

Так как $bk_f \approx 10^{-2}$, то постоянная L_0 есть величина порядка нескольких микрометров. Для меди согласно [17] отношение $L_\infty/L_0 = 2,5$ и, следовательно, при комнатной температуре коэффициент аннигиляции должен быть равен приблизительно 5, что согласуется с приведенными на рис. 15а данными.

5.3. Принцип подобия ячеистых структур

Как следует из приведенных выше экспериментальных и теоретических результатов, параметры ячеистой структуры в процессе деформации на второй и третьей стадиях кривой упрочнения закономерно изменяются с ростом степени деформации. Между этими параметрами, например размером дислокационных ячеек [284] и напряжением течения, или теми же параметрами и средней плотностью дислокаций [276, 285, 286] существуют соотношения

$$A = K_1 \frac{\mu b}{\sigma}, \quad A = K_2 \frac{1}{\sqrt{\rho}}, \quad \sigma = K_3 \alpha \mu b \sqrt{\rho}, \quad (5.22)$$

инвариантные к пластической деформации, где K_1, K_2, K_3 — коэффициенты, не зависящие от степени пластической деформации.

Эти, а также некоторые другие факты послужили основанием для формулирования принципа подобия ячеистых дислокационных структур [287]. Согласно этому принципу с ростом деформации и напряжений течения происходит сокращение размеров дислокационной сетки в границах ячеек l и размеров ячеек L , но отношение L/l остается постоянным, не зависящим от деформации и напряжения, что действительно наблюдается на опыте [276].

Очевидно, что любая теория ячеистых дислокационных структур должна согласовываться с этим принципом или по крайней мере не противоречить ему. Из приведенных в предыдущем разделе результатов видно, что решение (5.14) уравнения (5.4) находится в согласии с этим принципом. Полученные с помощью уравнения (5.4) зависимости параметров ячеек от деформации (5.10), (5.11), (5.16) и (5.17) позволяют определить коэффициенты K_1, K_2, K_3 и $K_4 = A/l$.

Принимая во внимание соотношение (5.18), в котором в соответствии с двухфазной моделью ячеистой структуры [288]

$$\rho(\varepsilon) = \delta \rho_{\max}(\varepsilon) + (1 - \delta) \rho_{\min}(\varepsilon), \quad (5.23)$$

где δ — объемная доля дислокаций, заключенная в стенках ячеек, получаем для коэффициентов K соотноше-

ния [271]

$$K_1 = \left(\frac{6}{5}\right)^2 \alpha \delta^{-1/2}, \quad K_2 = \left(\frac{6}{5}\right)^2 \delta^{-1/2},$$

$$K_3 = \frac{6}{5} \delta^{1/2}, \quad K_4 = \left(\frac{6}{5}\right)^2 \delta^{-1}, \quad (5.24)$$

где $\delta = (6/5)(A_\infty \sqrt{\rho_c})^{-1}$.

К соотношениям (5.24) еще надо добавить соотношение между длиной пробега дислокаций в ячеистой структуре (длиной линии скольжения (5.20)) и средним размером ячеек: $L = K_5 A$, $K_5 = (25/72)(\delta/bk_f)$. При $A_\infty = 1$ мкм, $\rho_c = 10^{10}$ см⁻² получаем $\delta = 0,12$ и, следовательно, при $\alpha = 0,5$, $bk_f = 10^{-2}$ коэффициенты K имеют тот же порядок величины, что и в эксперименте. Например, в [289] найдено, что в алюминии величина $L/A = 3-4$, а оценка показывает, что $K_5 = 3,6$.

На рисунке 17а приведены зависимости напряжений течения от средней плотности дислокаций в монокристаллах железа [290], ориентированных для одиночного ([110] — темные кружки) и множественного ([100] — светлые кружки) скольжения при двух температурах опыта. Стрелкой отмечен момент, когда в кристалле начинает формироваться ячеистая структура. Видно, что при 77 К образование ячеистой структуры вызывает изменение эффективной константы взаимодействия дислокаций $\alpha^* = K_3 \alpha$ вследствие снижения плотности дислокаций внутри дислокационных ячеек. Принимая во внимание коэффициент K_3 в (5.24), получаем оценки доли объема δ кристалла, занятого стенками ячеек: 0,6 и 0,1 для ориентаций кристалла [100] и [110] соответственно. При 293 К для обеих ориентаций ячеистая структура формируется на самой начальной стадии деформации, поэтому определить коэффициент K_3 не представляется возможным.

На рисунке 17б приведены аналогичные данные для чистого Al и твердого раствора Al-5,5 ат. % Mg [291] при 293 К. Оценка показывает, что в Al $\delta = 0,13$, в сплаве $\delta = 0,53$. Это означает, что различие в плотностях дислокаций в стенках и внутри ячеек $\psi_0 = (\rho_b/\rho_c)^{1/2}$ в сплаве по сравнению с чистым алюминием невелико. Действительно, принимая во внимание (5.12) и (5.24), имеем

$$\delta \approx \frac{3}{10\pi} \left[\frac{bk_a}{(M-1)\lambda_D} \right]^{1/2} \psi_0^{1/2} \sim \psi_0^{1/2}. \quad (5.25)$$

Видно также, что в сплаве формирование ячеистой структуры затруднено и наступает при более высокой плотности дислокаций ($\rho^{cr} = 2,5 \times 10^9$ см⁻²), чем в чистом алюминии ($\rho^{cr} = 6 \times 10^8$ см⁻²), поскольку ($\psi_0 \ll 1$)

$$\rho^{cr} \approx 3\rho_c \psi_0^2 \sim \psi_0^2, \quad \text{или} \quad \rho^{cr} \approx 3\rho_b \approx 3(\beta_i - 1)k_f k_m. \quad (5.26)$$

5.4. Особенности формирования ячеистой структуры в поликристаллических материалах

Еще одно обстоятельство необходимо отметить, обсуждая механизм образования ячеистых дислокационных структур, — это особенность их формирования в поликристаллических материалах. Как показывает опыт [47,

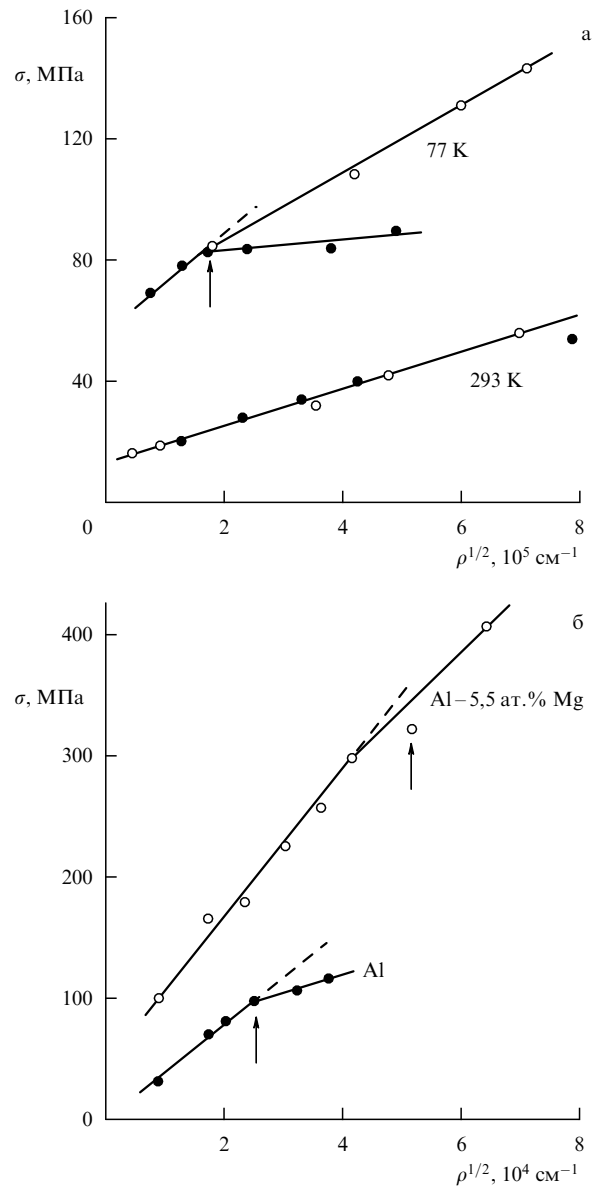


Рис. 17. Зависимость напряжений течения от плотности дислокаций: (а) в монокристаллах α -Fe [290]; (б) в поликристаллических Al 99,99 и сплаве Al-5,5 ат. % Mg [291].

292], размер зерен d влияет на критическую деформацию начала формирования в кристаллитах ячеистой структуры. Чем он меньше, тем раньше ячеистая структура возникает в поликристалле. Существует критический размер зерен d^{cr} , такой что при размерах кристаллитов $d < d^{cr}$ ячеистая структура в материале не образуется [293], а при $d > d^{cr}$ размер дислокационных ячеек увеличивается с ростом размера зерна [47, 293].

Согласно условию возникновения ячеистой структуры (5.15) измельчение зерен вызывает рост параметра $\beta_i = \lambda_m/\lambda_{is} = \lambda_m/d$, вследствие чего нарушаются условия возникновения ячеистой структуры $\eta < 1$, $\psi_0 < 2/3$, что и определяет существование критического размера зерна d^{cr} . Рост критической деформации ε^{cr} с ростом размеров зерен: $\varepsilon^{cr} \propto d$ [294], связан с тем, что формирование ячеистой структуры начинается у границ зерен, а затем распространяется в их глубь. Чем меньше зерно, тем раньше по деформации оно будет занято ячеистой

структурой. Что касается зависимости размера ячеек от размера зерен, то с учетом зависимости $\beta_i(d) \gg 1$ из (5.12) получаем [116, 294]

$$L_\infty = 4\pi[(M-1)\lambda_D d]^{1/2} \propto d^{1/2}. \quad (5.27)$$

На рисунке 18 приведены результаты обработки данных [293] по зависимости размеров дислокационных ячеек в поликристаллическом алюминии при деформации $\varepsilon = 0,2$ и указанных на рисунке температурах опыта согласно (5.27) (см. также [47]). Обращает на себя внимание, что прямые $L \propto d^{1/2}$ пересекаются при критических значениях $L^{cr} = 0,9$ мкм и $d^{cr} = 3,6$ мкм, ниже которых в соответствии с наблюдениями [293] ячеистая структура в алюминии не возникает.

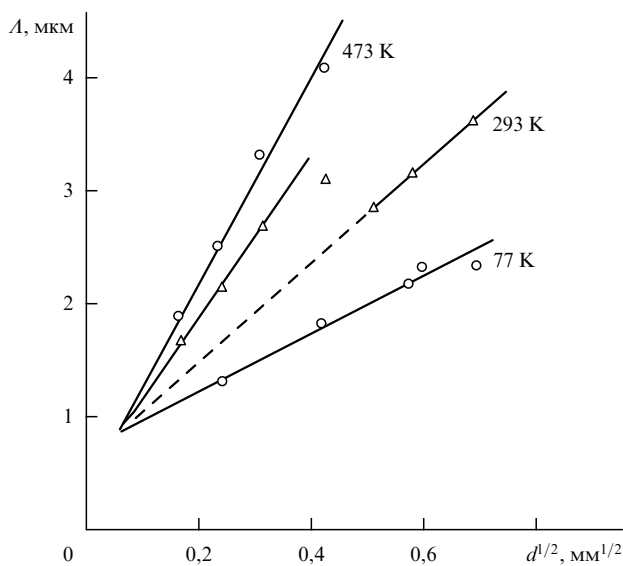


Рис. 18. Зависимость размера дислокационных ячеек в Al 99,99 от размера зерна при различных температурах [293].

6. Заключение

Приведенные выше результаты анализа механизмов образования различных дислокационных структур в пластически деформируемых кристаллах показывают, что основанный на уравнениях дислокационной кинетики подход к этому вопросу позволяет достаточно удовлетворительно в качественном и количественном отношении описать эти механизмы и учесть влияние различных внешних и внутренних факторов на условия возникновения рассматриваемых структур.

Особенностью дислокационных структур по сравнению со структурами, формирующимися в других активных средах, является то, что они имеют преимущественно кинетический характер и слабо связаны с условиями термодинамического равновесия ансамбля дислокаций в кристалле. Это означает, что, раз возникнув, дислокационные структуры как бы "замерзают" в кристалле и не исчезают после устранения вызвавшей их причины, например приложенного внешнего напряжения. Такое бесконечно большое время релаксации дислокационных структур к исходному состоянию связано с существованием при низких и умеренных температурах действующей на дислокации силы трения со стороны

решетки (рельеф Пайерлса) или точечных (примесные атомы, дислокации леса) препятствий, сильно ограничивающих подвижность дислокаций.

В условиях действия внешнего напряжения подвижность дислокаций, однако, достаточна для того, чтобы они могли перестраиваться, образуя новые структуры, например вызывающие разориентацию и фрагментацию решетки. Ограниченный объем обзора, как уже было сказано во введении, не позволил обсудить в рамках единого кинетического подхода механизм образования этих структур и связанных с ними упругих и пластических поворотов решетки [119, 120, 211, 295, 296].

Кинетический подход позволяет получить ответ и на такой важный и до конца не решенный вопрос, а именно: какова природа связи между стадиями деформационного упрочнения кристалла и формирующимися на них дислокационными структурами [156, 180, 274]. Распространенной точкой зрения является та, что появление каждой стадии упрочнения обусловлено специфической образующейся на ней дислокационной структурой. Приведенные в разделах 2 и 5 результаты (см. рис. 4, 17) показывают, что как стадии упрочнения, так и связанные с ними дислокационные структуры являются закономерным результатом эволюции дислокационного ансамбля и протекающих в нем элементарных дислокационных процессов, таких как генерация дислокаций из источников, их иммобилизация, размножение, аннигиляция и диффузия.

Формирование неоднородных дислокационных структур есть следствие пространственной неустойчивости распределения дислокаций в кристалле, их самоорганизации и кластеринга вследствие иммобилизации дислокаций на препятствиях ($\beta_i > 1$) и инверсии дислокационного потока из-за корреляционных эффектов и процесса деформационного (дислокационного) упрочнения ансамбля дислокаций ($M > 1$). Это означает, что и стадийность кривых упрочнения, и формирование структур имеют одну и ту же причину, а именно пространственно-временную (деформационную) эволюцию ансамбля дислокаций в кристалле.

Следует заметить, что эволюция физических ансамблей, состоящих из линейных, а не точечноподобных образований ("частиц"), имеет много общих черт и подчиняется в ряде случаев подобным уравнениям. Например, в [133] при анализе скорости образования нормальной фазы в виде тепловых вихрей в сверхтекучем гелии найдено, что она подчиняется кинетическому уравнению вида

$$\frac{dL}{dt} = k_1 L^{3/2} - k_2 L^2, \quad (6.1)$$

где L — общая длина вихрей в единице объема.

Вводя безразмерную плотность вихрей $\bar{L} = L/L_0$, $L_0 = (k_1/k_2)^{1/2}$, получаем

$$\frac{d\bar{L}}{dt} = \frac{k_1^2}{k_2} \bar{L}^{3/2} (1 - \bar{L}^{1/2}). \quad (6.2)$$

На рисунке 19 приведена построенная в соответствии с уравнением (6.2) зависимость скорости образования вихрей от их плотности. Уравнение (6.1) аналогично уравнениям (3.5) и (5.3), описывающим скорость изменения плотности дислокаций на второй и третьей стадиях упрочнения кристаллов в результате их размножения при

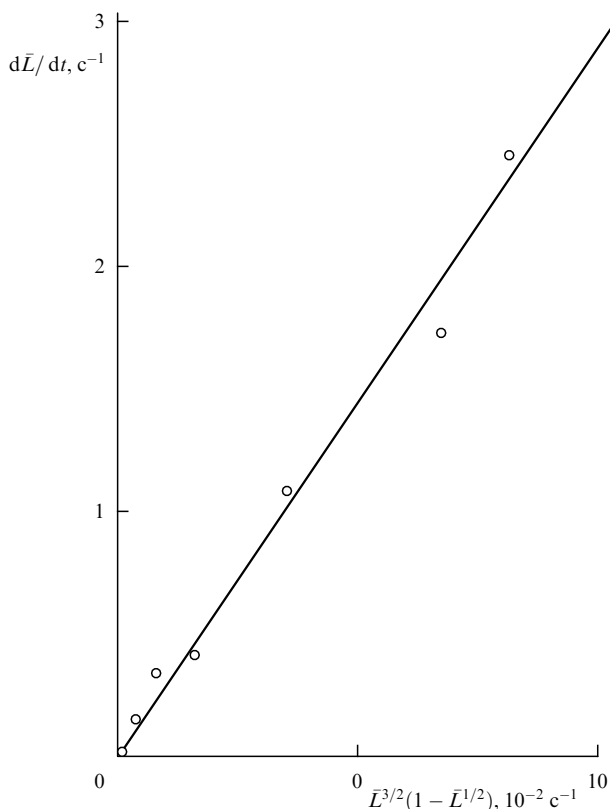


Рис. 19. Зависимость скорости образования тепловых вихрей в сверхтекучем гелии от плотности вихрей $\bar{L} = L/L_0$ согласно (6.2) [133].

пересечении дислокаций и аннигиляции винтовых компонент дислокационных петель. Аналогичные процессы протекают также в ансамбле вихревых линий в жестких сверхпроводниках [131, 132].

Очевидно, что макроскопическая теория пластичности кристаллических тел должна базироваться на микроскопической, дислокационно-дисклинационной основе, поскольку только на этом уровне структура кристалла оказывает влияние на параметры кривой деформационного упрочнения и распределение в кристалле дислокаций, а также на формирующиеся в нем дислокационные и деформационные мезоструктуры, такие как линии и полосы скольжения, ячеистая и фрагментированная дислокационные структуры, скопления дислокаций одного знака, определяющие поля внутренних напряжений в деформируемом кристалле. Соединение микроскопии пластической деформации с ее макроскопикой является насущной задачей проблемы синтеза физики прочности и пластичности кристаллических материалов с механикой деформируемого твердого тела.

В заключение заметим, что, кроме собственно прочностных задач, необходимость формулировать и использовать дислокационные кинетические уравнения возникает в ряде современных технологий, таких как выращивание совершенных (бездефектных) кристаллов [297, 298] и эпитаксиальных пленок для целей микроэлектроники [299], а также в тех случаях, когда воздействие на твердое тело сопровождается возникновением в нем механических напряжений.

Автор признателен Э.В. Козлову, Н.А. Коневой и А. Люфту за стимулирующие дискуссии относительно

механизма формирования ячеистых и аннигиляционных дислокационных структур, а Б.И. Смирнову и О.В. Клявину за обсуждение роли двойного поперечного скольжения винтовых дислокаций в эволюции дислокационного ансамбля в пластически деформируемых кристаллах.

Приложения

I. Статистическое усреднение дислокационного ансамбля

Для статистического усреднения уравнений (2.10), (2.11) и уравнения движения дислокаций (2.4) введем микроскопическую фазовую плотность $\varphi^a(l, t)$ для дислокационного отрезка длиной l^a , имеющего скорость \mathbf{u}^a , ориентацию \mathbf{v}_l^a и вектор Бюргерса \mathbf{b}^a и расположенного в точке с координатой $\mathbf{r}_l^a(t)$:

$$\varphi^a(l, t) = \frac{l^a}{\Omega} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_l^a(t)) \delta(\mathbf{u} - \mathbf{u}^a(t)) \delta(\mathbf{v} - \mathbf{v}_l^a(t)), \quad (I.1)$$

где Ω — объем кристалла, $\delta(x - x_l)$ — дельта-функция. В аргументе функции $\varphi^a(l, t)$ символом l обозначен для краткости набор статистических параметров $\mathbf{r}, \mathbf{u}, \mathbf{v}$.

Полная фазовая плотность распределения всех отрезков с вектором Бюргерса \mathbf{b}^a в девятимерном фазовом пространстве

$$N^a(l, t) = \sum_k \varphi^a(l_k, t). \quad (I.2)$$

Если дислокационный ансамбль содержит дислокации с различными векторами Бюргерса, то полная фазовая плотность ансамбля

$$N(l, t) = \sum_a N^a(l, t). \quad (I.3)$$

Фазовые плотности (I.1)–(I.3) имеют нормировки

$$\int \varphi^a(l, t) dl = \frac{l^a(t)}{\Omega}, \quad \int N^a(l, t) dl = \Omega^{-1} \sum_k l_k^a(t) = \frac{L^a(t)}{\Omega},$$

$$\int N(l, t) dl = \Omega^{-1} \sum_a L^a(t) = \frac{L(t)}{\Omega}. \quad (I.4)$$

Здесь L^a — полная длина дислокаций с вектором Бюргерса \mathbf{b}^a , L — полная длина дислокаций ансамбля, $dl = dr du dv$ — элемент объема в фазовом пространстве. Нормировки (I.4) предполагают, что число дислокаций или плотность дислокаций $\rho(t) = L(t)/\Omega$ не остаются постоянными, а изменяются со временем.

Уравнение Лиувилля для микроскопической фазовой плотности (I.1) имеет тогда вид (индекс a опускаем)

$$\frac{d\varphi(l, t)}{dt} = \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \nabla_r \cdot (\mathbf{u}_l \varphi) + \nabla_u \cdot (\dot{\mathbf{u}}_l \varphi) + \nabla_v \cdot (\dot{\mathbf{v}}_l \varphi) = \dot{l} \varphi, \quad (I.5)$$

где точка означает дифференцирование по времени. Поскольку $\dot{\mathbf{u}} = \dot{\xi} \mathbf{u} + \xi \dot{\mathbf{u}} \approx \dot{\xi} \mathbf{u}$, в дальнейшем в качестве независимого статистического параметра будет рассматриваться не скорость дислокации \mathbf{u} , а направление ее движения ξ .

С учетом этого для фазовой плотности (I.2) получаем уравнение

$$\begin{aligned} \frac{dN^a(l, t)}{dt} &= \frac{\partial N^a}{\partial t} + \nabla_r \cdot (\mathbf{u}^a N^a) + \nabla_\xi \cdot (\dot{\xi}^a N^a) + \nabla_v \cdot (\dot{\mathbf{v}}^a N^a) = \\ &= \frac{\dot{L}^a}{L^a} N^a; \end{aligned} \quad (\text{I.6a})$$

аналогично для фазовой плотности (I.3):

$$\frac{dN(l, t)}{dt} = \frac{\partial N}{\partial t} + \nabla_r \cdot (\mathbf{u}N) + \nabla_\xi \cdot (\dot{\xi}N) + \nabla_v \cdot (\dot{\mathbf{v}}N) = \frac{\dot{L}}{L} N. \quad (\text{I.6b})$$

Скорости изменения статистических параметров в (I.1)–(I.3) определяются уравнениями движения дислокаций (2.4), (2.5) [141]:

$$\mathbf{u} = \xi \mathbf{u}, \quad \dot{\mathbf{v}} = (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{u} = \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial l}, \quad \dot{\xi} = \frac{\partial}{\partial t} \left(R_v \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial l} \right). \quad (\text{I.7})$$

В результате система уравнений (I.6)–(I.7) оказывается замкнутой и самосогласованной, поскольку скорость дислокаций согласно (2.5) зависит от напряжения $\hat{\sigma}^{\text{in}}$ — суммарного напряжения от всех дислокаций ансамбля.

С помощью (I.1) микроскопические значения тензорных и скалярных плотностей и их потоков могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} \hat{\alpha}^a(l, t) &= (\mathbf{b}^a \mathbf{v}_1^a) \varphi^a(l, t), & \hat{J}^a(l, t) &= (\mathbf{b}^a \mathbf{n}_1^a) u^a \varphi^a(l, t), \\ \rho^a(l, t) &= \varphi^a(l, t), & \mathbf{j}^a(l, t) &= \xi^a u^a \varphi^a(l, t), \end{aligned} \quad (\text{I.8})$$

где $\mathbf{n} = \mathbf{v} \times \xi$. Усредняя плотности и потоки (I.8) по всему фазовому пространству, находим

$$\begin{aligned} \hat{\alpha}^a(l_1, t) &= (\mathbf{b}^a \mathbf{v}_1^a) f_1^a(l_1, t), & \hat{J}^a(l_1, t) &= (\mathbf{b}^a \mathbf{n}_1^a) u^a f_1^a(l_1, t), \\ \rho^a(l_1, t) &= f_1^a(l_1, t), & \mathbf{j}^a(l_1, t) &= \xi_1^a u^a f_1^a(l_1, t), \end{aligned} \quad (\text{I.9})$$

где одночастичная функция распределения

$$f_1^a(l_1, t) = \int \varphi^a(l, t) N(l, t) dl = \int N(l, t) dl_2^c \dots dl_N. \quad (\text{I.10})$$

Уравнение для одночастичной функции распределения можно получить, интегрируя (I.6) по всем параметрам, кроме l_1^a :

$$\begin{aligned} \frac{df_1^a(l, t)}{dt} &= \frac{\partial f_1^a}{\partial t} + \nabla_{r_1} \cdot (\overline{uN}) + \nabla_{\xi_1} \cdot (\overline{\dot{\xi}N}) + \nabla_{v_1} \cdot (\overline{\dot{\mathbf{v}}N}) = \\ &= \frac{\dot{L}_1^a}{L_1^a} f_1^a. \end{aligned} \quad (\text{I.11})$$

Раскладывая средние по ансамблю на первые и вторые моменты:

$$\begin{aligned} \overline{uN} &= \mathbf{u}_1^a f_1^a + \overline{\delta \mathbf{u} \delta N}, & \overline{\dot{\xi}N} &= \dot{\xi}_1^a f_1^a + \overline{\delta \dot{\xi} \delta N}, \\ \overline{\dot{\mathbf{v}}N} &= \dot{\mathbf{v}}_1^a f_1^a + \overline{\delta \dot{\mathbf{v}} \delta N}, \end{aligned} \quad (\text{I.12})$$

получаем после подстановки их в (I.11) уравнение для одночастичной функции распределения вида

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_1^a}{\partial t} + \nabla_{r_1} \cdot (\mathbf{u}_1^a f_1^a) + \nabla_{\xi_1} \cdot (\dot{\xi}_1^a f_1^a) + \nabla_{v_1} \cdot (\dot{\mathbf{v}}_1^a f_1^a) = \\ = \Phi^a(f_1^a, f_2^a), \end{aligned} \quad (\text{I.13})$$

где "интеграл столкновений"

$$\begin{aligned} \Phi^a(f_1^a, f_2^a) &= \frac{f_1^a}{\tau_1^a} - \nabla_{r_1} \cdot (\overline{\delta \mathbf{u} \delta N}) - \nabla_{\xi_1} \cdot (\overline{\delta \dot{\xi} \delta N}) - \\ &- \nabla_{v_1} \cdot (\overline{\delta \dot{\mathbf{v}} \delta N}) \end{aligned} \quad (\text{I.14})$$

учитывает взаимодействие дислокаций друг с другом и содержит поэтому двухчастичную функцию распределения f_2 .

Уравнение для f_2 может быть сформулировано по аналогии с уравнением для функции f_1 . В (I.14) $(\tau_1^a)^{-1} = \dot{L}_1^a/L_1^a = \sum_p (\tau_{1p}^a)^{-1}$, где $(\tau_{1p}^a)_p$ — характерные времена элементарных процессов, влияющих на увеличение или уменьшение длины дислокаций. В общем случае $\tau_1^a = \tau_1^a(l_1^a, t)$.

Усредняя уравнения (I.13) и (I.14) по всем ξ_1 и v_1 , получаем кинетическое уравнение для скалярной плотности дислокаций $\rho^a(r, t)$:

$$\frac{\partial \rho^a}{\partial t} + \nabla_r \cdot (u^a \rho^a) = \sum_p \int \frac{u^a(l_1, t)}{\lambda_p^a(l_1, t)} f_1^a(l_1, t) d\xi_1 dv_1. \quad (\text{I.15})$$

При усреднении учтено, что на границах фазового пространства функции распределения обращаются в нуль. Интеграл столкновений в правой части (I.15) написан в форме длин пробега дислокаций между элементарными актами, влияющими на изменение длины дислокаций ($\lambda_p = u\tau_p$), а не времен релаксаций τ_p , как в (I.14). После интегрирования в (I.15) по всем ξ_1 и v_1 получаем уравнение (2.12) основного текста.

Аналогичным образом могут быть найдены кинетические уравнения для тензорной плотности дислокаций $\hat{\alpha}(r, t)$ и ее потока $\hat{J}(r, t)$.

II. Корреляционное напряжение

Для учета корреляционных эффектов умножим уравнение движения дислокаций (2.4) на микроскопическую функцию распределения дислокаций (I.1) $\varphi^c(l', t)$. Принимая во внимание, что подынтегральное выражение σ_{ik}^{in} в (2.1) содержит функцию распределения $\varphi^a(l, t)$, получаем после усреднения по всему ансамблю усредненные уравнения движения:

$$n_i (\sigma_{ik}^{\text{ext}} + \sigma_{ik}^{\text{in}} + \sigma_{ik}^{\text{cor}}) b_k^a = b^a \sigma^{(t)}, \quad (\text{II.1})$$

где теперь

$$\sigma_{ik}^{\text{in}} = - \sum_a \int A_{iksp}(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) b_s^a v_p^a f_1^a(l_1, t) dl_1, \quad (\text{II.2})$$

$$\sigma_{ik}^{\text{cor}} = - \sum_c \int A_{iksp}(\mathbf{r}' - \mathbf{r}) b_s^c v_p^c f_1^c(l_1, t) g^{ac}(l_1, l_2) dl_1 dl_2, \quad (\text{II.3})$$

$$g^{ac}(l_1, l_2, t) = \frac{f_2^{ac}(l_1, l_2, t)}{f_1^a(l_1, t) f_1^c(l_2, t)} - 1, \quad (\text{II.4})$$

$f_2^{ac}(l_1, l_2, t)$ — двухчастичная функция распределения, $g^{ac}(l_1, l_2, t)$ — парная корреляционная функция, σ_{ik}^{cor} — корреляционное напряжение.

Функции f_2^{ac} или g^{ac} могут быть найдены из решения самосогласованного кинетического уравнения для плотности дислокаций. Поскольку в общем случае это трудно выполнимая задача, рассмотрим более частный случай [140], а именно дислокационный ансамбль, состоящий из

равного числа параллельных винтовых дислокаций разного знака с одним типом вектора Бюргерса. Корреляционная функция для него имеет вид

$$g^{ac}(l_1, l_2, t) = \delta_{ac} g(r' - r, t) \delta(\xi^a - \xi^c) \delta(v^a - v^c),$$

где δ_{ac} и $\delta(x)$ — дельта-функции. Подставляя ее в (П.3) и принимая во внимание, что $f_1(r, t) \equiv \rho(r, t)$, получаем выражение (4.4) основного текста.

Список литературы

- Orowan E Z. *Phys.* **8** 605 (1934)
- Taylor G I *Proc. R. Soc. London Ser. A* **145** 362 (1934)
- Griffith A A *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A* **221** 163 (1921)
- Иоффе А Ф *Физика кристаллов* (М.: ГИЗ, 1929)
- Френкель Я И *Введение в теорию металлов* 3-е изд. (М.: ГОНТИ, 1958)
- Де Витт Р *Континуальная теория дисклинаций* (М.: Мир, 1977)
- Лихачев В А, Хайров Р Ю *Введение в теорию дисклинаций* (М.: Изд-во ЛГУ, 1975)
- Владимиров В И, Романов А Е *Дисклинации в кристаллах* (Л.: Наука, 1986)
- Рид В Т *Дислокации в кристаллах* (М.: Металлургиздат, 1957)
- Коттрелл А Х *Дислокации и пластическое течение в кристаллах* (М.: Металлургиздат, 1958)
- Ван Бюрен Х *Дефекты в кристаллах* (М.: ИЛ, 1962)
- Эшелби Дж *Континуальная теория дислокаций* (М.: ИЛ, 1963)
- Фридель Ж *Дислокации* (М.: Мир, 1964)
- Кренер Э *Общая континуальная теория дислокаций и собственных напряжений* (М.: Мир, 1965)
- Хирт Дж, Логг И *Теория дислокаций* (М.: Атомиздат, 1972)
- Косевич А М *Дислокации в теории упругости* (Киев: Наукова думка, 1978)
- Дислокации и механические свойства кристаллов* (М.: ИЛ, 1960)
- Атомный механизм разрушения. Материалы Международной конференции по вопросам разрушения (Свомпскотт, США, 1959)* (М.: Металлургиздат, 1963)
- Mitchell T E *Prog. Appl. Mater. Res.* **6** 119 (1964)
- Набарро Ф Р Н, Базинский З С, Хольт Д В *Пластичность чистых монокристаллов* (М.: Металлургия, 1967)
- Бернер Р, Кронмюллер Г *Пластическая деформация монокристаллов* (М.: Мир, 1969)
- Хоникомб Р *Пластическая деформация металлов* (М.: Мир, 1972)
- Актуальные вопросы теории дислокаций* (М.: Мир, 1968)
- Kocks U F, Argon A S, Ashby M F *Thermodynamics and Kinetics of Slip* (New York: Pergamon Press, 1975)
- Nabarro F R N (Ed.) *Dislocation in Solids Vols 1–9* (Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1979–1991)
- Надгорный Э М и др. *УФН* **67** 625 (1959)
- Инденбом В Л, Орлов А Н *УФН* **76** 557 (1962)
- Косевич А М *УФН* **84** 579 (1964)
- Косевич А М, Бойко В С *УФН* **104** 201 (1971)
- Каганов М Н, Кравченко В Я, Нашик В Д *УФН* **111** 655 (1973)
- Косевич А М *УФН* **114** 509 (1974)
- Альшиц В И, Инденбом В Л *УФН* **115** 3 (1975)
- Тяпунина Н А, Белозерова Э П *УФН* **156** 683 (1988)
- Шмид Е, Боас В *Пластичность кристаллов в особенности металлических* (М.: ГОНТИ, 1938)
- Классен-Неклюдова М В *Пластические свойства и прочность кристаллов* (Проблемы новейшей физики, Вып. 1, Под ред. А Ф Иоффе) (Л.: ГТТИ, 1933)
- Степанов В А *Основы практической прочности кристаллов* (М.: Наука, 1974)
- Якутович М В и др. *Изв. АН СССР Сер. Физ.* **15** 383 (1951)
- Diehl J, Mader S, Seeger A Z. *Metallkd.* **46** 650 (1955)
- Brenner S S J. *Appl. Phys.* **28** 1023 (1957)
- Clarebrough L M, Hargreaves M E *Prog. Metals Phys.* **8** 1 (1959)
- Gilman J J, Johnston W G *Phys. Status Solidi* **13** 147 (1962)
- Klyavin O V et al. *Phys. Status Solidi* **35** 427 (1969)
- Steeds J W *Proc. R. Soc. London Ser. A* **292** 343 (1966)
- Essmann V *Phys. Status Solidi* **12** 707 (1965)
- Fujita H J. *Phys. Soc. Jpn.* **23** 1349 (1967)
- Foxall R A, Duesbery M S, Hirsch P B *Can. J. Phys.* **45** 607 (1967)
- Conrad H, Fenerstein S, Rice L *Mater. Sci. Eng.* **2** 157 (1967)
- Furubayashi E J. *Phys. Soc. Jpn.* **27** 130 (1969)
- Kawasaki Y J. *Phys. Soc. Jpn.* **36** 142 (1974)
- Clauer A H, Wilcox B A, Hirth J P *Acta Metall.* **18** 381 (1970)
- Takeuchi S, Argon A S J. *Mater. Sci.* **13** 11 1542 (1976)
- Gilman J J J. *Met.* **6** 621 (1954)
- Kelly A *Acta Crystallogr.* **7** 554 (1954)
- Urusovskaya A A, Thyagarajan R *Phys. Status Solidi* **10** 349 (1965)
- Siethoff H *Acta Metall.* **21** 1523 (1973)
- Malin A S, Hartherly M *Metal Sci.* **13** 463 (1979)
- Sharp J W *Philos. Mag.* **16** 77 (1967)
- Bapna M S, Meshii M *Mater. Sci. Eng.* **16** 181 (1974)
- Luft A et al. *Mater. Sci. Eng.* **20** 113 (1975)
- Woods P J *Philos. Mag.* **28** 155 (1973)
- Winter A T *Philos. Mag.* **37** 457 (1978)
- Laird C, in *Dislocations in Solids* Vol. 6 (Ed. F R N Nabarro) (Amsterdam: North-Holland, 1983) p. 55
- Van Rooyen G T *Mater. Sci. Eng.* **7** 37 (1971)
- Irisibar R, Mazza J *Scripta Metall.* **9** 1045 (1975)
- Cuddy L J, Leslie W C *Acta Metall.* **20** 1157 (1972)
- Van Westrum J S, Wijler A *Acta Metall.* **21** 1079 (1973)
- Зуев Л Б, Данилов В И, Карташева Н В *Письма в ЖЭТФ* **60** 538 (1994).
- Зуев Л Б, Данилов В И *ФТТ* **39** 1399 (1997)
- Basinski Z S *Proc. R. Soc. London Ser. A* **240** 2299 (1957)
- Erdmann J C, Jahoda J A J. *Appl. Phys.* **39** 2793 (1968)
- Rogers H *Ann. Rev. Mater. Sci.* **9** 283 (1979)
- Timothy S P *Acta Metall.* **35** 301 (1987)
- Бережкова Г В и др. *ФТТ* **26** 1074 (1984)
- Бобров В С, Лебедкин М А *ФТТ* **35** 1881 (1993)
- Lebyedkin M A et al. *Acta Mater.* **44** 4531 (1996)
- Лебедкин М А, Дунин-Барковский Л Р *ЖЭТФ* **113** 1816 (1998)
- Акулов Н С *Дислокации и пластичность* (Минск: Изд-во АН БССР, 1961)
- Орлов А Н *ФММ* **20** 1338 (1965)
- Webster G A *Philos. Mag.* **14** 1303 (1966)
- Hahn G T *Acta Metall.* **10** 727 (1962)
- Gillis P P, Gilman J J J. *Appl. Phys.* **36** 3380 (1965)
- Bergstrom Y *Mater. Sci. Eng.* **5** 193 (1970)
- Орлов А Н *ФММ* **24** 817 (1967)
- Holt D L J. *Appl. Phys.* **41** 3197 (1970)
- Vladimirov V I, Pegel B *Phys. Status Solidi B* **56** K105 (1973)
- Владимиров В И, Кусов А А *ФММ* **39** 1150 (1975)
- Владимиров В И, Кусов А А *ФММ* **41** 951 (1976)
- Malygin G A *Phys. Status Solidi B* **61** K45 (1974)
- Малыгин Г А *ФММ* **40** 21 (1975)
- Zorski H *Int. J. Solid Structures* **4** 959 (1968)
- Мешеряков Ю И, Прокуратова Е И, в кн. *Физическая механика* (Под ред. Б В Филиппова) Вып. 2 (Л.: Изд-во ЛГУ, 1976) с. 118
- Малыгин Г А, в кн. *Тез. Всесоюз. конф. по физике пластичности кристаллов* (Харьков: ФТИНТ АН УССР, 1976) с. 61
- Ханнанов Ш Х *ФММ* **46** 708 (1978)
- Лихачев В А, Волков А Е, Шудегов В Е *Континуальная теория дефектов* (Л.: Изд-во ЛГУ, 1986)
- Bottani C E, in *Mechanical Properties and Behaviour of Solids: Plastic Instabilities* (Eds V Balakrishnan, C E Bottani) (Singapore: World Scientific, 1986) p. 169
- Bottani C E *Nuovo Cimento* **11** 865 (1989)
- Mescherayakov Yu I, Prokuratova E I *Int. J. Solid Structures* **32** 1711 (1995)
- Николис Г, Пригожин И *Самоорганизация в неравновесных системах от диссипативных структур к упорядоченности через флуктуации* (М.: Мир, 1979)
- Хакен Г *Синергетика* (М.: Мир, 1980)
- Swift J, Hohenberg P C *Phys. Rev. A* **15** 319 (1977)
- Жаботинский А М *Концентрационные автоколебания* (М.: Наука, 1974)
- Meinhardt H *Models of Biological Pattern Formation* (New York: Acad. Press, 1982)

103. Belintsev B N, Livshits M A, Volkenstein M V Z. *Phys. Cond. Mater.* **44** 345 (1981)
104. Белинцев Б Н *УФН* **141** 55 (1983)
105. Aifantis E C, in *The Mechanics of Dislocations. Proc. Int. Symp.* (Eds E C Aifantis, J P Hirth) (Ohio: ASM Metals Park, 1985) p. 127
106. Walgraef D, Aifantis E C *Int. J. Eng. Sci.* **23** 1351 (1985)
107. Aifantis E C *Mater. Sci. Eng.* **81** 653 (1986)
108. Kubin L P, Lepinoux J, in *Strength of Metals and Alloys Proc. of the Int. Conf., Tampere, Finland, 1988* (ICSMA-8) (Eds P O Kettunen, T K Leppisto, M E Lehtonen) (Oxford: Pergamon Press, 1989) p. 35
109. Засимчук Е Э, в кн. *Кооперативные деформационные процессы и локализация деформации* (Киев: Наукова думка, 1989) с. 58
110. Крупкин П Л и др. *ФММ* **66** 979 (1988)
111. Aifantis E C *Nonlinear Phenomena in Material Science* (Eds G Martin, L Kubin) *Solid State Phenomena* **23/24** 355 (1992)
112. Kubin L P, in *Material Sci. and Technol.* Vol. 6 (Ed. H Mughrabi) (GRG: VCH-Weinberg, 1993) p. 138
113. Малыгин Г А *ФТТ* **37** 3 (1995)
114. Walgraef D, Aifantis E C *J. Appl. Phys.* **58** 688 (1985)
115. Schiller C, Walgraef D *Acta Metall.* **36** 563 (1988)
116. Малыгин Г А *ФТТ* **31** 175 (1989)
117. Малыгин Г А *ФММ* (6) 33 (1991)
118. Нагорных С Н, Сарафанов Г Ф *Металлофизика* **13** (9) 93 (1991)
119. Малыгин Г А *ФТТ* **31** 43 (1989)
120. Малыгин Г А *ФТТ* **32** 1102 (1990)
121. Гайков А Л, Романов А Е *ФТТ* **33** 2772 (1991)
122. Нагорных С Н, Сарафанов Г Ф *Металлофизика* **14** (5) 67 (1992)
123. Ханнанов Ш Х *ФММ* (10) 34 (1992)
124. Малыгин Г А *ФММ* (7) 16 (1991)
125. Ханнанов Ш Х *ФММ* **49** 59 (1980)
126. Владимиров В И, Романов А Е, в кн. *Кооперативные деформационные процессы и локализация деформации* (Киев: Наукова думка, 1989) с. 101
127. Бирковский А А, Романов А Е *ФТТ* **33** 1589 (1991)
128. Романов А Е *Material Sci. Forum* **123/125** 617 (1993)
129. Kossecka E, de Wit R *Archives Mech.* **29** 633 (1977)
130. Kossecka E, de Wit R *Archives Mech.* **29** 749 (1977)
131. Clem J R *Phys. Rev.* **B 26** 2463 (1982)
132. Савельев С Е, Фишер Л И, Ямпольский В А *ЖЭТФ* **112** 936 (1997)
133. Vinen W F *Proc. R. Soc. London Ser. A* **240** 443 (1957)
134. Nemirovskii S K *Rev. Mod. Phys.* **67** 37 (1992)
135. Климонтович Ю Л *Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы* (М.: Наука, 1975)
136. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979)
137. Шелест А В *Метод Боголюбова в динамической теории кинетических уравнений* (М.: Наука, 1990)
138. Климонтович Ю Л *УФН* **158** 59 (1989)
139. Ханнанов Ш Х *ФММ* (10) 34 (1992)
140. Сарафанов Г Ф *ФТТ* **39** 1575 (1997)
141. Малыгин Г А *ФТТ* **38** 2418 (1996)
142. Кунин И А "Теория дислокаций", в кн. Схоутен Я А *Тензорный анализ для физиков* (М.: Наука, 1965) с. 373
143. Wiedersich H J. *Appl. Phys.* **33** 854 (1962)
144. Orlov A N, Perevesentsev V N, Smirnov B I *Phys. Status Solidi A* **32** 351 (1975)
145. Gilman J J *Philos. Mag.* **A 76** 329 (1997)
146. Appel F, Betghe H, Messerschmidt U *Phys. Status Solidi A* **42** 61 (1977)
147. Appel F et al. *Mater. Sci. Eng.* **56** 211 (1982)
148. Смирнов Б И *Дислокационная структура и упрочнение кристаллов* (Л.: Наука, 1981)
149. Клявин О В *Физика пластичности кристаллов при гелиевых температурах* (М.: Наука, 1987)
150. Reid C N, Gilbert A, Rosenfield A K *Philos. Mag.* **12** 409 (1965)
151. Попов Л Е, Кобытнев В С, Ковалевская Т А *Пластическая деформация сплавов* (М.: Металлургия, 1984)
152. Appel F *Philos. Mag.* **A 63** 71 (1991)
153. Miura Y, Higuchi F *Philos. Mag.* **A 71** 1363 (1995)
154. Зимкин И Н и др. *ФТТ* **22** 852 (1980)
155. Thorton P R, Mitchell T E, Hirsch P *Philos. Mag.* **7** 337, 1349 (1962)
156. Basinski S J, Basinski Z S, in *Dislocation in Solids* Vol. 4 (Ed. F R N Nabarro) (Amsterdam: North-Holland, 1979) p. 263
157. Kocks U F *J. Eng. Mater. Tech.* (ASME-H) **98** 76 (1976)
158. Estrin Y, Mecking H *Acta Metall.* **32** 57 (1984)
159. Малыгин Г А *ФТТ* **29** 2067 (1987)
160. Malygin G A *Phys. Status Solidi A* **119** 423 (1990)
161. Владимирова Г В, Малыгин Г А, Рывкина Д Г *ФММ* **67** 380 (1989)
162. Малыгин Г А *ФТТ* **34** 2882 (1992)
163. Малыгин Г А *ФТТ* **34** 3200 (1992)
164. Малыгин Г А *ФТТ* **35** 1604 (1993)
165. Gil Sevillano J, Aernoudt E *Prog. Mater. Sci.* **25** (2/4) 69 (1980)
166. Рыбин В В *Большие пластические деформации и разрушение металлов* (М.: Металлургия, 1986)
167. Gil Sevillano J, Aernoudt E *Mater. Sci. Eng.* **86** 351 (1987)
168. Aernoudt E, Gil Sevillano J, Van Houtte "Constitutive Relations and their Physical Basis", in *Proc. 8th Int. Symp. on Metallurgy and Mater. Sci.* (Eds S I Andersen et al.) (Ris, Denmark, 1987) p. 1
169. Rollet A D, Kocks U F, Doherty R D, in *Formability and Metallurgical Structure* (Eds A K Sachdev, J D Embury) (Warrendale, PA: Tne Society, 1987) p. 211
170. Zehetbauer M, Trattner D, in *Strength of Metals and Alloys* (ICSMA-7) (Eds H J McQueen et al.) (Oxford: Pergamon Press, 1986) p. 105
171. Zehetbauer M, Seumer V *Acta Metall. Mater.* **41** 577, 589 (1989)
172. Haasen P *J. Phys.* (Paris) **50** 2445 (1989)
173. Zehetbauer M et al. *Phys. Status Solidi A* **151** 305 (1995)
174. Kassner M E et al. *Acta Metall. Mater.* **42** 3223 (1994)
175. Hansen N, Hughes D A *Phys. Status Solidi B* **149** 155 (1995)
176. Малыгин Г А *ФТТ* **35** 1328 (1993)
177. Малыгин Г А *ФТТ* **35** 1698 (1993)
178. Argon A S, Brydges W T *Philos. Mag.* **18** 817 (1968)
179. Man J, Holzmann M, Vlach B *Phys. Status Solidi* **19** 543 (1967)
180. Nabarro F R N, in *Strength of Metals and Alloys* (ICSMA-7) Vol. 3 (Eds H J McQueen et al.) (Oxford: Pergamon Press, 1986) p. 1667
181. Lebedev A B *J. Phys.* **IV** Coll. **C8** 325 (1996)
182. Franzbecker W *Phys. Status Solidi* **57** 545 (1973)
183. Mecking H, Bulian G *Acta Metall.* **24** 249 (1976)
184. Mecking H, Lucke K Z. *Metallkd.* **60** 185 (1969)
185. Conrad H *Acta Metall.* **11** 75 (1963)
186. Al-Haidary J T, Petch N J, Rios E R *Philos. Mag. A* **47** 869 (1983)
187. Narutani T, Takamura J *Acta Metall. Mater.* **39** 2037 (1991)
188. Mitchell T E, Foxall R A, Hirsch P B *Philos. Mag.* **8** 189 (1963)
189. Mitchell T E, Spitzig W A *Acta Metall.* **13** 1169 (1965)
190. Kramer I R *Adv. Mech. Phys. Surface* **3** 109 (1986)
191. Nabarro F R N, in *Surface Effects in Crystal Plasticity* (NATO Advanced Study Institutes Series, Ser. E, no 17, Eds R M Latanision, J T Fourie) (Leyden: Noordhoff, 1977) p. 49
192. Беликов А М и др. *Пластическая деформация нитевидных кристаллов* (Воронеж: Изд-во ВГУ, 1991)
193. Искандерова З А, Раджапов Т Д, Рахимова Г Р *Поверхность* (8) 5 (1992)
194. Suzuki H, Ikeda S, Takeuchi S *J. Phys. Soc. Jpn.* **11** 382 (1956)
195. Kramer I R, Demer L J *Prog. Mater. Sci.* **9** 131 (1961)
196. Kramer I R, Podlaseck S *Acta Metall.* **11** 70 (1963)
197. Wu L, Smoluchovski R *Phys. Rev.* **78** 468 (1950)
198. Lohne O *Phys. Status Solidi A* **25** 709 (1974)
199. Kolkman H J *Scripta Metall.* **8** 45 (1974)
200. Neuhauser H, in *Dislocation in Solids* Vol. 6 (Ed. F R N Nabarro) (Amsterdam: North-Holland Publ., 1983) p. 319
201. Basinski Z S, Basinski S J *Philos. Mag.* **9** 51 (1964)
202. Rosi F D, Mathewson C H *Trans. AIME* **188** 1159 (1950)
203. Mendelson S J. *Appl. Phys.* **33** 2175, 2182 (1962)
204. Mitchell J W *Phys. Status Solidi A* **135** 455 (1992)
205. Инденбом В Л *Кристаллография* **42** 3985 (1994)
206. Kleiser Th, Vocek M Z. *Metallkd.* **77** 582 (1986)
207. Gil Sevillano J I, Bouchaud E *Scripta Metall. Mater.* **25** 355 (1991)
208. Теплякова Л А, Куницына Т С, Козлов Э В *Изв. вузов Сер. Физика* (4) 51 (1998)
209. Welzel G, Plessing J, Neuhauser H *Phys. Status Solidi A* **166** 791 (1998)
210. Hazzledine P M *Can. J. Phys.* **45** 765 (1967)
211. Ханнанов Ш Х *ФММ* **78** 31 (1994)

212. Веттерген В И, Рахимов С Ш, Светлов В Н *ФТТ* **37** 913, 3635 (1995)
213. Веттерген В И, Рахимов С Ш, Светлов В Н *ФТТ* **39** 1560 (1997)
214. Веттерген В И и др. *ФТТ* **40** 668 (1998)
215. Dubies H *Scripta Metall.* **23** 1997 (1989)
216. Никифоров А В, Клявин О В *ФТТ* **38** 2744 (1996)
217. Смирнов Б И, Орлова Т С *ФТТ* **38** 2431 (1996)
218. Малыгин Г А *ФТТ* **41** 252 (1999)
219. Blewitt T A, Coltmann R R, Jamisson R E *J. Nucl. Mater.* **2** 277 (1960)
220. Okada A et al. *J. Nucl. Mater.* **115/157** (Part B) 1301 (1988)
221. Kitajima S, Shinodara K, Kurishita H *J. Nucl. Mater.* **108/109** 397 (1982)
222. Greenfield I G, Wilsdorf H G F *J. Appl. Phys.* **32** 827 (1961)
223. Seeger A *J. Phys. Soc. Jpn.* **18** 59 (1963)
224. Shin P W, Meshii M *J. Met.* **15** 80 (1963)
225. Mastel B et al. *J. Appl. Phys.* **34** 3637 (1963)
226. Hasson D F et al. *Metall. Trans.* **5** 374 (1974)
227. Suzuki M et al. *Philos. Mag. A* **64** 395 (1991)
228. Tucker R P, Wechsler M S, Ohr S M *J. Appl. Phys.* **40** 400 (1969)
229. Saka H et al. *Phys. Status Solidi A* **31** 139 (1975)
230. Okada A, Kanao K, Yoshii T *Trans. Jpn. Inst. Metal.* **30** 265 (1989)
231. Eyre B L, Bartlett A F *Philos. Mag.* **12** 261 (1965)
232. Mughrabi H, Strohle D, Wilkens M Z. *Metallkd.* **72** 300 (1981)
233. Mori T, Meshii M *Acta Metall.* **17** 167 (1969)
234. Varpa M S, Mori T, Meshii M *Philos. Mag.* **17** 177 (1968)
235. Varpa M S, Meshii M *Metall. Trans.* **3** 3205 (1972)
236. Varpa M S, Meshii M *Mater. Sci. Eng.* **16** 181 (1974)
237. Luft A et al. *Mater. Sci. Eng.* **20** 113 (1975)
238. Ritschel Ch, Luft A, Schulze D *Krist. Tech.* **13** 791 (1978)
239. Brenner B, Luft A *Mater. Sci. Eng.* **52** 2299 (1982)
240. Luft A *Prog. Mater. Sci.* **35** 91 (1991)
241. Бега Р Д и др. *Металлофизика* **2** (1) 71 (1980)
242. Дубовицкая Н В, Ларииков Л Н, Захаров С М *Физика и химия обработки материалов* (3) 39 (1979)
243. Дубовицкая Н В, Захаров С М, Ларииков Л Н *ФММ* **47** 659 (1979)
244. Дубовицкая Н В, Ларииков Л Н *ФММ* **52** 891 (1981)
245. Luft A, Kaufmann H J, in *Proc. Symp. on the Structure and Properties of Crystal Defects, Liblice, Czechoslovakia, 1983* Vol. 1 (Amsterdam: Elsevier, 1984) p. 55
246. Малыгин Г А *Физика низких температур* **5** 1338 (1979)
247. Малыгин Г А, Клявин О В *ФТТ* **40** 1479 (1998)
248. Saada G, Washburn J J. *Phys. Soc. Jpn.* **18** 43 (1963)
249. Makin M J *Philos. Mag.* **10** 695 (1964)
250. Foremann A J, Sharp J V *Philos. Mag.* **19** 931 (1969)
251. Владимиров В И, Кусов А А *ФММ* **43** 1127 (1977)
252. Владимиров В И, Кусов А А *ФММ* **53** 367 (1982)
253. Zaiser M, Hahner P *Philos. Mag. A* **74** 287 (1998)
254. Малыгин Г А *ФТТ* **32** 3253 (1990)
255. Малыгин Г А *ФТТ* **33** 1069 (1991)
256. Sharp J W *Philos. Mag.* **16** 77 (1967)
257. Brimhall J L, Mastel B *Appl. Phys. Lett.* **9** 127 (1966)
258. Brimhall J L *Trans. Metall. Soc. AIME* **233** 1737 (1965)
259. Носкова Н И и др. *ФММ* **64** 554, 583 (1987)
260. Малыгин Г А *ФТТ* **33** 1855 (1991)
261. Malygin G A *Latvian J. Phys. Tech. Sci.* (4) 23 (1991)
262. Малыгин Г А *ФТТ* **34** 3605 (1992)
263. Johnson E, Hirsch P B *Philos. Mag. A* **43** 150 (1981)
264. Voce E J. *Inst. Metals* **74** 537 (1948)
265. Seeger A, Berner R, Wolf H Z. *Phys. Status Solidi A* **17** 379 (1973)
266. Bassim M N, Kuhlmann-Wilsdorf D *Phys. Status Solidi A* **17** 379 (1973)
267. Hansen H, Kuhlmann-Wilsdorf D *Mater. Sci. Eng.* **81** 141 (1986)
268. Kratochvil J *Scripta Metall.* **24** 891 (1990)
269. Amodeo R J, Ghoniem N M *Phys. Rev. B* **41** 6968 (1990)
270. Малыгин Г А *ФММ* (5) 22 (1990)
271. Малыгин Г А *ФММ* (11) 46 (1990)
272. Малыгин Г А, в кн. *Структурная и химическая микронеоднородность в материалах* (Киев: Наукова думка, 1991) с. 44
273. Малыгин Г А *ФТТ* **33** 3267 (1991)
274. Конева Н А, Козлов Э В *Изв. вузов Сер. Физика* (2) 89 (1990)
275. Schlagowski U et al. *Acta Metall.* **36** 865 (1988)
276. Prinz F, Argon A S *Phys. Status Solidi A* **57** 741 (1980)
277. Tabata T, Ymanaka Sh, Fujita H *Acta Metall.* **26** 405 (1978)
278. Гиндин И А, Стародубов Я Д, Аксенов В К *Металлофизика* (2) 49 (1980)
279. Knoesen D, Kritzinger S *Acta Metall.* **30** 1219 (1982)
280. Рубцов А С, Рыбин В В *ФММ* **44** 611 (1977)
281. Корниенко Л А, Бакач Г П, Дударев В Ф *Пластическая деформация сплавов* (Томск: Изд-во ТГУ, 1986)
282. Малыгин Г А *ФММ* (7) 16 (1991)
283. Малыгин Г А *ФТТ* **31** 298 (1989)
284. Langford G, Kohen M *Trans. Quart. ASM* **62** 623 (1969)
285. Staker M R, Holt D L *Acta Metall.* **20** 569 (1972)
286. Keh A S *Philos. Mag.* **12** 9 (1965)
287. Kuhlmann-Wilsdorf D *Mater. Sci. Eng.* **55** 29 (1982)
288. Mughrabi H A *Mater. Sci. Eng.* **85** 15 (1987)
289. Thompson A W, Baskes M I, Flanagan W F *Acta Metall.* **21** 1017 (1973)
290. Ikeda S *J. Phys. Soc. Jpn.* **27** 1564 (1969)
291. Guyot P, Raynaud G M *Acta Metall.* **39** 317 (1991)
292. Бровков В А и др. *ФММ* **64** 1183 (1987)
293. Fujita H, Tabata T *Acta Metall.* **21** 355 (1973)
294. Малыгин Г А *ФТТ* **33** 3267 (1991)
295. Ханнанов Ш Х *ФММ* **49** 715 (1980)
296. Ханнанов Ш Х *ФММ* **84** 12 (1997)
297. Tsai C T, Yao M W, Chait A J. *Cryst. Growth* **125** 69 (1992)
298. Moosbrugger J C *Int. J. Plasticity* **11** 799 (1995)
299. Romanov A E et al. *Phys. Status Solidi B* **199** 33 (1997)

Dislocation self-organization processes and crystal plasticity

G.A. Malygin

A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences,
ul. Politekhnicheskaya 26, 194021 St. Petersburg, Russian Federation
Tel. (7-812) 247-91 57
E-mail: malygin.ga@pop.ioffe.rssi.ru

The theoretical treatment of the evolution of a dislocation ensemble in a plastically deformed real crystal is discussed. Kinetic equations for the dislocation density are formulated which include elementary dislocation processes (source generation, immobilization, multiplication, annihilation, and diffusion) and on the basis of which the first three stages of the crystal's work-hardening curves are quantitatively analyzed. Dislocation self-organization processes leading to slip localization and various non-uniform dislocation structures are considered. Formation mechanisms for slip lines, slip bands, annihilation channels in neutron-irradiated or quenched crystals, and dislocation cell structures are discussed in detail based on the equations obtained. A comparison of theoretical results with experimental data is made.

PACS numbers: 61.72.Bb, 62.20.Fe, **83.50.-v**

Bibliography — 299 references

Received 5 April 1999, revised 4 June 1999