

Б. А. Гринберг
М. А. Иванов



ИНТЕРМЕТАЛЛИДЫ Ni_3Al и TiAl :

МИКРОСТРУКТУРА,
ДЕФОРМАЦИОННОЕ
ПОВЕДЕНИЕ

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
УРАЛЬСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МЕТАЛЛОВ

Б. А. Гринберг, М. А. Иванов

ИНТЕРМЕТАЛЛИДЫ Ni_3Al и TiAl :
МИКРОСТРУКТУРА,
ДЕФОРМАЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ

ЕКАТЕРИНБУРГ, 2002

Гринберг Б. А., Иванов М. А. **Интерметаллиды Ni_3Al и $TiAl$: микроструктура, деформационное поведение.** Екатеринбург: УрО РАН, 2002. ISBN 5—7691—1196—8.

Монография посвящена исследованию структуры и свойств интерметаллидов начиная с широко известного сплава Ni_3Al , составляющего основу современных суперсплавов. Особое внимание обращено на деформационное поведение интерметаллида $TiAl$, при исследовании которого авторами получены приоритетные результаты. На основе анализа обширной экспериментальной информации сделана попытка составить исчерпывающую в настоящий момент и целостную картину явлений, связанных с деформационным поведением интерметаллидов. Постоянно растущий интерес к ним связан с решением как технологических, так и фундаментальных проблем. Благодаря уникальной природе, некоторые из интерметаллидов уже стали основой аэрокосмических материалов нескольких поколений, а другие — потенциальными кандидатами для следующих поколений. Представлены экспериментальные данные по температурным аномалиям предела текучести и коэффициента упрочнения интерметаллидов Ni_3Al и $TiAl$ и сопутствующие им изменения дислокационной структуры. Излагаются современные представления о термоактивированных процессах блокировки дислокаций различных типов и дислокационных источников. Авторами разработан общий подход к описанию процесса пластической деформации как эволюции дислокационной популяции, в которой происходят и размножение дислокаций, и их превращения. Рассмотрены модели поведения дислокационной популяции, которые объясняют наблюдаемые аномалии деформационных характеристик интерметаллидов. Обсуждается связь дислокационных превращений и хрупко-вязкого перехода в интерметаллидах.

Книга предназначена для научных работников и инженеров, занимающихся разработкой и исследованием интерметаллидов и сплавов на их основе. Может быть полезна преподавателям, аспирантам и студентам соответствующих специальностей.

Ответственный редактор
член-корреспондент РАН В. М. Счастливцев

Рецензент
профессор доктор физико-математических наук В. Г. Пушин

Обложка художника-дизайнера Татьяны Турыгиной. Использована микрофотография дислокационной конфигурации типа “дерево” в $TiAl$ (рис. 5.7).

ПРЕДИСЛОВИЕ	9
ГЛАВА 1. ИНТЕРМЕТАЛЛИДЫ — НОВЫЕ АЭРО- КОСМИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ	13
ГЛАВА 2. ТЕМПЕРАТУРНАЯ АНОМАЛИЯ ПРЕДЕЛА ТЕКУЧЕСТИ И ДИСЛОКАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ ТИПА Ni_3Al	40
2.1. Механические свойства сплавов со сверхструктурой $L1_2$	40
2.2. Эволюция микроструктуры с температурой	53
2.2.1. Геометрия скольжения	53
2.2.2. Дислокационная структура	55
2.3. Дислокационные превращения	65
2.3.1. Расчет энергии активации	65
2.3.2. Образование барьеров	69
2.3.3. Разрушение барьеров	72
ГЛАВА 3. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ АНОМАЛИИ ДЕФОР- МАЦИОННОГО ПОВЕДЕНИЯ $TiAl$	76
3.1. Немонотонная температурная зависимость деforma- ционных характеристик $TiAl$	76
3.2. Сравнение деформационного поведения $CuAu$, $TiAl$..	83
ГЛАВА 4. ДИСЛОКАЦИИ В $TiAl$ И ИХ ПРЕВРАЩЕ- НИЯ	88
4.1. Скользящие дислокации различных типов	88
4.2. Заблокированные сверхдислокации	95
4.2.1. Барьеры типа “крыши”	95
4.2.2. Барьеры Кира—Вильсдорфа	98
4.2.3. Барьеры Ломер—Коттрелла—Хирта	102
4.2.4. Диполи и трубки СДУ	104
4.3. Одиночные дислокации и многодолинный рельеф Пайерлса	106
ГЛАВА 5. ЭВОЛЮЦИЯ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СТРУК- ТУРЫ $TiAl$ ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ	112
5.1. Типичные элементы дислокационной структуры	112
5.2. Наблюдение дислокаций в различных температурных интервалах	124
5.3. Сравнение микроструктур $CuAu$, $TiAl$	130

ГЛАВА 6. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДИСЛОКАЦИЙ С ДОМЕННЫМИ ГРАНИЦАМИ В СВЕРХСТРУКТУРЕ $L1_0$	136
6.1. Колонии с-доменов	137
6.2. Прорыв дислокаций через доменные границы	140
6.2.1. Переходы нерасщепленных дислокаций	140
6.2.2. Влияние тетрагональности решетки	147
6.2.3. Переходы расщепленных дислокаций	149
6.3. Распространение двойников по колонии с-доменов ..	155
6.4. Доменнограницное упрочнение	159
ГЛАВА 7. БЛОКИРОВКА ДИСЛОКАЦИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ В ИНТЕРМЕТАЛЛИДАХ	163
7.1. Напряжение включения дислокационного источника с учетом его возможной блокировки	163
7.2. Некоторые следствия блокировки источников	167
ГЛАВА 8. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ С УЧЕТОМ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ РАЗНЫХ ТИПОВ	174
8.1. Основы предлагаемого подхода	174
8.2. Уравнения детального баланса для плотностей дислокаций	176
8.3. Доминирование дислокационных превращений	182
ГЛАВА 9. ПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ КАК ЭВОЛЮЦИЯ ДИСЛОКАЦИОННОЙ ПОПУЛЯЦИИ ..	188
9.1. Уравнения детального баланса с учетом упругой деформации	188
9.2. Деформационное поведение при быстрой подстройке величин ρ и σ	191
9.2.1. Уравнения пластической деформации	191
9.2.2. Деформационные кривые	192
9.3. Деформационное поведение с учетом конечного времени подстройки величин ρ и σ	196
9.3.1. Уравнения эволюции дислокационного ансамбля ..	196
9.3.2. Деформационные кривые	199
ГЛАВА 10. РАЗМЫТИЕ УСЛОВИЙ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ	206
10.1. Уравнения пластической деформации с учетом размытия условий связи	206
10.2. Анализ формы деформационных кривых	212
10.2.1. Высокая начальная плотность дислокаций ...	212
10.2.2. Максимум на кривой $\sigma(\epsilon)$	214
10.2.3. Зависимость нижнего и верхнего предела текучести от температуры и скорости деформации ...	220
10.4. Размытие напряжения включения дислокационных источников	222

ГЛАВА 11. РЕКОНСТРУКЦИЯ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО РЕЛЬЕФА ДЛЯ ДИСЛОКАЦИЙ В ИНТЕРМЕТАЛЛИДАХ	226
11.1. Типичные кривые $\sigma_y(T)$ для различных материалов и переходы между дислокационными состояниями ...	227
11.2. Потенциальный рельеф для дислокаций в TiAl	231
11.3. О возможности изменения потенциального рельефа дислокации вблизи микротрещины	235
ГЛАВА 12. НЕМОНОТОННАЯ ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В ИНТЕРМЕТАЛЛИДАХ	241
12.1. Низкотемпературное падение $\sigma_y(T)$	241
12.2. Аномальный температурный ход $\sigma_y(T)$ и температурная зависимость коэффициента упрочнения	243
12.3. Высокотемпературное падение $\sigma_y(T)$	248
12.4. Основные представления о деформационном поведении TiAl	249
ГЛАВА 13. МНОГОСТУПЕНЧАТАЯ ДЕФОРМАЦИЯ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ	252
13.1. Эксперименты по предварительной деформации интерметаллидов	253
13.1.1. Интерметаллиды типа Ni_3Al и сплавы на их основе	253
13.1.2. Интерметаллид TiAl	258
13.2. Модель Эзза—Хирша	259
13.3. Модель “прозрачного каркаса”	264
13.3.1. “Двойной ключ”	264
13.3.2. Непрозрачный каркас	265
13.3.3. Прозрачный каркас	266
13.3.4. Иницирующий механизм блокировки дислокационного источника	268
13.4. Обсуждение экспериментальных результатов	271
13.4.1. Интерметаллиды типа Ni_3Al и сплавы на их основе	271
13.4.2. Интерметаллид TiAl	273
ГЛАВА 14. ДИСЛОКАЦИОННЫЙ КАРКАС ПРИ УПОРЯДОЧЕНИИ ПОСЛЕ СИЛЬНОЙ ХОЛОДНОЙ ДЕФОРМАЦИИ	276
14.1. Процессы перестройки каркаса	276
14.2. Жесткость каркаса и особенности рекристаллизации при упорядочении	282
14.2.1. Экспериментальные данные	282
14.2.2. Жесткость каркаса и подавление рекристаллизации	284
14.3. Эволюция микроструктуры сплава CuAu	290
14.3.1. Материал и методика исследования	290

14.3.2. ТЭМ-анализ микроструктуры	291
14.3.3. Обсуждение результатов	298
14.4. Роль подвижности дислокаций в процессе рекристаллизации	303
ГЛАВА 15. КОМПОЗИТОПОДОБНОЕ ПОВЕДЕНИЕ СПЛАВОВ СО СВЕРХСТРУКТУРОЙ $L1_0$	306
15.1. Механические свойства при упорядочении после сильной деформации	306
15.2. ТЭМ-анализ микроструктуры сплава FePd	314
15.2.1. Материал и методика исследования	314
15.2.2. Эволюция микроструктуры	314
15.3. Модель деформационного поведения	320
15.3.1. Набор типичных структурных состояний	320
15.3.2. Причины пластификации сплава	321
ГЛАВА 16. СИНТЕЗ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ ПУТЕМ ВЗРЫВНОГО НАГРУЖЕНИЯ	328
16.1. Схема эксперимента	328
16.2. Анализ фаз и фазовых превращений	330
16.2.1. Состав Ti—50 ат. % Al	330
16.2.2. Состав Ti—25 ат. % Al	335
16.2.3. Состав Ni—25 ат. % Al	338
16.3. Особенности структуры синтезированных сплавов	343
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	349

*ДРУЗЬЯМ, КОТОРЫЕ УШЛИ,
ПОСВЯЩАЕМ*

Интерметаллиды в последнее время стали “модными” материалами. Постоянно растущий интерес к ним связан с решением как технологических, так и фундаментальных проблем. Благодаря своей уникальной природе, некоторые из интерметаллидов уже стали основой аэрокосмических материалов нескольких поколений, а другие — потенциальными кандидатами для аэрокосмических материалов следующих поколений. История развития технологии интерметаллидов характеризуется непрерывным стремлением реализовать присущий им замечательный комплекс свойств и преодолеть присущие им же недостатки. Для достижения успехов в этом направлении необходимо глубокое понимание характерных черт поведения интерметаллидов при различных внешних воздействиях. Деформационное поведение интерметаллидов обнаруживает ряд странностей, таких как температурная аномалия предела текучести и коэффициента упрочнения, исчезновение дислокаций некоторых типов в определенных температурных интервалах, макроскачок напряжения при многоступенчатом нагружении и др. Круг тем, связанных с пластической деформацией интерметаллидов, в последнее десятилетие чрезвычайно расширился. “Время жизни” новых наблюдений, методов, теоретических моделей в этой динамичной области мало, и ситуация меняется очень быстро. Тем не менее в данной книге мы попытались, представив и проанализировав обширную экспериментальную информацию, составить исчерпывающую в настоящий момент и целостную картину явлений, связанных с микроструктурой и деформационным поведением интерметаллидов. Существует ряд превосходных обзоров по этой проблеме, которые цитируются далее, однако в нашей литературе нет монографий на эту тему. Предлагаемая книга является, по-видимому, первой.

В главе 1 данной монографии приводятся сведения по истории интерметаллидов, анализируются их преимущества и недостатки. В главе 2 рассматриваются механические свойства интерметаллидов типа Ni_3Al , приводятся результаты электронно-микроскопических наблюдений заблокированных сверхдислокаций в различных температурных интервалах и теоретические представления о дислокационных превращениях.

В главах 3—5 обсуждаются температурные аномалии деформационных характеристик интерметаллида TiAl и сопутствующие им изменения дислокационной структуры; излагаются современные представления о термоактивированных процессах блокировки дислокаций различных типов, проводится сравнение деформационного поведения сплавов TiAl и CuAu . В главе 6 исследуется взаимодействие дислокаций с доменными границами в сверхструктуре $L1_0$.

Глава 7 посвящена вопросу о термоактивированной блокировке дислокационных источников, имеющему кардинальное значение для пластического течения в интерметаллидах; обращается внимание на многие странности деформационного поведения интерметаллидов, связанные именно с блокировкой дислокационных источников.

В главах 8—10 разработан общий подход к описанию процесса пластической деформации как эволюции дислокационной популяции, в которой происходят и размножение дислокаций, и их превращения; вводя пороговые напряжения, определяющие начало пластического течения, мы предлагаем простой способ учесть их размытие.

Главы 11, 12 посвящены описанию немонотонной температурной зависимости предела текучести в интерметаллидах; анализ базируется на учете термоактивированных процессов захвата дислокаций ловушками разной глубины и выхода из них; проведенная здесь реконструкция потенциального рельефа для дислокаций позволила расширить концепцию о многодолинном рельефе Пайерлса.

В главе 13 рассматривается многоступенчатая деформация интерметаллидов, приводятся многочисленные экспериментальные данные по наблюдению (и ненаблюдению) макроскачка напряжения, обсуждаются различные теоретические модели; картина во многом противоречива и вопрос о причине макроскачка напряжения продолжает оставаться дискуссионным.

Главы 14, 15 посвящены исследованию микроструктуры и свойств сплавов, упорядочивающихся после сильной холодной деформации; обсуждается вопрос о жесткости наследуемого каркаса и возможных процессах его перестройки; исследуются причины пластификации сплавов со сверхструктурой $L1_0$ за счет предварительной деформации.

В главе 16 анализируются фазовые превращения при синтезе интерметаллидов методом ударно-волнового нагружения; среди многообразия наблюдаемых микроструктур выделены характерные микроструктуры, которые использованы в качестве свидетелей процессов, происходящих при ударно-волновом нагружении.

Монография содержит большой объем экспериментальной информации, включая данные, опубликованные в обзорах и докладах зарубежных конференций, малодоступных широкому читателю. Большое внимание уделяется теоретическому анализу дислокационных превращений различных типов и в первую очередь тех из них, которые являются термоактивированными. Проявлением этих превращений на стадии размножения дислокаций является присущая интерметаллидам термоактивированная блокировка дислокационных источников. Учет дислокационных превращений и размножения дислокаций составляет основу развитого авторами общего подхода к описанию пластической деформации как эволюции дислокационной популяции. В рамках этого подхода удается описать аномалии деформационного поведения интерметаллидов.

Книга предназначена для научных работников и инженеров, занимающихся разработкой и исследованием интерметаллидов и сплавов на их основе, а также для аспирантов и студентов старших курсов.

Мы благодарим Российский фонд фундаментальных исследований (гранты №№ 95—02—05656, 97—02—26671, 98—02—17278, 00—02—26940), Программу “Национальная Технологическая База”, Фонд фундаментальных исследований Украины (грант № Ф4/128—97), Международный научный фонд (гранты № RG3 000, RGB 300) и Фонд INTAS (грант № 97—31994) за финансовую поддержку наших работ, результаты которых вошли в эту книгу.

Мы признательны О. В. Антоновой, А. Ю. Волкову, Ю. Н. Горностыреву, Л. Е. Карькиной, Н. А. Кругликову, А. В. Немченко, А. Б. Ноткину, М. В. Пономареву, Л. А. Родионовой, И. Н. Саханской, С. В. Сударевой, В. И. Сюткиной, Е. В. Шорохову, Л. И. Яковенковой за участие в совместных работах. Мы считаем своим приятным долгом поблагодарить нашего друга Владимира Александровича Бамбурова, поддержка которого была вдохновляющим фактором для написания этой книги.

ИНТЕРМЕТАЛЛИДЫ — НОВЫЕ АЭРОКОСМИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ

Современная цивилизация развивалась во многом благодаря использованию превосходных свойств металлов. Они легко обрабатываются и после соответствующей обработки имеют достаточно высокую прочность. Однако научно-технический прогресс требует производить машины и аппараты, работающие в таких жестких условиях (высокие температуры, агрессивные среды), которые металлические материалы не могут выдерживать. Вместо металлов в качестве конструкционных материалов начинают применять керамики. К недостаткам керамик относятся отсутствие пластичности, наличие пустот, плохая обрабатываемость. Керамики разрушаются при ударе, характеристики готовых изделий имеют большой разброс. Эти недостатки затрудняют создание цельных крупногабаритных конструкций.

Интерметаллиды занимают промежуточное место между металлами и керамиками как по типу химической связи, так и по свойствам. Это широкий класс соединений исходных металлических элементов. Одни из интерметаллических соединений (например CuAu) также имеют химические связи металлического типа; другие (например GaAs) — ковалентного. Возможны и промежуточные варианты. В целом интерметаллиды имеют лучшую обрабатываемость, чем керамики. Наряду с определенной пластичностью, они сохраняют свою структуру и прочность при высоких температурах, обладают хорошими антикоррозионными и антифрикционными свойствами, в чем значительно превосходят обычные металлы. Принципиальное отличие интерметаллидов от металлов, их образующих, которое состоит прежде всего в их высокой прочности, обнаружено в конце 19-го века. Тогда Стид [1] при исследовании системы Sn—Sb обнаружил, что интерметаллическое соединение SbSn

имеет твердость, значительно превосходящую ту, которая наблюдается для каждой из его компонент Sb и Sn. Стало ясно, что именно включение твердой фазы SbSn определяет прекрасную износостойкость известного сплава, используемого для подшипников, а также как типографский сплав. А запатентован этот сплав был на несколько десятилетий раньше, когда о существовании интерметаллической фазы и не подозревали.

Использования интерметаллидов в древности были более романтичными. О них рассказывал в своей лекции Вестбрук [2]. Это были зеркала. Когда первобытный человек с удовольствием рассматривал свое изображение в зеркале вод, он уже мечтал о том, как сделать зеркало. Первыми зеркалами были блестящие поверхности обсидиана или других камней. Зеркала из бронзы стали предметами обихода около 1800 г. до н. э. Бронзы с высоким содержанием Sn (20—50 мас. %) найдены во время династии Хань в Китае. Зеркала эллинов и этрусков содержали 10 % Sn. В древнем Риме в период с 100 г. до н. э. до 300 г. н. э. использовались также бронзы с более высоким (21.1 мас. %) содержанием Sn. Это фаза δ -CuSn и другие близкие интерметаллиды. Много позже, около 1500 г. н. э., в Венеции и соседнем Мурано была предложена новая технология. Ее основу составляет образование пленки из интерметаллической фазы Sn_8Hg .

Покрытия являются другим древнейшим применением интерметаллидов. Покрытие состава Cu_3As , дающее прекрасный серебряный цвет, было известно еще в древней Анатолии около 2100 г. до н. э. и древнем Египте в 2500—2200 гг. до н. э. В средние века алхимики имитировали серебро путем введения As в Cu. Другая интерметаллическая фаза, обеспечивающая декоративное покрытие прекрасного фиолетового цвета, — это Cu_2Sb . И наконец, еще одно из наиболее древних использований интерметаллических фаз — это зубные амальгамы. Их основу составлял тройной сплав Ag—Sn—Hg, представляющий собой смесь фаз Ag_2Hg_3 и Sn_8Hg . Этот сплав известен в Китае со времени династии Тянь (7-й век н. э.). В Европе он стал известен сотнями лет спустя. Медная амальгама (Cu_4Hg_3) известна в Европе с 15-го века. Но прошли столетия, прежде чем был выяснен фазовый состав сплавов и выявлены интерметаллические фазы. В табл. 1.1 представлены некоторые интерметалли-

Таблица 1.1

Некоторые применения интерметаллических фаз в древности и средние века [3]

Фаза	Применение	Примерная дата
Cu_3As	Покрытие бронзы	2500 до н. э.
$\text{Cu}_{31}\text{Sn}_8$	Зеркала (Китай)	0
Sn_8Hg	Зеркальные поверхности (Венеция)	1500 н. э.
$\text{Ag}_2\text{Hg}_3 + \text{Sn}_6\text{Hg}$	Зубная амальгама (Китай)	600 н. э.
Cu_4Hg_3	Зубная амальгама (Германия)	1500 н. э.
SbSn	Типографский сплав	1540 н. э.

Таблица 1.2

Применение интерметаллических фаз в 20-м веке [3]

Фаза	Применение	Примерная дата
Ni_3Fe	Сплав с высокой магнитной проницаемостью (пермаллой)	1920
$\text{FeCo}(-2\text{V})$	Мягкий магнитный сплав (пермендур)	1930
$\text{Fe}_3(\text{Si}, \text{Al})$	Материал для магнитных головок (сендаст)	1935
SmCo_5	Постоянные магниты	1970
Nb_3Sn	Сверхпроводники типа A15	1965
$\text{CuZnAl}, \text{CuNiAl}$	Сплавы с памятью формы	1960
NiTi	Сплавы с памятью формы (нитинол)	1965
MoSi_2	Нагревательные элементы (мосилит, суперкантал)	1955
NiAl, CoAl	Защитные покрытия	1965

ческие фазы и приведены примеры их применения в древности и средние века.

Интерметаллиды, о которых мы до сих пор говорили, относятся к так называемым функциональным материалам. В эту группу входят и другие интерметаллиды с особыми свойствами: сверхпроводящие соединения (Nb_3Sn , V_3Ga), полупроводниковые и магнитные соединения. Примеры применения некоторых интерметаллидов как функциональных материалов приведены в табл. 1.2.

Другую группу образуют высокотемпературные конструкционные материалы. Краткий исторический очерк исследования интерметаллидов, являющихся их основой, дан в обзоре Ямагучи и Умакоши [4]. Начиная с первых десяти-

летий 20-го века найдены многие бинарные композиции металлов, которые являются интерметаллидами. Проводилось их детальное исследование, в том числе и в тех случаях, когда они являются вторыми фазами в конструкционных материалах. В результате многие особенности деформационного поведения интерметаллидов были обнаружены в 50-е годы. Среди них следует выделить представление о сверхдислокациях как носителях пластической деформации и аномальное возрастание предела текучести с температурой, о чем далее будет идти речь во многих главах. Здесь же отметим, что впервые обнаруженная в интерметаллиде Ni_3Al указанная аномалия наблюдалась в CuZn , FeCo , Fe_3Al , TiAl , Ti_3Al и др. В 60-е и 70-е гг. значительные успехи были достигнуты в ТЭМ исследовании микроструктуры и выявлении механизмов, ответственных за аномалию. Однако попытки использовать Ni_3Al для высокотемпературных структурных приложений были неудачны из-за зернограничного охрупчивания интерметаллида. Были предложены различные способы пластификации поликристалла Ni_3Al , которые обсуждаются ниже. Дальнейшие успехи связаны с получением монокристаллических лопаток из суперсплавов. Все эти разработки стимулировали конструирование сплавов не только на основе Ni_3Al , но и легких интерметаллидов, таких как TiAl , Ti_3Al , Al_3Ti и др.

Интерметаллиды представляют собой уникальный класс материалов, которые сохраняют упорядоченную структуру вплоть до температуры плавления, т. е. температуры плавления и упорядочения совпадают. Дальний порядок обеспечивает более сильную межатомную связь.

Интерметаллиды обладают прекрасными свойствами [5]:

- высокая прочность, которая не деградирует с возрастанием температуры;

- аномальная зависимость предела текучести, наблюдаемая в некоторых интерметаллидах;

- низкая и очень низкая плотность интерметаллидов на основе Al , Ti , Si , что приводит к высокому отношению прочность/плотность;

- высокие упругие модули, причем с ростом температуры они уменьшаются медленнее, чем в разупорядоченных сплавах;

— высокая стойкость к окислению, которую имеют интерметаллиды с высоким содержанием Al;

— низкие коэффициенты диффузии и в результате более низкая скорость крипа, рекристаллизации и коррозии.

Существенные факторы, которые влияют на механические свойства интерметаллидов [6]:

— кристаллическая симметрия; при понижении симметрии уменьшается число систем скольжения;

— увеличение вектора Бюргерса при упорядочении приводит к повышению упругой энергии дислокации, затрудняет рождение дислокаций, понижает их подвижность (усиливая тем самым тенденцию к хрупкости);

— геометрия и сложная форма элементарной ячейки определяют возможность того, будут ли дефекты упаковки (ДУ) или антифазные границы (АФГ) иметь достаточно низкую энергию для расщепления дислокаций; это определяет, будет ли скольжение плоским, и анизотропию дислокационного движения;

— число возможных систем скольжения определяет совместность деформации в поликристалле; уменьшение их числа может привести к хрупкости;

— упругая анизотропия может сильно влиять на свойства, меняя, например, легкость поперечного скольжения;

— положительная зависимость предела текучести $\sigma_y(T)$ — прекрасный фактор, но трудно предсказать, в каких интерметаллидах эта аномалия будет наблюдаться.

Применению этих материалов мешают недостаточные значения пластичности и вязкости. Многие интерметаллиды настолько хрупкие, что из них трудно фабриковать структурные компоненты. Даже если это сделано, низкая вязкость мешает применению. Причины хрупкости интерметаллидов: 1) низкая кристаллографическая симметрия и недостаточное число систем скольжения; 2) низкая прочность скола; 3) intrinsic и extrinsic слабость границ зерен. При использовании этих терминов, довольно часто, имеется в виду, присуща ли та или иная особенность изучаемому объекту (в данном случае—границе зерна) или нет. Различные способы улучшения пластичности: возрастание числа систем скольжения, модификация кристаллографической структуры, упрочнение границ, уменьшение размера зерен, переход к монокристаллам. Улучшение пластичности может быть обеспечено за счет микро- и макролеги-

рования. Микролегирование влияет на структуру границ зерен, макролегирование ($>1\%$) влияет на структуру всего объема материала и фазовую стабильность. За счет макролегирования удастся заменить, например, структуру кристалла с низкой симметрией (упорядоченная гексагональная) на структуру с высокой симметрией (упорядоченная кубическая) и в результате перейти к тройному сплаву с достаточной пластичностью. Попытки увеличить вязкость еще более трудны. Этого удастся добиться, в частности, за счет создания ламельной структуры.

Приведем в качестве примеров результаты некоторых успешных попыток разработки интерметаллидов, обладающих пластичностью:

— Аоки и Идзуми [7] пластифицировали Ni_3Al путем микролегирования ($0.1\% \text{ V}$).

— Лю [8] разработал соединения типа $(\text{Co}, \text{Fe}, \text{Ni})_3\text{V}$ со сверхрешеткой $L1_2$; путем легирования соединения Co_3V с ГПУ-решеткой, не обладающего способностью к деформации ввиду недостатка систем скольжения, удалось добиться пластичности при переходе к соединениям с $L1_2$ сверхрешеткой; их жаропрочность и пластичность не уступают суперсплавам.

— Такасуги и Идзуми [9] разработали соединения Co_3Ti , которые, будучи упорядоченными до точки плавления, остаются пластичными; они состоят из металлов переходной группы, являются пластичными и жаропрочными во всем температурном интервале от -196°C до точки плавления.

— Такасуги и др. [10] получили соединение $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Mn})$ с высокой вязкостью путем микролегирования примесями замещения.

Как подчеркивает Вестбрук [2], intrinsic свойства интерметаллидов действительно уникальны и их нельзя предсказать из свойств и параметров исходных металлов; успешное применение интерметаллидов зависит не только от знания их природы и свойств, но и от искусного контроля за способом их получения.

Фазы для высокотемпературных приложений должны прежде всего иметь достаточную прочность при температуре эксплуатации, т. е. высокую жаропрочность или, другими словами, высокое сопротивление ползучести. Оно связано с коэффициентом диффузии, модулем сдвига, а оба параметра — с температурой плавления. При температуре

плавления примерно 1600 °С температура эксплуатации близка к 1100 °С. Плотность сплава является дополнительным параметром, причем очень важным. Для движущихся частей машин существенно отношение прочности к плотности. Для фаз, содержащих легкие металлы (такие как Ti, Al, Si, Mg), прочность которых ниже, указанное отношение может быть высоким, благодаря низкой плотности. Основная проблема интерметаллидов — это хрупкость. По деформируемости интерметаллиды стоят между металлами и керамиками. Если хрупковязкий переход, например для Si и Al_2O_3 , происходит при $0.8T_m$, то для интерметаллидов — обычно при более низкой температуре. Поэтому интерметаллиды заполняют щель между металлами и керамиками. Интерметаллиды должны быть коррозионно-стойкими, в частности стойкими к окислению. Последнее обеспечивается присутствием элементов, которые могут обеспечить защитную пленку. Таковыми являются Cr, Al, Si. Алюминиды предпочтительны для высокотемпературных приложений.

Для аэрокосмических систем необходимы новые материалы, которые должны быть более “прочными, горячими, жесткими, легкими”¹, чем традиционные материалы. В конструировании и эксплуатации газотурбинных двигателей в настоящем и будущем существуют две проблемы. Во-первых, повышение рабочих температур некоторых частей двигателя для увеличения удельной мощности и экономии горючего. Во-вторых, применение более легких материалов для снижения массы двигателя, снижения рабочих напряжений от тяжелых вращающихся деталей, увеличения срока службы дисков, валов и опор подшипников. Интерметаллиды особо пригодны для этих целей, благодаря сохранению высокой статической прочности, а также высокого сопротивления ползучести и усталости. В случае же алюминидов добавляется еще и высокое сопротивление окислению. Для разработки интерметаллидов надо решать проблему ползучести без нарушения ценной упорядоченной структуры, которая обеспечивает высокие жаропрочность и жесткость. Потенциальная ценность алюминидов

¹Такая формулировка была использована в докладе: Froes F. H., de Barbadillo J. J., Suryanarayana C. // Proc. Conf. Structural Applications of Mechanical Alloying. Myrtle Beach, SC, USA, 1990. P. 1—14.

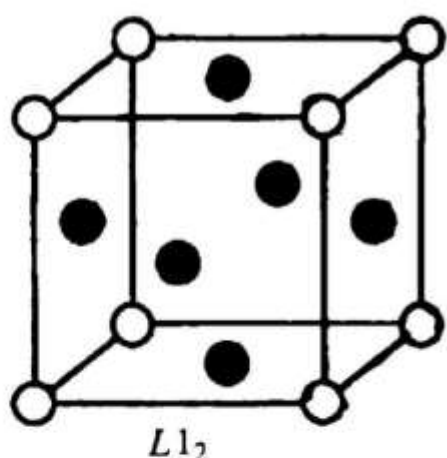


Рис. 1.1. Сверхструктура $L1_2$

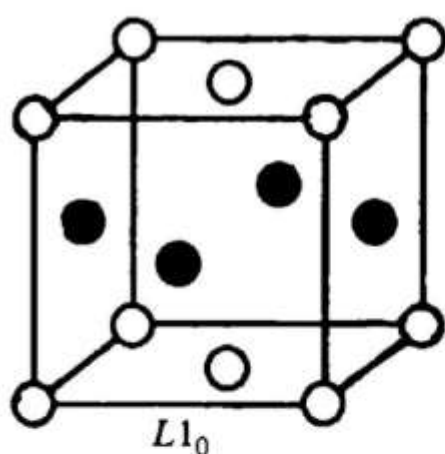


Рис. 1.2. Сверхструктура $L1_0$

заключается в их жесткости, т. е. высоком модуле упругости, а это сводит к минимуму упругие деформации под нагрузкой при рабочих температурах.

Сейчас, когда изучается, разрабатывается и используется огромное количество интерметаллидов, трудно представить себе, что когда-то они вообще не были известны. Поразительно многообразие интерметаллидов, их микроструктур и свойств. Получение вязких интерметаллических соединений, в которых отсутствует хрупкость по границам зерен, позволило бы изготовить как конструкционные, так и функциональные материалы.

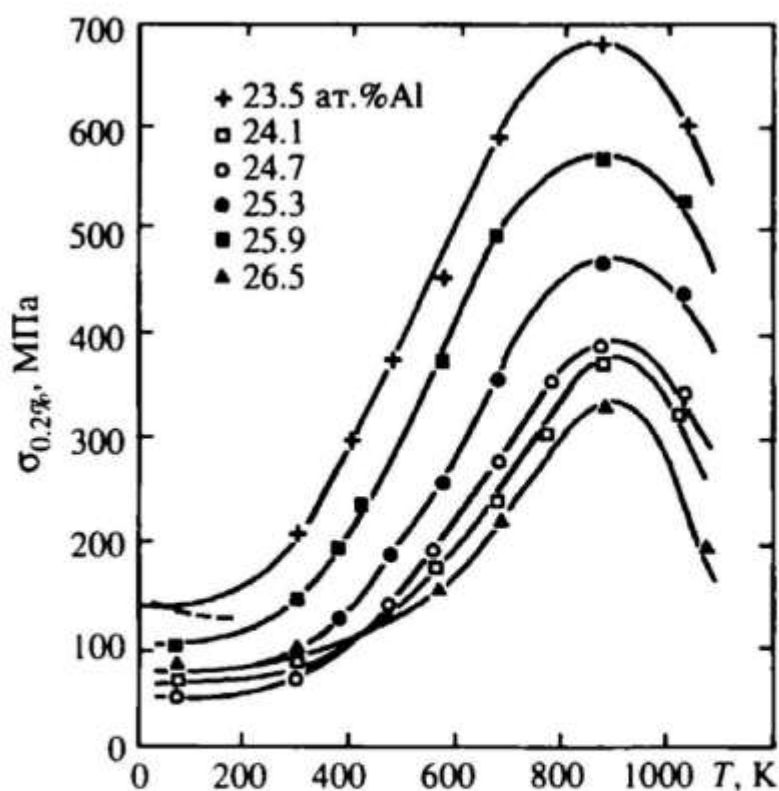
Далее мы ограничимся данными по механическим свойствам двух самых известных интерметаллидов, а именно Ni_3Al и $TiAl$. Сверхрешетки $L1_2$ и $L1_0$ изображены на рис. 1.1, 1.2. Детально деформационное поведение Ni_3Al и $TiAl$ при динамическом нагружении включая как экспериментальные данные, так и теоретические модели будет обсуждаться в соответствующих главах. Здесь же мы приводим в основном данные по хрупкости и способам пластификации интерметаллидов, а также некоторые данные по крипу.

Интерметаллид Ni_3Al . С помощью измерения как электросопротивления, так и высокотемпературной рентгеновской дифракции установлено, что сплав Ni_3Al остается упорядоченным вплоть до температуры перитектики [12, 13]. В качестве примера типичной аномальной температурной зависимости предела текучести на рис. 1.3 приведены кривые $\sigma_y(T)$ для Ni_3Al при разном содержании Al [13]. Видно, что максимальное значение предела текучести и форма кривой

Рис. 1.3. Температурная зависимость предела текучести при различной концентрации Al в Ni_3Al [13]

$\sigma_y(T)$ меняются сильно, тогда как температура пика — слабо. При увеличении содержания Al аномальная температурная зависимость усиливается.

Влияние легирования на предел текучести демонстрирует рис. 1.4, где приведены кривые для $\sigma_y(T)$ для Ni_3Al и $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Hf})$ [14]. Особенно впечатляющим оказалось влияние упоминаемого выше микролегирования бором на пластичность Ni_3Al . В табл. 1.3 приведены данные по механическим свойствам в



различных средах для Ni_3Al , а в табл. 1.4 — для сплава Ni_3Al , легированного бором [15]. Видно, что для сплава Ni_3Al удлинение при растяжении является низким (2—4 %), но очень чувствительным к окружающей среде: оно возрастает до 10—15 % в атмосфере сухого кислорода. Существенная пластификация достигнута за счет добавок бора: удлинение увеличивается примерно до 40 %, причем слабо зависит от окружающей среды. Следует заметить, что добавка бора эф-

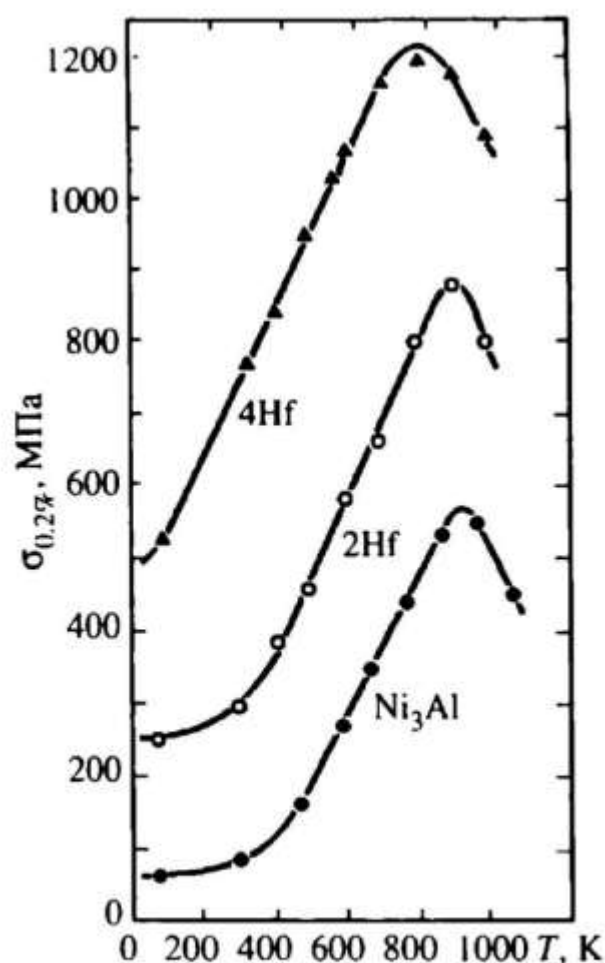


Рис. 1.4. Температурная зависимость предела текучести в Ni_3Al и $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Hf})$ [14]; указаны ат. % Hf

Таблица 1.3

Влияние внешней среды на механические свойства (растяжение) сплава Ni₃Al нестехиометрического состава при комнатной температуре [15]

Окружающая среда	Удлинение, %	Предел текучести, МПа	Предел прочности, МПа
Ni — 23.5 % Al			
Воздух	2.5	193	230
Кислород	8.2	194	351
Ni — 23.4 % Al			
Воздух	3.1—4.8	308—327	392—401
Кислород	12.6—15.8	336—345	642—681
Ni — 23.65 % Al — 0.26 % Zr			
Вода	6.3—8.7	322—231	473—528
Воздух	10.7—13.2	324—341	661—603
Кислород	47.8—50.6	326—327	1438—1451

Таблица 1.4

Влияние бора на механические свойства (растяжение) сплава Ni—24 % Al при комнатной температуре в различных средах [15]

Окружающая среда	Удлинение, %	Предел текучести, МПа	Предел прочности, МПа
Кислород	42.8	289	1315
Воздух	39.3	280	1241
Вода	36.8	288	1199

Таблица 1.5

Влияние легирования на удлинение до разрушения при комнатной температуре

Легировующий элемент	Состав, ат. %	Удлинение при растяжении, %	Разрушение
	Ni ₃ Al (24 % Al)	1—3	Зернограничное
B	Ni—24 Al—0.5 B	35—54	Транскристаллитное
B, Fe	Ni—20 Al—10 Fe—0.2B	50	—”—
Mn	Ni—16 Al—9 Mn	16	—”—
Fe	Ni—10 Al—15 Fe	8	Смешанное
Pd	Ni—23Al—2 Pd	11	Зернограничное
Pt	Ni—23 Al—2 Pt	5	—”—
Co	Ni—23 Al—2 Co	4	—”—
Cu	Ni—23 Al—2 Cu	6	—”—
Zr	Ni—22.65 Al—0.26 Zr	13	—”—

фективна только для сплавов Ni_3Al с пониженным содержанием Al (<24 %).

Поскольку монокристаллы обнаруживают высокую пластичность (см. главу 2), то низкая пластичность поликристалла Ni_3Al обусловлена зернограничной хрупкостью. Можно было полагать, что зернограничная хрупкость связана с уходом опасных примесей на границы зерен в процессе кристаллизации интерметаллида. Однако, как показал оже-анализ, границы зерен в Ni_3Al являются чистыми и свободными от примесных атомов. В сплаве же, легированном бором, обнаружена различными методами (спектральными и позитронной аннигиляции) сегрегация бора на границах зерен. Предполагается, что пластифицирующее влияние бора связано с тем, что его сегрегация подавляет опасное влияние внешней среды, вызывающее зернограничное охрупчивание. В результате реализуется присущая (intrinsic) границам пластичность, которая оказывается не очень низкой [16]. Аналогичным образом объясняется пластифицирующее влияние других элементов, таких как Zr, Hf и т. д. Однако по-прежнему сохраняется противоположная концепция о присущей границам зерен хрупкости, в рамках которой пластифицирующее влияние бора объясняется повышением когезии внутри границ.

Алюминиды с содержанием Al меньшим 25 % и первоначально с добавками В, Hf, Cr (для высокой прочности, стойкости к окислению, пластичности) были названы "advanced" алюминиды. Поскольку русскоязычный термин "продвинутый" едва ли применим к сплавам, то будем для простоты называть их сложнолегированными.

Влияние различных элементов на пластичность поликристалла Ni_3Al при комнатной температуре демонстрирует табл. 1.5 [15].

Рис. 1.5 дает возможность сравнить свойства сложнолегированного сплава Ni_3Al (Ni —16.0Al—8.0Cr—1.7Mo—0.5Zr—0.03В ат. % — верхняя сплошная кривая) с коммерческими сплавами (такими, как суперсплав IN 713С), обычно используемыми в промышленности, а также с нержавеющей сталью (нижняя пунктирная кривая). Суперсплавы, как известно, кроме интерметаллической γ' -фазы, содержат γ -фазу. Видно, что предел текучести сложнолегированного сплава при низких температурах сравним с наблюдаемым для суперсплавов, но с повышением температуры

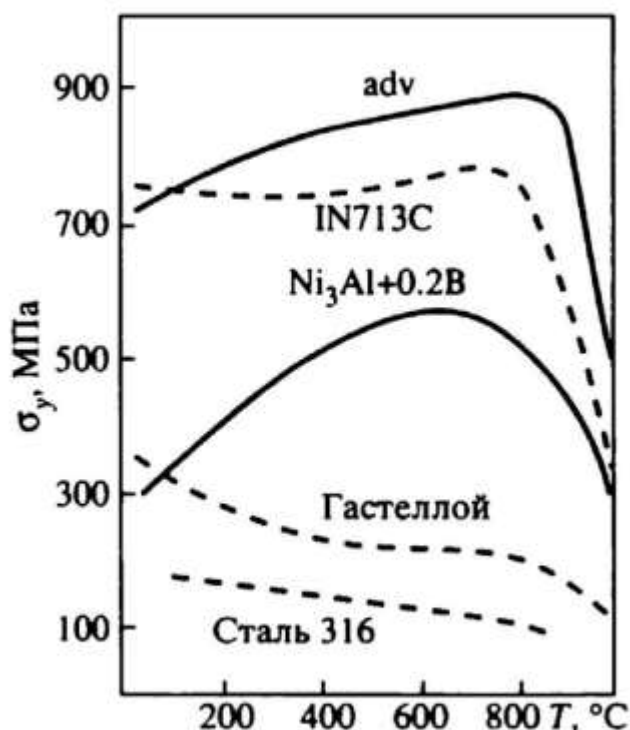


Рис. 1.5. Сравнение предела текучести сложнолегированного (adv) алюминида (Ni—16Al—8Cr—1.7Mo—0.5Zr—0.03 В ат. %) и Ni₃Al+0.2В с суперсплавом IN 713С, сплавом гастеллой и 316 нержавеющей сталью [15]

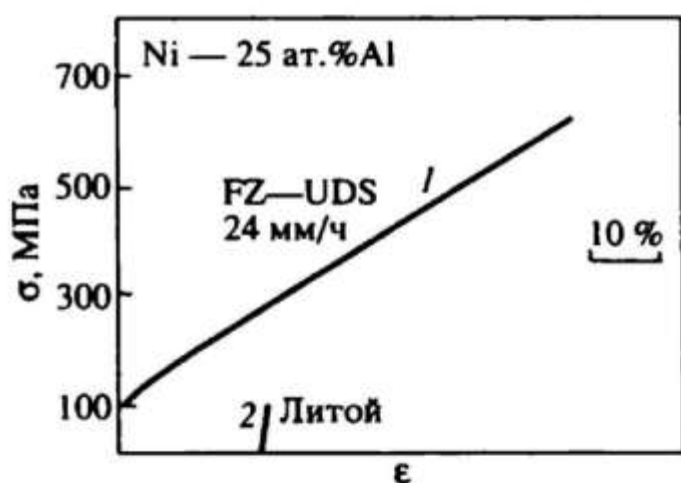


Рис. 1.6. Деформационные кривые для сплава Ni₃Al, выращенного методом FZ—UDS (1), и обычного литого сплава (2) [17]

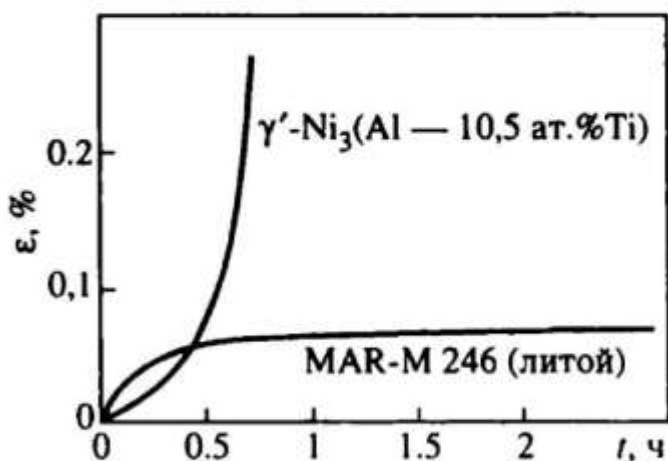


Рис. 1.7. Кривые крипа $\epsilon(t)$ для γ' -сплава с добавкой Ti и для γ/γ' -суперсплава при температуре 925 °С и напряжении 205 МПа [18]

значительно превосходит его. Более того, по усталостным характеристикам указанный алюминид существенно опережает суперсплав.

Кроме легирования соответствующими добавками, предложен альтернативный способ улучшения пластичности, который применим и к стехиометрическому сплаву Ni_3Al , и к сплаву с повышенным содержанием Al. Это направленная кристаллизация с использованием метода плавающей зоны (FZ—UDS). Повышение пластичности обеспечивается благодаря тому, что при таком способе зерно имеет не равноосную, а столбчатую форму. Стехиометрический сплав Ni_3Al , выращенный методом FZ—UDS, обнаруживает при комнатной температуре удлинение, превосходящее 60 %. На рис. 1.6 виден резкий контраст между деформационными кривыми сплава со столбчатой структурой и обычного литого сплава Ni_3Al , пластичность которого крайне мала. Столбчатая структура, кроме того, является эффективным способом повышения свойств при крипе. Соответствующие данные будут приведены несколько позже.

Поскольку испытания при крипе имитируют реальные условия эксплуатации материалов на основе интерметаллидов, мы в этой главе приводим типичные кривые ползучести при различных температурах и нагрузках для обоих исследуемых интерметаллидов Ni_3Al и TiAl . На рис. 1.7 приведены кривые $\epsilon(t)$, описывающие зависимость деформации от времени при крипе для γ' -сплава $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ и суперсплава (см. обзор [18]). Обратим внимание на то, что здесь данные приведены лишь для очень малых времен, т. е. относятся к началу деформации. Видно, что скорость крипа значительно выше для γ' , чем для γ/γ' -сплава. Отсюда следует, что свойства суперсплава при крипе не определяются только γ' -фазой. Для сложнолегированных алюминидов с высоким пределом текучести (см. рис. 1.5) сопротивление крипу также ниже, чем у суперсплавов. Как видно из рис. 1.8, по сопротивлению крипу указанные алюминиды уступают и сплаву TiAl .

Предполагается, что недостаточно высокое сопротивление крипу связано с зернограничным проскальзыванием. Одним из способов улучшения свойств является создание столбчатой структуры зерен. Исследована большая группа сложнолегированных алюминидов, полученных путем на-

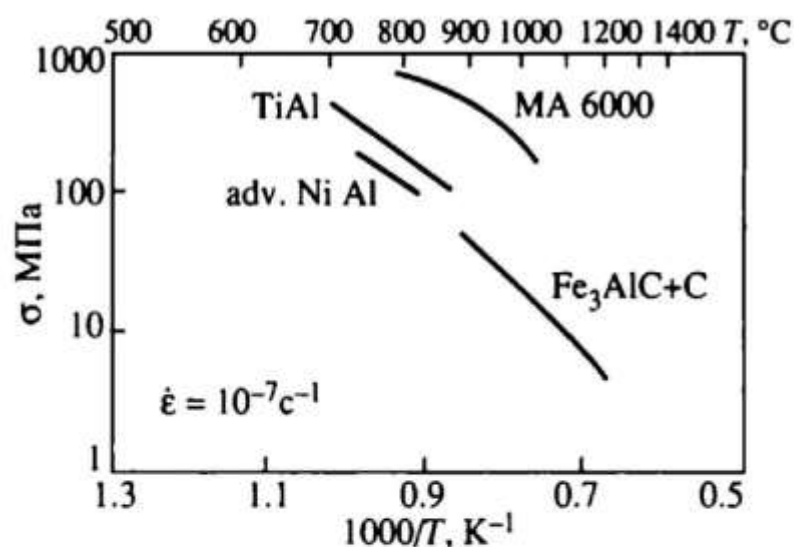


Рис. 1.8. Сопротивление
крипу (при скорости
стационарного крипа
 10^{-7} c^{-1}) в зависи-
мости от температу-
ры для слож-
нолегированного (adv)
интерметаллида Ni_3Al ,
алюминида TiAl , супер-
сплава MA 6000 , фазы
 Fe_3AlC с графитом [3]

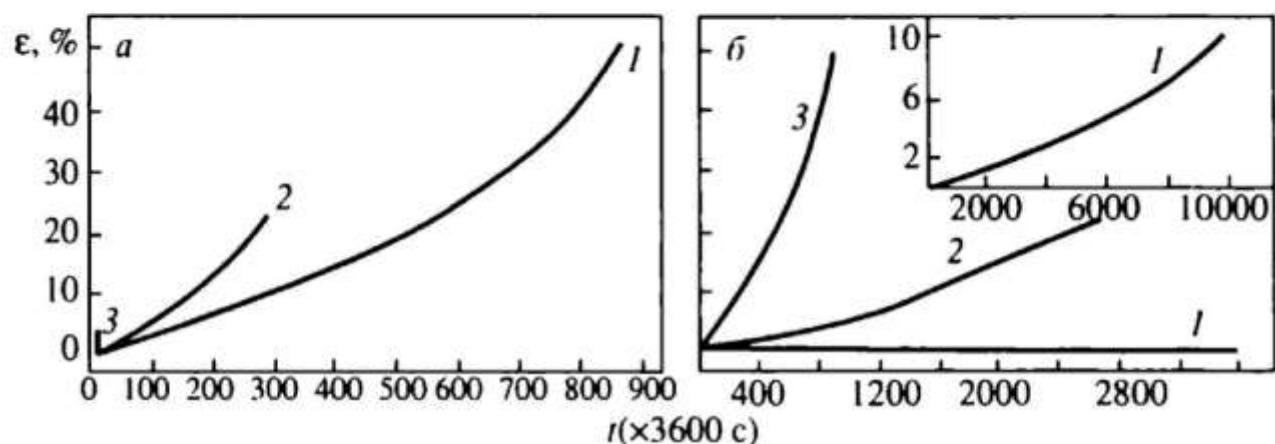


Рис. 1.9. Типичные кривые крипа для сплава Ni_3Al (A1), полученного направленной кристаллизацией, при различных значениях напряжения (а), МПа, и температуры (б), К.

а: 1 — 200, 2 — 250, 3 — 300 ($T = 1023 \text{ K}$); б: 1 — 923, 2 — 973, 3 — 1023 ($\sigma = 200 \text{ МПа}$) [19]

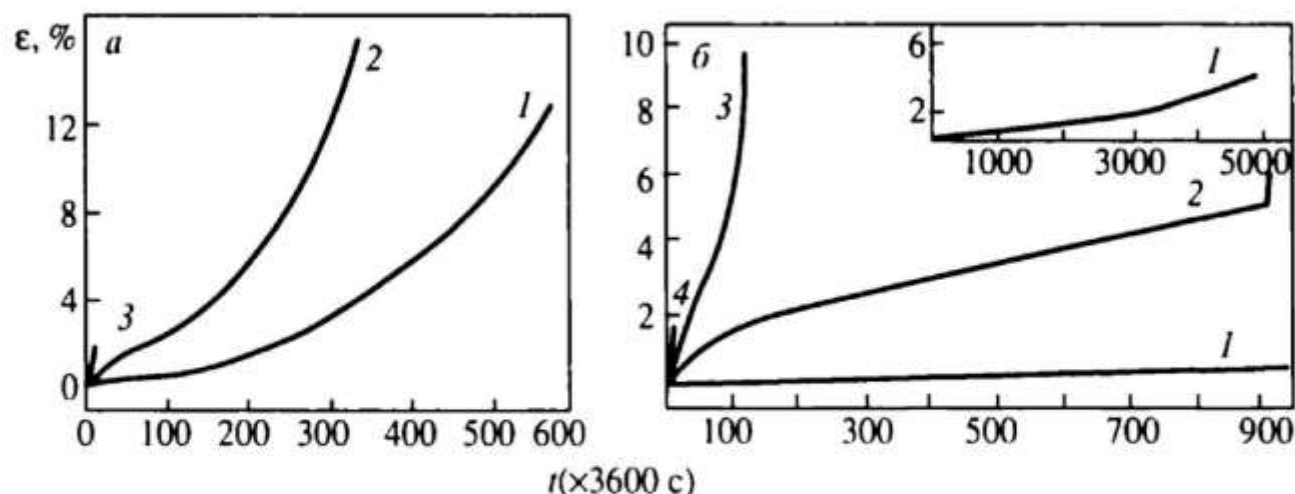


Рис. 1.10. Типичные кривые крипа для сплава Ni_3Al (A3), полученного направленной кристаллизацией, при различных значениях напряжения (а), МПа, и температуры (б), К.

а: 1 — 400, 2 — 450, 3 — 500 ($T = 1023 \text{ K}$); б: 1 — 923, 2 — 973, 3 — 1003, 4 — 1023 ($\sigma = 500 \text{ МПа}$) [19]

Таблица 1.6

Составы сплавов Ni_3Al : A1, A2, A3

Сплав	Состав, ат. %
A1	Ni—23.83Al—0.022 Mg—0.15B
A2	Ni—19.56Al—8.53 Cr—0.022 Mg—0.15B
A3	Ni—18.56 Al—8.53 Cr—0.20Zr—0.80Hf—0.022 Mg—0.15B

правленной кристаллизации [19]. Обнаружено, что сплавы можно разделить на два класса — I и II, которые различаются ходом кривых $\epsilon(t)$ при крипе. В табл. 1.6 приведены составы сплавов, которые являются типичными представителями класса I (A1, A2) и класса II (A3). Для класса I наблюдается инверсный ход кривых $\epsilon(t)$: при приложении нагрузки — малая или даже пренебрежимо малая деформация, которая почти сразу сменяется второй стадией крипа (рис. 1.9). Напротив, кривые для класса II обнаруживают нормальный ход. При приложении нагрузки происходит мгновенная деформация (рис. 1.10).

Приведем кратко некоторые приложения сплавов Ni_3Al :

— turbocharger роторы для дизельных двигателей. Сложнолегированные алюминиды (например состава Ni—15.9Al—8.0Cr—0.8Mo—1.0Zr—0.03B) обладают хорошими литейными качествами и усталостными свойствами, благодаря чему они могут заменить используемые обычно суперсплавы, такие как IN—713C;

— высокотемпературные штампы и формы. Хорошая стойкость к окислению при высоких температурах и высокая прочность при большой скорости деформации делают сплавы Ni_3Al привлекательными как материалы для горячей штамповки и как формы для выплавки стекла;

— зажимные приспособления в высокотемпературных печах. Благодаря стойкости к образованию карбидов и оксидов, сплавы Ni_3Al могут быть использованы в качестве крепления при термообработке деталей автомобилей;

— роллеры для прокатки стальных слэбов. Высокотемпературная прочность, стойкость к окислению и коррозии сплавов Ni_3Al существенно уменьшают энергетические затраты (поскольку не требуется водяное охлаждение) и затраты на материалы, так как значительно увеличивается время эксплуатации;

— гидротурбины. Возможность использования алюминидов никеля для роторов гидротурбин обусловлена тем, что сплавы Ni_3Al обладают высоким сопротивлением к вибрационной кавитации в воде;

— режущий инструмент. Композиты вольфрам—карбид с покрытием из алюминидов никеля обладают большей прочностью (как при низких, так и при высоких температурах) и лучшими режущими свойствами, чем те же композиты с покрытием из кобальта;

— лопатки турбин для реактивных двигателей. Полученные путем направленной кристаллизации сложнолегированные сплавы Ni_3Al , например состава ($Ni-16.3Al-8.2Mo-0.26B$), обладают высокой прочностью и сопротивлением крипу при температурах выше $1000^\circ C$ в окисляющей атмосфере.

Интерметаллид $TiAl$. Замечательный баланс свойств, обнаруженный у алюминидов $TiAl$, способствовал разработке сплавов, предназначенных для использования в качестве легких высокотемпературных материалов или компонентов. Хотя эти сплавы и называются γ -сплавами, на самом деле речь идет о двухфазных сплавах: $\gamma-TiAl$ и α_2-Ti_3Al . Содержание алюминия в этих сплавах составляет 45—48 ат. %. γ -сплавы содержат также другие элементы, предназначенные для улучшения их характеристик. В обзоре [20] проанализирована роль, которую играют легирующие элементы в формировании микроструктуры и свойств γ -сплавов. Основная роль Al , как известно, состоит в изменении прочности и сопротивлении окислению: первая растет, а второе падает, когда уменьшается содержание Al . Такие элементы, как Cr и Mn , увеличивают пластичность в определенном температурном интервале, тогда как другие из основных легирующих элементов обычно ее понижают. Nb , W , Si улучшают сопротивление окислению, причем действие Nb становится более эффективным при наличии добавок W . Углерод наиболее эффективно повышает прочность при крепе, когда присутствует в форме соответствующим образом распределенных карбидов. Разработаны различные методы измельчения зерна. Наиболее эффективным оказалось легирование бором, приводящее к образованию различных боридов.

В табл. 1.7 приведены составы сплавов на основе $TiAl$, легированных различными элементами, а также указаны

Таблица 1.7

Некоторые γ -сплавы, их составы и преимущества [23]

№ сплава	Состав, ат. %	Преимущество
1	Ti—47Al—2Nb—2Cr	Пластичность, вязкость разрушения
2	Ti—45Al—2Nb—2Mn—0.8 об. % TiB ₂	Прочность при растяжении и усталости, литейные качества
3	Ti—47Al—2Nb—2Mn—0.8 об. % TiB ₂	Прочность при повышенной температуре, литейные качества
4	Ti—47Al—2Nb—1Mn—0.5W—0.5Mo—0.2Si	Сопротивление крипу
5	Ti—47Al—2W—0.5Si	Крип, сопротивление окислению
6	Ti—47Al—1.5Nb—1Mn—1Cr—0.2Si—0.5B	Литейные качества, баланс свойств
7	Ti—44Al—4Nb—4(Zr или Hf)—1B—0.2Si	Прочность
8	Ti—48Al—2Nb—0.7Cr—0.3Si	Пластичность
9	Ti—32Al—1.9Fe—1.5V—0.7B (мас. %)	Литейные качества
10	Ti—47Al—2Nb—2Cr—1Mo—0.2B	Сопротивление крипу, обрабатываемость
11	Ti—46.2Al—3Nb—2Cr—0.2W—(0.1—0.2B)—0.2C	Обрабатываемость, сопротивление крипу, баланс свойств

преимущества и недостатки каждого из сплавов. Мы не приводим марки сплавов, а просто их пронумеруем. Сплавы, занимающие верхние три строки таблицы, являются первым поколением литых γ -сплавов. Использование сплава 1 предпочтительно в тех приложениях, где пластичность и вязкость важнее, чем прочность. Напротив, тонкая однородная почти ламельная структура сплавов 2, 3 обеспечивает их применение в качестве материалов с более высокой прочностью и сопротивлением окислению. Одно из возможных применений сплава 3 — демпферы для лопаток турбин. При определенных условиях эксплуатации они могут заменить те, что изготовлены из суперсплавов.

Сплавы 4 и 5, содержащие W и Si, принадлежат второму поколению γ -сплавов, которое разрабатывалось для повышения сопротивления крипу. Однако большой размер зерен и низкая пластичность сплава 4 ограничивают его применение. Дальнейшее улучшение сопротивления крипу и окислению достигнуто для сплава 5, благодаря почти ламельной

литой структуре. Область применения—стационарные турбины. При конструировании сплава (6) внимание было сосредоточено на измельчении зерна. Область его применения—литые лопатки турбин с температурой эксплуатации вблизи 700 °С. Сплав 7 имеет тонкую литую структуру: мелкие зерна (30—50 мкм), содержащие ламели.

Среди всех сплавов, представленных в табл. 1.7, сплав 8 имеет наименьшую прочность. Однако сплав аналогичного состава, но с большим содержанием Nb, был использован при изготовлении turbocharger роторов для двигателей спортивных автомобилей. Благодаря более высокому содержанию Al и пониженному содержанию Cr, температура эксплуатации может быть доведена до 700...900 °С, а требования к прочности при указанном использовании достаточно низки. Сплав 9 разрабатывался для турбинных лопаток. Оптимизация литых характеристик достигается благодаря комбинации Fe+V, но это понижает стойкость к окислению. Сплав 11 обнаруживает сочетание пластичности и стойкости к крипу. Комбинация Nb/W обеспечивает наилучшее сопротивление окислению. Дополнительное микролегирование углеродом позволяет повысить сопротивление крипу, доведя температуры эксплуатации до 840 °С.

Кроме рассмотренных выше применений TiAl, существует еще одна область его использования, а именно при изготовлении клапанов для автомобильных двигателей. Возможны следующие варианты:

- клапаны с полым стволom;
- керамические клапаны;
- титановые клапаны;
- клапаны из алюминидов титана.

Следует подчеркнуть, что клапаны из алюминидов титана имеют более высокотемпературные применения, чем обычные титановые сплавы; они также более перспективны, чем керамические, поскольку некоторая пластичность TiAl (>1 %) обычно наблюдается.

Если говорить о перспективах использования прочностных свойств, то γ -сплавы представляют интерес в том случае, когда важна плотность материала. Для сравнения используют прочностные характеристики, нормированные на плотность, так называемые удельные (specific) величины. Данные по удельной жесткости (отношение модуля Юнга к плотности) при различных температурах при-

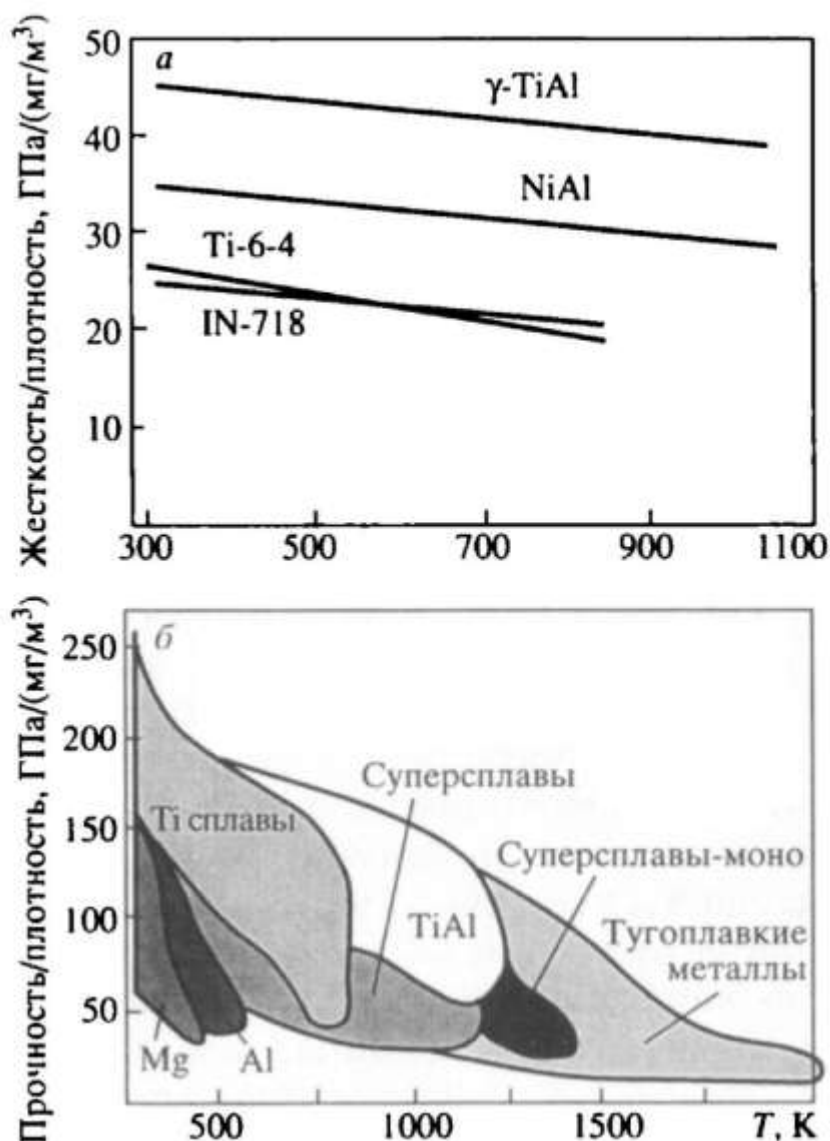
Рис. 1.11. Нормированные к плотности жесткость (а) и прочность (б) в зависимости от температуры для различных материалов [20]

ведены на рис. 1.11, а [20]. Видно явное преимущество γ -TiAl по сравнению с обычным титановым сплавом, а также с никелевым суперсплавом и интерметаллидом NiAl. На рис. 1.11, б приведено отношение прочность/плотность для некоторых сплавов при различных температурах. Указанное отношение для γ -сплавов значительно выше, чем для суперсплавов при всех температурах и выше, чем для титановых сплавов при $T > 500$ К.

Как показывают результаты испытаний, при низких температурах γ -сплавы не имеют преимуществ по крипу перед титановыми сплавами, но обладают более высокой стойкостью к окислению и возгоранию. При $T > 1000$ К γ -сплавы имеют более высокое сопротивление крипу, чем титановые сплавы.

Как показывают результаты испытаний, при низких температурах γ -сплавы не имеют преимуществ по крипу перед титановыми сплавами, но обладают более высокой стойкостью к окислению и возгоранию. При $T > 1000$ К γ -сплавы имеют более высокое сопротивление крипу, чем титановые сплавы.

Область применения γ -TiAl как легкого аэрокосмического материала обширна и включает в себя: компоненты двигателей, реактивные сопла, теплозащитные системы для космических аппаратов, многочисленные листы и стрингеры для поддерживающих структур и т. д. Усилия направлены на то, чтобы ввести γ -TiAl в различные аэрокосмические детали и компоненты, особенно в температурном интервале 600...900 °С. Одним из таких применений являются листы и фольги.



Для каждого типа материалов существует своя температурная ниша: 300...600 °С — для титановых сплавов; 500...1000 °С — для суперсплавов и композитов с металлической матрицей; 900...1200 °С — для сплавов, упрочненных оксидами; 1100...1600 °С — для композитов углерод/углерод и композитов с керамической матрицей. Предполагается, что γ -TiAl займет температурный интервал 600...900 °С и заменит здесь суперсплавы. Исторически суперсплавы используются для высокотемпературных аэрокосмических приложений, благодаря превосходным свойствам при крипе, а также вязкости, стойкости к окислению, стабильности структуры и т. д. Выдающиеся свойства γ -TiAl включают в себя низкую плотность, высокие значения температуры плавления упругих модулей, отношение прочность/плотность, стойкость к окислению и возгоранию, жаропрочность. Однако γ -сплавы имеют недостатки: низкую пластичность при комнатной температуре, низкую вязкость, недостаточно хорошие усталостные свойства, сравнительно высокую скорость роста трещин, возможную пористость при определенных видах термообработки. Даже переход к γ -сплавам второго поколения не позволяет избавиться от указанных недостатков.

На рис. 1.12 приведены данные по тепловым свойствам γ -TiAl и сплава Ti—6Al—4V (мас. %) при различных температурах [21]. Значения теплопроводности k и коэффициента теплового расширения α для γ -TiAl на 30—40 и 20 % соответственно выше, чем для титанового сплава. Из-за разности модулей Юнга E значение величины $k/\alpha E$ для γ -TiAl примерно на 70 % выше, чем для титанового сплава. Поскольку именно эта величина определяет поведение материала при быстром, в том числе и циклическом, изменении температуры, то преимущество γ -TiAl перед титановыми сплавами при таких испытаниях становится очевидным.

Свойства γ -сплавов крайне чувствительны к микроструктуре. Авторы [22] предложили следующую классификацию микроструктур γ -сплавов:

- почти γ -микроструктура (NG);
- дуплексная (D) микроструктура;
- почти ламельная микроструктура (NL);
- полностью ламельная микроструктура (FL).

Почти γ -структура состоит из крупных γ -зерен, связанных областями, заполненными мелкими γ - и α_2 -зернами.

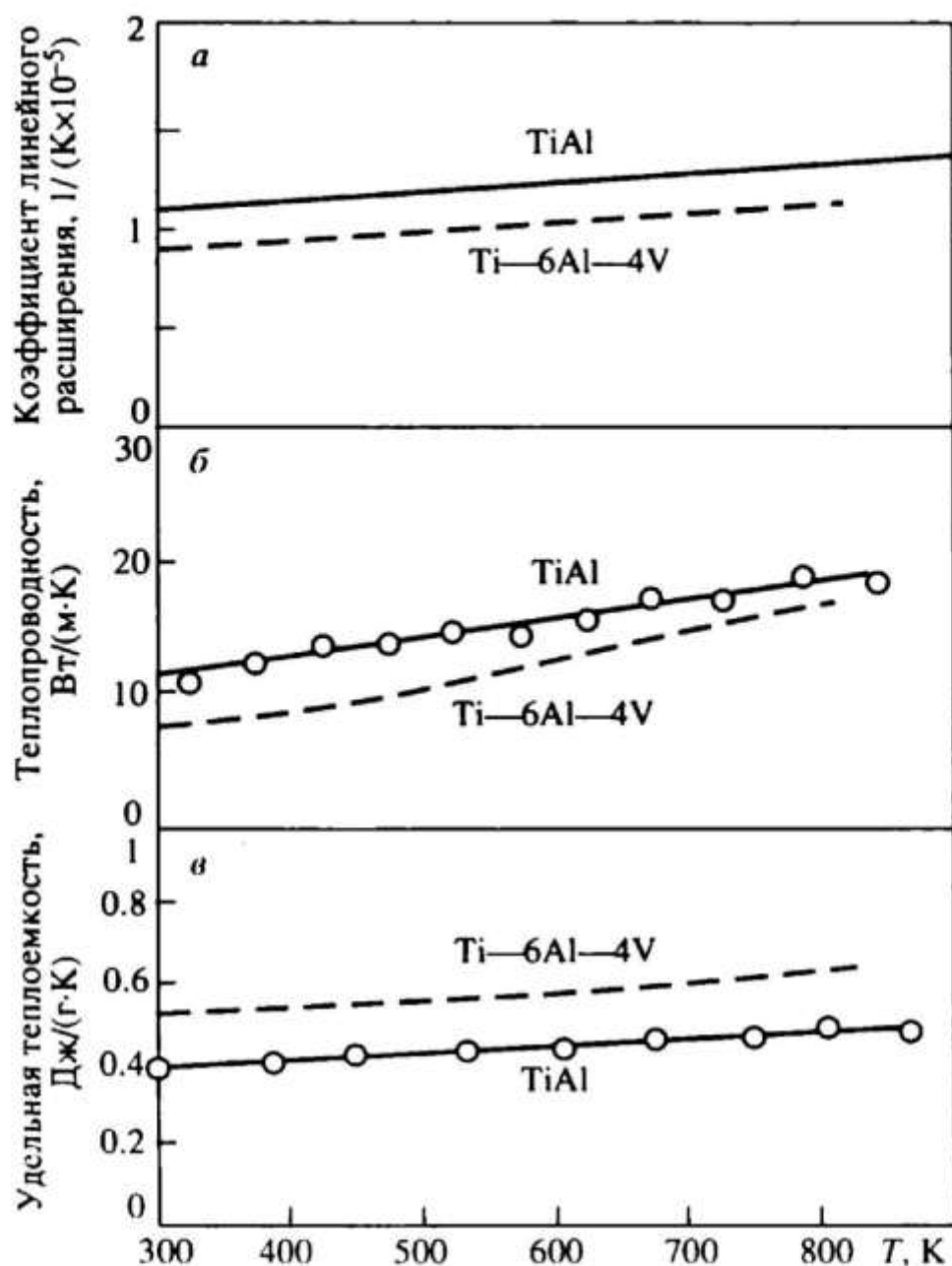


Рис. 1.12. Зависимость некоторых тепловых свойств почти эквивалентного сплава TiAl от температуры; для сравнения приведены данные для сплава Ti-6Al-4V (мас. %) [21]

Тонкая дулексная микроструктура образована мелкими γ -зернами, мелкими ламельными зернами и α_2 -частицами. Почти ламельная структура образована крупными ламельными зернами и составляющими малую часть объема мелкими γ -зернами. Полностью ламельная структура состоит только из ламельных зерен. Влияние упоминаемых выше микроструктур на механические свойства γ -сплавов можно определить следующим образом: FL-структура обнаруживает низкую пластичность и прочность (растяжение), особенно при комнатной температуре, но относительно высокую вязкость разрушения и превосходные свойства при крипе. Дулексная структура показывает достаточную

пластичность и прочность (растяжение) при комнатной и повышенных температурах, но низкую вязкость разрушения и сопротивление крипу. Оптимальный баланс между вязкостью разрушения и сопротивлением крипу, с одной стороны, пластичностью и прочностью при растяжении, с другой стороны, ожидается для мелкозернистой полностью ламельной структуры с мелкими зернами γ -фазы на границах ламельных зерен.

Последовательная замена никелевых суперсплавов γ -сплавами оказалась успешной, в первую очередь, благодаря реализации присущего TiAl комплекса свойств за счет создания ламельной структуры. Ламельная структура обеспечивает баланс свойств. Контроль за нею позволяет выявить неблагоприятным образом ориентированные колонии ламелей. Недавно было показано, что прочность ламельной структуры крайне чувствительна к размеру зерна и толщине ламелей. Уменьшение размера зерен оказывается эффективным способом улучшения пластичности при комнатной температуре. Путем добавления бора (0.5—1 ат. %) размер колонии ламелей в литом сплаве может быть уменьшен от 1000—2000 до 50—300 мкм. Сочетание пластичности и чувствительности прочности к размеру зерна открывает перспективы для конструирования нового класса γ -сплавов. Ламельная структура обеспечивает также хорошие усталостные свойства при высокотемпературных испытаниях, причем уровень этих свойств выше, чем у суперсплавов.

Будущее γ -сплавов как жизнеспособных инженерных материалов существенно зависит от того, насколько быстро и эффективно будет разработана полная технология состав—процесс—структура—свойства. На рис. 1.13 представлены плотность и планируемые температуры эксплуатации для ряда сплавов, в основном системы Nb—Ti—Al [23]. На рис. 1.14 приведены результаты испытаний по крипу ряда сплавов при различных температурах: зависимость напряжения от параметра Ларсона—Миллера, включающего в себя время t до разрыва [23]. Сразу видно, какое положение занимает TiAl среди других сплавов, в том числе суперсплавов (MA754).

Наблюдаются [24] три типа кривых ползучести в зависимости от уровня напряжения (рис. 1.15, *a*). При высоких напряжениях кривая $\epsilon(t)$ подобна наблюдаемой в обыч-

Рис. 1.13. Плотность и возможные температуры эксплуатации различных сплавов системы Nb—Ti—Al [23]; во всех случаях, кроме NiAl-монокристалла, указаны металлы и соединения, составляющие основу сплавов

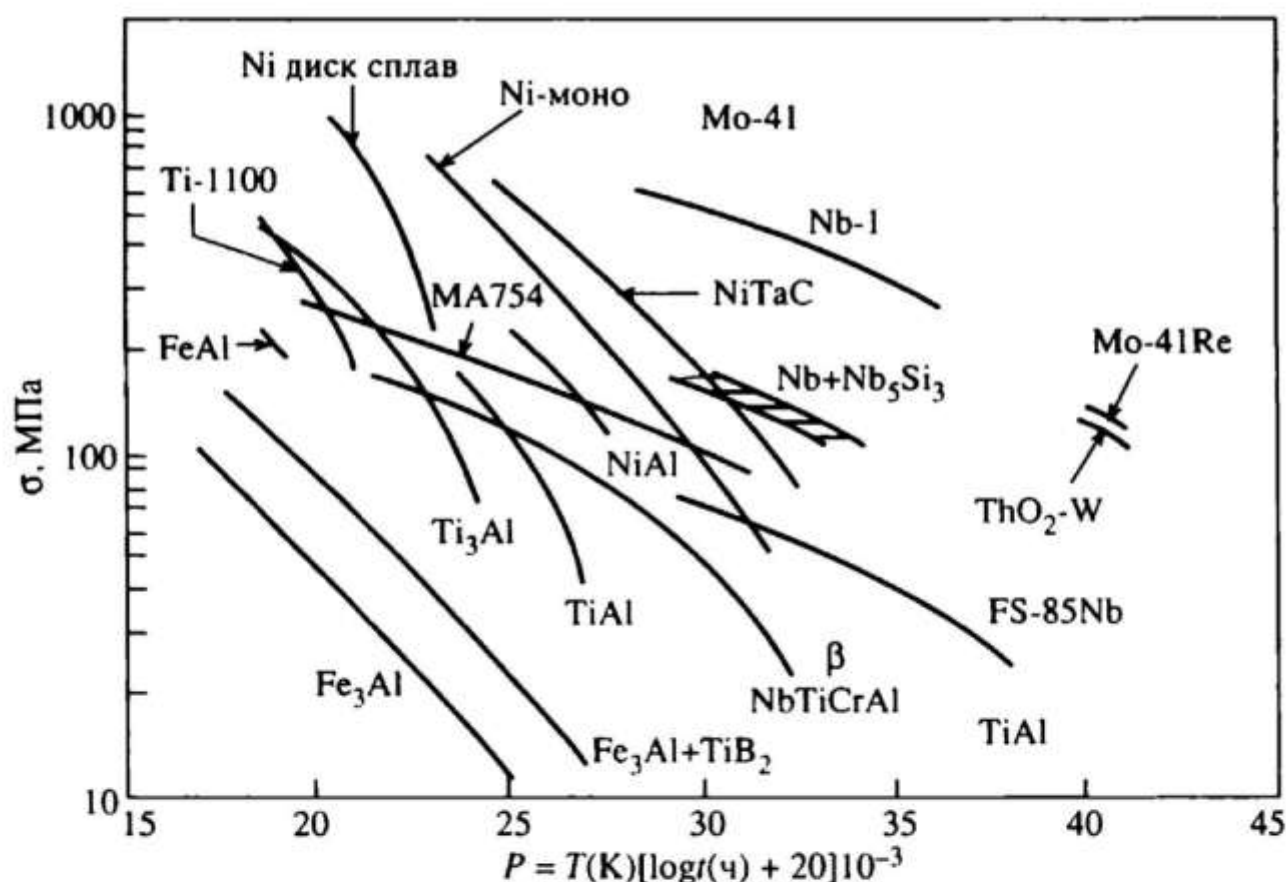
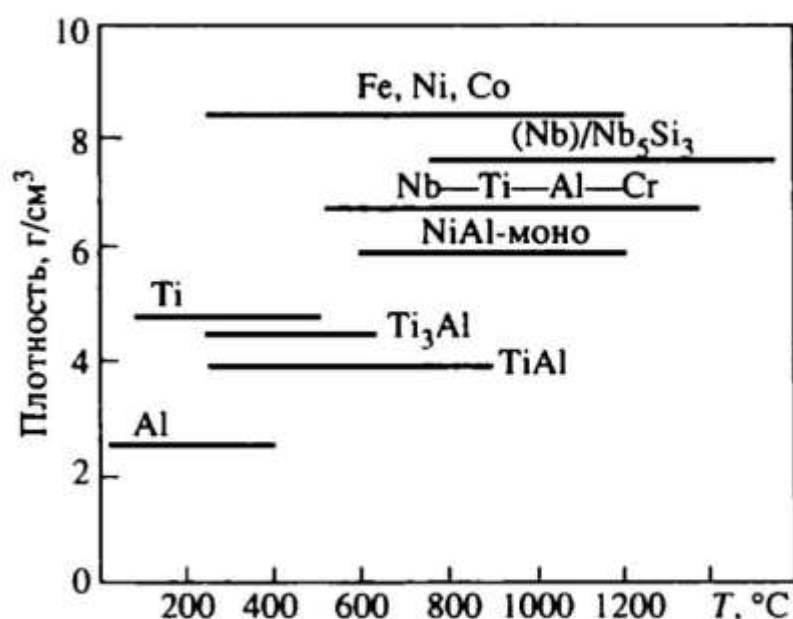


Рис. 1.14. Данные по криву для различных материалов при различных температурах и нагрузках: зависимость напряжения от параметра Ларсона—Миллера [23]

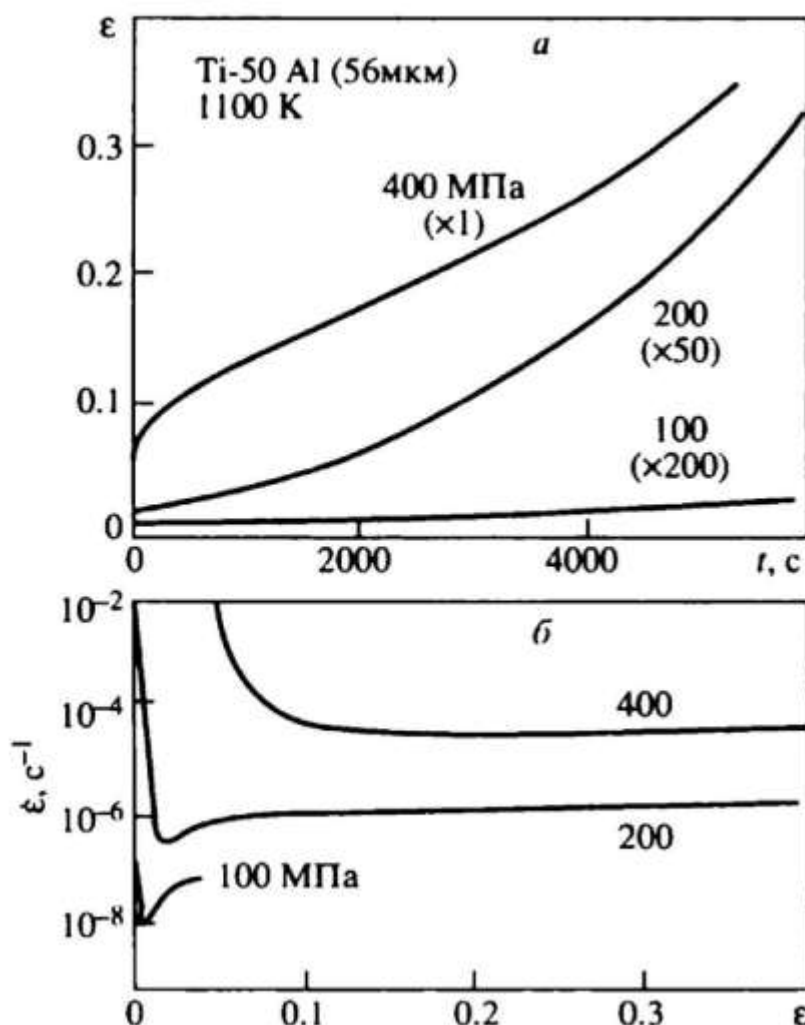


Рис. 1.15. Типичные кривые крипа при сжатии однофазного поликристалла TiAl [24]

ных металлах. При промежуточных напряжениях короткая квазистационарная стадия возникает после нормальной первичной стадии. Далее идет период ускорения, в течение которого наблюдается вторая стадия квазистационарного крипа. При низких напряжениях развитая стадия квазиста-

ционального крипа начинается после очень короткой стадии первичного крипа. Характерные особенности видны на кривых $\log \dot{\epsilon}$ в зависимости от ϵ (рис. 1.15, б). При высоких напряжениях скорость крипа $\dot{\epsilon}$ уменьшается монотонно с ростом ϵ до 10—20 % и достигает своего квазистационарного значения. При промежуточных напряжениях $\dot{\epsilon}$ уменьшается резко с ростом ϵ до 1—3 %, достигает минимума, а затем начинает возрастать. Вначале $\dot{\epsilon}$ возрастает резко и на один—два порядка превосходит минимальное значение $\dot{\epsilon}_{\min}$. На более поздней стадии на кривой $\log \dot{\epsilon}$ — ϵ наблюдается плато. При низких напряжениях $\dot{\epsilon}$ уменьшается значительно в самом начале деформации, а далее, как и в предыдущем случае, достигает минимума, а затем быстро растет. При изменении глубины $\dot{\epsilon}_{\min}$ экстремума и времени его наблюдения изменяется поведение сплава при крипе: увеличение глубины $\dot{\epsilon}_{\min}$ и соответствующего значения ϵ улучшают сопротивление крипу и долговечность, т. е. время до разрушения.

На рис. 1.16 приведены типичные кривые крипа для обсуждаемых выше микроструктур сплава Ti—48Al при

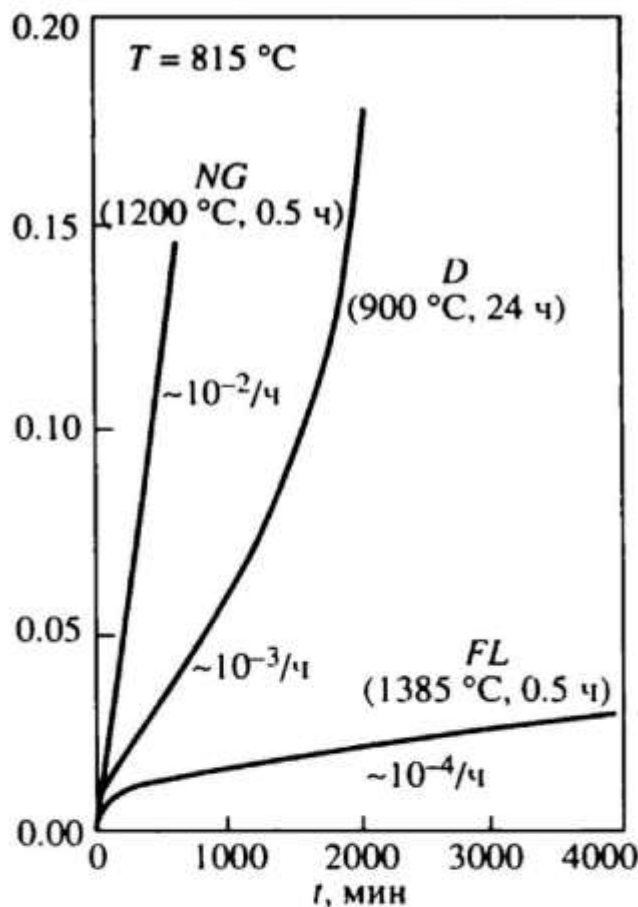
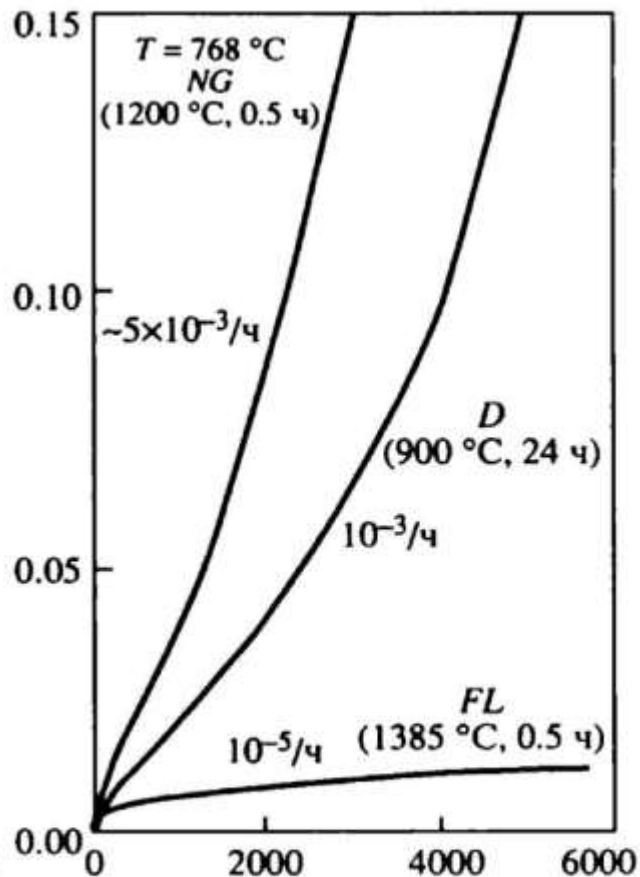
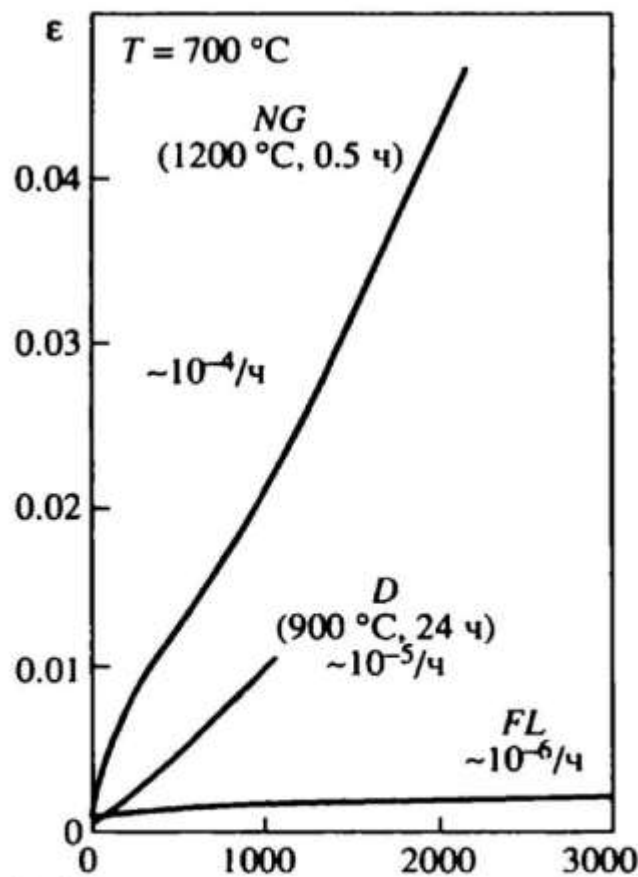


Рис. 1.16. Типичные кривые крипа при различных температурах (первоначальное напряжение 207 МПа) для сплава Ti—48Al с микроструктурами NG , FN и D ; вблизи кривых указаны соответствующие значения $\dot{\epsilon}_{\min}$ (1/ч) [26]

различных температурах [25]. Видно, что для изучаемых микроструктур стадия первичного крипа наименьшая при 700 °С и удлиняется при повышенных температурах. Напротив, область с минимальной скоростью крипа наблюдается при 700 °С, но становится менее определенной при повышенных температурах. Свойства при крипе очень чувствительны к структуре и температуре. Минимальная скорость крипа для всех исследуемых структур возрастает примерно на два порядка при изменении температуры от 700 до 815 °С. Обнаружено, что величина $\dot{\epsilon}_{\min}$ является наибольшей для *NG*- и наименьшей — для *FL*-структуры, для которой $\dot{\epsilon}_{\min}$ составляет примерно 10^{-6} 1/ч при температуре 700 и 10^{-4} 1/ч — при 815 °С. Соответственно полная деформация при крипе значительно меньше для *FL*-структуры (3 % после 4000 мин при 815 °С) по сравнению с измеренной при той же температуре деформацией для дуплексной (17.5 % после 2000 мин) и *NG* (15 % после 750 мин)-структур. Таким образом, полностью ламельная (*FL*) структура оказывает максимальное сопротивление крипу.

В настоящей главе мы не рассматривали вопрос о температурной аномалии предела текучести в *TiAl* и о сопутствующей ей эволюции дислокационной структуры. Этому посвящены последующие главы.

Сплав *Ti₂AlNb*, основанный на орторомбической фазе, имеет более высокое отношение прочность/плотность, лучшую пластичность при комнатной температуре, большую вязкость разрушения по сравнению с алюминиды *TiAl* и *Ti₃Al* [26]. Установлено, что сплав *Ti—22Al—27Nb*, содержащий *O*-фазу и *ОЦК*-фазу (β или *B2*), обладает хорошим сочетанием высокотемпературной прочности, комнатно-температурной пластичности и вязкостью разрушения. Однако взаимосвязь между термообработками, гетерофазными микроструктурами и свойствами орторомбических алюминидов титана пока еще до конца не понята.

Итак, алюминиды титана и сплавы на их основе представляют значительный интерес для авиационной и аэрокосмической техники вследствие высокой стабильности, жаропрочности и жаростойкости. Они являются перспективными материалами для изготовления опор трубопроводов, уплотнителей кожуха, статора компрессора, воздуш-

ных фильтров камеры низкого давления, деталей сопла, лопаток компрессора, корпуса турбины авиационных двигателей. Алюминиды титана могут быть использованы для изготовления элементов обшивки космических аппаратов, сотовых конструкций сверхзвуковых летательных аппаратов и элементов их теплозащитных систем. Они уже применяются для изготовления выхлопных клапанов, деталей турбокомпрессоров и других элементов двигателей автомобилей взамен жаропрочных нержавеющей сталей и никелевых сплавов.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ АНОМАЛИЯ ПРЕДЕЛА ТЕКУЧЕСТИ И ДИСЛОКАЦИОННАЯ СТРУКТУРА ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ ТИПА Ni_3Al

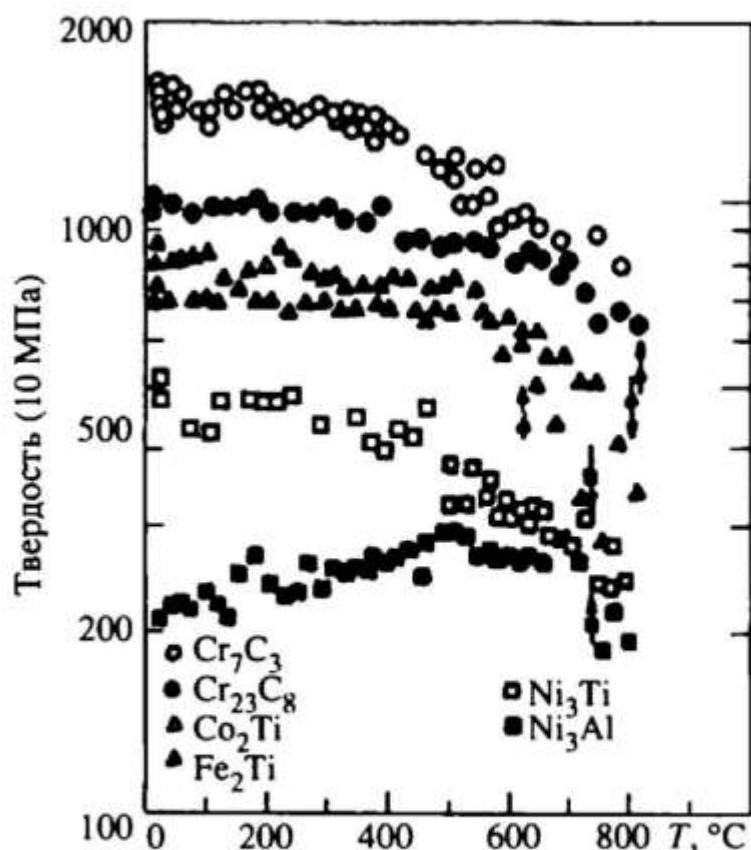
Удивительной особенностью, присущей некоторым из интерметаллидов, является температурная аномалия предела текучести $\sigma_y(T)$, т. е. рост $\sigma_y(T)$ с повышением температуры в определенном температурном интервале (так называемая положительная температурная зависимость $\sigma_y(T)$). Впервые наблюдаемая в сплаве Ni_3Al аномалия $\sigma_y(T)$ далее обнаружена во многих сплавах со сверхструктурой $L1_2$, а также с другими сверхструктурами. Обнаружены и другие особенности деформационного поведения интерметаллидов в области аномального хода $\sigma_y(T)$: аномальная зависимость коэффициента упрочнения $\theta(T)$ от температуры и слабая зависимость напряжения течения от скорости деформации $\dot{\epsilon}$. Наличие заблокированных сверхдислокаций в области аномального хода $\sigma_y(T)$ и смена октаэдрического скольжения кубическим при переходе через температуру пика $\sigma_y(T)$ сопровождают немонотонный ход деформационных характеристик. Далее мы рассмотрим экспериментальные результаты изучения деформационного поведения и микроструктуры сплавов со сверхструктурой $L1_2$ и изложим кратко представления о дислокационных превращениях, ответственных за аномалии деформационных характеристик.

2.1. МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ СО СВЕРХСТРУКТУРОЙ $L1_2$

На рис. 2.1 представлены полученные Вестбруком [1] значения твердости при различных температурах для нескольких материалов. Это замечательный рисунок, который редко приводится в литературе. Именно здесь пред-

Рис. 2.1. Температурная зависимость твердости для различных материалов [1]. При смене единиц здесь и далее используется приближенное соотношение $1 \text{ кг/мм}^2 = 10 \text{ МПа}$

ставлены первые данные по аномалии механических свойств: твердость в Ni_3Al не падает, как обычно, с ростом температуры, а повышается вплоть до 600°C . Позже многочисленные данные по аномалии твердости в различных сплавах были представлены в [2].



Типичная кривая $\sigma_y(T)$ для поликристалла Ni_3Al [3] показана на рис. 2.2, а. Видно, что при сжатии и растяжении значения предела текучести не совпадают. На рис. 2.2, б приведены [4, 5] кривые $\sigma_y(T)$ для ряда интерметаллидов со сверхструктурой $L1_2$ (приведены данные, полученные при сжатии). Далее мы будем специально отмечать те случаи, когда использовалось растяжение, в остальных же случаях имеется в виду, что испытание проводилось путем сжатия.

Как показано в [6], аномалия напряжения течения наблюдается лишь начиная с некоторых значений степени деформации (рис. 2.3, а). На рис. 2.3, б приведены данные для монокристалла $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{W})$, также показывающие, что микропредел текучести, в отличие от предела текучести, имеет нормальный температурный ход [7].

На рис. 2.4 показаны деформационные кривые для монокристаллов Ni_3Ge при различных температурах и ориентировках [8]. Ориентировки указаны на стереографическом треугольнике (см. рис. 2.8, г). На рис. 2.5 представлены деформационные кривые для монокристаллов $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ с ориентировкой, близкой к $[001]$, при различных температурах и степенях деформации [9]. Как видно из кривых $\sigma(\epsilon)$ на рис. 2.4, 2.5, в некоторых температурных интервалах величины $\sigma_y(T)$ и $\theta(T)$ растут одновременно, но

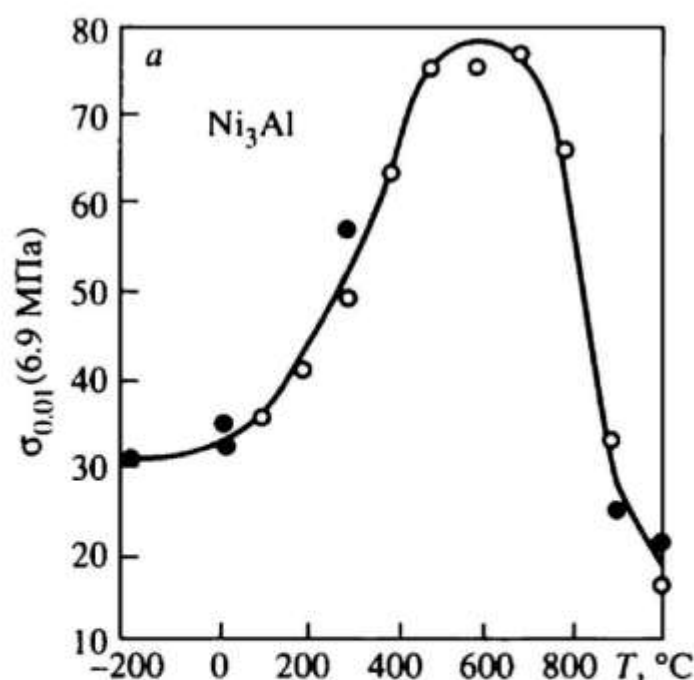
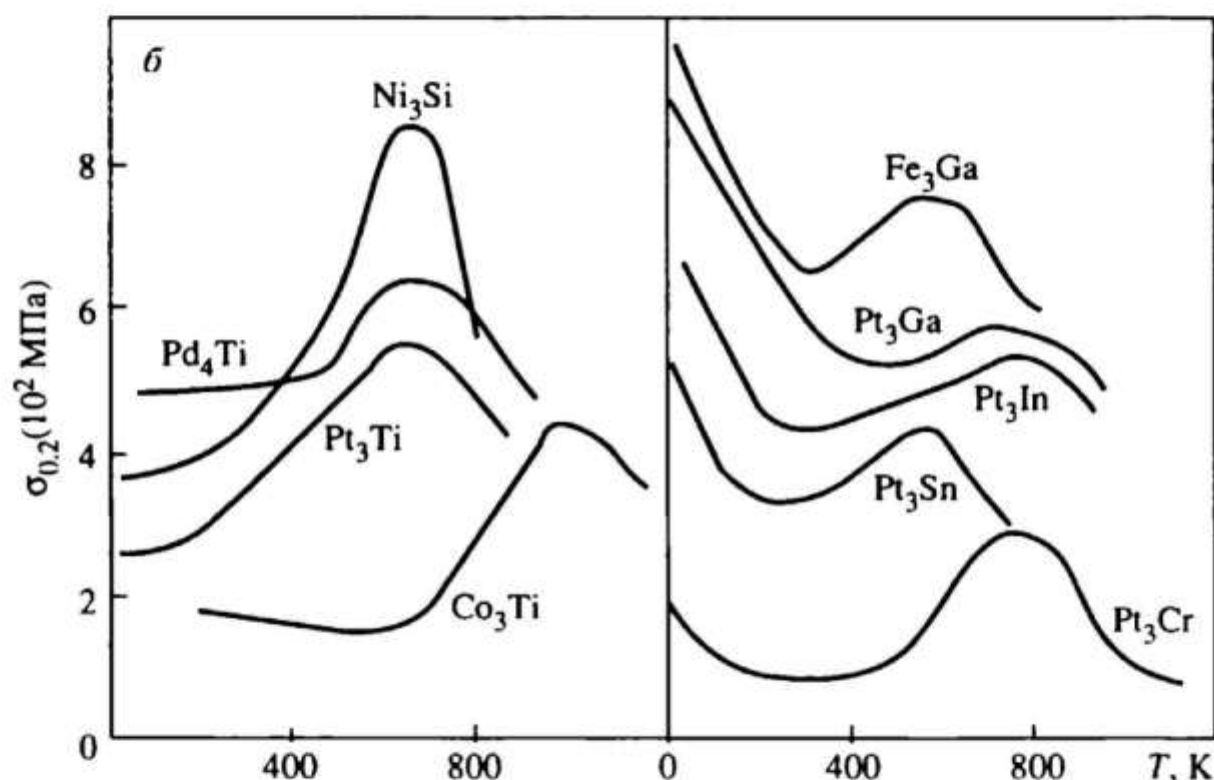


Рис. 2.2. Температурная зависимость предела текучести для поликристаллов:

a — Ni_3Al [3] при сжатии (светлые кружки) и растяжении (темные); b — Co_3Ti , Ni_3Si [4] и других сплавов [5]



в целом температурная зависимость $\theta(T)$ не повторяет $\sigma_y(T)$. Кроме того, обращают на себя внимание те высокие значения, которых достигает коэффициент упрочнения вблизи максимума. Как отмечается в обзоре Вайсьера и Саада [10], для $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Hf})$ эти значения составляют 0.1—0.25 μ , а для $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ достигают 0.64 μ при $[111]$ ориентировке (μ — модуль сдвига). Для сравнения заметим, что в ГЦК металлах коэффициент упрочнения составляет примерно $0.5 \cdot 10^{-3} \mu$ при одиночном скольжении и на порядок больше — при множественном. На рис. 2.4, 2.5 видна ха-

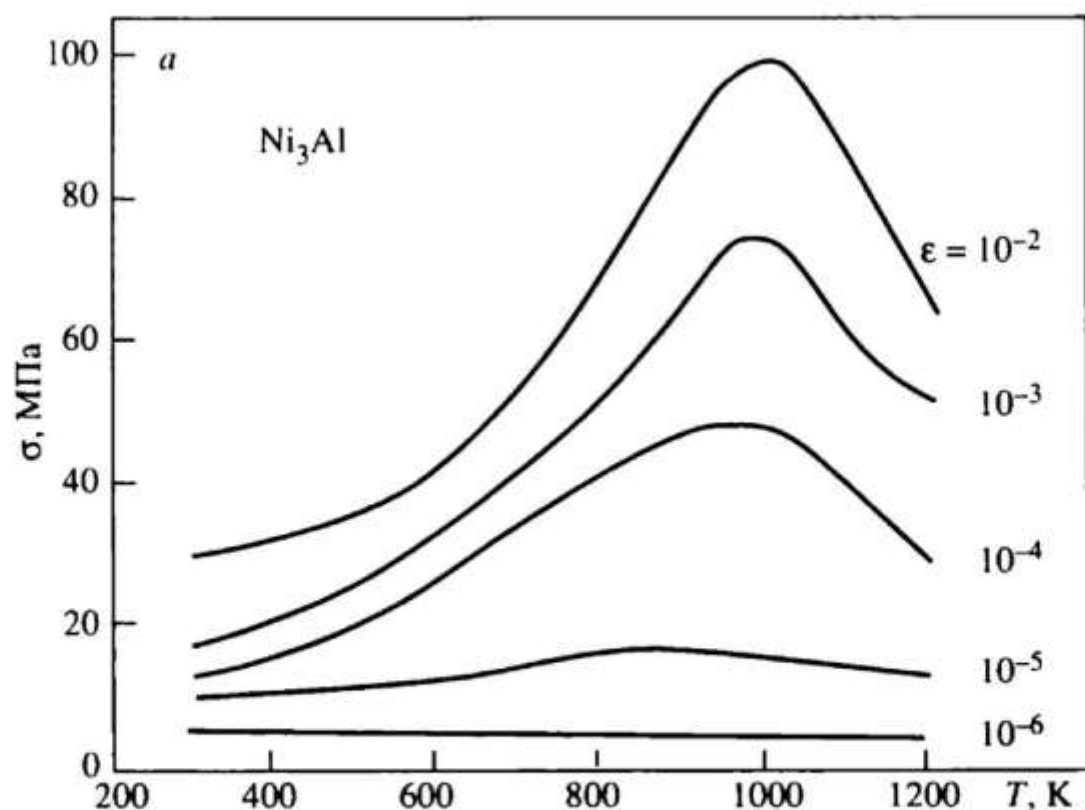
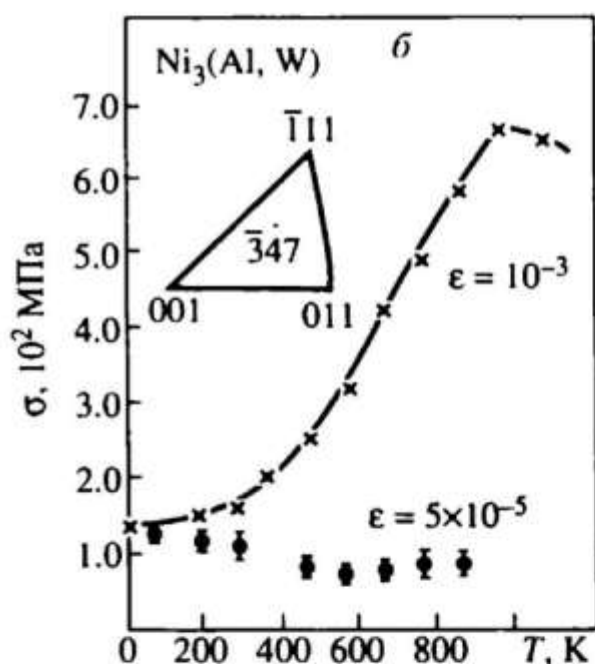


Рис. 2.3. Зависимость напряжения течения от температуры и степени деформации:

a — поликристалл Ni_3Al [6];
б — монокристалл $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{W})$ [7]



ракторная форма деформационных кривых при высоких температурах: кривые $\sigma(\epsilon)$ имеют плато.

Рис. 2.6 демонстрирует упоминаемое выше различие в температурной зависимости предела текучести и коэффициента упрочнения [11]. На рис. 2.6, *a* даны значения приведенного предела текучести при различных температурах для монокристаллов состава Ni_3Al с ориентировкой, близкой к $[001]$. Здесь и далее для того, чтобы отличать приведенный предел текучести от аксиального, на графике используется для приведенных величин обозначение

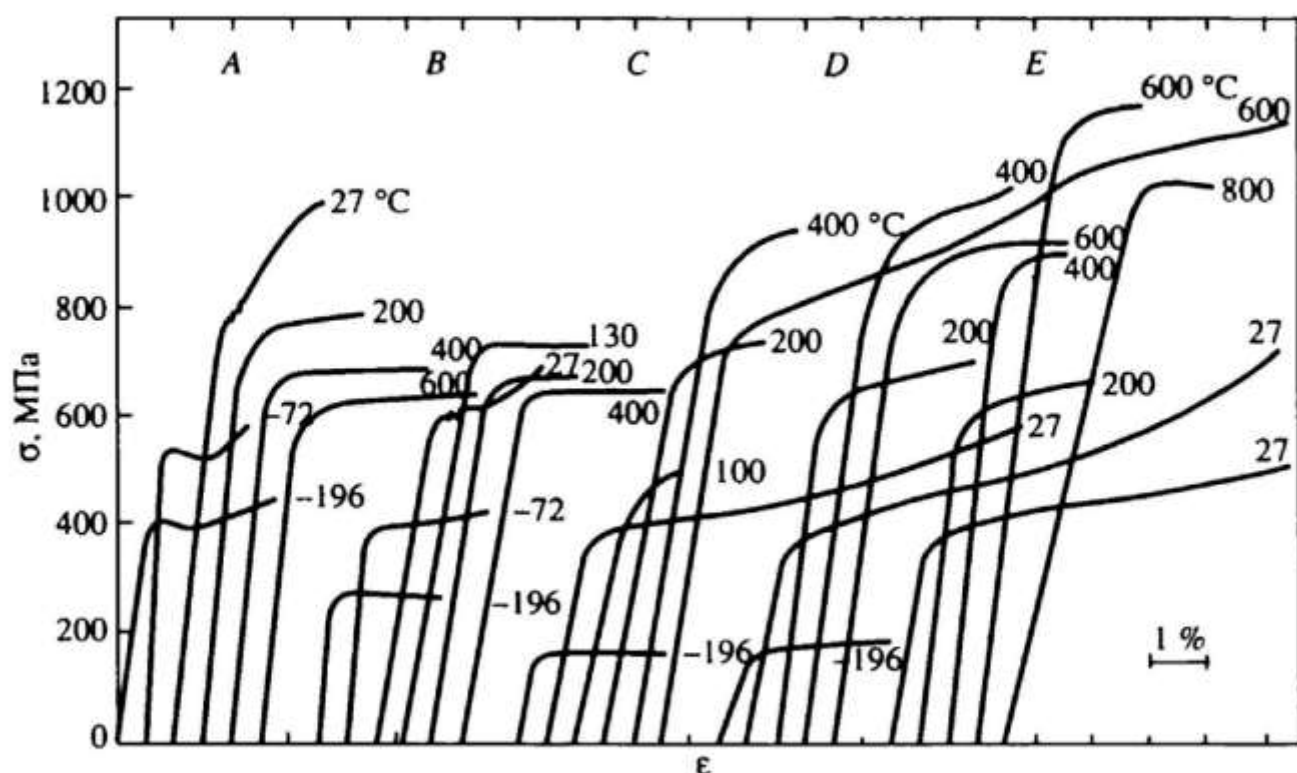


Рис. 2.4. Деформационные кривые для монокристаллов Ni_3Ge при различных температурах и ориентировках [8]

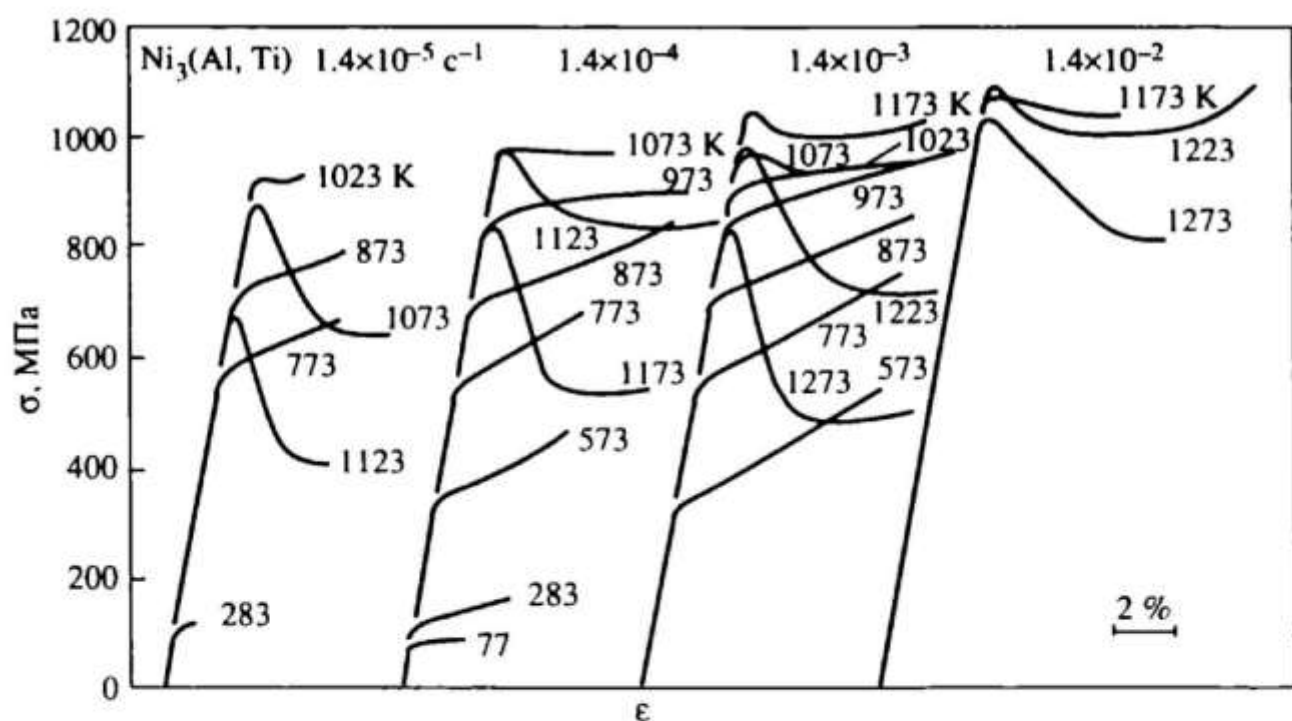


Рис. 2.5. Деформационные кривые для [001] монокристаллов $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ при различных температурах и степенях деформации [9]

$\sigma_{0.2}\{111\} <110>$. Изучались сплавы с различным отклонением от стехиометрии. Как видно из рис. 2.6, а, при изучаемой ориентировке не наблюдался переход к нормальному ходу $\sigma_y(T)$, хотя температура и превышала 1100 К. В то же время коэффициент упрочнения $\theta(T)$ имеет максимум вблизи температуры 800 К для состава Ni—23Al (рис. 2.6, б). Сдвиг пика $\theta(T)$ в область более низких температур по сравнению с пиком $\sigma_y(T)$ является, по-видимому, достаточно общей закономерностью. В этом смысле предельный случай наблюдается в упорядоченном сплаве Cu₃Au (см. обзор [12]). При повышении температуры от 77 до 300 К величина $\theta(T)$ растет (рис. 2.7), тогда как аномалия $\sigma_y(T)$ вообще не обнаружена.

На рис. 2.8 приведены кривые $\sigma_y(T)$ для монокристаллов Ni₃(Al, Nb) [13], Ni₃(Al, Ti) [14], Ni₃(Al, W) [15], Ni₃Ge [8], Ni₃Ga [16], Co₃Ti [17]. Заметим, что только данные для Co₃Ti получены при растяжении. Видна зависимость формы кривых от ориентации. Как температура $T_{\max}$ пика $\sigma_y(T)$, так и максимальное значение предела текучести зависят от ориентации. Существенно различно превышение максимального значения предела текучести над соответствующим значением при комнатной температуре, достигаемое для различных сплавов. Указанное превышение меняется примерно от 2 до 7 в зависимости от выбора сплава.

Рис. 2.9 демонстрирует асимметрию предела текучести интерметаллида Ni₃(Al, Nb) при смене знака приложенного напряжения [18]. Для одних ориентаций кривая $\sigma_y(T)$ при сжатии расположена выше, чем при растяжении, для других — ниже. Это свидетельствует о нарушении закона Шмида. На это же указывает и ориентационная зависимость приведенного напряжения.

При исследовании скачков напряжения в результате изменения скорости деформации $\dot{\epsilon}$ обнаружено, что форма скачка зависит от температуры [6]. На рис. 2.10 показаны типичные формы кривых $\sigma(\epsilon)$ при изменении $\dot{\epsilon}$ для различных температур. Смена типа скачка в Ni₃Al происходит вблизи температуры 400 °С. Величина скачка $\Delta\sigma/\sigma$ при промежуточных температурах мала и составляет ≈ 0.01 при стократном увеличении $\dot{\epsilon}$, тогда как для благородных металлов $\Delta\sigma/\sigma \approx 0.01—0.02$ при десятикратном увеличении $\dot{\epsilon}$.

В результате измерения скачков напряжения при изменении скорости деформации определяется параметр скоро-

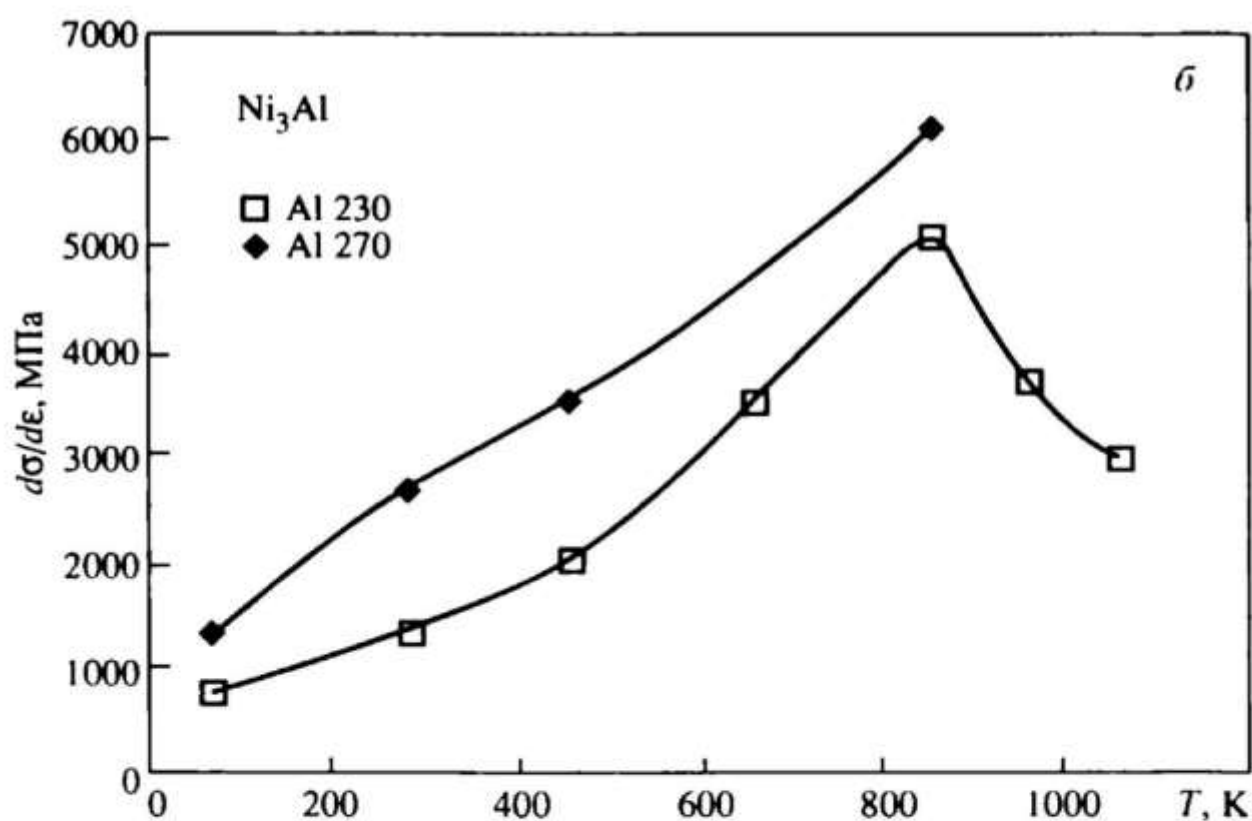
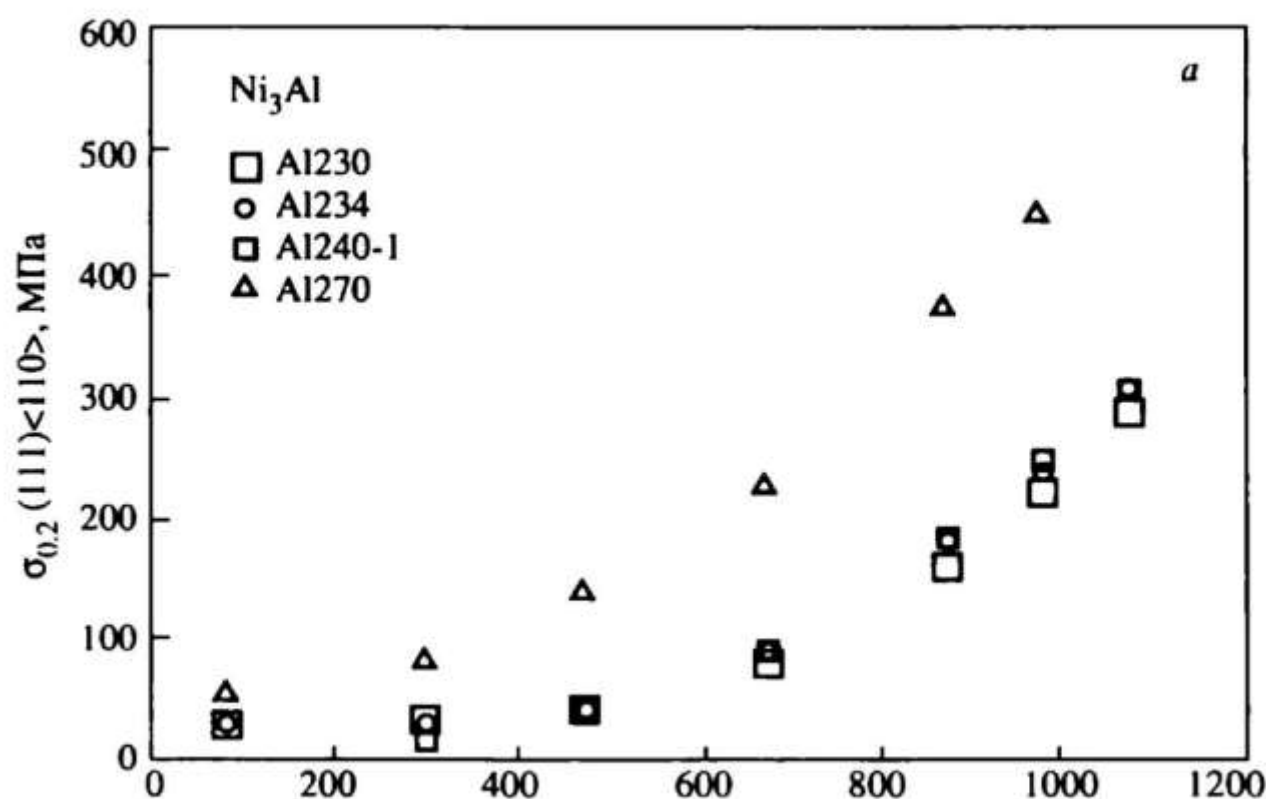


Рис. 2.6. Температурная зависимость приведенного предела текучести (а) и коэффициента упрочнения (б) для [001] монокристаллов бинарных сплавов Ni_3Al [11]

стной чувствительности (strain-rate sensitivity) напряжения течения, равный

$$S = (1/T) (d \ln \sigma / d \ln \dot{\epsilon})_T. \quad (2.1)$$

Температурная зависимость параметра S для Ni_3Al приведена на рис. 2.11 для случая как возрастания $\dot{\epsilon}$, так и уменьшения (пунктирная линия). Видно, что параметр S с повышением температуры вначале падает, затем в некотором температурном интервале сохраняет низкое значение, а далее растет. Установлено, что слабая скоростная чувствительность напряжения течения сопровождается аномальную температурную зависимость предела текучести.

Существенной закономерностью, сопутствующей температурной аномалии предела текучести, является уменьшение пластичности [19] по мере приближения к температуре $T_{\max}$ пика $\sigma_y(T)$. На рис. 2.12 приведены типичные деформационные кривые для поликристалла (а) и монокристалла (б) Ni_3Al при комнатной температуре. Как видно из рис. 2.12, а, поликристалл при сжатии удастся продеформировать на несколько процентов, но при растяжении разрушение наступает значительно раньше. Как уже говорилось в главе 1, такое поведение поликристалла Ni_3Al связано с зернограничным охрупчиванием. Монокристалл Ni_3Al обнаруживает высокую пластичность: удлинение при комнатной температуре превышает 100 % (см. рис. 2.12, б). На рис. 2.13, а представлена температурная зависимость напряжения течения, соответствующего различным степеням деформации. Температурная зависимость пластичности δ (удлинения до разрушения) показана на рис. 2.13, б, а напряжения разрушения (предельного

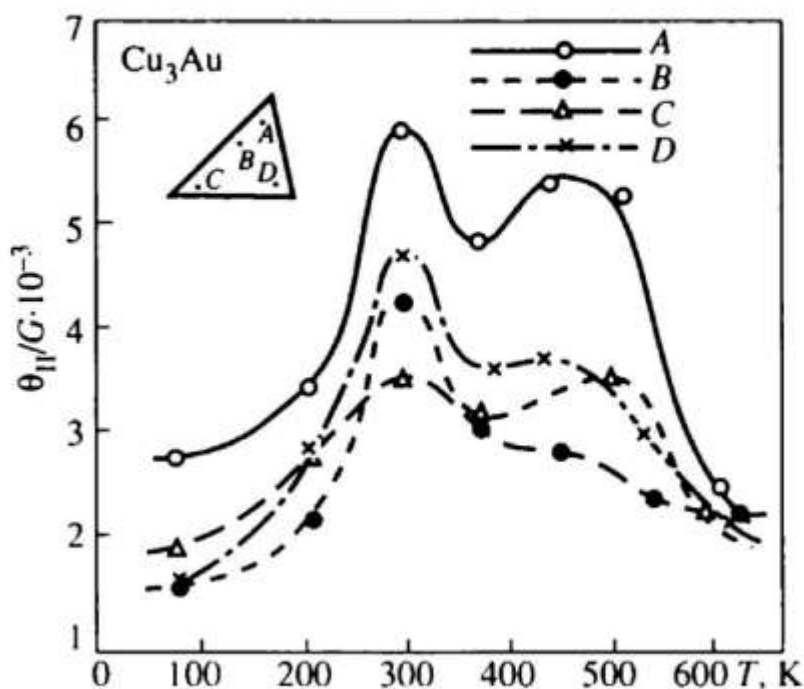


Рис. 2.7. Температурная и ориентационная зависимости коэффициента упрочнения θ_{11} монокристаллов Cu_3Au при растяжении [12]

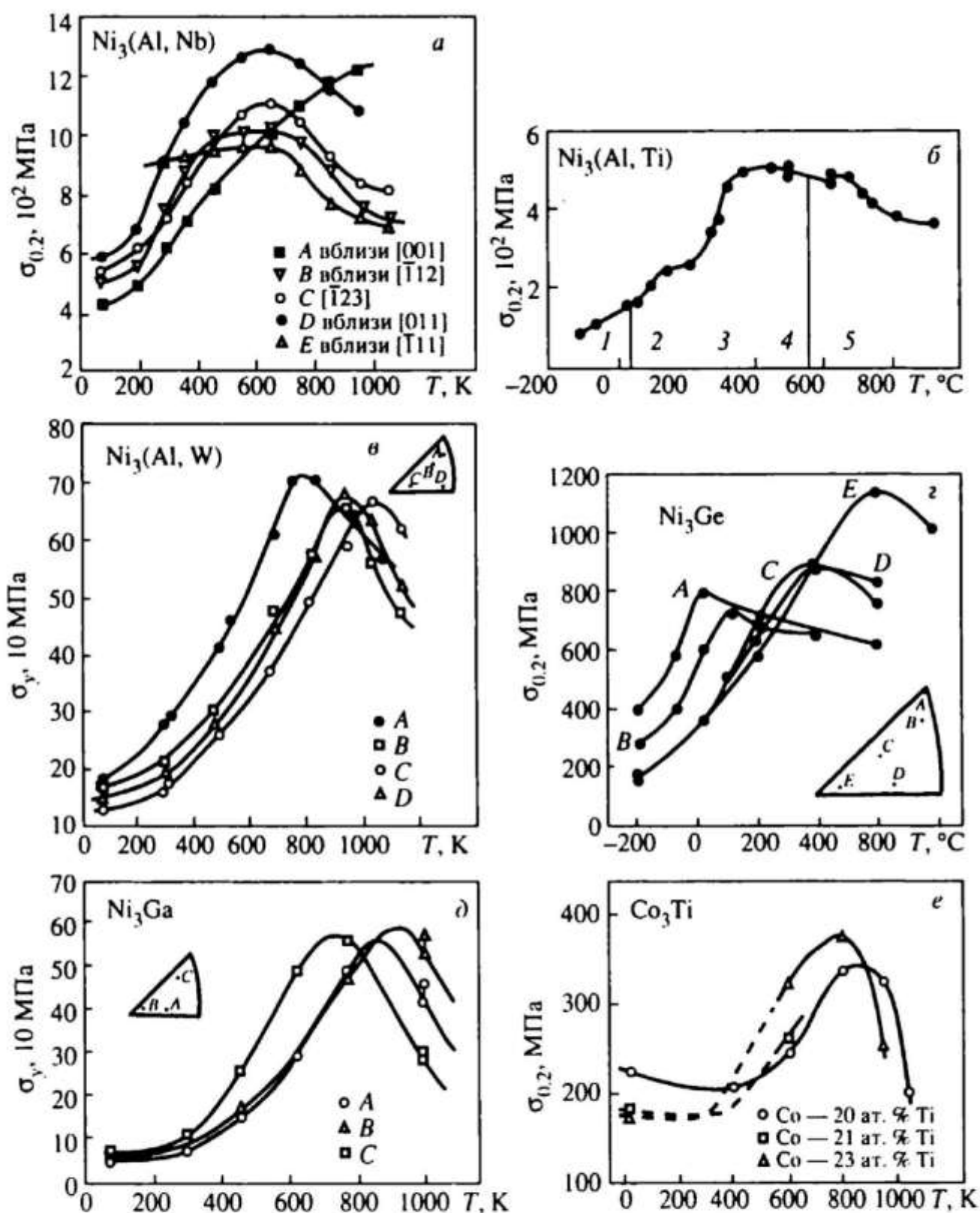


Рис. 2.8. Температурная зависимость предела текучести для монокристаллов $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$ [13] (а), $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ [14] (б), $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{W})$ [15] (в), Ni_3Ge [8] (г), Ni_3Ga [16] (д), Co_3Ti [17] (е)

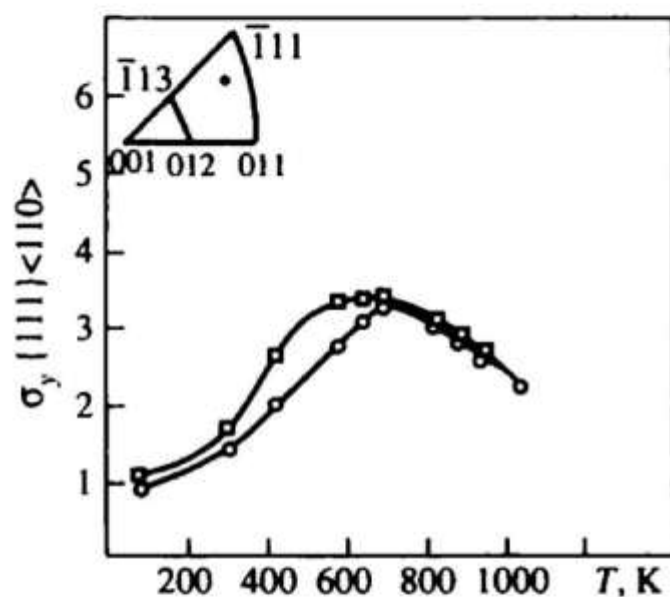
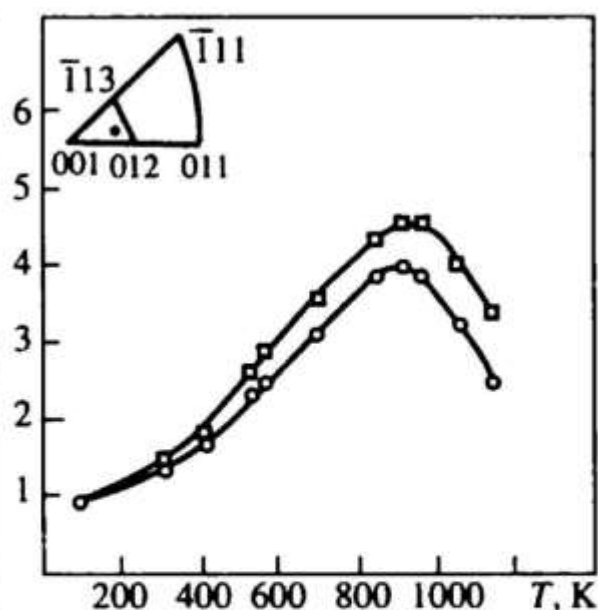
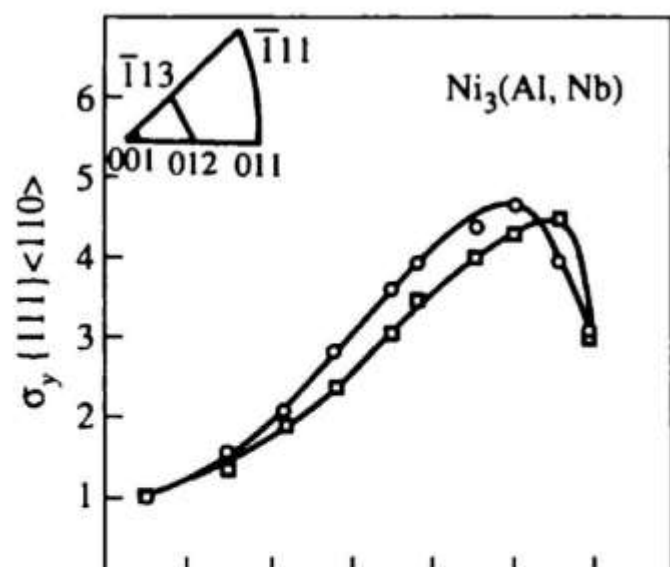


Рис. 2.9. Температурная зависимость предела текучести монокристаллов $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$ при сжатии (квадраты) и растяжении (кружки) [18]

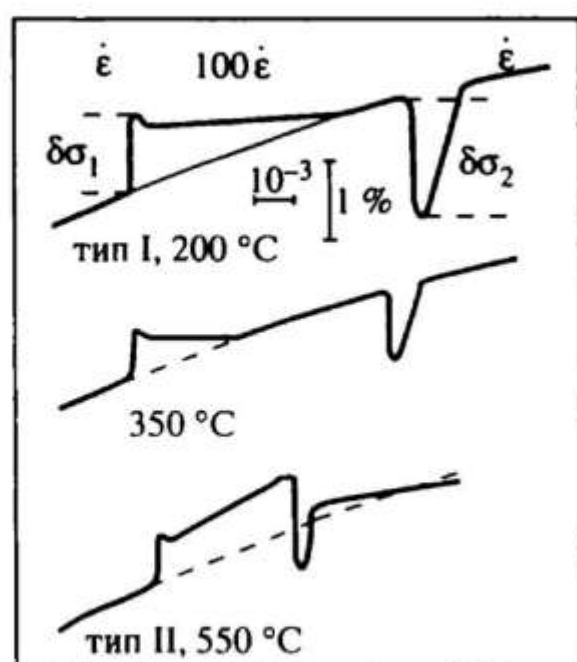


Рис. 2.10. Скачки напряжения при изменении скорости деформации $\dot{\epsilon}$ в Ni_3Al при разных температурах [6]

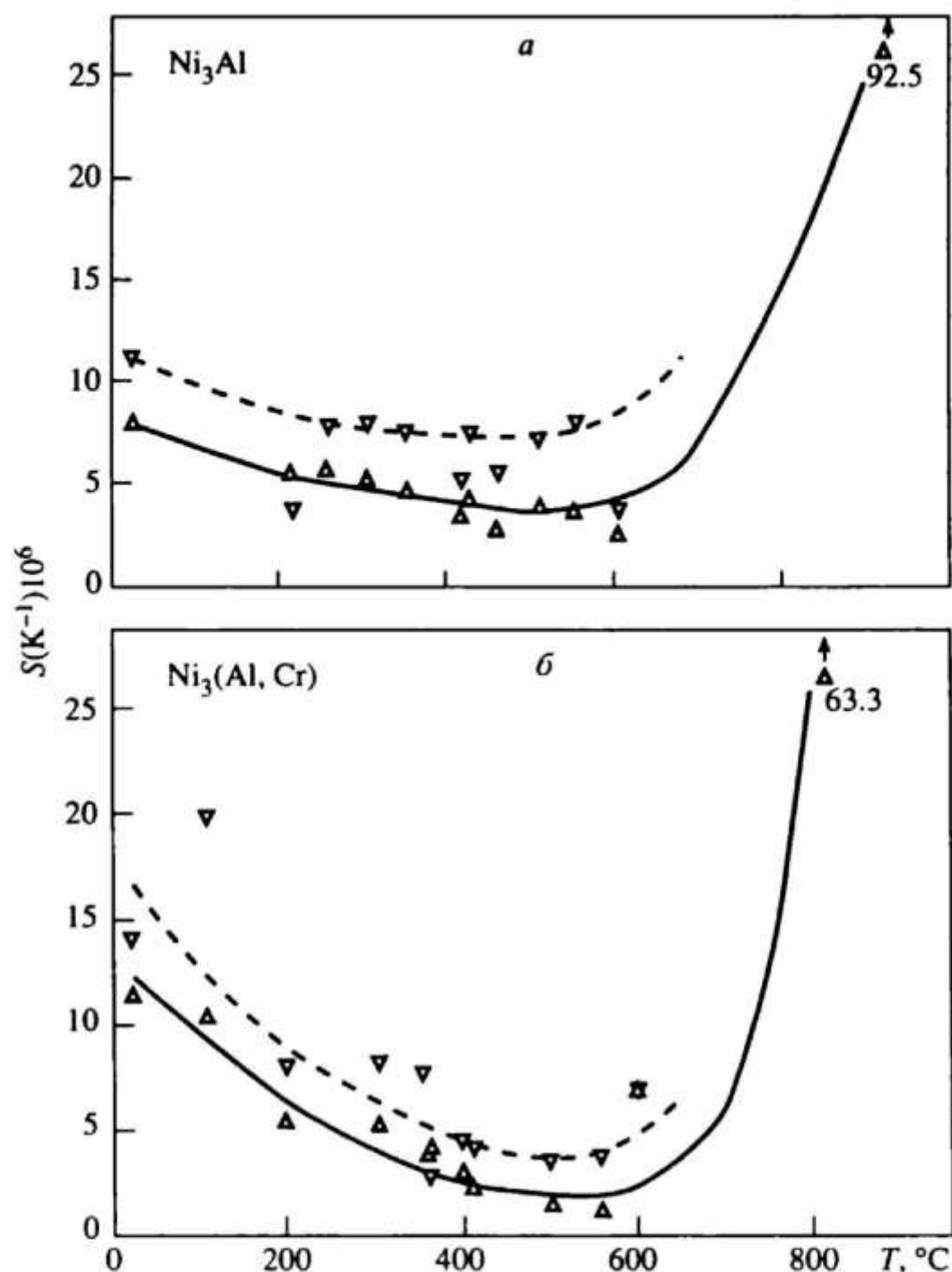


Рис. 2.11. Температурная зависимость параметра S скоростной чувствительности для Ni_3Al (а) и $Ni_3(Al, Cr)$ (б) [6]

значения растягивающего напряжения σ_{ult}) — на рис. 2.13, в. Величина $\delta(T)$ падает до нескольких процентов при T_{max} . Напряжение разрушения, как видно из рис. 2.13, в, слабо зависит от температуры при $T \leq T_{max}$ и только при $T > T_{max}$ начинается его сильное падение.

Выше мы привели данные по механическим свойствам многих интерметаллидов со сверхструктурой $L1_2$, обладающих температурной аномалией предела текучести. Для сравнения на рис. 2.14 представлена построенная в [20] по данным нескольких работ температурная зависимость при-

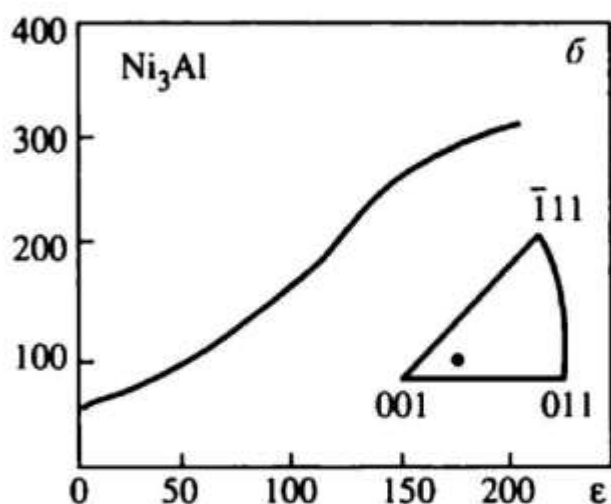
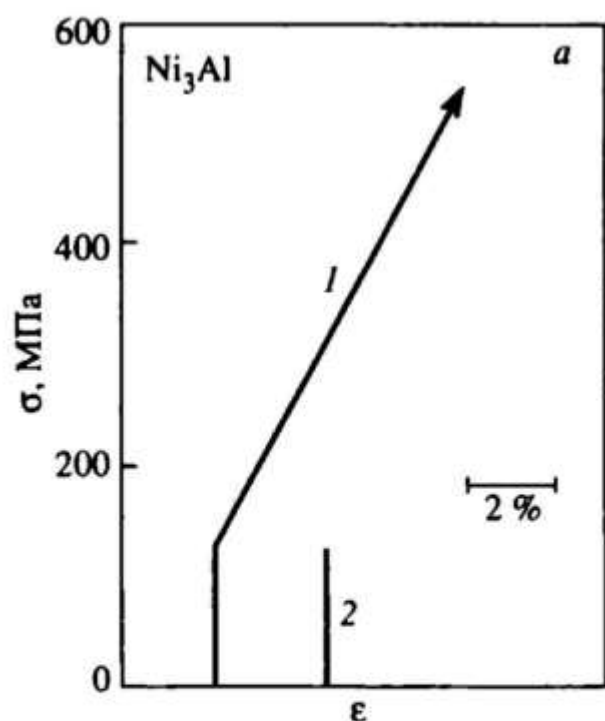


Рис. 2.12. Типичные деформационные кривые для Ni_3Al при комнатной температуре:
 а — поликристалл, 1 — сжатие, 2 — растяжение; б — монокристалл, растяжение [19]

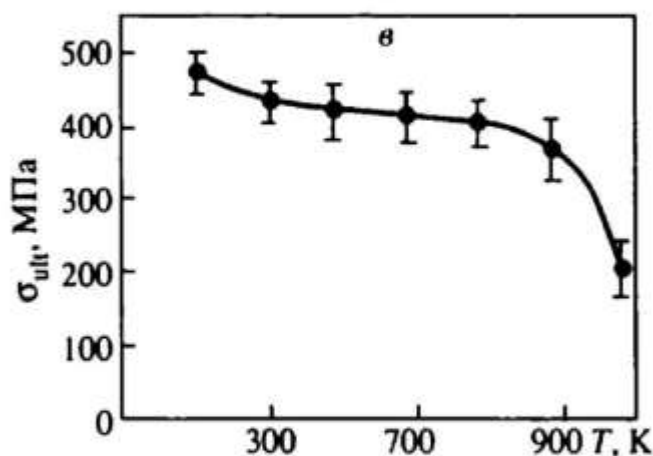
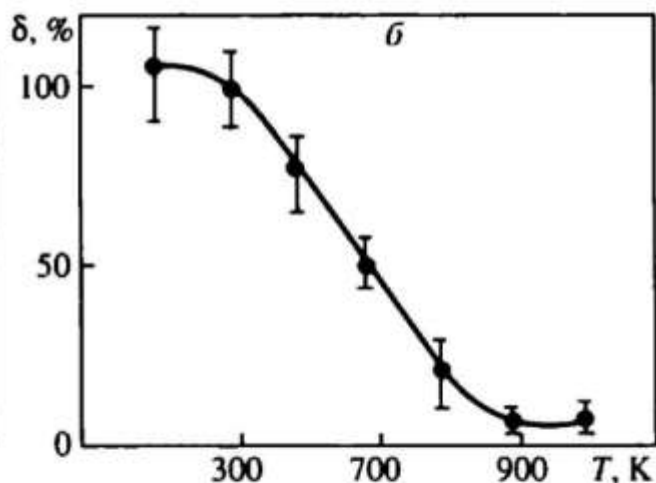
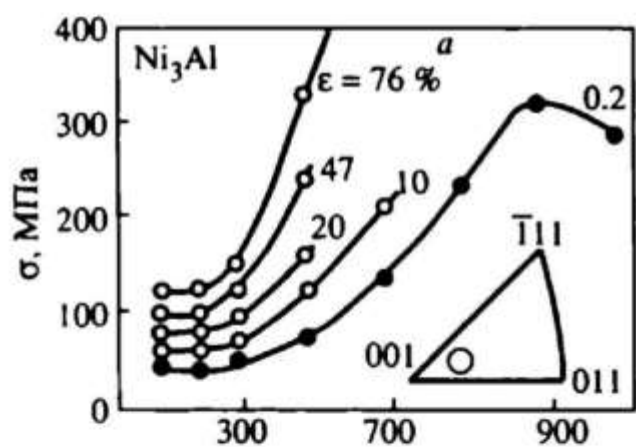


Рис. 2.13. Температурная зависимость напряжения течения (а), пластичности δ (б), напряжения разрушения σ_{ult} (в) интерметаллида Ni_3Al [19]

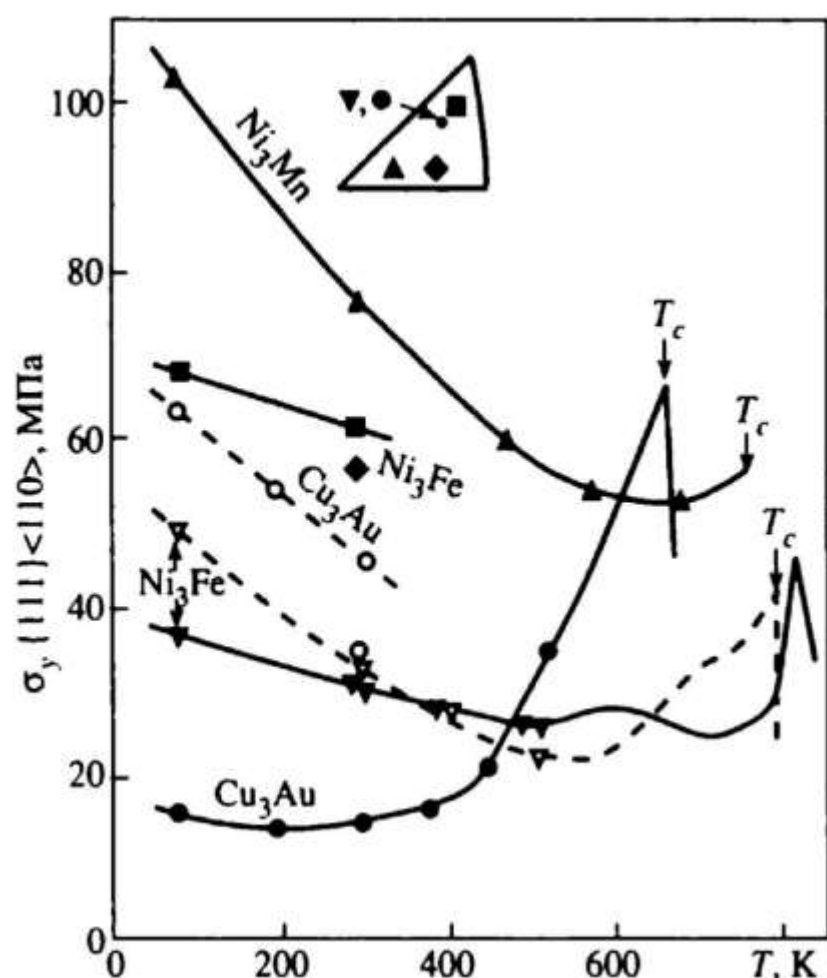


Рис. 2.14. Температурная зависимость приведенного предела текучести упорядоченных сплавов Ni_3Fe , Ni_3Mn , Cu_3Au (пунктирные линии — разупорядоченное состояние) [20]

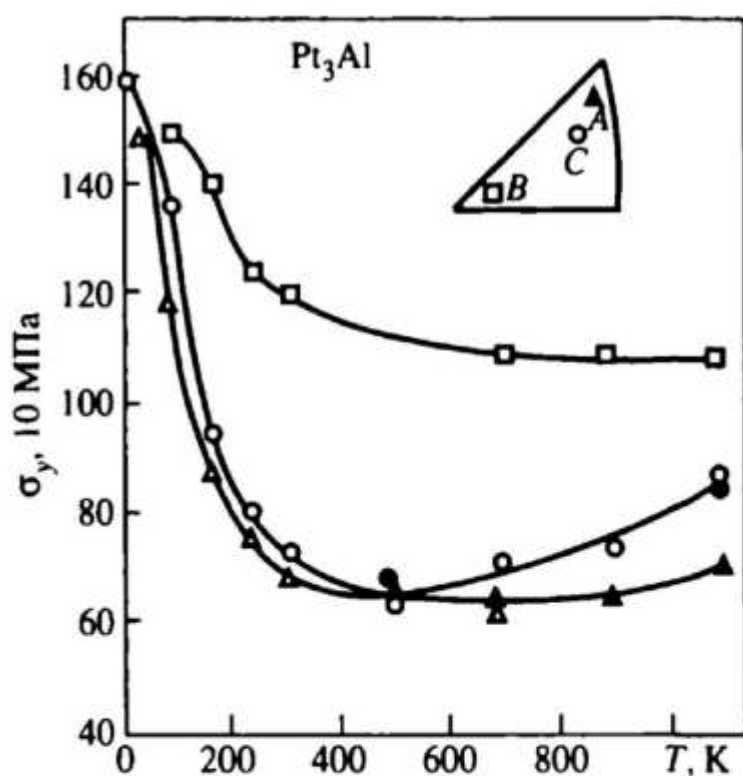


Рис. 2.15. Кривые $\sigma_y(T)$ для монокристаллов Pt_3Al [21]

веденного предела текучести ряда сплавов, не обнаруживающая указанной аномалии. Здесь же приведены данные для тех же сплавов в разупорядоченном состоянии (пунктирные линии).

И наконец, нельзя не упомянуть о необычном деформационном поведении таких сплавов, как Pt_3Al , Pt_3Ga , Pt_3In , Pt_3Sn , Fe_3Ga . Типичные кривые $\sigma_y(T)$ приведены на рис. 2.15 [21]. Их особенностью является очень высокое значение предела текучести при низких температурах и последующее сильное падение $\sigma_y(T)$ с ростом температуры. Необычным в поведении указанных сплавов является и то, что, в отличие от сплавов типа Ni_3Al , их деформация при определенных ориентировках осуществляется только посредством кубического скольжения [21]. Верхняя кривая на рис. 2.15 описывает октаэдрическое скольжение, нижние кривые — кубическое.

Сильная температурная зависимость $\sigma_y(T)$ обычно наблюдается в ОЦК-металлах. Наблюдения же ее в сплавах с ГЦК-решеткой трудно было ожидать. Но позже такой же ход $\sigma_y(T)$ обнаружен при низких температурах в интерметаллиде $TiAl$ (см. главу 3). Далее мы будем многократно обращаться к выяснению причин сильного падения $\sigma_y(T)$ в области низких температур.

2.2. ЭВОЛЮЦИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ С ТЕМПЕРАТУРОЙ

2.2.1. ГЕОМЕТРИЯ СКОЛЬЖЕНИЯ

Для интерметаллидов, обладающих температурной аномалией $\sigma_y(T)$, обнаружена характерная смена систем скольжения: октаэдрическое скольжение сменяется кубическим при $T \geq T_{max}$. Картина действующих систем скольжения осложняется наличием множественного октаэдрического, а также кубического скольжения. В зависимости от ориентировки может действовать не только первичная октаэдрическая система скольжения, имеющая наибольший фактор Шмида, но и вторичные системы, причем из последних с равными факторами Шмида одни оказываются действующими, другие — нет. При высоких температурах среди эквивалентных кубических систем некоторые также оказываются ненаблюдаемыми.

На рис. 2.16 приведены типичные микрофотографии следов скольжения для монокристалла Ni_3Ge , деформиро-

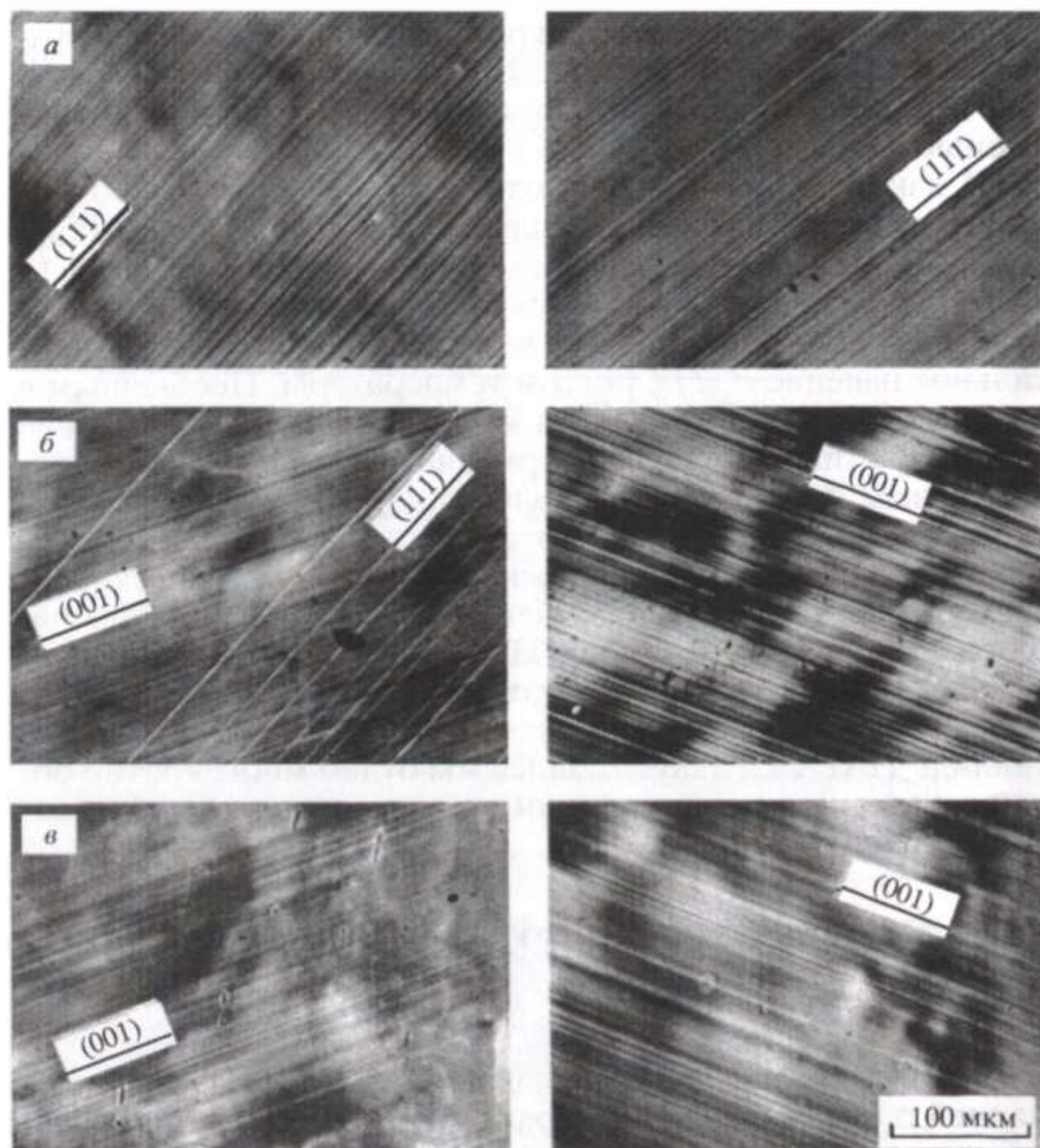


Рис. 2.16. Следы скольжения в монокристаллах Ni_3Ge , деформированных сжатием с ориентировкой C (см. рис. 2.8, z) [8]

ванного сжатием с ориентировкой C (см. рис. 2.7, z). С ростом температуры меняется характер следов скольжения: длинные грубые и прямолинейные при температурах $T < 0.6—0.8 T_{\text{max}}$ следы скольжения становятся более тонкими, длинными и волнистыми при повышении температуры. На рис. 2.16 отчетливо видно, как с ростом температуры происходит смена октаэдрического скольжения кубическим для ориентировки C . Однако для ориентировки E , близкой к $[001]$, кубическое скольжение не наблюдается.

Рассмотрим геометрию скольжения на примере ориентировки $[\bar{1}23]$, благоприятной для одиночного скольжения. Детальное исследование для эквивалентной ориентировки $[132]$ проведено в [14]. Температурная зависимость $\sigma_y(T)$ для деформированного сжатием монокристалла $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ показана на рис. 2.8, б. Температура T_{max} пика $\sigma_y(T)$ составляет примерно 723 К. Цифрами 1—5 обозначены различные температурные интервалы.

По следам скольжения восстановлена следующая геометрия скольжения при различных температурах [14].

Область 1 ($T(\text{K})/T_{\text{max}}(\text{K}) \approx 0.23—0.41$). Наблюдается первичная октаэдрическая система скольжения P (фактор Шмида $f = 0.467$) и в значительно меньшей степени вторая октаэдрическая система $P2$ ($f = 0.350$). Следы скольжения грубые. Еще одна октаэдрическая система, а именно $P2'$, имеет такой же фактор Шмида, как $P2$. Однако система $P2'$ не действует. Обратим внимание на то, что для системы $P2'$ вектор Бюргерса перпендикулярен вектору Бюргерса, соответствующему системе P .

Область 2 ($T/T_{\text{max}} \approx 0.41—0.65$). Следы скольжения остаются достаточно грубыми. Наблюдаются полосы скольжения. Скольжение в системе $P2$ становится более значительным.

Область 3 ($T/T_{\text{max}} \approx 0.65—1.00$). Меняется характер следов скольжения. Наблюдаются тонкие равномерно распределенные следы скольжения, соответствующие единственной системе P .

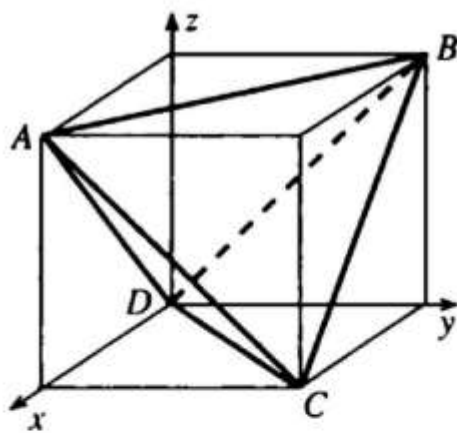
Область 4 ($T/T_{\text{max}} \approx 1.00—1.14$). Основной системой скольжения становится кубическая система I . Но система P продолжает наблюдаться.

Область 5 ($T/T_{\text{max}} \approx 1.14—1.65$). Единственной системой скольжения является кубическая система I .

2.2.2. ДИСЛОКАЦИОННАЯ СТРУКТУРА

Исследованию эволюции дислокационной структуры с температурой посвящено большое число работ. На эту тему написан блестящий обзор Вайсьера и Саада [10], снабженный прекрасными микрофотографиями. В этом разделе будут воспроизведены некоторые из них.

Идея о том, что в упорядоченном сплаве пластическая деформация осуществляется сверхдислокациями, впервые



высказана Келером и Зейтцем [22]. Было предложено расщепление сверхдислокации на дислокации, которые имеют меньшие векторы Бюргерса и связаны друг с другом антифазной границей (АФГ). Такое расщепление было

рассмотрено для сверхдислокации с вектором Бюргерса $a\langle 101 \rangle$ в сверхструктуре $B2$. Для сверхструктуры $L1_2$ сверхдислокация с вектором Бюргерса $a\langle 101 \rangle$, согласно Марцинковскому [23], расщеплена на сверхчастичные $a/2\langle 101 \rangle$, связанные полосой АФГ. Каждая из сверхчастичных расщеплена, в свою очередь, на частичные $a/6\langle 112 \rangle$, связанные полосой комплексного дефекта упаковки (КДУ). Такой дефект упаковки приблизительно можно представить как суперпозицию обычного дефекта упаковки и АФГ.

Будем использовать символику Томпсона для обозначения векторов Бюргерса и плоскостей скольжения дислокаций. На рис. 2.17 изображен тетраэдр Томпсона, построенный внутри кубической ячейки с ребром, равным $a/2$. Вершины тетраэдра обозначаются как A, B, C, D ; противоположные им грани тетраэдра, параллельные плоскостям скольжения $\{111\}$ как $(a), (b), (c), (d)$; центры граней соответственно как $\alpha, \beta, \gamma, \delta$. Векторы сдвига $1/2\langle 110 \rangle$ имеют обозначения типа $\mathbf{BA}$, векторы частичных сдвигов $1/6\langle 112 \rangle$ обозначаются как $\mathbf{B}\delta$ и т. д. Тогда в обозначениях Томпсона расщепление сверхдислокации на частичные описывается следующей реакцией:

$$2\mathbf{BA}(d) = (\mathbf{B}\delta + \delta\mathbf{A}) + (\mathbf{B}\delta + \delta\mathbf{A}).$$

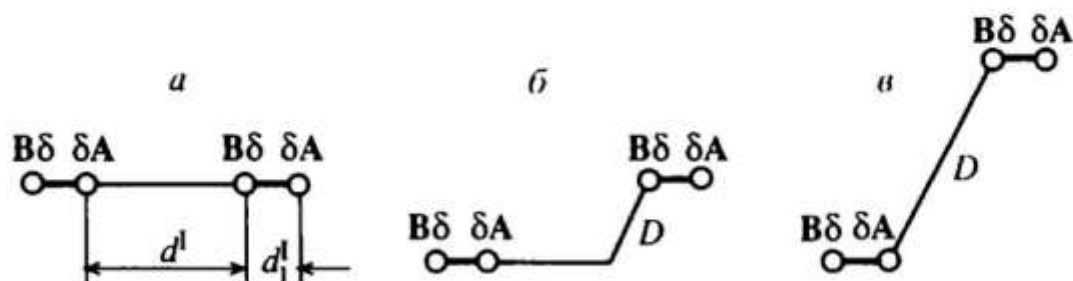


Рис. 2.18. Скользящая (а) и заблокированные (б, в) конфигурации сверхдислокации

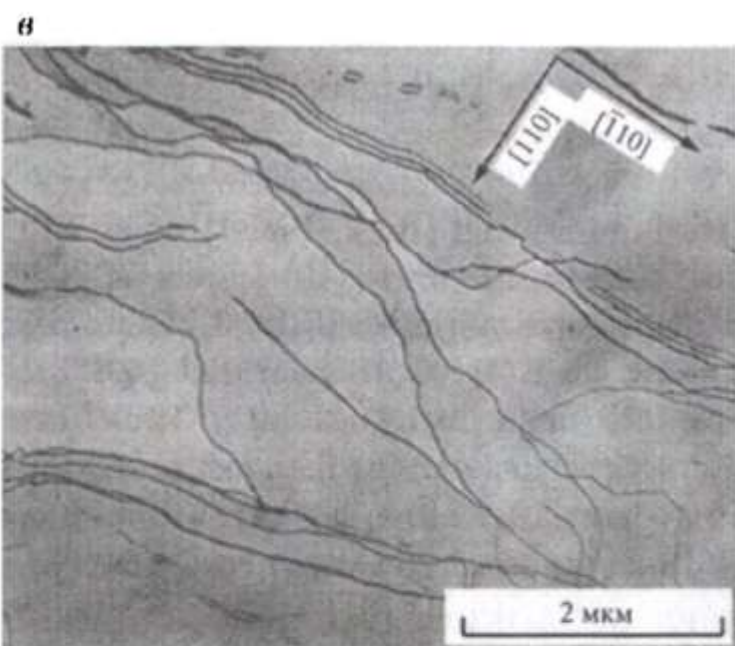
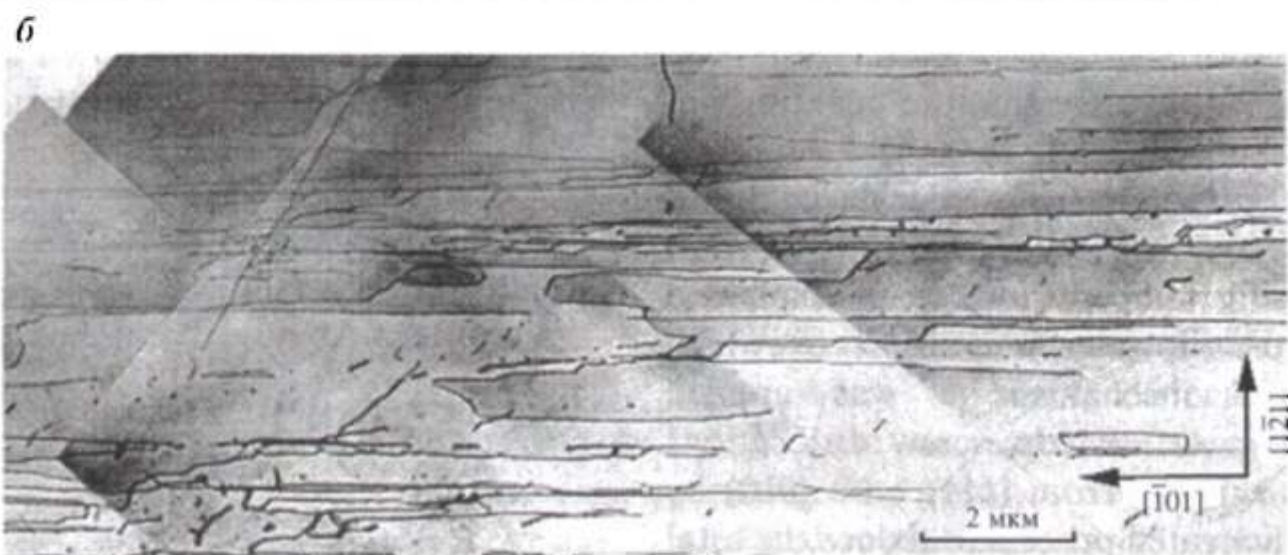
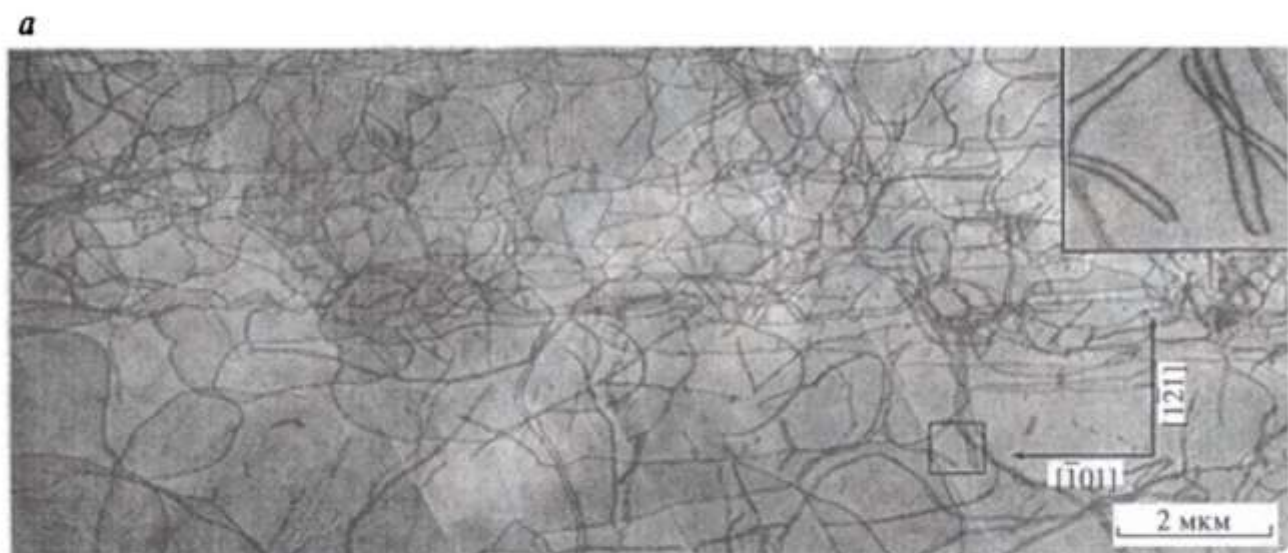


Рис. 2.19. Дислокационная структура монокристалла Ni_3Ge с ориентировкой C (см. рис. 2.8, z) после деформации на 2.4 % при -196°C (*a*), при комнатной температуре (*б*) и при 600°C (*в*) [8]

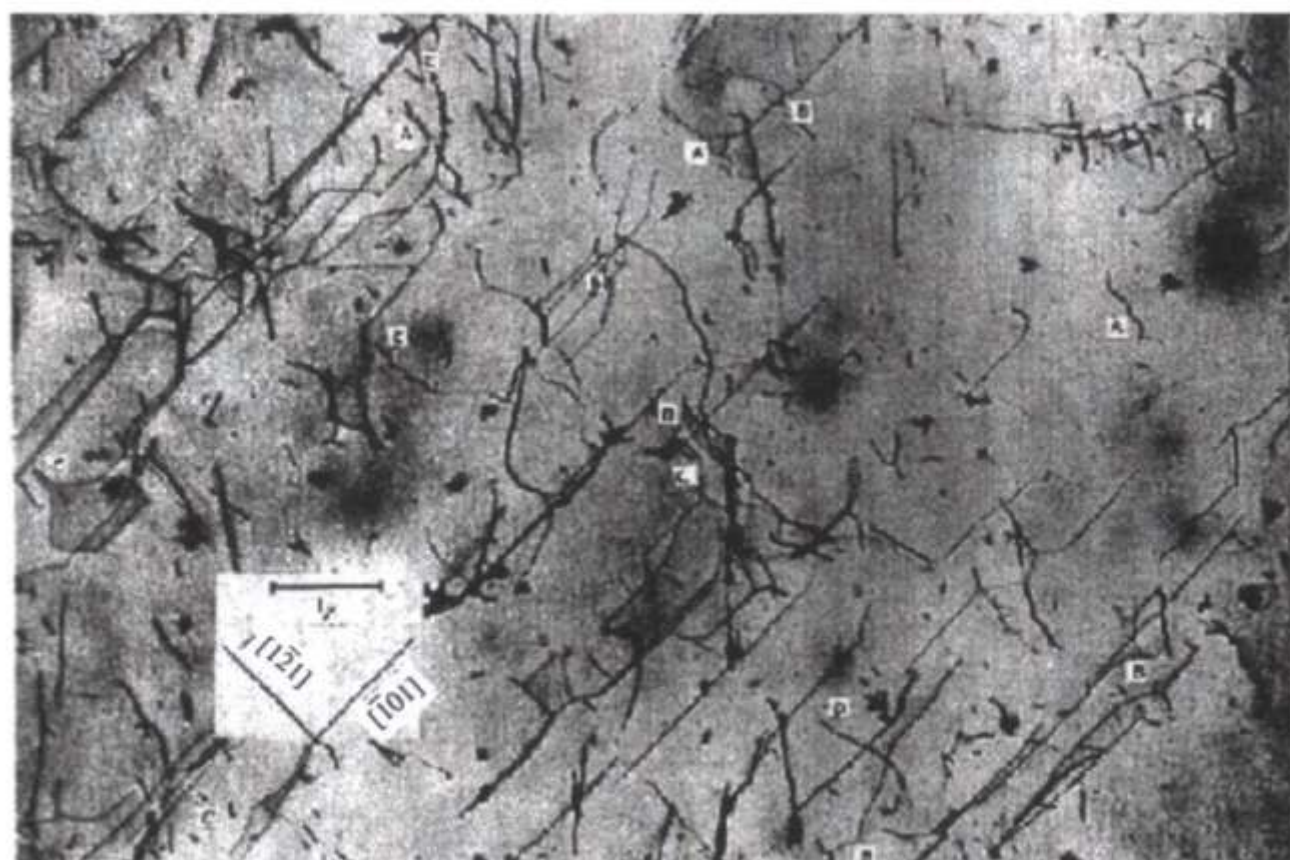


Рис. 2.20. Дислокационная структура в (111) плоскости [001] монокристалла Cu_3Au после растяжения на 8 % при комнатной температуре [25]

В результате термоактивированного перерасщепления сверхдислокация превращается в барьер Кира—Вильсдорфа [10]. Этот барьер состоит из тех же самых расщепленных сверхчастичных, но связанных друг с другом полосой АФГ в плоскости куба. Различные конфигурации сверхдислокации, как скользящая (а), так и заблокированные (б, в), схематически изображены на рис. 2.18.

Типичная картина дислокационной структуры интерметаллида со сверхструктурой $L1_2$, деформированного при различных температурах, показана на рис. 2.19. Здесь приведены микрофотографии для монокристалла Ni_3Ge с ориентировкой С (см. рис. 2.7, б). Наблюдаются криволинейные дислокации в первичной октаэдрической плоскости при низких температурах (рис. 2.19, а) и в плоскости куба при высоких температурах (рис. 2.19, в). В области аномального хода $\sigma_y(T)$ основным элементом микроструктуры являются длинные прямые заблокированные винтовые сегменты. Именно в такой форме наблюдаются барьеры Кира—Вильсдорфа. Они отчетливо видны на рис. 2.20, где показана микроструктура монокристалла Cu_3Au после деформации на 8 % в области аномального хода коэффициента упрочнения.

a

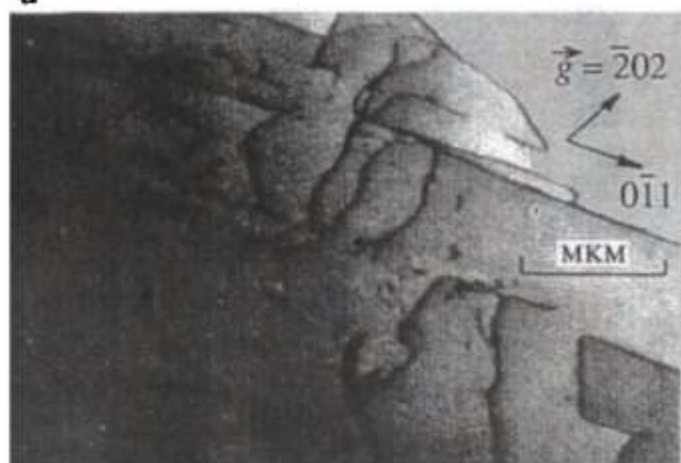
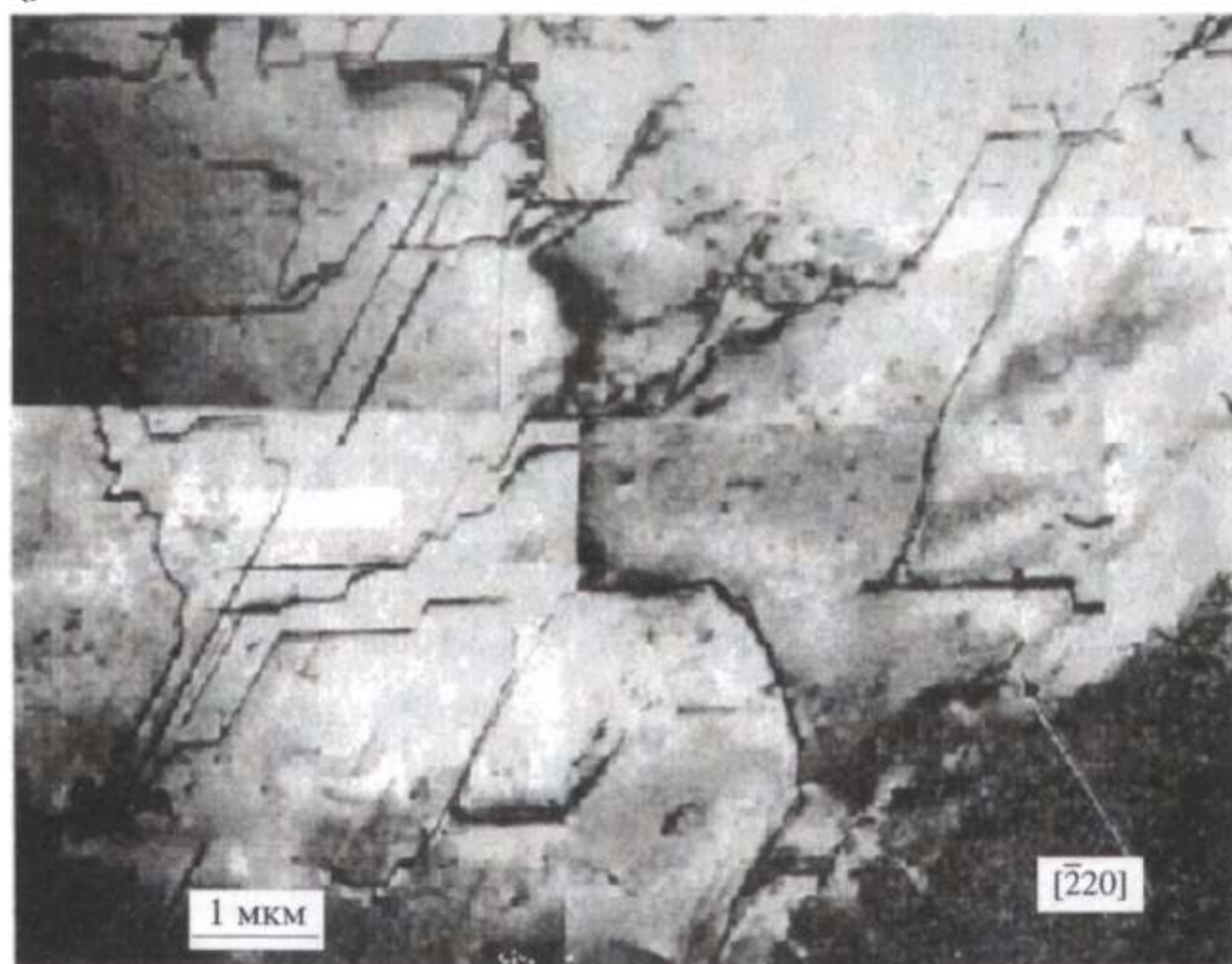


Рис. 2.21. Примеры перестройки дислокационной структуры при отжиге после низкотемпературной деформации:

a — сплав $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{W})$ после деформации при -196°C и последующей деформации до 10^{-4} при комнатной температуре [7]; *б* — сплав $\text{Ni}-23\text{Al}$ после деформации при -196°C , отжига при 600°C и деформации при -196°C [11]; ось зоны $[111]$

б



Малфорд и Поуп [7] наблюдали изменение созданной посредством низкотемпературной (-196°C) деформации дислокационной структуры сплава $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{W})$ при последующей деформации (ниже предела текучести, комнатная температура). Изогнутые первоначально дислокации превратились в ряд прямолинейных заблокированных дислокаций, имеющих винтовую ориентацию. Аналогичное изменение дислокационной структуры наблюдал Димидук [11] при отжиге после низкотемпературной деформации

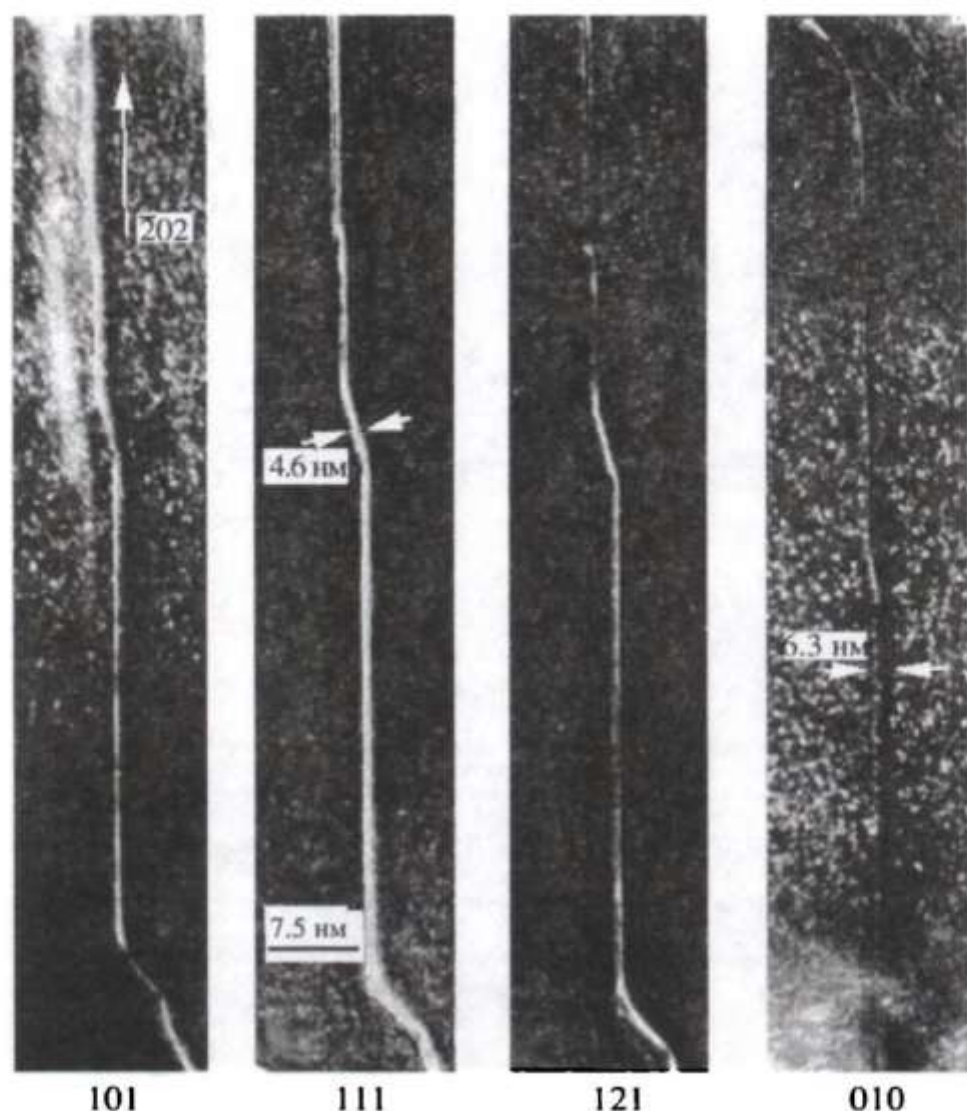


Рис. 2.22. Темнопольные изображения (метод слабого пучка) барьеров Кира—Вильсдорфа в сплаве Ni—23Al, деформированном при комнатной температуре [11]; указаны направления оси зоны

(рис. 2.21). Здесь видна высокая плотность заблокированных винтовых дислокаций, несмотря на то, что деформация проводилась при низкой температуре. Это указывает на возможность превращения сверхдислокации в барьер Кира—Вильсдорфа даже без помощи внешних напряжений, а только термоактивированным путем.

Внутренняя структура сверхдислокаций исследовалась методом слабого пучка. На рис. 2.22 видны полученные таким способом темнопольные изображения барьеров Кира—Вильсдорфа в сплаве Ni—23Al, деформированном при комнатной температуре. Обращает на себя внимание призна длинных винтовых сегментов, которая нарушается только большими перегибами (macrokinks). Считается, что такие перегибы лежат в октаэдрической плоскости и связывают друг с другом заблокированные винтовые сегменты. Как указано на рис. 2.22, расщепление макроперегиба в

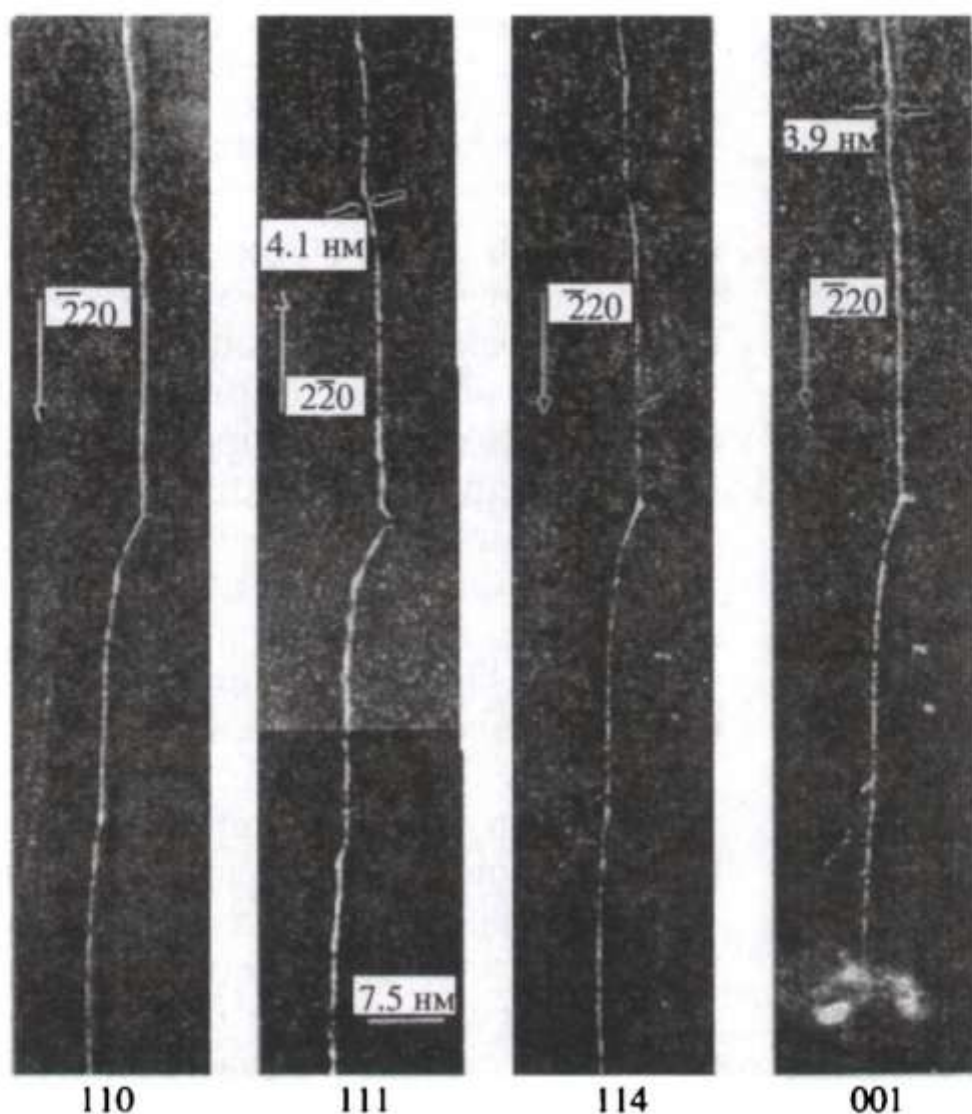


Рис. 2.23. Темнопольные изображения (метод слабого пучка) барьеров Кира—Вильсдорфа в сплаве Ni—27Al, деформированном при комнатной температуре [11]; указаны направления оси зоны

плоскости (111) составляет 4.6 нм, а расщепление заблокированного винтового сегмента в плоскости куба — 6.3 нм. При этом наблюдаются полосы АФГ в соответствующих плоскостях. Заблокированные винтовые сегменты могут быть соединены как длинными, так и короткими перегибами (microkinks). Макрокинки наблюдаются в виде изломов на дислокационной линии, а наличие микрокинков приводит к тому, что дислокационная линия кажется прерывистой. Темнопольные изображения барьера Кира—Вильсдорфа с указанными особенностями дислокационной линии, полученные для сплава Ni—27Al, приведены на рис. 2.23.

Значительно более широкая полоса АФГ внутри барьера Кира—Вильсдорфа видна на рис. 2.24. Микрофотография получена для $\text{Ni}_3\text{Al}(\text{Hf}, \text{V})$ [26]. В этом случае полоса АФГ в плоскости куба имеет ширину $\approx 60 \text{ \AA}$, которая превосходит обычно наблюдаемую.

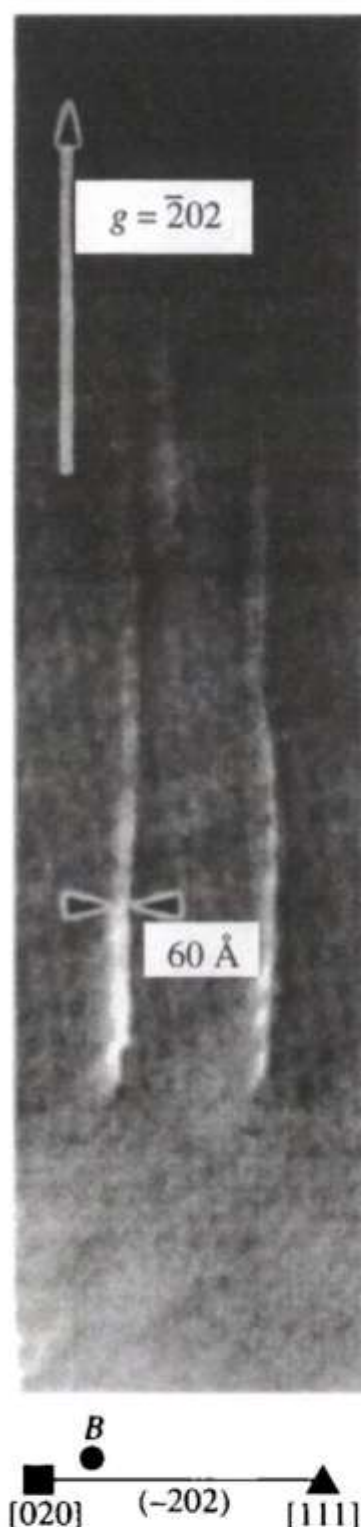


Рис. 2.24. Темнопольные изображения (метод слабого пучка) барьеров Кира—Вильсдорфа в сплаве $\text{Ni}_3\text{Al}(\text{Hf}, \text{V})$; плоскость фольги параллельна плоскости куба [26]

Причина различия в величине расщепления винтовой заблокированной сверхдислокации связана с тем, что существует не один барьер Кира—Вильсдорфа (KW), имеющий равновесную конфигурацию, а множество барьеров, содержащих полосу АФГ в плоскости не только куба, но и октаэдра. Это так называемые незавершенные (incomplete) барьеры Кира—Вильсдорфа (IKW). Схематически они изображены на рис. 2.18. На самом деле незавершенным может быть процесс поперечного скольжения сверхдислокации в плоскость куба. На рис. 2.25, а показаны возможные формы заблокированной винтовой сверхдислокации, а на рис. 2.25, б — макрокинки разного типа [10]. Они различаются тем, что связывают заблокированные сегменты либо одной ведущей сверхчастичной, либо ведущей и ведомой. Многообразие форм барьеров, включая незавершенные, и приводит к тому, что полосы АФГ в плоскости куба имеют разную ширину. На рис. 2.26 показана микроструктура [123] монокристалла $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Hf})$, деформированного при комнатной температуре (а) и при 150°C

(б) [10]. Отчетливо видно изменение микроструктуры: при комнатной температуре наблюдаются прямолинейные сегменты заблокированных дислокаций, связанные друг с другом макрокинками, а при повышении температуры наблюдается прогиб сегментов барьеров Кира—Вильсдорфа в плоскости куба.

Удивительно и то, что даже при низких температурах обнаружены барьеры Кира—Вильсдорфа. Однако их очень мало, и температурную зависимость $\sigma_y(T)$ они начи-

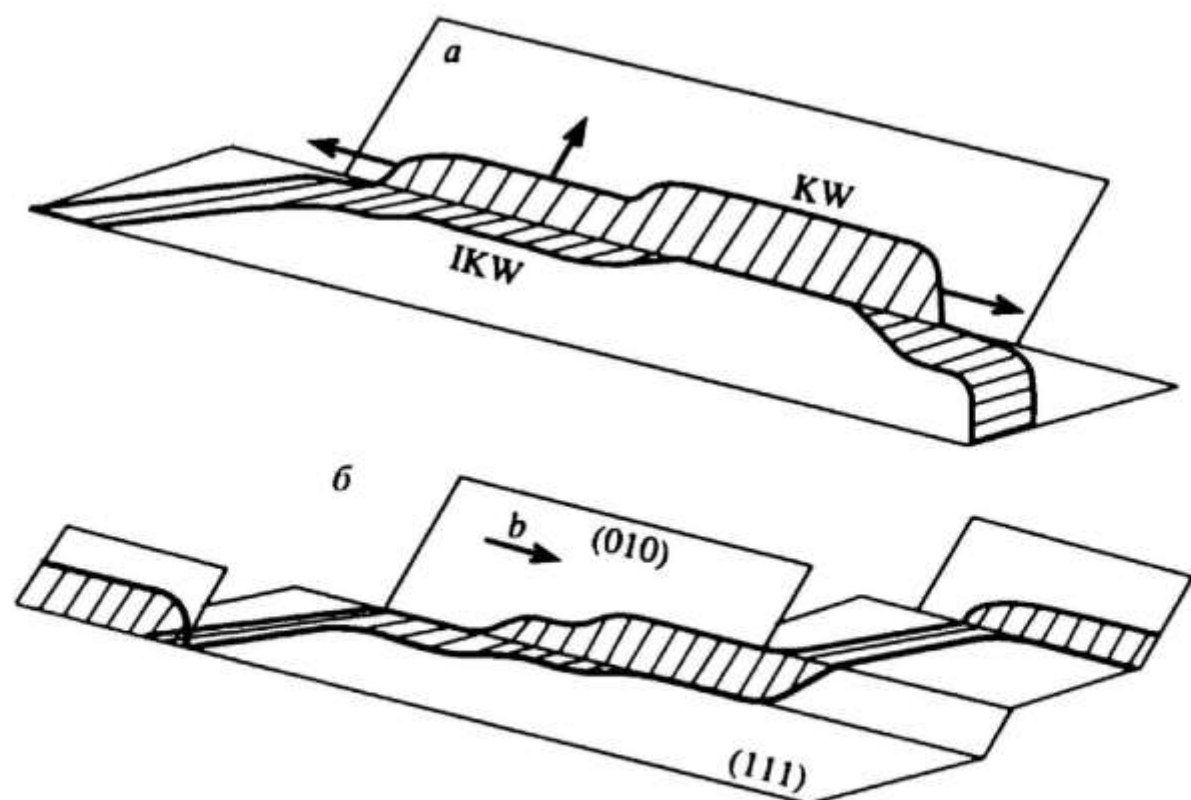


Рис. 2.25. Различные формы барьера Кира—Вильсдорфа:
 а — KW — полоса АФГ только в плоскости куба, IKW — полоса АФГ в плоскостях куба и октаэдра; б — макроинки различного типа [10]

нают определять лишь при повышении температуры. Различные формы (KW и IKW) заблокированных винтовых сверхдислокаций наблюдались в [123] монокристалле Co_3Ti , деформированном при 4.2K [10].

Наблюдение расщепления сверхчастичных дислокаций, содержащих полосу КДУ, представляет собой еще более сложную задачу, чем наблюдение расщепления сверхдислокаций с образованием полосы АФГ. Расщепление сверхдислокации на четыре частичных обнаружено во многих сплавах. Расщепление почти краевой сверхдислокации в Ni_3Fe является, по-видимому, наибольшим из наблюдаемых для сплавов со сверхструктурой $L1_2$ и составляет несколько нанометров. Однако в большинстве изученных сплавов величина расщепления сверхчастичной достаточно мала и приближается к пределу применимости метода слабого пучка. Не полностью разделяя скептическое отношение Вайсера и Саада [10] к результатам наблюдения расщепления сверхчастичной, тем не менее отмечаем необходимость критического анализа в каждом конкретном случае.

Далее переходим к теоретическому анализу превращений одних дислокационных конфигураций в другие.

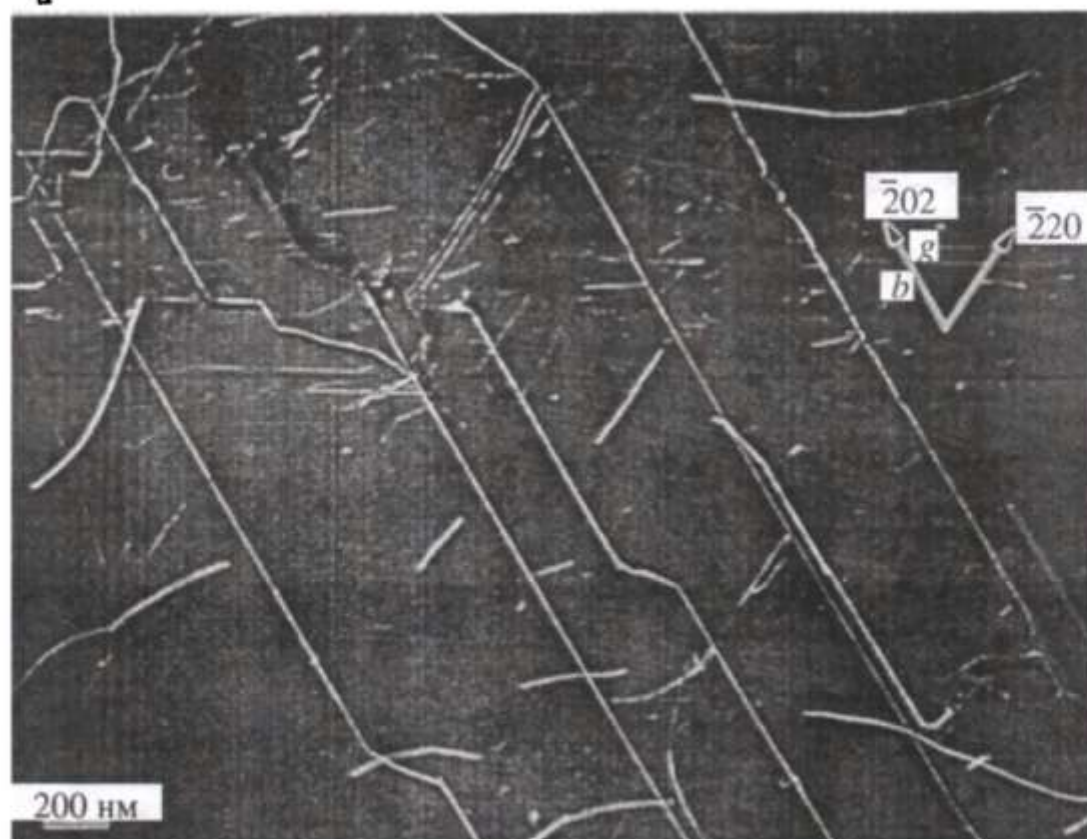
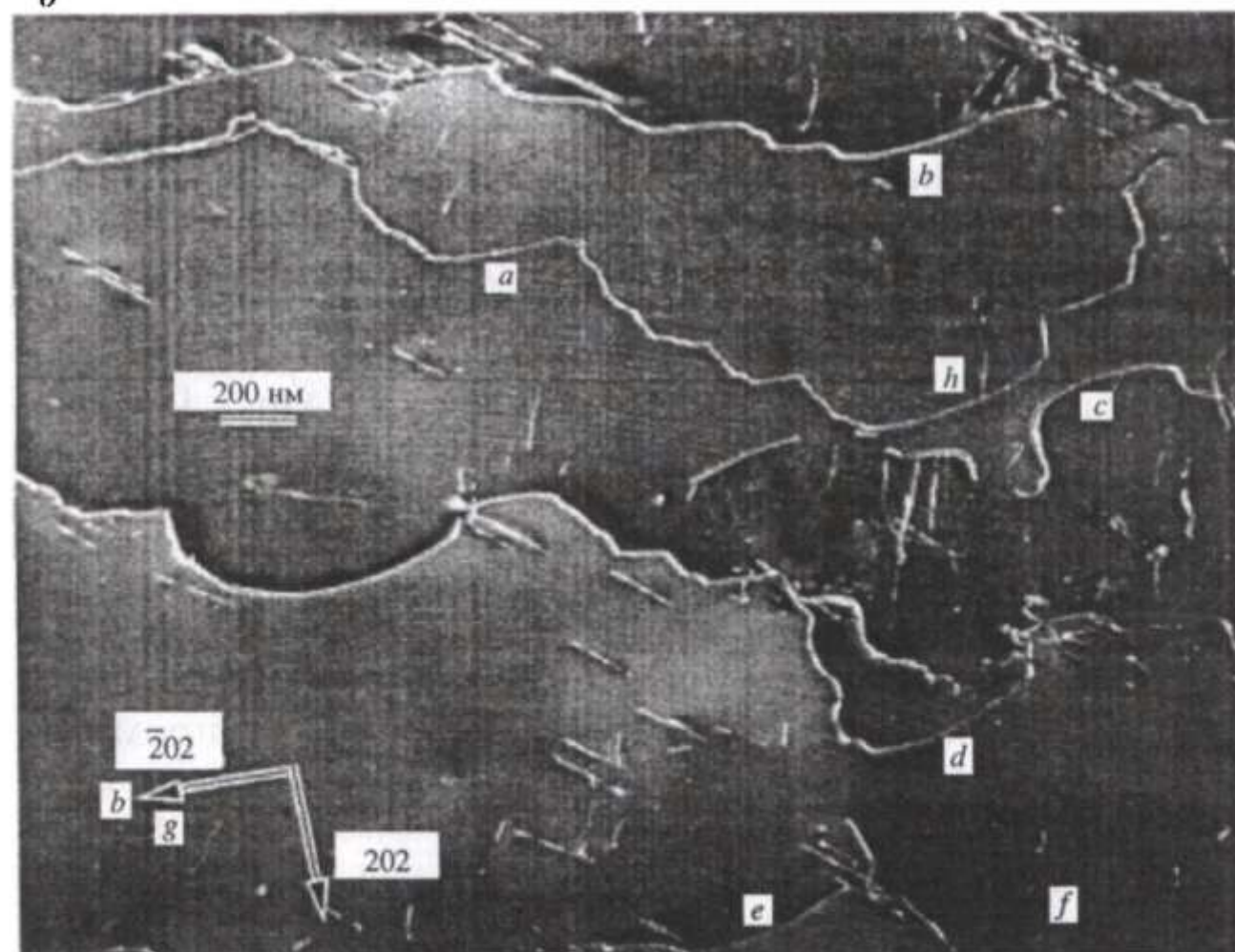
a*б*

Рис. 2.26. Дислокационная структура $[\bar{1}23]$ монокристалла $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Hf})$, деформированного при различных температурах:
a — комнатная температура, плоскость фольги — (111); *б* — 150 °C, плоскость фольги — (010) плоскость поперечного скольжения [10]

2.3. ДИСЛОКАЦИОННЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ

Возможные конфигурации сверхдислокации приведены на рис. 2.18. Стимулом к образованию барьера является понижение энергии АФГ при переходе от плоскости октаэдра к плоскости куба. Другими словами, анизотропия энергии АФГ в сверхструктуре $L1_2$ проявляется в том, что $\zeta' < \zeta$, где ζ и ζ' — энергии АФГ в плоскости октаэдра и куба соответственно.

Каждый из схематически изображенных барьеров представляет на самом деле группу барьеров с меняющейся при перестройке шириной в плоскости куба. Несмотря на кажущееся многообразие процессов перестройки, фактически это один процесс: поперечное скольжение в плоскость куба сверхчастичной дислокации, расщепленной в плоскости октаэдра. Энергия активации этого процесса зависит от того, какой из конфигураций сверхдислокации принадлежит данная сверхчастичная, а также от того, является ли данная сверхчастичная в приложенном поле напряжений ведущей или ведомой. Вопрос о расщеплении сверхчастичной достаточно сложен, и как уже говорилось выше, можно сомневаться, является ли величина расщепления в некоторых интерметаллидах достаточной для того, чтобы быть наблюдаемой. Но не вызывает сомнения тот факт, что величина расщепления должна быть достаточной для того, чтобы рекомбинация сверхчастичной требовала термической активации. В противном случае не будет наблюдаться температурная аномалия $\sigma_y(T)$. К этому вопросу мы еще будем возвращаться в следующих разделах.

Образование и разрушение барьеров в результате поперечного скольжения соответствующей сверхчастичной в плоскость куба будем рассматривать в рамках модели, описывающей превращение некоторой начальной дислокационной конфигурации в конечную. Для расчета энергии активации мы вначале использовали простой вариант модели [27—30], затем его модифицировали [31—35].

2.3.1. РАСЧЕТ ЭНЕРГИИ АКТИВАЦИИ

Процесс превращения некоторой начальной дислокационной конфигурации в конечную состоит из последовательных шагов: рекомбинации соответствующих дислока-

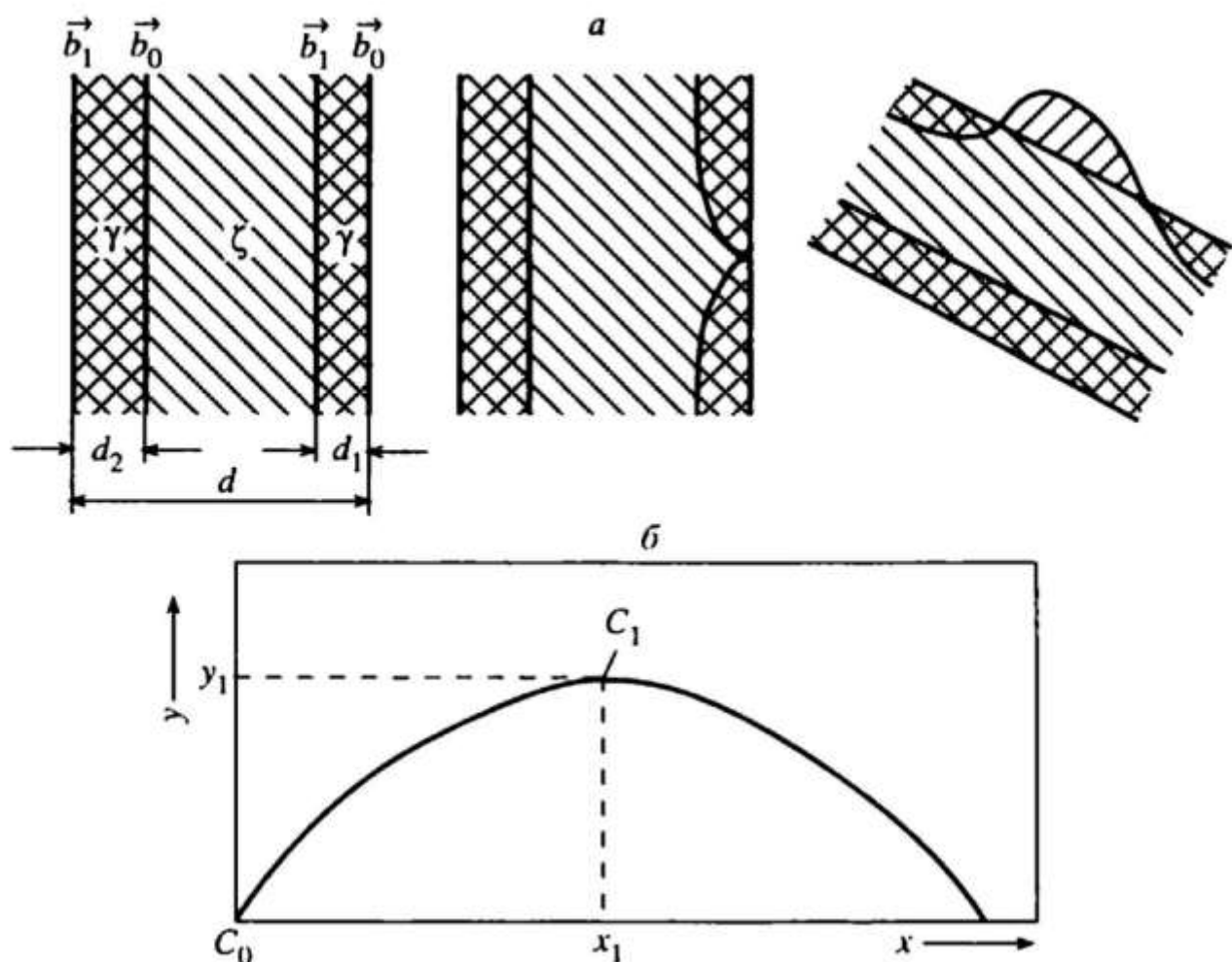


Рис. 2.27. Последовательные стадии поперечного скольжения ведущей сверхчастичной (а); отдельно выделен прогиб дислокационного сегмента (б)

ций вдоль линии пересечения первичной плоскости и плоскости поперечного скольжения; последующего прогиба возникающего в результате рекомбинации дислокационного сегмента. На рис. 2.27 это продемонстрировано на примере образования барьера.

Энергию активации дислокационного превращения можно представить в виде

$$U = W_c + H. \quad (2.2)$$

Здесь W_c — энергия перетяжки, H — энергия прогиба, которая равна взятой с обратным знаком разности энергий следующих конфигураций: начальной, образованной прямолинейными дислокациями, и конфигурации, которая содержит изогнутый сегмент и дислокации, оставшиеся прямолинейными. Величина H включает в себя изменение как собственной энергии при прогибе дислокационного сегмента, так и энергии его упругого взаимодействия с остальными

ми дислокациями. Энергию H можно записать как функционал:

$$H = g(m) + \int_0^m V(y(x), y'(x)) dx; \quad (2.3)$$

$$V(y, y') = 2 \left[P(y) + \frac{T}{2} y'^2 \right]. \quad (2.4)$$

Здесь функция $y(x)$ описывает форму прогибающегося сегмента (которая, для простоты, считается плоской); T — линейное натяжение дислокации, $g(m)$ — изменение энергии начальной конфигурации при рекомбинации расщепленной дислокации на длине $2m$. Функция $P(y)$ включает в себя прежде всего работу упругих напряжений, внешних по отношению к рассматриваемому сегменту. Различные варианты записи $P(y)$ будут рассмотрены ниже.

Экспериментально наблюдаемые дислокационные превращения могут осуществляться, вообще говоря, различными путями, которые различаются как формой кривой $y(x)$, так и длиной $2m$. Но наиболее вероятными оказываются те пути, которым соответствует минимальное значение энергии активации U . При этом минимизироваться должны оба слагаемых в (2.1).

Вычисление минимального значения энергии H , определяемой посредством (2.3), (2.4) с неизвестным параметром m , сводится к решению некоторой вариационной задачи, а именно так называемой вариационной задачи Больца [36] типа задачи с подвижными границами. В результате для функционала (2.3) получаем условия трансверсальности в следующем виде:

$$y'(0) = 0,$$

$$\frac{\partial g}{\partial m} + 2P(y_1) = 0, \quad (2.5)$$

где $y_1 = y(0)$.

Уравнение Эйлера для функционала, имеющего форму (2.4), приводится к виду

$$\frac{d}{dx} (V(y, y') - y' V_{y'}(y, y')) = 0. \quad (2.6)$$

Отсюда, с учетом (2.5), получаем

$$y'^2 = \frac{2}{T} [P(y) - P(y_1)]. \quad (2.7)$$

Подставляя (2.7) в (2.3), имеем

$$H = g(m) + 2P(y_1)m + 2\sqrt{2T} \int_0^{y_1} \sqrt{P(y) - P(y_1)} dy, \quad (2.8)$$

где критическая величина прогиба y_1 находится из уравнения (2.5).

В том случае, когда $g(m)$ можно представить в форме

$$g(m) = 2P_0 m, \quad (2.9)$$

уравнение (2.5) сводится к виду

$$P_0 + P(y_1) = 0. \quad (2.10)$$

Тогда энергия H определяется выражением

$$H = 2\sqrt{2T} \int_0^{y_1} \sqrt{P(y) - P(y_1)} dy. \quad (2.11)$$

По этой же схеме проводится расчет энергии перетяжки W_c , которую также можно записать в виде функционала аналогично (2.3). Экстремум функционала в этом случае находится при условии, что подвижная граничная точка может перемещаться по горизонтальной прямой, так что величина y_1 равна равновесному расстоянию между дислокациями внутри начальной конфигурации, которые затем испытывают рекомбинацию.

Если функция $P(y)$ в (2.4) может быть линеаризована и записана в форме

$$P(y) = -K^{\text{eff}} y, \quad (2.12)$$

то выражения (2.5), (2.8) принимают вид

$$H = g(m) - K^{\text{eff}} y_1 m + \frac{4}{3} \sqrt{2K^{\text{eff}} T} (y_1 - y_0)^{3/2}, \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial g}{\partial m} - 2K^{\text{eff}} y_1 = 0. \quad (2.14)$$

Далее для исследуемых дислокационных превращений будут конкретизированы функции $g(m)$ и $P(y)$. Полученные здесь выражения дают возможность найти энергию активации соответствующих процессов.

2.3.2. ОБРАЗОВАНИЕ БАРЬЕРОВ

Поперечное скольжение ведущей сверхчастичной из плоскости октаэдра в плоскость куба происходит под действием как внешнего поля напряжений, так и упругого поля ведомой сверхчастичной. Ведущие (l) и ведомые (t) для различных конфигураций показаны на рис. 2.28. На рис. 2.28, в изображена еще одна конфигурация, которая может возникать при разрушении барьера. Поскольку критическая величина прогиба y_1 гораздо меньше расстояния d между сверхчастичными, то функцию $P(y)$ можно представить в виде (2.12), где сила, действующая на ведущую сверхчастичную, равна

$$K^{\text{eff}} = b\sigma_{\mathbf{b}\mathbf{n}'} + \alpha \frac{\phi(\mathbf{b}, \mathbf{b})}{d} - \zeta'; \quad (2.15)$$

$$\phi(\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_2) = \frac{\mu}{2\pi(1-\nu)} (\mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 + (1-\nu) \mathbf{s}_1 \mathbf{s}_2). \quad (2.16)$$

Здесь $\sigma_{\mathbf{b}\mathbf{n}'}$ — компонента внешнего напряжения, действующего в плоскости куба (с нормалью $\mathbf{n}'$) в направлении вектора Бюргерса $\mathbf{b}$ сверхчастичной, μ — модуль сдвига, ν — коэффициент Пуассона, $\mathbf{e}$ и $\mathbf{s}$ — краевая и винтовая компоненты вектора Бюргерса, $\alpha = 1/\sqrt{3}$.

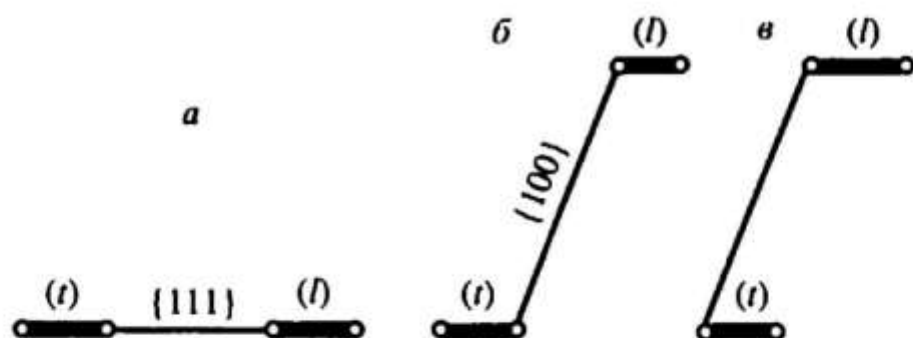


Рис. 2.28. Скользящая (а) и сидячие (б, в) конфигурации; l и t — ведущая и ведомая сверхчастичные; жирные линии — КДУ, тонкие — АФГ

В приближении $d_1 \ll d$ и $d_2 \ll d$ (см. рис. 2.27, а) имеем

$$d = \frac{\phi(\mathbf{b}, \mathbf{b})}{\zeta + b\sigma_{bn}}, \quad d_1 = \frac{\phi(\mathbf{b}_1, \mathbf{b}_0)}{\gamma' - \zeta + b_1\sigma_{b_1n} + \frac{\phi(\mathbf{b}_1, \mathbf{b})}{d}}, \quad (2.17)$$

где $\mathbf{b}_0, \mathbf{b}_1$ — векторы Бюргерса частичных дислокаций, γ' — энергия КДУ.

Используя выражение (2.17) для равновесного значения d , можно записать (2.15) в виде

$$K^{\text{eff}} = b\sigma_0(f(\mathbf{b}, \mathbf{n}') + \alpha f(\mathbf{b}, \mathbf{n})) + \alpha\zeta - \zeta', \quad (2.18)$$

где σ_0 — аксиальное внешнее напряжение, $f(\mathbf{b}, \mathbf{n}), f(\mathbf{b}, \mathbf{n}')$ — факторы Шмида для сдвига $\mathbf{b}$ в плоскостях октаэдра и куба соответственно. Выражение (2.18) используется далее при расчете энергии H прогиба сегмента в плоскость куба. При этом величина $g(m)$ записывается в форме (2.9), где величина P_0 определяется разностью значений энергии ведущей сверхчастичной в стянутой и расщепленной формах. Величина расщепления d_1 определяется посредством (2.17). Расщеплением ведомой сверхчастичной при расчете энергии активации поперечного скольжения ведущей можно пренебречь.

Энергия перетяжки W_c (см. рис. 2.27, а) вычисляется по следующей формуле:

$$W_c = 2\sqrt{2T_{b_1}\phi(\mathbf{b}_0, \mathbf{b}_1)} \int_{y_0}^{d_1} \sqrt{\ln \frac{d_1}{y} - \left(1 - \frac{y}{d_1}\right)} dy. \quad (2.19)$$

Расчет проводился для некоторого модельного сплава. Использовались следующие значения энергий поверхностных дефектов: $\zeta = 90$ мДж/м², $\zeta' = 10$ мДж/м², $\gamma' = 100$ мДж/м². На рис. 2.29 для различных ориентировок представлена зависимость энергии активации $U \equiv U(\sigma_0)$ образования барьера от внешнего аксиального напряжения σ_0 . Ранее предпринимались попытки связать изменение предела текучести при изменении ориентировки с величиной $f(\mathbf{b}, \mathbf{n}')/f(\mathbf{b}, \mathbf{n})$. Однако, как видно из рис. 2.29, последовательность кривых $U(\sigma_0)$ не определяется однозначно указанной величиной. Это связано с тем, что энергия активации $U(\sigma_0)$ зависит от факторов Шмида не только сверхчастичных, но и частичных дислокаций. Именно они определяют ширину сверхчастичной d_1 и соответственно, как уже говорилось, величины W_c и P_0 . Указанное обстоятельство объясняет также изменение энергии активации при смене знака внешнего напряжения. Действительно, поскольку расщепленные сверхчастичные не являются зеркальным отражением друг друга, то при смене знака внешнего напряжения меняется конфигурация (и соответственно ширина) той сверхчастичной, которая оказывается ведущей.

Обратим внимание также на следующие особенности семейства кривых $U(\sigma_0)$, приведенных на рис. 2.29. Во-первых, для всех ориентировок энергия активации $U(\sigma_0)$ при $\sigma_0 = 0$ имеет конечное значение. Во-вторых, кривые $U(\sigma_0)$, которые соответствуют ориентировке $\langle 001 \rangle$, не отличаются заметно от других кривых, хотя при ориентировке $\langle 001 \rangle$ для любой плоскости

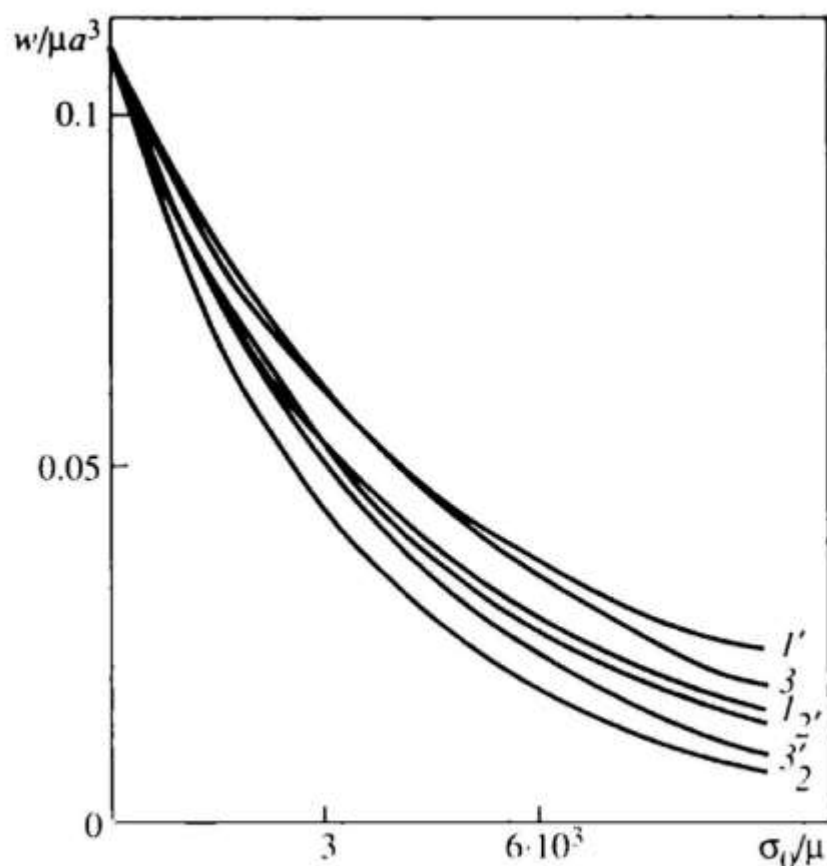


Рис. 2.29. Энергия активации $U(\sigma_0)$ образования барьера.

1, 2, 3 — растяжение, 1', 2', 3' — сжатие вдоль осей $[111]$, $[011]$, $[010]$

куба фактор Шмида $f(\mathbf{b}, \mathbf{n}') = 0$. В обоих этих случаях проявляется та особая роль, которую играет ведомая сверхчастичная в процессе поперечного скольжения ведущей. Вклад от упругого поля ведомой дислокации в величину K^{eff} определяется вторым слагаемым в правой части (2.15). В результате, как видно из (2.18), эффективное напряжение, действующее на ведущую, превосходит напряжение в голове скопления, состоящего из двух не связанных друг с другом полосой АФГ дислокаций с векторами Бюргерса $\mathbf{b}$, на величину $(\alpha\zeta - \zeta')/b$. Как известно, $\zeta/b > \sigma_0$. Именно это соотношение является причиной того, почему не одиночные дислокации, оставляющие за собой полосу АФГ, а сверхдислокации осуществляют пластическую деформацию. Учитывая это соотношение, а также анизотропию энергии АФГ ($\zeta > \zeta'$), получаем, что $K^{\text{eff}} \approx \alpha\zeta$. Фактически из-за того, что ведомая дислокация подтянута к ведущей поверхностным натяжением ζ , эффективное напряжение, действующее на ведущую, совпадает с напряжением в голове скопления, содержащего не две, а значительно большее число дислокаций. Другими словами, влияние ведомой дислокации существенно облегчает уход ведущей сверхчастичной в плоскость куба. Только под действием упругого поля ведомой происходит поперечное скольжение ведущей в рассмотренных выше двух случаях: $\sigma_0 = 0$ или $f(\mathbf{b}, \mathbf{n}') = 0$.

2.3.3. РАЗРУШЕНИЕ БАРЬЕРОВ

Разрушение барьеров представляет собой группу процессов с различными энергиями активации. Это является следствием многообразия заблокированных сверхдислокаций (см. рис. 2.28, б, в), тем более, что каждая из них имеет ширину, меняющуюся в плоскости куба. Разрушение барьера происходит в результате поперечного скольжения либо ведомой, либо ведущей дислокаций. В поле внешних напряжений барьер имеет две равновесные ширины: $D_0 \equiv D_0^T$ (скользящая ведомая и заблокированная ведущая) и D_0^L (скользящая ведущая и заблокированная ведомая). Очевидно, что $D_0^L \geq D_0$, причем ширина D_0^L существует, только если $\sigma_{\text{bn}} < \zeta'/b$. При приближении к равновесной ширине значение энергии активации поперечного скольжения соответствующей сверхчастичной резко возрастает. Тогда про-

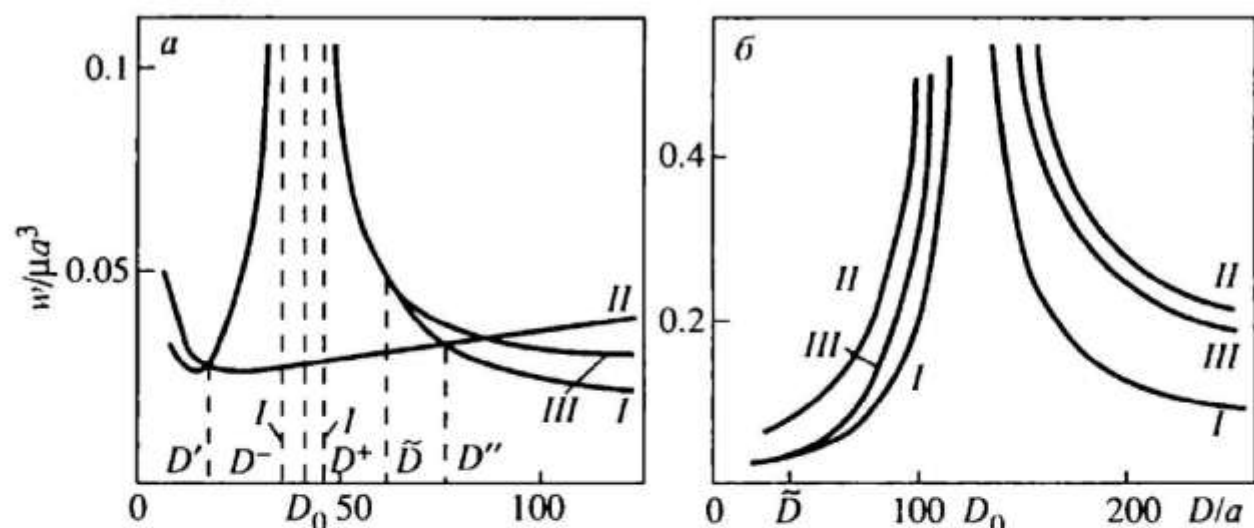


Рис. 2.30. Зависимость энергии активации разрушения барьера U^L (кривые L) и U^T (кривые T) от ширины барьера D при $\sigma_0/\mu = 8 \cdot 10^{-3}$.
 a — ориентировка $[111]$, b — ориентировка $[010]$ (растяжение)

цессом, контролирующим разрушение барьера, может стать поперечное скольжение другой сверхчастичной.

На рис. 2.30 приведена зависимость энергии активации разрушения барьеров от ширины барьера D для различных ориентировок. Исследованы следующие процессы: поперечное скольжение (II) ведущей, поперечное скольжение (I, III) ведомой для конфигураций, изображенных на рис. 2.28, b и 2.28, $в$ соответственно. Для ориентировки $\langle 111 \rangle$ (рис. 2.30, a) разрушение барьера шириной, близкой к D_0 , осуществляется посредством поперечного скольжения ведущей (кривая II). Когда ширина барьера становится больше D_0 , разрушение его вновь осуществляется посредством поперечного скольжения ведомой. В результате чередующихся процессов поперечного скольжения ведущей и ведомой сверхчастичных, прерываемых их расщеплением в плоскости октаэдра, вся конфигурация в целом перемещается в плоскости куба. Можно полагать, что именно таким путем осуществляется кубическое скольжение в исследуемых сплавах. Для ориентировки $\langle 010 \rangle$ (рис. 2.30, b) $D_0^L = D_0$, так что при приближении к критической ширине разрушение барьера посредством любого из рассматриваемых процессов затруднено. Поэтому кубическое скольжение при ориентировке $\langle 010 \rangle$ невозможно.

Сравним энергию активации разрушения барьера с энергией активации образования барьера. При ориентировках, отличных от $\langle 010 \rangle$, за энергию активации разрушения барьера можно принять энергию активации процес-

са Π при $D = D_0$. Этому процессу содействует сила K_L^{eff} , которую можно записать в виде

$$K_L^{\text{eff}} = b\sigma_{\text{bn}} + \frac{\phi(\mathbf{b}, \mathbf{b})}{D_0} - \zeta'. \quad (2.20)$$

Вследствие того, что $\zeta > \zeta'$, ширины сверхдислокаций в плоскостях куба и октаэдра связаны следующим соотношением: $D_0 > d$. Поэтому, как видно из сравнения (2.15) и (2.20), влияние ведомой на поперечное скольжение ведущей при разрушении барьера значительно слабее, чем при его образовании. Отсюда следует, что энергия активации для разрушения барьера выше, чем для его образования. Это соотношение тем более выполняется при ориентировке $\langle 001 \rangle$. В этом случае барьеры Кира—Вильсдорфа вообще можно считать неразрушаемыми (indestructable). В то же время их образование, как уже говорилось выше, может быть незатруднено по сравнению с другими ориентировками.

Мы не будем останавливаться здесь на разрушении незавершенного барьера Кира—Вильсдорфа (см. рис. 2.18, б). Отметим лишь, что для узких барьеров, когда $D \ll d$, энергия активации поперечного скольжения ведущей дислокации выше, чем при образовании барьера. Это обусловлено тем, что хотя в обоих случаях эффективное напряжение, действующее на ведущую, практически одинаково, величина расщепления ведущей, принадлежащей незавершенному барьеру Кира—Вильсдорфа, значительно превосходит ширину d_1 . Поэтому именно такие незавершенные барьеры представляют собой наилучшие объекты для наблюдения расщепления сверхчастичной дислокации. Но даже, если удастся наблюдать указанное расщепление, при попытке вычислить энергию γ' возникают трудности, связанные с оценкой напряжения, при котором этот барьер образовался. Действительно, при анализе микроструктуры, полученной для некоторой заданной степени деформации, необходимо учитывать, что барьеры возникают и при меньшей деформации и соответственно при меньшем напряжении. Еще большие трудности встречаются при попытке оценить энергию ζ' по наблюдаемой ширине барьера в плоскости куба. В этом случае, кроме сложности с оценкой напряжения, при котором образовался барьер, возникает вопрос о том, является ли его ширина равновесной. Поскольку в процессе пластической деформации формируются барьеры разной ширины, то, вообще говоря,

нет оснований для того, чтобы принимать ширину одного из таких барьеров за величину D_0 . В этом отношении наиболее благоприятные условия для оценки ζ' может обеспечить ориентировка $\langle 001 \rangle$. Во-первых, при этом нет сдвиговой компоненты внешнего напряжения ни в одной из плоскостей куба. Во-вторых, при высоких температурах, когда барьеры при этой ориентировке остаются неразрушаемыми, можно ожидать наблюдения барьеров с шириной, близкой к D_0 .

Необходимо также обратить внимание на то, что набор заблокированных конфигураций различен в зависимости от того, $T < T_{\max}$ или $T > T_{\max}$. В области аномального хода $\sigma_y(T)$ при образовании барьеров из сверхдислокаций, скользящих в плоскости октаэдра, можно представить следующую картину: вначале возникают незавершенные барьеры, которые с ростом деформации испытывают последующие превращения, причем все барьеры содержат полосу АФГ в плоскости куба, которая является плоскостью поперечного скольжения по отношению к первичной плоскости октаэдра. Но при $T > T_{\max}$, когда включены источники дислокаций в плоскости куба, имеющей наибольший фактор Шмида, картина упрощается: барьеры преимущественно имеют форму, изображенную на рис. 2.28, в. В любом случае наблюдаемая ширина барьеров в плоскости куба может сильно отличаться от равновесной.

В заключение отметим, что на основе проведенных расчетов впервые получены следующие результаты: выявлена особая роль, которую играет ведомая дислокация в процессах образования и разрушения барьеров; получено соотношение между энергиями активации этих процессов, которое необходимо для наблюдения температурной аномалии предела текучести; получено объяснение асимметрии предела текучести при смене знака приложенного напряжения; получено объяснение того факта, почему при нулевом напряжении в плоскости куба возможно образование барьеров, но невозможно их разрушение. Эти результаты остаются справедливыми и при использовании других моделей, связанных, например, с образованием и распространением перегибов (см., например, [37]).

Полученные в этой главе результаты будут использованы далее при обсуждении блокировки дислокационных источников и анализе температурной зависимости деформационных характеристик.

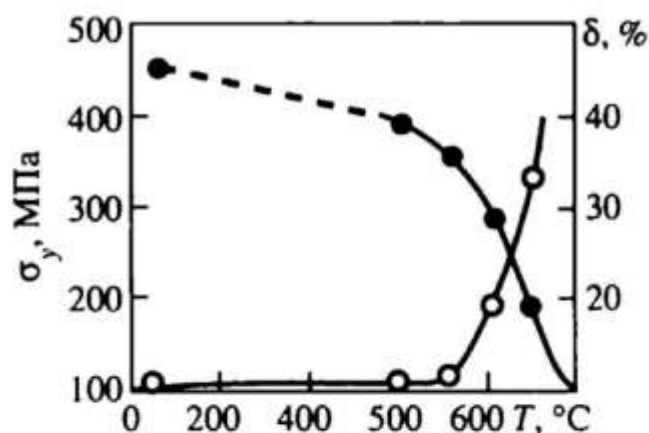
ТЕМПЕРАТУРНЫЕ АНОМАЛИИ ДЕФОРМАЦИОННОГО ПОВЕДЕНИЯ TiAl

В то время, когда температурные аномалии деформационных характеристик для многих сплавов типа Ni_3Al уже детально изучались, исследования интерметаллида TiAl первоначально не обнаруживали подобных аномалий. Эти исследования проводились на поликристаллах, размер зерна которых, как выяснилось позже, был недостаточно велик для того, чтобы эти аномалии могли быть наблюдаемыми. Однако в теоретических работах на основе аналогии между дислокационными превращениями, наблюдаемыми в сверхструктуре $L1_2$ и предполагаемыми в сверхструктуре $L1_0$, указывалось на возможность обнаружения максимумов деформационных характеристик TiAl. Когда это действительно было обнаружено, оказалось, что аномальное поведение включает в себя как особенности деформационных характеристик, так и сопутствующие им особенности дислокационной структуры и геометрии скольжения TiAl.

3.1. НЕМОНОТОННАЯ ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК TiAl

Механические свойства поликристалла TiAl при различных температурах исследованы в [1, 2]. На рис. 3.1 приведена температурная зависимость предела текучести и удлинения до разрушения для поликристалла TiAl со средним размером зерна ≈ 25 мкм. Во всем исследованном температурном интервале наблюдается нормальный ход $\sigma_y(T)$, причем слабое температурное падение сменяется более сильным при температурах выше 600 °С. Как видно из рис. 3.1, при температурах ниже 600 °С пластичность $\delta(T)$ крайне низка и начинает увеличиваться лишь при более высоких температурах.

Рис. 3.1. Температурная зависимость предела текучести (темные кружки) и удлинения до разрушения (светлые) в TiAl [1, 2]



В работах [3—5] обращено внимание на возможность реализации в сплавах со сверхструктурой $L1_0$ дислокационных превращений, аналогичных тем, которые происходят в сплавах со сверхструктурой $L1_2$ (см. главу 2). Подчеркивалось, что энергия активации образования барьеров ($A \rightarrow B$, $A' \rightarrow B'$ -превращений в обозначениях [3, 4]) ниже энергии активации их разрушения. На основе такого соотношения между энергиями активации были высказаны следующие предположения: во-первых, о возможности наблюдения температурного максимума предела текучести в сплавах со сверхструктурой $L1_0$; во-вторых, о том, что спонтанное образование неразрушаемых барьеров является возможной причиной хрупкости TiAl. Предполагая, что в монокристалле некоторого сплава наблюдается температурный максимум $\sigma_y(T)$, авторы исследовали возможные варианты температурной зависимости $\sigma_y(T)$ в сплаве, содержащем доменные границы [6]. Фактически речь шла о способах суперпозиции напряжения течения, имеющего температурный максимум, и напряжения прорыва дислокаций через доменные границы. Последнее описывается кривой, имеющей плато, которое с ростом температуры сменяется падающим ходом. Соотношение между температурой конца плато и температурой максимума определяет в значительной степени форму кривой $\sigma_y(T)$, полученную в результате суперпозиции.

Аномальный температурный ход предела текучести в монокристаллах TiAl обнаружен Кавабата и др. [7]. На рис. 3.2, б представлены кривые $\sigma_y(T)$ для монокристаллов TiAl различных ориентировок. Аномальный ход $\sigma_y(T)$ наблюдается при всех изучаемых ориентировках. При испытании монокристаллов TiAl, проведенных при низких температурах [8], обнаружено сильное падение $\sigma_y(T)$ с ростом температуры (рис. 3.2, а). Таким образом, как видно из рис. 3.2, типичная для TiAl форма кривой $\sigma_y(T)$ включает в себя сильную нормальную зависимость при низких температу-

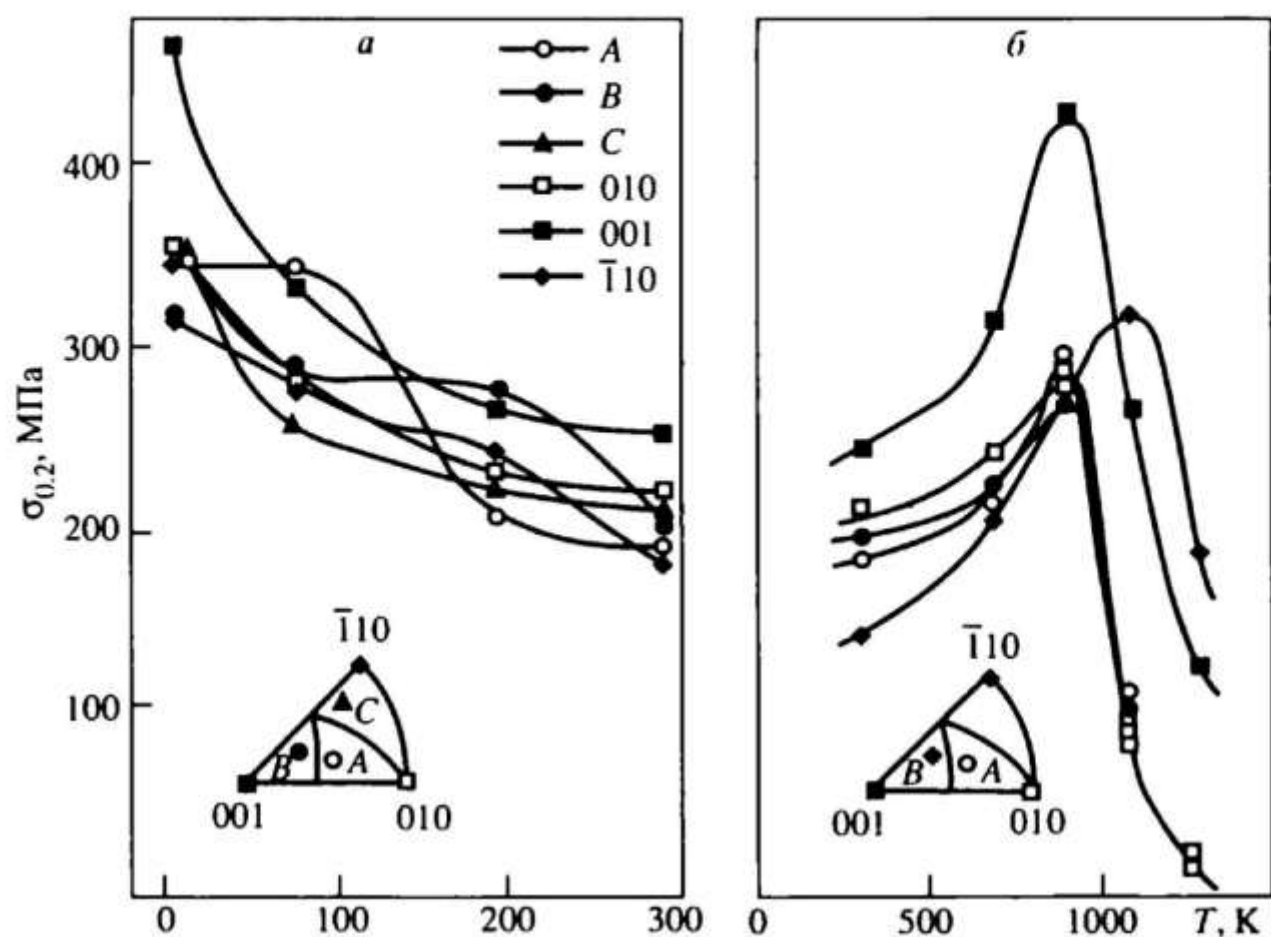


Рис. 3.2. Кривые $\sigma_y(T)$ для монокристаллов TiAl:
 а — при низких температурах [8]; б — при промежуточных и высоких температурах [7]

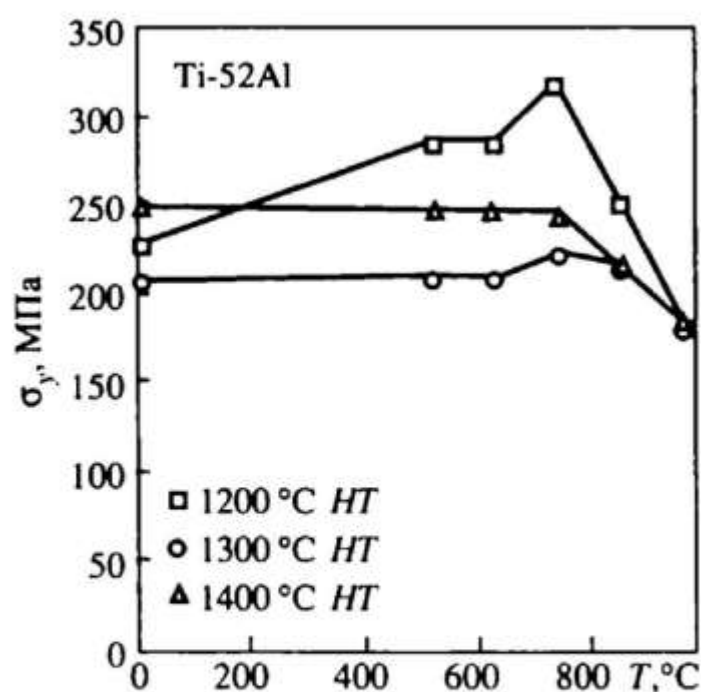


Рис. 3.3. Влияние размера зерна на температурную зависимость предела текучести Ti—52Al; указаны температуры термообработки (HT) [13]

рах (область I), аномальный ход при промежуточных температурах (область II), нормальный ход при высоких температурах (область III). Здесь обращает на себя внимание та особенность кривой $\sigma_y(T)$ в TiAl, что температурный спад при низких температурах значительно более сильный, чем в Ni₃Al.

Можно полагать, что исчезновение температурной аномалии $\sigma_y(T)$ при переходе от монокристалла к поликристаллу обусловлено зернограничным упрочнением. Имеется в виду, что температурный спад напряжения прорыва дислокаций через границу может сделать ненаблюдаемым аномальный температурный подъем деформирующего напряжения. В этом отношении ситуация для поликристалла аналогична рассмотренной выше для полидомена. Температурная аномалия $\sigma_y(T)$ в Ni₃Al не наблюдается, если размер зерна становится меньше ≈ 8 мкм [9]. Для TiAl аномалия $\sigma_y(T)$ не была обнаружена при значительно большем (≈ 50 мкм) размере зерна [10]. Критический размер зерна, при котором начинает наблюдаться аномалия $\sigma_y(T)$, несколько превосходит ≈ 50 мкм [11]. Такое различие в поведении поликристаллов Ni₃Al и TiAl может быть связано [12] с разными значениями коэффициента k_y в соотношении Холла—Петча:

$$\sigma_y = \sigma_0 + k_y d^{1/2}, \quad (3.1)$$

где σ_0 — предел текучести в отсутствие границ зерен, d — размер зерна. Как показано [12] на основе анализа экспериментальных данных, коэффициент k_y в TiAl составляет ≈ 1.37 МПа·м^{1/2}, тогда как в Ni₃Al ≈ 0.82 МПа·м^{1/2}.

На рис. 3.3 показаны кривые $\sigma_y(T)$ для поликристалла Ti—52Al после термообработки при различных температурах [13]. В результате термообработки при 1400 °C получен размер зерна ≈ 80 мкм, а при 1200 °C ≈ 650 мкм. Для сплава такого состава аномалия $\sigma_y(T)$ не наблюдается даже при размере зерна ≈ 80 мкм, т. е. при большем размере зерна, чем для эквивалентного состава.

Возвращаясь к монокристаллам TiAl, приведем деформационные кривые, полученные Инуи и др. [14] для различных ориентаций и температур (рис. 3.4). Для сплава Ti—56Al температурный ход предела текучести представлен на рис. 3.5. Здесь кривые $\sigma_y(T)$ несколько отличаются по своей форме от приведенных на рис. 3.2. Это отличие

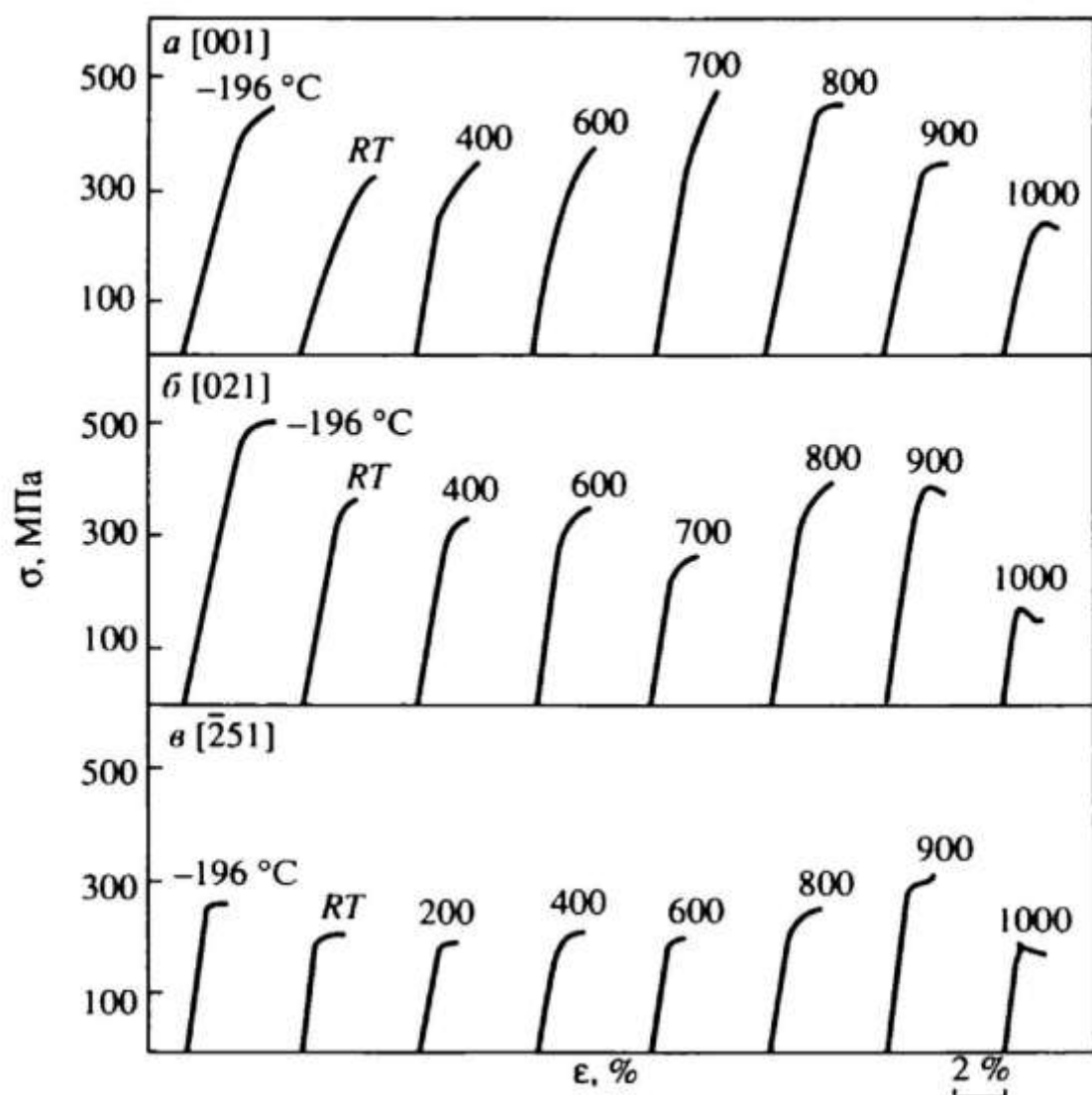


Рис. 3.4. Деформационные кривые для монокристаллов Ti—56Al при различных температурах испытания (сжатие); указаны ориентировки монокристаллов; *RT* — комнатная температура [14]

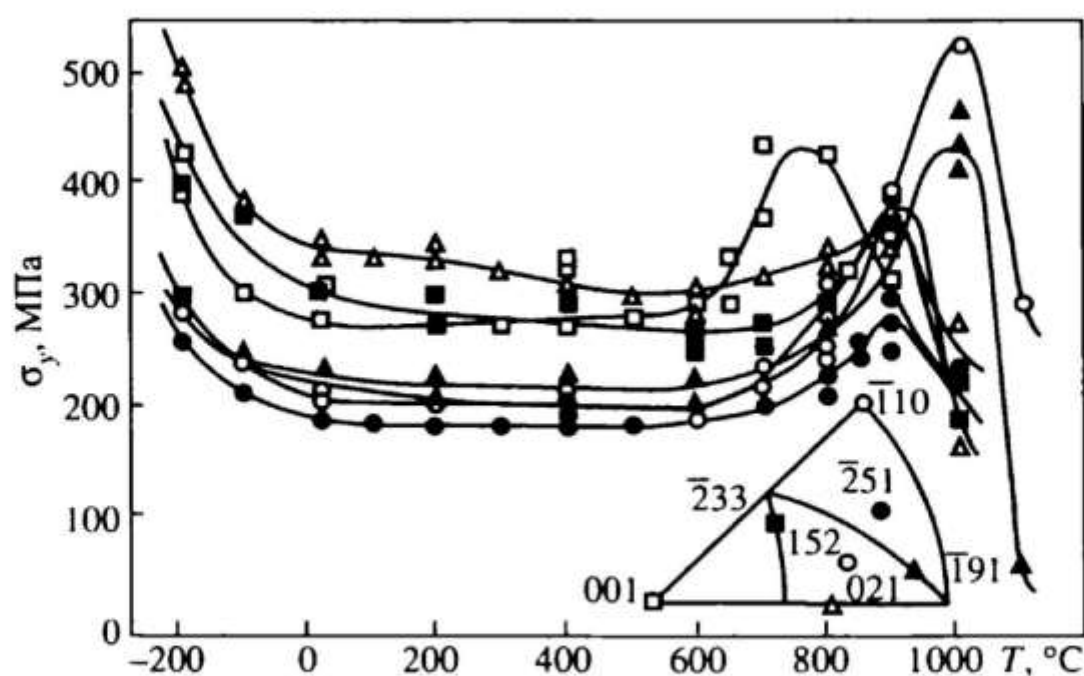


Рис. 3.5. Температурная зависимость предела текучести для монокристаллов Ti—56Al [14]

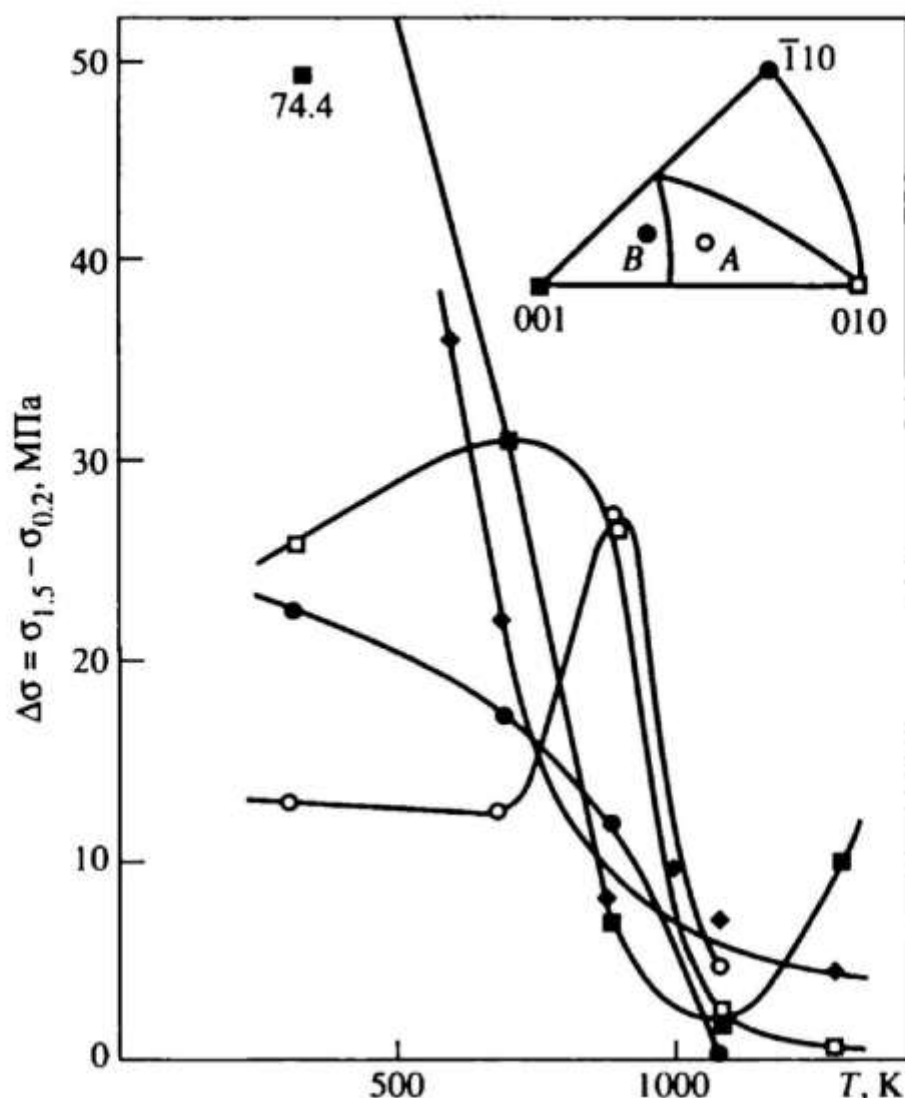


Рис. 3.6. Температурная зависимость коэффициента упрочнения для монокристаллов TiAl [7]

состоит, в частности, в том, что на рис. 3.5 предел текучести остается почти постоянным от комнатной температуры до $\approx 500^\circ\text{C}$.

Общим для кривых $\sigma_y(T)$, приведенных на рис. 3.2 и 3.5, является, во-первых, то, что при всех ориентировках сохраняется температурная аномалия предела текучести, во-вторых, значение предела текучести при очень низких температурах близко к максимальному значению $\sigma_y(T)$ при температуре пика T_{max} , и, наконец, начиная от этих значений происходит сильное падение $\sigma_y(T)$ в области как низких температур, так и выше температуры пика.

Коэффициент упрочнения $\theta(T)$ в монокристаллах TiAl также имеет немонотонную температурную зависимость, которая, однако, не повторяет зависимости $\sigma_y(T)$. Как показали Кавабата и др. [7], коэффициент упрочнения $\theta(T)$ в области аномального хода $\sigma_y(T)$ имеет аномальный ход при одних ориентировках и нормальный ход при других (рис. 3.6).

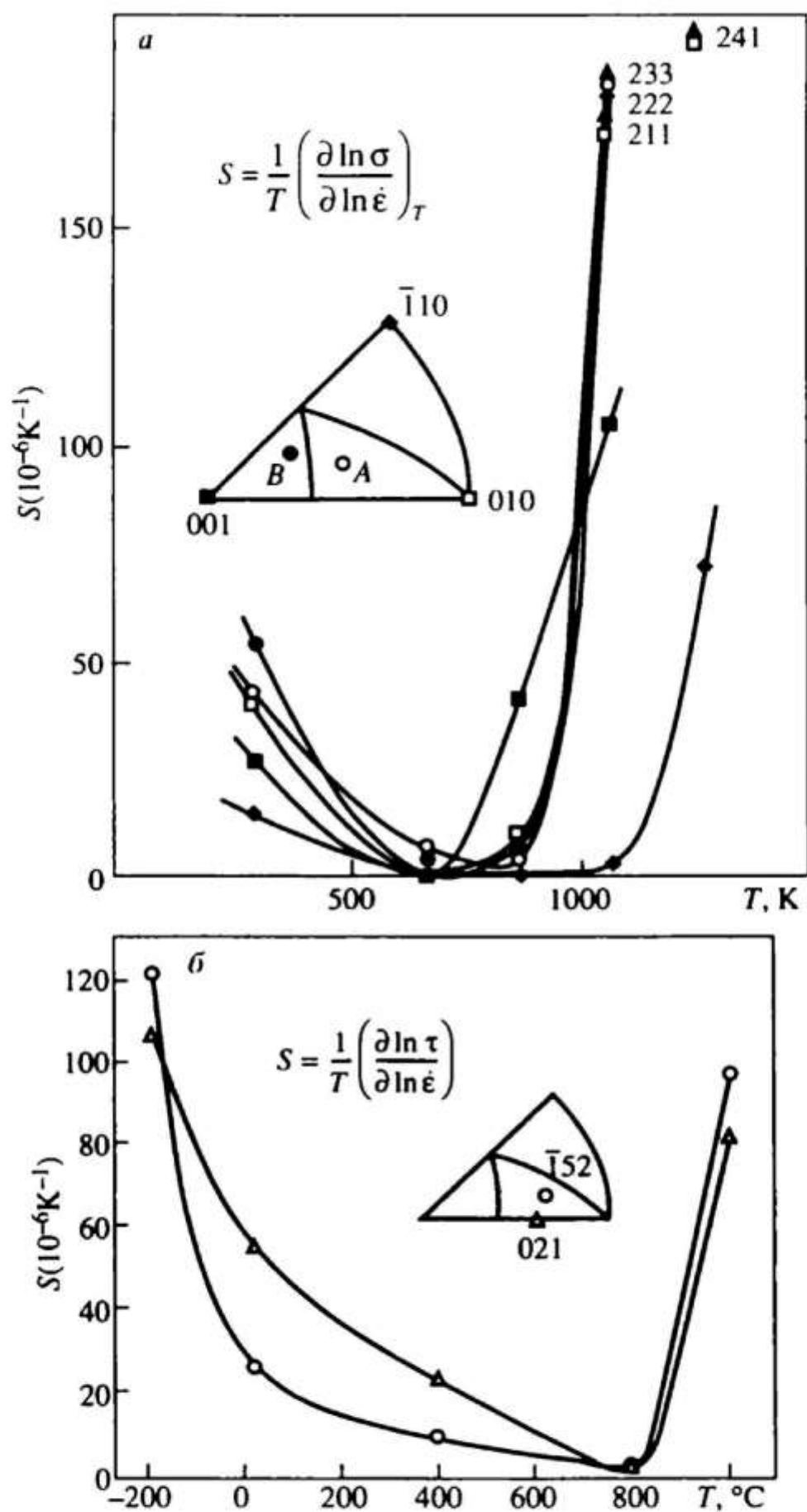


Рис. 3.7. Температурная зависимость параметра S скоростной чувствительности для монокристаллов различной ориентации:
a — Ti—57Al [7], *b* — Ti—56Al [14]

Инуи и др. [14] отмечают, что в тех случаях, когда $\theta(T)$ имеет в TiAl аномальный ход, температура пика $\theta(T)$ оказывается на 100—200 °С ниже температуры пика $\sigma_y(T)$. Подобное смещение температуры пика $\theta(T)$ относительно температуры пика $\sigma_y(T)$ наблюдалось и в монокристаллах Ni₃Al, о чем говорилось выше.

Признаком, сопутствующим аномальной температурной зависимости $\sigma_y(T)$, является слабая зависимость напряжения течения от скорости деформации $\dot{\epsilon}$. Соответствующий параметр скоростной чувствительности S , определяемый посредством (2.1), вычисляется, как уже отмечалось в предыдущей главе, путем измерения скачков напряжения при изменении скорости деформации. Температурная зависимость параметра S для монокристаллов различных ориентаций представлена на рис. 3.7, а [7] и 3.7, б [14]. Видно, что параметр S с повышением температуры вначале падает, затем сохраняет низкое значение, а далее растет.

3.2. СРАВНЕНИЕ ДЕФОРМАЦИОННОГО ПОВЕДЕНИЯ CuAu, TiAl

Для понимания природы деформационного поведения TiAl представляет интерес найти температурную зависимость предела текучести и пластичности упорядоченного сплава CuAu, имеющего ту же сверхструктуру $L1_0$, и выяснить, имеет ли предел текучести температурную аномалию и наблюдаются ли заблокированные дислокации. В [15, 16] сделана попытка выяснить эти вопросы и сравнить деформационное поведение сплавов CuAu и TiAl. Ниже в этой главе приводятся результаты экспериментального исследования механических свойств упорядоченного сплава CuAu, а в главе 5 — соответствующие данные по дислокационной структуре.

Материал и методика исследования. В качестве материала исследования использовался сплав CuAu стехиометрического состава, который был приготовлен из металлов чистотой 99,99 % вакуумной плавкой с последующей термомеханической обработкой. Как известно, для сплава CuAu температура упорядочения $T_c = 410$ °С, причем в интервале 385...410 °С равновесной является фаза CuAuII. После гомогенизации разупорядоченный сплав был прокатан на 65 %. Далее образец быстро нагревался до темпера-

туры 395 °С и выдерживался при этой температуре 12 ч. Далее образец охлаждался со скоростью 10 °С в сутки, причем при температуре 360 °С вновь выдерживался 12 ч. Такая обработка дает возможность рекристаллизовать сплав CuAuII, затем при понижении температуры превратить фазу CuAuII в CuAuI. В результате удастся получить исследуемый далее поликристалл упорядоченного сплава CuAuI практически без ламельной структуры, т. е. без колоний с-доменов, и с довольно крупным зерном (5—10 мкм). В том случае, когда после прокатки отжиг разупорядоченного сплава проводится сразу при температуре 360 °С, возникает ламельная структура. Кроме того, для сравнения использовался мелкозернистый сплав CuAuI с размером зерна 0,5 мкм, который был получен при выдерживании в печи разупорядоченного холоднокатаного сплава в течение 100 ч при температуре 270 °С.

Образцы для механических испытаний нарезались специальным штампом из пластин сплава толщиной 0,1 мм. Длина рабочей части образцов составляла 30 мм, ширина — 3,2 мм. Точность определения температуры $\pm 2^\circ$. Перед началом деформации образцы сплава выдерживались при заданной температуре 20 мин, после разрыва охлаждались на воздухе.

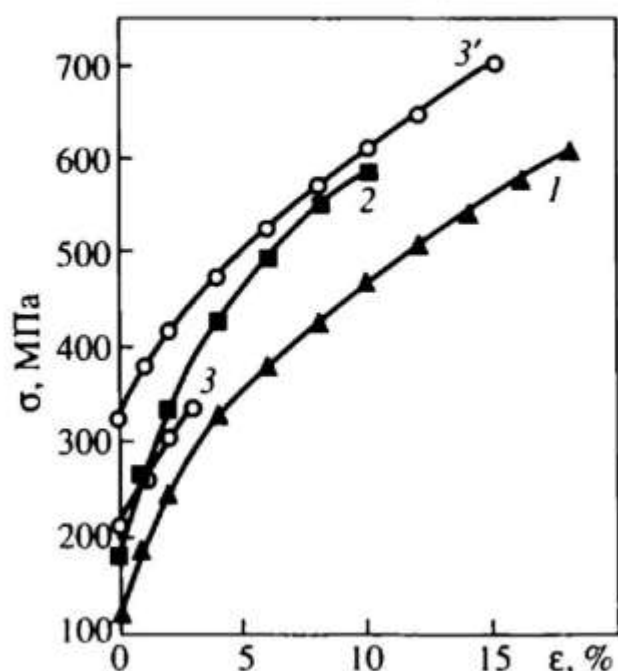
Механические испытания проводились в температурном интервале $-196 \dots 350^\circ\text{C}$. На рис. 3.8 представлены диаграммы растяжения упорядоченного сплава CuAu после испытаний при температурах -196 , 20 , 300°C (кривые 1, 2, 3). Кривая 3' соответствует второй ступени деформации, проведенной при комнатной температуре, после того, как первая ступень (кривая 3) проводилась при 300°C .

На рис. 3.9 приведена зависимость предела текучести $\sigma_{0.2}$ и удлинения δ от тем-

пературы.

Рис. 3.8. Диаграммы растяжения упорядоченного сплава CuAu (размер зерна $\approx 5\text{—}10$ мкм при различных температурах испытания:

1 — 20; 2 — -196 ; 3 — 300; 3' — дополнительное испытание при комнатной температуре после деформации при 300°C [15]



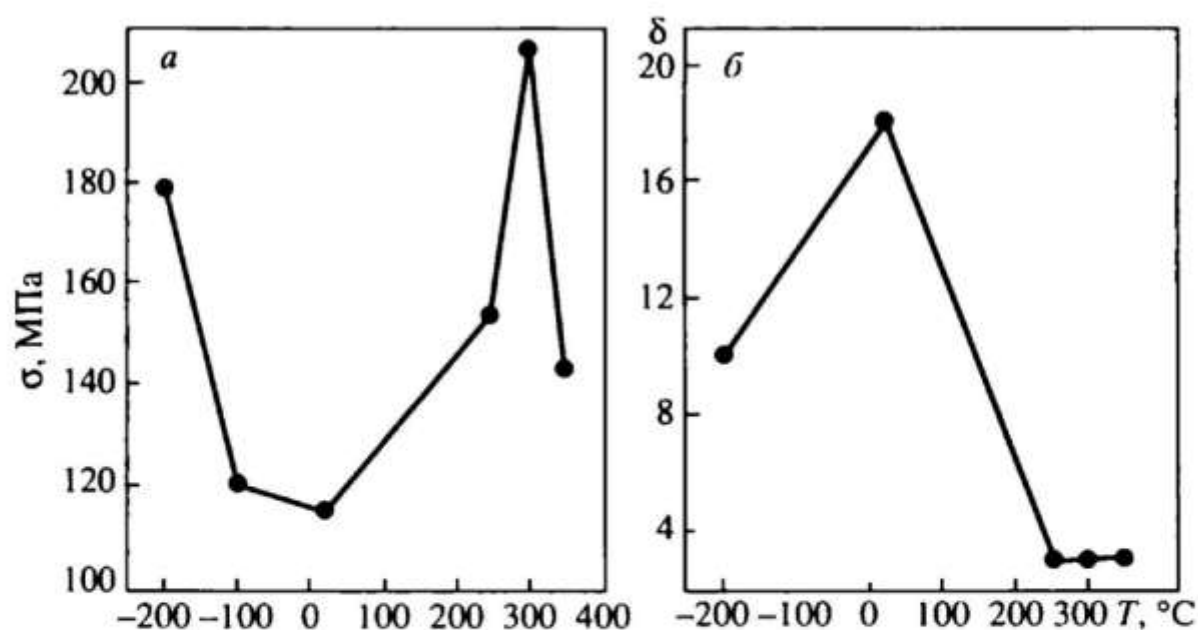


Рис. 3.9. Температурная зависимость предела текучести (а) и удлинения (б) упорядоченного сплава CuAu (размер зерна $\approx 5\text{—}10$ мкм) [15]

пературы испытания. Обе величины имеют немонотонный температурный ход. Как видно из рис. 3.9, а, вблизи 300°C наблюдается пик $\sigma_{0.2}(T)$. При этом максимальное значение $\sigma_{0.2}$ превосходит значение $\sigma_{0.2}$ при комнатной температуре примерно в два раза, но незначительно отличается от значения при -196°C . Температурный ход $\sigma_{0.2}(T)$, включающий в себя сильное падение как при низких температурах, так и при $T > T_{\text{max}}$, и аномальный рост при промежуточных температурах подобен наблюдаемому в TiAl (см. рис. 3.2).

При механических испытаниях мелкозернистого (≈ 0.5 мкм) упорядоченного сплава CuAu обнаружен иной, чем для крупнозернистого сплава, температурный ход предела текучести: наблюдаемое в широком температурном интервале плато (≈ 270 МПа), которое сменяется последующим падением $\sigma_{0.2}(T)$ при росте температуры. Подобный ход предела текучести наблюдался в поликристаллах TiAl (см. рис. 3.1). Следует заметить, что температурная аномалия предела текучести в CuAu сохраняется при значительно меньшем размере зерна ($\approx 5\text{—}10$ мкм), чем в TiAl.

Следует подчеркнуть, что температурный ход пластичности $\delta(T)$, в отличие от $\sigma_y(T)$, оказался иным для поликристаллов CuAu (рис. 3.9, б), чем для поликристаллов TiAl (см. рис. 3.1). Обращает на себя внимание резкое падение пластичности от 18 % при комнатной температуре почти до 3 % при температуре 250°C . Резкое падение пластичности CuAu в интервале $250\text{...}350^\circ\text{C}$ могло быть связано с сегре-

гацией малых примесей на границах зерен при нагреве во время растяжения. Но тогда при последующем охлаждении указанная сегрегация должна сохраняться. Соответственно должна была бы сохраниться и низкая пластичность. Для проверки этой возможности после деформации при 300 °С (кривая 3, рис. 3.8) была проведена вторая ступень при комнатной температуре (кривая 3'). Оказалось, что при переходе к комнатной температуре вновь наблюдается высокая пластичность, так что охрупчивание за счет обогащения границ примесями, в том числе за счет окисления по границам, едва ли имеет место.

Отметим также, что предел текучести в CuAu на второй ступени практически совпадает с напряжением конца первой ступени, а не падает в соответствии со своим аномальным ходом. Подобное отсутствие макроскачка напряжения при переходе от высокотемпературной ступени деформации к низкотемпературной наблюдалось и в TiAl при определенных ориентациях монокристалла, о чем будет идти речь в главе 13.

Сравнение кривых, приведенных на рис. 3.9, *а*, *б*, показывает, что в интервале температур 250...350 °С кривая $\delta(T)$ для CuAu имеет плато, тогда как кривая $\sigma_{0,2}(T)$ имеет пик. Таким образом, едва ли можно говорить о корреляции между этими величинами. Мы связываем наблюдаемое изменение пластичности сплава CuAu в зависимости от температуры с меняющейся структурой границ зерен. Мы полагаем, что при нагреве возникает некоторое новое, отличное от исходного, структурное состояние границы, а при последующем охлаждении, как следует из сравнения кривых (см. рис. 3.8), вновь восстанавливается исходное состояние. Нельзя исключить возможность разупорядочения (и последующего упорядочения при охлаждении) по границам зерен. Границы зерен, являясь поверхностными дефектами, могут обеспечивать более быструю кинетику фазовых превращений, чем внутри объема, в частности, благодаря более высокому коэффициенту диффузии. Другая возможность изменения структуры границы зерна связана с существованием более высокотемпературной по сравнению с CuAuI фазы CuAuII, о чем говорилось выше. Упомянутое ускорение процессов на границе может привести при температурах, меньших температуры фазового перехода, к возникновению переходного состояния, предшествующего

образованию фазы CuAuII . При последующем охлаждении на границе восстанавливается исходная фаза CuAuI .

Таким образом, температурная зависимость предела текучести, наблюдаемая для крупнозернистого поликристалла CuAu , оказалась подобной той, что наблюдается для монокристаллов TiAl . В то же время температурный ход пластичности оказался совсем иным. Существенно, что при комнатной температуре в сплаве CuAu низкое значение предела текучести сочетается с высоким значением пластичности, что свойственно нормальным металлам. Однако для TiAl характерно сочетание низких значений предела текучести и пластичности в этой области температур. В конечном счете это связано, по-видимому, с особенностями межатомных связей в TiAl , что будет подробно рассмотрено в последующих главах.

Интерметаллид TiAl является типичным представителем многочисленной группы сплавов со сверхструктурой $L1_0$. Многообразие типов дислокаций в слоистой сверхрешетке $L1_0$ обусловлено наличием различных векторов трансляций и векторов частичных сдвигов. В результате скользящими дислокациями оказываются не только сверхдислокации, но и одиночные дислокации. Скользящие сверхдислокации могут иметь такой же вектор Бюргерса, как и сверхдислокации в сверхрешетке $L1_2$ (см. главу 2). Но, помимо этого, сверхдислокации могут иметь вектор Бюргерса, представляющий собой такую сумму векторов трансляции ГЦК-решетки, которая является вектором трансляции в сверхрешетке $L1_0$, но не в $L1_2$. Вследствие перерасщеплений, происходящих с образованием различного рода поверхностных дефектов, могут возникать и некомпланарные заблокированные конфигурации сверхдислокаций, которые имеют меньшую упругую энергию, чем скользящие. Кроме того, в TiAl реализуется специфический механизм блокировки одиночных дислокаций. Этот механизм связан с особенностями электронной структуры, в частности с ковалентно-подобным характером определенных межатомных связей в TiAl.

4.1. СКОЛЬЗЯЩИЕ ДИСЛОКАЦИИ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

В сверхструктуре $L1_0$ атомы разного сорта расположены в чередующихся плоскостях (см. рис. 1.2). Ось c , перпендикулярная указанным плоскостям, параллельна направлению $\langle 001 \rangle$. В сплавах данного типа решетка при упорядочении, как правило, становится тетрагональной. Благодаря слоистому расположению одноименных атомов, различные направления сдвига $\langle 101 \rangle$ не являются

эквивалентными. В каждой плоскости $\{111\}$ вдоль одного из таких направлений, а именно направления, перпендикулярного оси c , вектором трансляции является вектор $1/2\langle 110 \rangle$, а вдоль двух других направлений — векторы типа $\langle 101 \rangle$. Поэтому в сверхструктуре $L1_0$ существуют как одиночные дислокации с вектором Бюргерса $1/2\langle 110 \rangle$, так и сверхдислокации с векторами Бюргерса типа $\langle 101 \rangle$ (см. [23] глава 2).

Будем использовать символику Томпсона (см. рис. 2.17) для обозначения векторов Бюргерса и плоскостей скольжения дислокаций в сверхструктуре $L1_0$. Если ось c параллельна $[001]$, то в плоскости (111) вектор Бюргерса одиночной дислокации есть $\mathbf{BA}(d)$, а векторы Бюргерса сверхдислокаций — $2\mathbf{CA}(d)$ и $2\mathbf{CB}(d)$. Будем одновременно использовать обозначения векторов и в индексах Миллера. Удобной оказалась модификация, когда при выбранном направлении оси c векторы Бюргерса одиночных дислокаций обозначаются как $1/2\langle 110 \rangle$, а сверхдислокаций — как $\langle 101 \rangle$.

Типичными для сверхрешеток являются кратные (по отношению к решетке разупорядоченного сплава) векторы Бюргерса дислокаций. Такие векторы Бюргерса имеют сверхдислокации в сверхструктуре $L1_2$ (см. главу 2). В сверхструктуре $L1_0$, кроме одиночных дислокаций и сверхдислокаций с вектором Бюргерса типа $\langle 101 \rangle$, возможны сверхдислокации с вектором Бюргерса $1/2\langle 112 \rangle$. Возникновение нового типа сверхдислокаций с таким необычным вектором Бюргерса (см. [3, 4] глава 3) связано со слоистым характером сверхрешетки $L1_0$.

Рассмотрим возможные реакции, связывающие между собой дислокации различных типов. Запишем сначала следующую реакцию в плоскости (d) , т. е. в плоскости (111) :

$$2\mathbf{CA} \rightarrow (\mathbf{CA} + \mathbf{CB}) + \mathbf{BA}. \quad (4.1)$$

Здесь и далее при такой форме записи считается, как обычно, что дислокационная реакция направлена слева направо.

Поскольку для выбранного направления оси c , параллельного $[001]$, векторы $2\mathbf{CA}$ и $\mathbf{BA}$ являются векторами трансляции сверхрешетки, то, как видно из (4.1), вектор $(\mathbf{CA} + \mathbf{CB})$, т. е. $1/2[\bar{1}\bar{1}2]$, также является вектором трансляции сверхрешетки.

Набор векторов, которые получены добавлением к вектору CA векторов $1/2\langle 110 \rangle$, лежащих в плоскости (111) , имеет вид

$$\begin{array}{ll} CA + CA; & CA + AC; \\ CA + CB; & CA + BC; \\ CA + BA; & CA + AB. \end{array}$$

Вектор $(CA+CA)$ равен вектору Бюргерса сверхдислокации, а $(CA+BC)$ — вектору Бюргерса BA одиночной дислокации; векторы $(CA+BA)$ и $(CA+AB)$ не являются векторами трансляции сверхрешетки. Поэтому введением в рассмотрение вектора Бюргерса $(CA+CB)$ исчерпываются возможные векторы Бюргерса дислокаций, скользящих в плоскости (111) . Существенно то, что вектор Бюргерса типа $1/2\langle 112 \rangle$ меньше по модулю, чем вектор $\langle 101 \rangle$: отношение квадратов их модулей составляет, как нетрудно видеть, $3/4$. Поэтому сверхдислокация $1/2\langle 112 \rangle$ имеет меньшую энергию, чем сверхдислокация $\langle 101 \rangle$.

Сверхдислокации $1/2\langle 112 \rangle$ могут возникать не только в результате диссоциации сверхдислокации $\langle 101 \rangle$ в соответствии с (4.1), но и в результате взаимодействия с одиночной дислокацией:

$$2CA + AB = (CA + CB). \quad (4.2)$$

Необходимо оценить, является ли образование сверхдислокации $1/2\langle 112 \rangle$ в результате какой-либо из указанных двух реакций энергетически выгодным. В общем случае изменение энергии ΔE в результате реакций

$$b \Leftrightarrow b_1 + b_2 \quad (4.3)$$

между дислокациями, оси которых параллельны, можно записать в виде

$$\Delta E = \phi(b_1, b_2) \ln \frac{R}{r_0}, \quad (4.4)$$

где величина $\phi(b_1, b_2)$ определяется выражением (2.16). При записи (4.3) мы ограничились логарифмическими членами в выражении для собственной упругой энергии дислокации.

Реакция $\mathbf{b} \Rightarrow \mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2$ энергетически выгодна, если $\Delta E > 0$. Если же $\Delta E < 0$, то энергетически выгодна реакция $\mathbf{b}_1 + \mathbf{b}_2 \Rightarrow \mathbf{b}$.

Используя (4.4) и вводя угол φ между осью дислокации и вектором $\mathbf{CA}$, сразу получаем, что реакция (4.2) образования сверхдислокации $1/2\langle 112 \rangle$ энергетически выгодна при любой ориентации дислокации. Соответственно обратная реакция $(\mathbf{CA} + \mathbf{CB}) = 2\mathbf{CA} + \mathbf{AB}$, описывающая диссоциацию сверхдислокации $1/2\langle 112 \rangle$, энергетически невыгодна в любом случае. Реакция (4.1) диссоциации сверхдислокации $\langle 101 \rangle$ сопровождается выигрышем энергии при $30^\circ < \varphi < 120^\circ$, несмотря на то, что сверхдислокация $1/2\langle 112 \rangle$ и одиночная дислокация имеют взаимно ортогональные векторы Бюргерса.

Все три типа дислокаций наблюдались в сплавах со сверхструктурой $L1_0$. Результаты исследования эволюции дислокационной структуры с температурой для сплава TiAl излагаются в главе 5, где для сравнения приводятся также данные, полученные для упорядоченного сплава CuAu .

Перепишем равенство (4.1) в следующем виде:

$$2\mathbf{CA} + (\mathbf{AC} + \mathbf{BC}) + \mathbf{AB} = 0. \quad (4.5)$$

Таким образом, возможна ситуация, когда сумма векторов Бюргерса трех дислокаций (двух сверхдислокаций и одиночной дислокации) становится равной нулю, т. е. такие дислокации образуют узел. В результате введения сверхдислокации $1/2\langle 112 \rangle$ оказывается возможным описать дислокационную реакцию, при которой возникает тройной узел дислокационной сетки.

Аналогичным образом при взаимодействии сверхдислокаций различных типов в соответствии с реакцией

$$2\mathbf{CA} + (\mathbf{AC} + \mathbf{BC}) = \mathbf{BA} \quad (4.6)$$

возникает дислокационное соединение (junction), содержащее два тройных узла и одиночную дислокацию между ними.

Используя же известную реакцию $\mathbf{CA} + \mathbf{AB} + \mathbf{BC} = 0$ для дислокационного узла в ГЦК-решетке и ограничиваясь рассмотрением сверхдислокаций $\langle 101 \rangle$ и одиночных дислокаций, можно получить лишь четверной узел в сверхрешетке $L1_0$:

$$2\mathbf{CA}(b) + 2\mathbf{BC}(d) = \mathbf{BA}(d) + \mathbf{BA}(d). \quad (4.7)$$

Дислокационные конфигурации, возникающие в результате приведенных выше реакций, рассмотрены в [1—4]. Здесь же получены ширины различных конфигураций и энергии активации дислокационных превращений, которые приведены в настоящей главе. Результаты же ТЭМ-анализа микроструктуры TiAl при различных температурах, которому в основном посвящены [1—4], изложены в следующей главе.

Если реакция (4.7) происходит между сверхдислокациями $\langle 101 \rangle$, то возникает дислокационное соединение, состоящее из сегментов одиночных дислокаций. При этом возможна последующая перестройка, когда каждый из указанных сегментов при прогибе в плоскости скольжения (d) вступает в реакцию со сверхдислокацией, которая находится в той же плоскости скольжения:

$$AB(d) + 2BC(d) = (AC + BC). \quad (4.8)$$

В результате дислокационное соединение превращается в плоскую четырехугольную конфигурацию (рис. 4.1), состоящую из чередующихся сегментов одиночной дислокации и сверхдислокации $1/2\langle 112 \rangle$. Каждая вершина представляет собой тройной узел, образованный указанными дислокациями и одной из исходных сверхдислокаций $2CA(b)$ или $2BC(d)$. ТЭМ-изображение дислокационного соединения, имеющего такую форму, приведено в разделе 5.2. Поскольку коллапс четырехугольной конфигурации затруднен, то сверхдислокации вследствие реакции (4.7) оказываются заблокированными. Такая конфигурация дислокационного соединения специфична для сверхструктуры $L1_0$ и не может возникать в сплавах типа Ni_3Al из-за отсутствия одиночных дислокаций.

Вследствие слоистого характера сверхструктуры $L1_0$, неэквивалентными являются не только направления полного сдвига $\langle 101 \rangle$, но и направления частичного сдвига типа $\langle 112 \rangle$. В каждой плоскости $\{111\}$ один из f -векторов, а именно тот, который перпендикулярен вектору Бюргерса одиночной дислокации, описывает сверхструктурный дефект упаковки (СДУ). Другие два f -вектора описывают тождественные дефекты упаковки, обычно называемые комплексными (КДУ). В первом приближении, с учетом взаимодействия ближайших соседей,

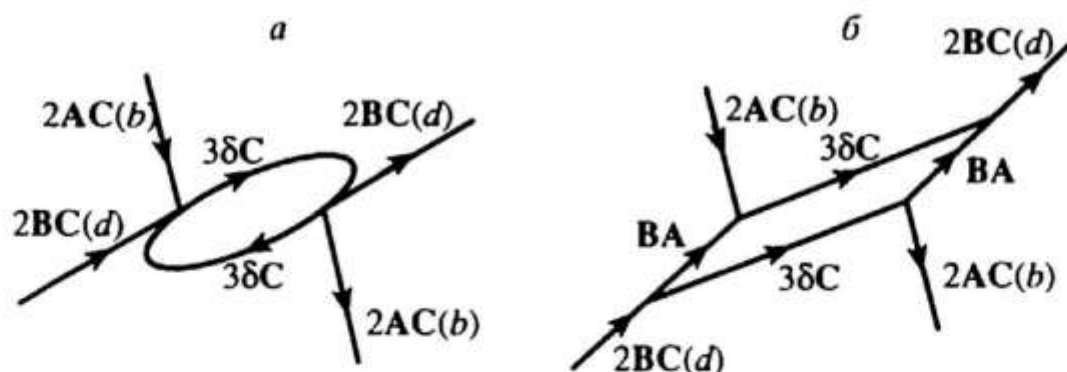


Рис. 4.1. Последовательные стадии образования дислокационного соединения четырехугольной формы; использовано обозначение $3\delta C \equiv AC + BC$

энергия γ' КДУ равна энергии ζ антифазной границы (АФГ).

Для АФГ типа $1/2\langle 101 \rangle \{111\}$, лежащей в плоскости $\{111\}$ и характеризуемой вектором сдвига $1/2\langle 101 \rangle$, энергию ζ можно записать следующим образом:

$$\zeta = \frac{4w}{\sqrt{3}a^2} \eta^2, \quad (4.9)$$

где w — энергия упорядочения; η — степень дальнего порядка; a — постоянная решетки. В квазихимическом приближении

$$w = \frac{kT_c}{0.73}, \quad (4.10)$$

где T_c — температура упорядочения.

Используем при дальнейших расчетах приближение

$$\gamma' \equiv \zeta \gg \gamma. \quad (4.11)$$

Поскольку вектор Бюргерса одиночной дислокации и $\mathbf{f}$ -вектор СДУ перпендикулярны, то расщепление одиночной дислокации может происходить только с образованием полосы КДУ. Наблюдение одиночных дислокаций в нерасщепленной форме и многочисленных протяженных СДУ (см. главу 5) подтверждают соотношение (4.11).

Для каждого из рассматриваемых типов сверхдислокаций расщепленная конфигурация содержит полосу СДУ, которая с одной стороны ограничена частичной дислокацией, далее называемой особой, а с другой — комплексом частичных (рис. 4.2). Равновесные ширины d сверхдислока-

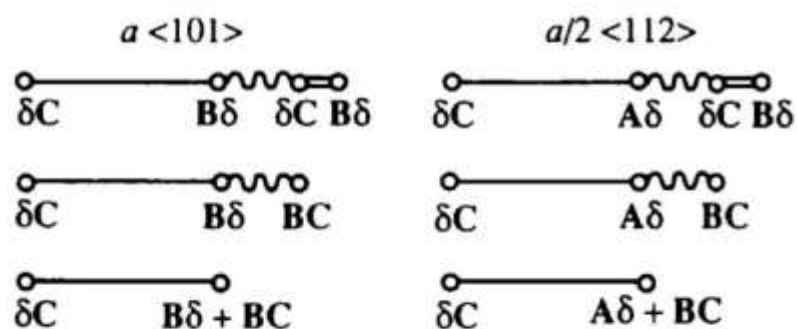


Рис. 4.2. Возможные расщепления скользящих дислокаций: линия — СДУ, двойная линия — КДУ; ломаная линия — АФГ

ций с векторами Бюргерса $\langle 101 \rangle$ и $1/2 \langle 112 \rangle$ в зависимости от введенного выше угла φ изображены на рис. 4.3. Здесь при расчете учитывалось расщепление сверхдислокаций только с образованием полосы СДУ, ширина которой и вычислялась. Для удобства на рис. 4.2 приведена безразмерная величина $\gamma d/P$, где $P = \mu a^2/48\pi(1 - \nu)$.

Указанный комплекс включает в себя три частичные дислокации, связанные друг с другом полосами КДУ и АФГ. При используемом соотношении (4.11) учет внутренней структуры этого комплекса лишь незначительно меняет равновесные ширины сверхдислокаций различных типов, которые остаются достаточно близкими, как и на рис. 4.3. Однако существенно различаются ширины d_I , d_{II} полос КДУ, связывающих частичные дислокации внутри комплекса. В обоих случаях речь идет о расщеплении одной и той же дислокации $BC(d)$, входящей в состав комплекса.

На рис. 4.4 приведены величины d_I , d_{II} в зависимости от энергии γ' . При расчете использованы значения $\gamma = 60$ мДж/м² и $\zeta = 120$ мДж/м². При любых значениях γ' , как следует из рис. 4.4, выполняется соотношение $d_{II} < d_I$. Прямая линия на рис. 4.4 соответствует ширине ядра дислокации, которая принимается равной $a\sqrt{2}/4$. Видно, что при определенных значениях γ' дислокация $BC(d)$ расщеплена в случае $2BC$ сверхдислокации, но является стянутой в случае $(AC+BC)$ сверхдислокации. Если выбрать такие значения параметров, которые удовлетворяют соотноше-

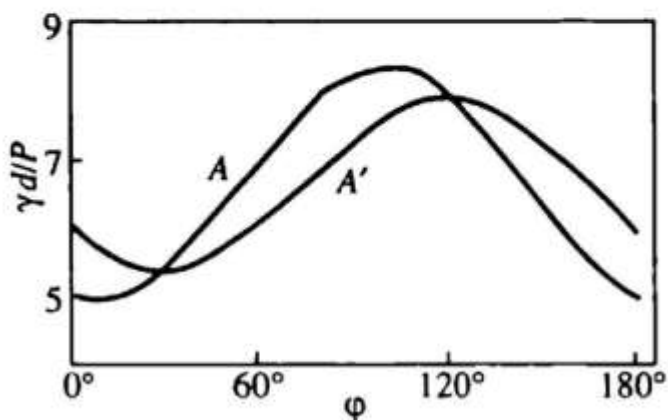
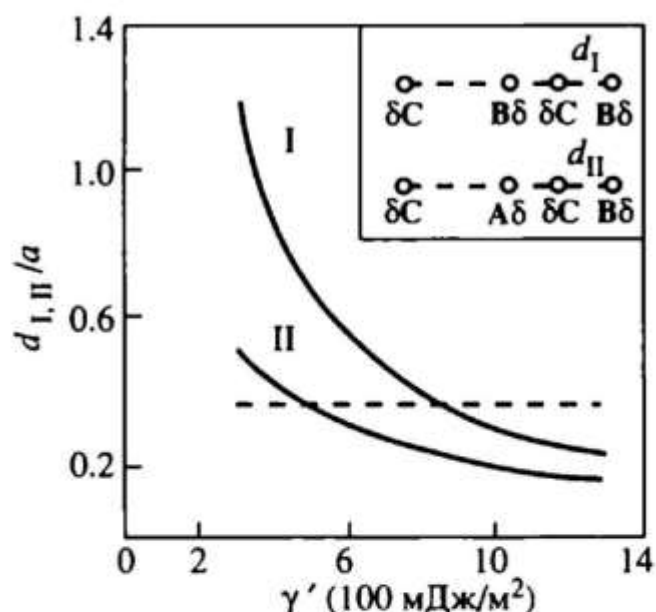


Рис. 4.3. Равновесная ширина сверхдислокаций $\langle 101 \rangle$ (A) и $1/2 \langle 112 \rangle$ (A') в зависимости от их ориентации

Рис. 4.4. Зависимость величины расщепления d_I , d_{II} от энергии γ'



нию (4.11), то легко показать, что $d_{II} = 0.13d_I$. Соотношение между величинами d_I , d_{II} обусловлено особой ролью третьей частичной дислокации, входящей в состав комплекса (помимо $(\delta C + B\delta)$). Это частичные дислокации $B\delta$ и $A\delta$ для сверхдислокаций типа $\langle 101 \rangle$ и $\langle 112 \rangle$, соответственно (см. вставку на рис. 4.4). Для дислокаций, параллельных вектору BC , следующие соотношения между введенными выше коэффициентами

$$\phi(B\delta, B\delta) = P(4 - 3\nu), \quad \phi(A\delta, B\delta) = -2P$$

являются в конечном счете причиной того, почему третья частичная содействует уменьшению расщепления упоминаемой выше дислокации $BC(d)$ в случае $(AC + BC)$ сверхдислокации. Следует подчеркнуть, что именно от величины указанного расщепления зависит возможность рекомбинации дислокации $BC(d)$ и последующего поперечного скольжения, которое и приводит к термоактивированной блокировке сверхдислокаций.

4.2. ЗАБЛОКИРОВАННЫЕ СВЕРХДИСЛОКАЦИИ

4.2.1. БАРЬЕРЫ ТИПА "КРЫШИ"

Скользкие конфигурации сверхдислокации (см. рис. 4.2) содержат лишь одну полосу низкоэнергетического дефекта упаковки, каким является СДУ. Однако существует возможность расщепления сверхдислокации с образованием двух полос СДУ. Такая возможность реализуется при расщеплении сверхдислокации в пересекающихся октаэдрических плоскостях. В результате возникает некомпланарная конфигурация типа "крыши". Такие конфигурации, имеющие суммарный вектор Бюргерса типа $\langle 101 \rangle$ и $1/2\langle 112 \rangle$, изображены схематически на рис. 4.5. Можно

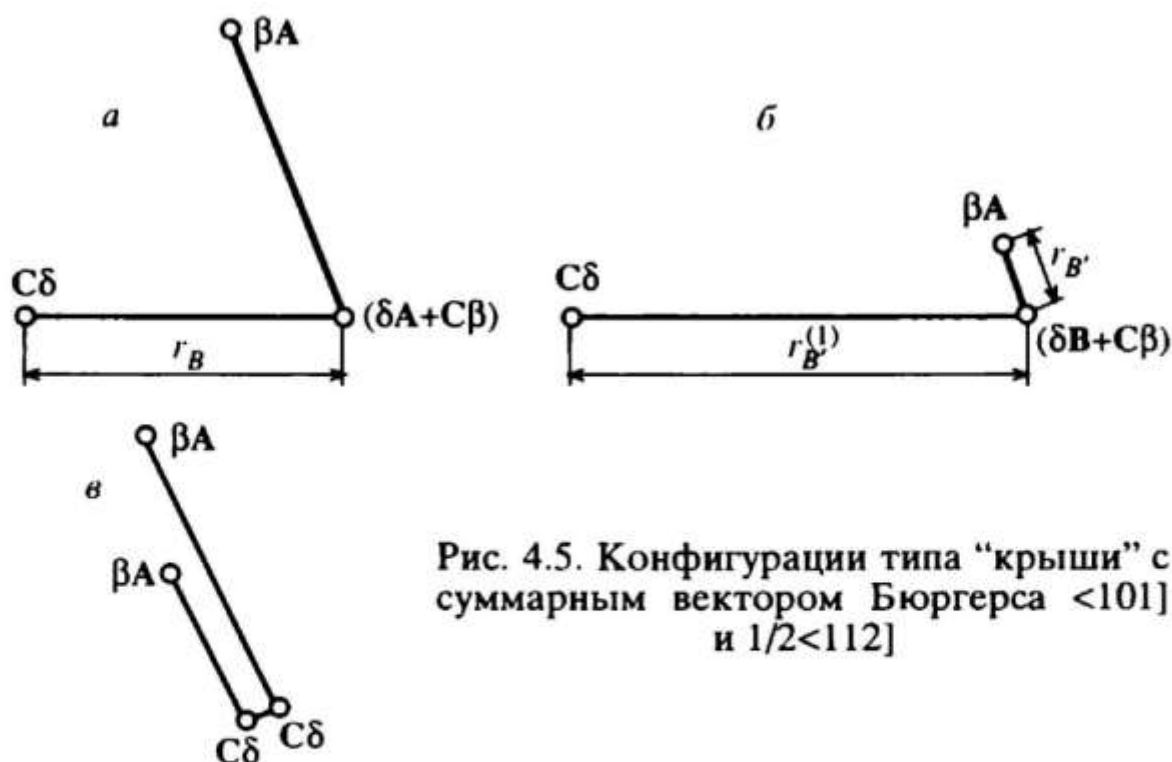


Рис. 4.5. Конфигурации типа “крыши” с суммарным вектором Бюргерса $\langle 101 \rangle$ и $1/2\langle 112 \rangle$

ожидать, что указанные конфигурации будут иметь меньшую энергию, чем скользящие. Однако, будучи некомпланарными, они являются заблокированными. Таким образом, выигрыш в энергии сверхдислокации сопровождается потерей ее подвижности. Это относится не только к конфигурациям типа “крыши”, но и к другим рассматриваемым далее некомпланарным конфигурациям. Естественное стремление сверхдислокации перейти в низкоэнергетическую конфигурацию, которая может иметь одну из некомпланарных форм, но в любом случае заблокированную, приводит в конечном счете к аномалии деформационных характеристик интерметаллидов.

Реакции расщепления сверхдислокаций в пересекающихся октаэдрических плоскостях, приводящие к образованию барьера типа “крыши”, имеют вид

$$2\mathbf{CA} = \mathbf{C}\delta + (\delta\mathbf{A} + \mathbf{C}\beta) + \beta\mathbf{A}, \quad (4.12)$$

$$\mathbf{CB} + \mathbf{CA} = \mathbf{C}\delta + (\delta\mathbf{B} + \mathbf{C}\beta) + \beta\mathbf{A}.$$

Для конфигурации с суммарным вектором Бюргерса $2\mathbf{CA}$ и осью $\mathbf{CA}$ выполняется следующее соотношение между коэффициентами, определяющими упругое взаимодействие входящих в ее состав дислокаций:

$$\phi(\mathbf{C}\delta, \delta\mathbf{A} + \mathbf{C}\beta) = \phi(\beta\mathbf{A}, \delta\mathbf{A} + \mathbf{C}\beta) = P \frac{2}{3} (8 - 9\nu). \quad (4.13)$$

Отсюда сразу следует, что “крыша” $\langle 101 \rangle$ является симметричной, т. е. полосы СДУ на обеих плоскостях $\{111\}$ имеют одинаковую ширину r_1 . Выигрыш энергии в результате превращения сверхдислокации в “крышу” приближенно можно записать в виде

$$\Delta E_1 \approx \phi(\beta A, \delta A + C\beta) \ln(r_1/r_0). \quad (4.14)$$

При этом дислокация βA испытывает более сильное упругое отталкивание со стороны дислокации δA ($\phi(\beta A, \delta A) = P(10 - 9\nu)/3$), чем со стороны $C\beta$ ($\phi(\beta A, C\beta) = P(2 - 3\nu)$). Поскольку упругое взаимодействие дислокаций βA и $C\beta$ определяет понижение энергии при расщеплении дислокации CA в ГЦК-решетке, где CA является вектором трансляции, то становится понятно, почему такое понижение энергии существенно меньше, чем выигрыш энергии ΔE_1 при перестройке сверхдислокации из скользящей конфигурации в сидячую.

Для конфигурации с суммарным вектором Бюргерса $CA + C\beta$ и осью CA имеем

$$\begin{aligned} \phi(C\delta, \delta B + C\beta) &= P(16 - 9\nu)/3, \\ \phi(\beta A, \delta B + C\beta) &= P(4 - 9\nu)/3, \end{aligned} \quad (4.15)$$

так что “крыша” $1/2\langle 112 \rangle$ является асимметричной. Можно показать, что ширина r_{II} полосы СДУ в одной из плоскостей $\{111\}$ примерно на порядок меньше, чем в другой. Выигрыш энергии вследствие превращения сверхдислокации в асимметричную “крышу” приближенно можно записать в виде

$$\Delta E_{II} \approx \phi(\beta A, \delta B + C\beta) \ln(r_{II}/r_0). \quad (4.16)$$

При этом дислокация βA испытывает упругое притяжение со стороны дислокации δB , находящейся в вершине конфигурации. В результате выигрыш энергии ΔE_{II} оказывается меньше, чем упоминаемое выше понижение энергии при расщеплении дислокации в ГЦК-решетке, и еще меньше, чем ΔE_1 . Вновь, как и для скользящих конфигураций, существенную роль играет третья частичная.

Возможны различные сидячие конфигурации типа “крыши”, которые различаются расположением полос АФГ, СДУ, КДУ на пересекающихся октаэдрических

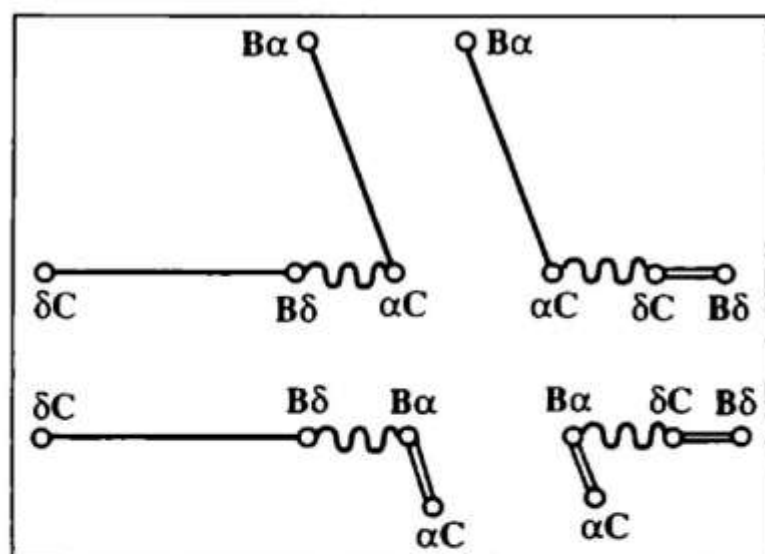


Рис. 4.6. Конфигурации типа "крыши" с различными возможными расщеплениями

энергиями поверхностных дефектов та или иная конфигурация может оказаться энергетически выгодной. При выполнении (4.11) наименьшей энергией по сравнению как со скользящими, так и с другими сидячими конфигурациями типа "крыши" обладают те, которые содержат полосы СДУ на обеих плоскостях $\{111\}$ (см. рис. 4.5).

плоскостях. На рис. 4.6 приведены такие конфигурации с суммарным вектором Бюргерса $\langle 101 \rangle$. В зависимости от соотношений между

4.2.2. БАРЬЕРЫ КИРА—ВИЛЬСДОРФА

В сплавах со сверхструктурой $L1_0$ могут существовать барьеры Кира—Вильсдорфа, хорошо известные для сверхструктуры $L1_2$ (см. главу 2). Общим свойством сверхструктур $L1_2$ и $L1_0$ является упоминаемая в главе 2 анизотропия энергии АФГ: наименьшую энергию ζ' имеет АФГ в плоскости куба с вектором сдвига $1/2\langle 101 \rangle$. Поэтому в сверхструктуре $L1_0$ возможно возникновение барьеров путем поперечного скольжения дислокации типа $1/2\langle 101 \rangle$, принадлежащей сверхдислокации, в плоскость куба и ее последующего расщепления в плоскости октаэдра. Указанное расщепление происходит с образованием полосы СДУ, а не КДУ, как в $L1_2$. Схематически конфигурации барьеров Кира—Вильсдорфа в сверхструктуре $L1_0$ изображены на рис. 4.7. Разнообразие этих конфигураций связано с тем, что, во-первых, их суммарный вектор Бюргерса может быть не только $\langle 101 \rangle$, как в сверхструктуре $L1_2$, но и $1/2\langle 112 \rangle$, во-вторых, полосы СДУ могут лежать не только в параллельных плоскостях $\{111\}$.

На основе сравнения энергий различных конфигураций, включая барьеры типа "крыши" и барьеры Кира—Вильсдорфа, определим условия, при которых та или иная кон-

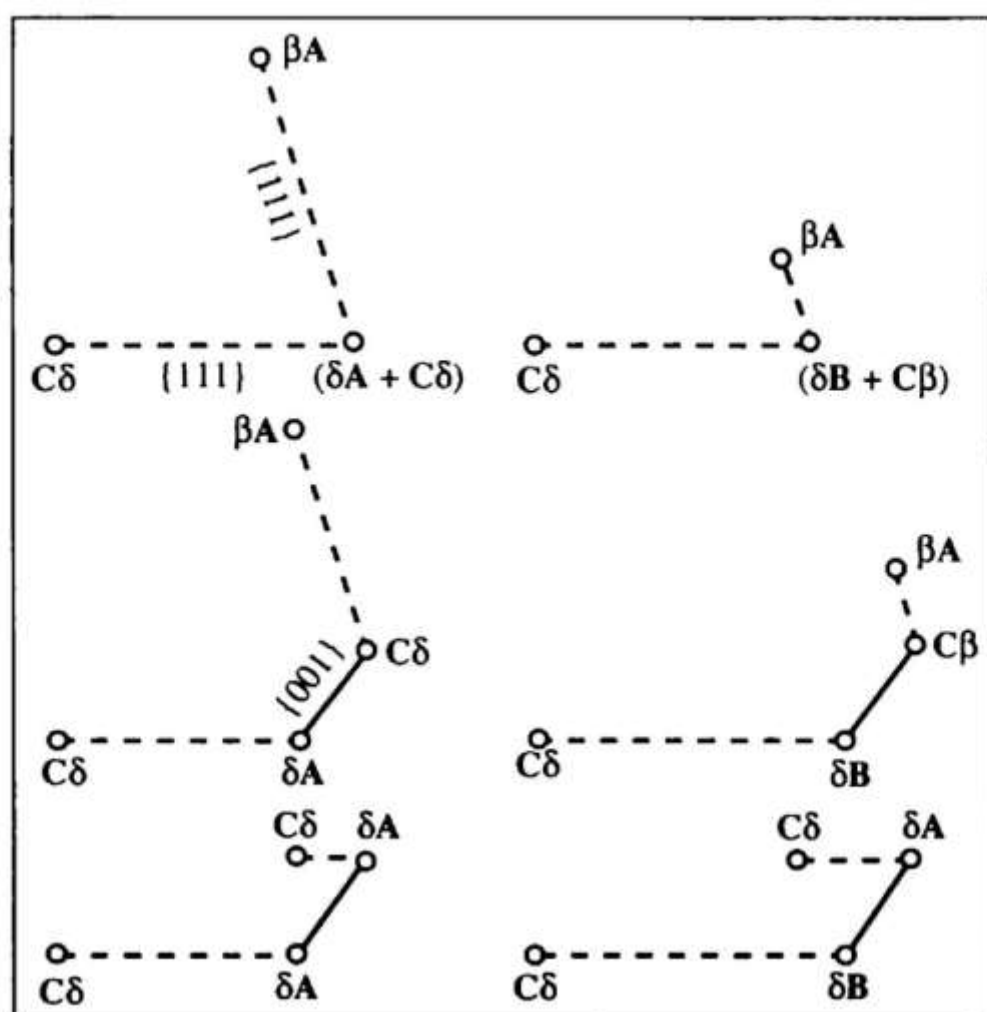


Рис. 4.7. Различные конфигурации барьеров

фигурация энергетически более выгодна [5]. Запишем полную энергию E сверхдислокации в виде

$$E = E_0 + E_{\text{int}} + E_s, \quad (4.17)$$

где E_0 — собственные энергии образующих ее дислокаций; E_{int} — энергия их взаимодействия; E_s — энергия поверхностных дефектов, принадлежащих сверхдислокации.

Минимизируя полную энергию сверхдислокации по величинам расщеплений в плоскостях $\{111\}$, находим равновесные ширины конфигураций и вычисляем их энергии. Оказалось, что из возможных конфигураций (см. рис. 4.7) барьеров Кира—Вильсдорфа симметрична лишь та, что имеет суммарный вектор Бюргерса $\langle 101 \rangle$ и содержит полосы СДУ в различных плоскостях.

Поскольку дислокация $1/2\langle 101 \rangle$ после ухода в плоскость куба может стать расщепленной ранее, чем будет достигнуто равновесное расстояние $D_0(\zeta', \gamma)$, то ширина барьера в плоскости куба $D \leq D_0(\zeta', \gamma)$. На рис. 4.8, а кривая l определя-

ется уравнением $D = D_0(\zeta', \gamma)$. Выше этой кривой $D > D_0(\zeta', \gamma)$, так что барьеры могут существовать лишь для значений параметров ζ', D , лежащих ниже кривой 1. Если сравнивать энергии симметричного барьера Кира—Вильсдорфа и рассматриваемой ранее симметричной “крыши”, то кривая 2 на рис. 4.8, а соответствует их равенству. Как видно из рис. 4.8, а, в лежащей ниже кривой 1 части плоскости ζ', D , где существуют барьеры Кира—Вильсдорфа, можно выделить две области: I (ниже жирной кривой) соответствует случаю, где указанные барьеры имеют меньшую энергию, чем “крыши”; II (между кривыми 1 и 2, левее их точки пересечения) — противоположному случаю. Кривая 3 аналогична кривой 1, но соответствует большему значению γ . С ростом γ область I расширяется, область II оказывается за пределами рисунка.

Барьеры с суммарным вектором Бюргерса $1/2\langle 112 \rangle$ являются асимметричными. На рис. 4.8, б линия 1 разделяет области существования барьеров Кира—Вильсдорфа и барьеров типа “крыши”. На линии 2 введенная выше ширина r_{II} узкой полосы СДУ становится порядка радиуса ядра дислокации. Поэтому выше линии 2 конфигурация становится скользящей. Линия 3 разделяет области существования барьеров Кира—Вильсдорфа, имеющих различную форму.

При минимальной ширине барьера с суммарным вектором Бюргерса $1/2\langle 112 \rangle$ в случае, когда полосы СДУ лежат в соседних плоскостях $\{111\}$, возникает конфигурация, описываемая реакцией

$$\begin{aligned} (CA + CB) &\equiv 3C\delta = (\delta A + \delta B) + C\delta + C\delta \equiv \\ &\equiv C\delta + C\delta + C\delta. \end{aligned} \quad (4.18)$$

Такая конфигурация содержит две полосы СДУ: intrinsic и extrinsic типов. Плоские сидячие конфигурации с суммарным вектором Бюргерса $1/2\langle 112 \rangle$ действительно наблюдались (см. главу 5). Впервые подобная конфигурация (рис. 4.5, в), содержащая полосы СДУ в соседних плоскостях, предложена для сверхдислокации $\langle 101 \rangle$ (см. [3] глава 3).

На рис. 4.9 приведены результаты расчета [1] энергии активации образования барьеров с суммарным вектором Бюргерса $\langle 101 \rangle$. Использован тот же метод расчета энергии активации, который излагался выше (см. раздел 2.3.1). Расчет проведен для двух наборов параметров. Показано,

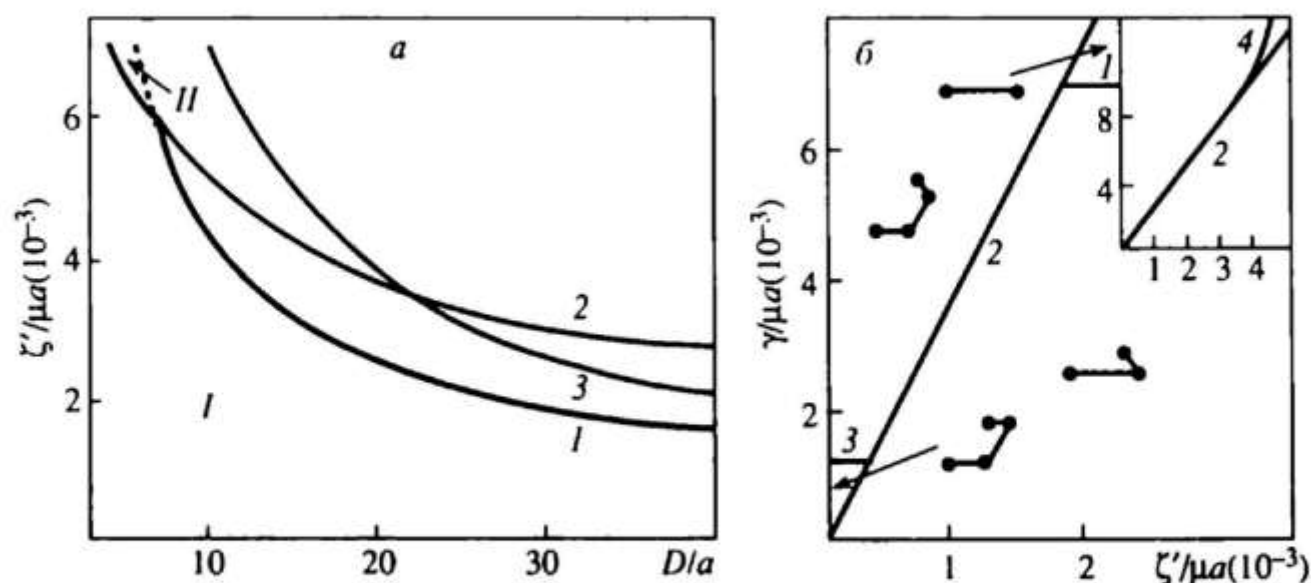


Рис. 4.8. Области энергетической выгодности различных конфигураций с суммарным вектором Бюргерса $\langle 101 \rangle$ (а) и $1/2\langle 112 \rangle$ (б).
 а: 1 — $D = D_0(\zeta', \gamma)$ при $\gamma/\mu a = 8 \times 10^{-4}$; 2 — $E_{a1} = E_{a2}$ при $\gamma/\mu a = 8 \times 10^{-4}$; 3 — $D = D_0(\zeta', \gamma)$ при $\gamma/\mu a = 5 \times 10^{-3}$; б — расчет проведен для $D = 8a$

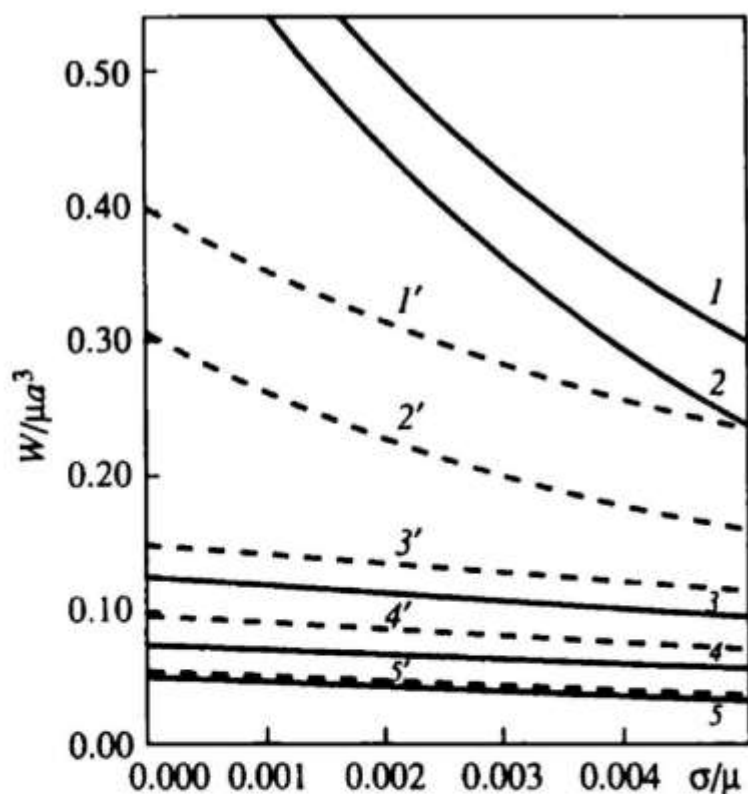


Рис. 4.9. Энергии активации блокировки сверхдислокаций $\langle 101 \rangle$.

Кривые 1—5 получены при $\gamma = 70$ мДж/м², $\zeta = 140$ мДж/м², $\gamma' = 210$ мДж/м², $\zeta' = 50$ мДж/м²; 1'—5' — при $\gamma = 25$ мДж/м², $\zeta = 250$ мДж/м², $\gamma' = 275$ мДж/м², $\zeta' = 25$ мДж/м²; 1, 1' — энергия активации $W_{K-W}(\sigma)$ образования барьера Кира—Вильсдорфа; 2, 2' — энергия активации $H_{K-W}(\sigma)$ прогиба сегмента; 3, 3' — энергия активации $W_{roof}(\sigma)$ образования "крыши"; 4, 4' — энергия перетяжки $W_c(\sigma)$; 5, 5' — энергия активации $H_{roof}(\sigma)$

что при образовании барьеров обоих типов существенную роль играет упругое поле той части дислокационной конфигурации, которая остается в первичной плоскости скольжения. Выше в этой главе мы уже говорили о влиянии “третьей” частичной на ширину ближайшей сверхчастичной, испытывающей последующую рекомбинацию. В целом роль ведомой дислокации, о чем шла речь еще в главе 2, является, по-видимому, общим фактором, влияющим на образование барьеров в различных сверхструктурах. Аналогичный расчет был проведен [5] для сверхдислокации $1/2\langle 112 \rangle$. Показано, что образование асимметричной “крыши” при первом наборе параметров требует наименьшей энергии активации по сравнению с образованием других барьеров. При втором же наборе параметров “крыша” вообще перестает существовать как барьер. Как для барьеров Кира—Вильсдорфа, так и для барьеров типа “крыши” очевидно выполнение соотношения, которое было получено в разделе 2.3.3: энергия активации образования барьера ниже энергии активации его разрушения. В данном случае это соотношение обусловлено фактически тем, что при образовании барьеров необходима рекомбинация дислокаций, содержащих полосу КДУ, а при разрушении барьеров — дислокаций, содержащих полосу СДУ. Наименьшую ширину имеет одна из полос СДУ, принадлежащих асимметричной “крыше”. Именно разрушение такого барьера является наиболее легким процессом разблокировки сверхдислокаций. Разрушение барьеров Кира—Вильсдорфа в TiAl , в отличие от Ni_3Al , требует такой высокой энергии активации, что они являются практически неразрушаемыми (indestructible).

4.2.3. БАРЬЕРЫ ЛОМЕР—КОТТРЕЛЛА—ХИРТА

Рассматриваемые механизмы блокировки обусловлены собственными превращениями сверхдислокации, происходящими без участия других дислокаций. Именно такого рода превращения скользящей сверхдислокации в барьер, будучи термоактивированными, приводят к температурной аномалии предела текучести, что будет обсуждаться далее. Здесь же мы кратко рассмотрим образование барьеров в результате реакций между дислокациями, что не приводит к упоминаемой выше аномалии, но не может не вносить вклад в деформационное упрочнение.

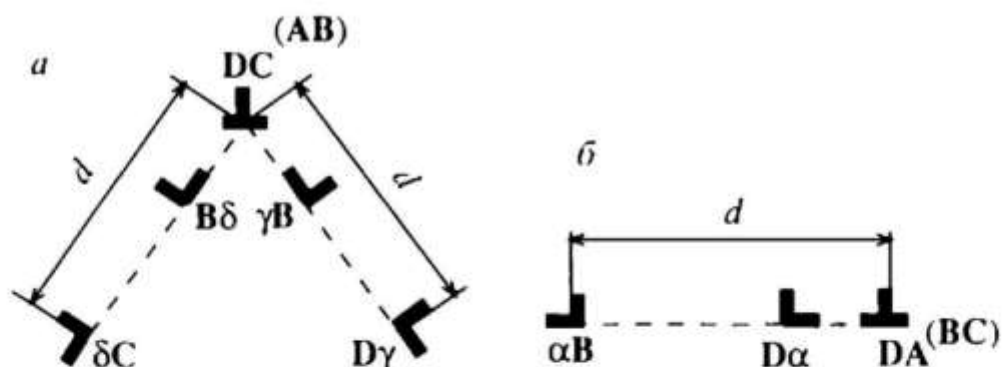


Рис. 4.10. Барьеры, возникающие в результате реакции между сверхдислокациями (а), между сверхдислокацией и одиночной дислокацией (б)

Первоначально анализ был проведен для реакций Ломер—Коттрелла и тех реакций Хирта, которые приводят в ГЦК-решетке к образованию наиболее прочных барьеров (см. [35] глава 2). Исследовались реакции с участием сверхдислокаций $\langle 101 \rangle$ и одиночных дислокаций. Как обычно, считалось, что ось результирующей дислокации направлена по линии пересечения плоскостей скольжения исходных дислокаций, а направления осей остальных дислокаций ей параллельны. Для каждой реакции существует характерная конфигурация барьера с определенной вершинной дислокацией и углом при вершине. Непосредственным расчетом легко показать, что эти конфигурации симметричны, т. е. полосы СДУ на пересекающихся $\{111\}$ плоскостях имеют равную ширину. Типичная конфигурация приведена на рис. 4.10, а. Такой барьер возникает в результате реакции Ломер—Коттрелла между сверхдислокациями. В этом случае вектор Бюргерса вершинной дислокации и ее ось параллельны одной и той же плоскости куба. Кроме того, возможна реакция Ломер—Коттрелла между сверхдислокацией и одиночной дислокацией. В результате возникает плоская конфигурация (рис. 4.10, б), причем ее ширина меньше ширины исходной сверхдислокации. Легко показать, что реакция Ломер—Коттрелла между одиночными дислокациями не происходит, поскольку их векторы Бюргерса принадлежат одной грани куба, а для указанной реакции необходимы векторы Бюргерса из разных граней.

Рассматривались также [6] реакции с участием сверхдислокаций $1/2\langle 112 \rangle$. Кавабата и др. [7] расширили анализ дислокационных реакций и исследовали возможность зарождения микротрещин в $TiAl$, связанную с образованием дислокационных барьеров.

В рассмотренных выше случаях собственных превращений дислокаций в барьеры или образования барьеров в результате реакций между дислокациями, принадлежащими различным системам скольжения, дислокации оказываются заблокированными вдоль некоторой длины. Однако существуют многочисленные наблюдения (см. раздел 5.1) локальной блокировки сверхдислокаций, обусловленной центрами закрепления. Такими центрами закрепления могут быть кратные ступеньки, возникающие в результате пересечения дислокаций и имеющие длину, большую межплоскостного расстояния. Рассмотрим, к каким последствиям может привести наличие несогласованных (non-aligned) ступенек на ведущей и ведомой дислокациях, входящих в состав сверхдислокации [1]. Речь идет о ступеньках, которые не лежат в плоскости, перпендикулярной оси сверхдислокации. В сверхструктуре $L1_2$, как известно (см. [10] глава 2), наличие таких ступенек на парной сверхдислокации, содержащей полосу АФГ, приводит к образованию трубок АФГ. Далее будет изложен один из возможных вариантов образования дипольной конфигурации, содержащей полосы СДУ. В сверхструктуре $L1_0$ несогласованные ступеньки на сверхдислокации, содержащей полосу СДУ, имеют свои особенности. Во-первых, они являются фиксированными, так как не могут скользить вместе со сверхдислокацией. Во-вторых, ограниченный ступеньками излом на СДУ обязательно содержит вершинные дислокации, в отличие от излома на АФГ в случае парной сверхдислокации.

На рис. 4.11 схематически показаны последовательные стадии образования трубки СДУ при скольжении сверхдислокации $1/2\langle 112 \rangle$, содержащей несогласованные ступеньки. Излом на СДУ показан на рис. 4.11, а. При скольжении ведущей дислокации δC на ней возникает диполь (рис. 4.11, б). При скольжении ведомой дислокации $2\delta C$, которое сопровождается перестройкой всей конфигурации, образуется диполь на сверхдислокации (рис. 4.11, в). Диполь содержит две полосы СДУ на параллельных плоскостях скольжения и полосу СДУ, которая составляет упоминаемый выше излом. Пока это скорее сэндвич СДУ, а не трубка. Возможно, что наблюдались именно такие конфигурации.

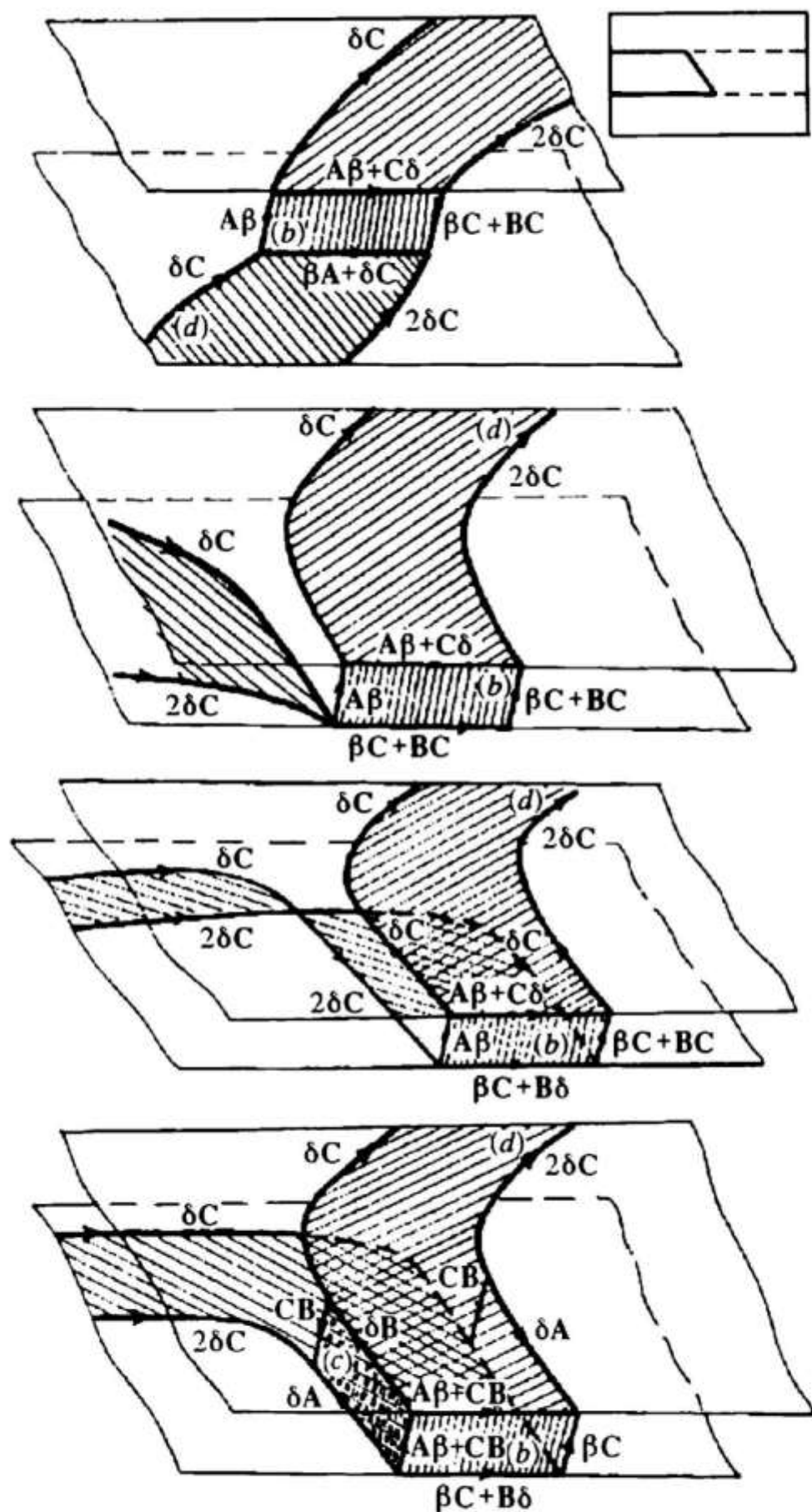


Рис. 4.11. Образование диполя, инициированное несогласованными ступеньками на сверхдислокации

Но, вообще говоря, возможно их последующее превращение в трубку, боковые грани которой образованы полосами АФГ (рис. 4.11, з). Тогда дислокации, входящие в состав диполя, вытягиваются вдоль $\langle 101 \rangle$. В том случае, когда высота ступеньки равна межплоскостному расстоянию, полосы СДУ лежат на соседних плоскостях, так что диполь фактически содержит одну полосу дефекта упаковки extrinsic типа.

4.3. ОДИНОЧНЫЕ ДИСЛОКАЦИИ И МНОГОДОЛИННЫЙ РЕЛЬЕФ ПАЙЕРЛСА

Рассмотренные выше механизмы блокировки, несмотря на их различие, в конечном счете, обусловлены большим вектором Бюргерса сверхдислокации и возможностью реализации расщепления с образованием различных поверхностных дефектов [8]. В отличие от сверхдислокаций, трудно ожидать каких-либо механизмов перерасщепления одиночных дислокаций, которые аналогичны дислокациям в ГЦК-решетке. Тем не менее одиночные дислокации должны иметь свой, специфический, механизм термоактивированной блокировки. Это необходимо, чтобы обеспечить аномальный ход предела текучести, наблюдаемый при любых ориентировках, в том числе и благоприятных для действия систем скольжения одиночных дислокаций.

Мы полагаем, что рельеф Пайерлса для движения одиночных дислокаций в TiAl является многодолинным. Это означает, что вдоль некоторых выделенных направлений лежат глубокие долины, а вдоль других — мелкие. Причиной такого характера рельефа является анизотропия распределения зарядовой плотности вблизи атомов Ti.

Известно, что химическая связь в интерметаллиде может включать в себя как металлическую, так и ковалентную составляющие. Металлическая связь, которая определяется почти свободными s - и p -электронами, не зависит от направления. Ковалентная составляющая, которая обусловлена d -орбиталями, является направленной.

Распределение зарядовой плотности было рассчитано в [9, 10] методом линейных комбинаций muffin-tin орбиталей (ЛМТО). Интегрируя функцию $\rho(r, \theta, \phi)$, описывающую за-

рядовую плотность в полярных координатах, по радиальной переменной до радиуса r_s атомной сферы

$$\int_0^{r_s} \rho(r, \theta, \varphi) dr = F(\theta, \varphi). \quad (4.19)$$

получаем функцию $F(\theta, \varphi)$, которая может быть представлена как поверхность в трехмерном пространстве. Эта функция вблизи атома Ti изображена на рис. 4.12. Видно, что интегральная зарядовая плотность оказывается сильно анизотропной функцией, причем лепестки волновой функции вытянуты вдоль направлений $\langle 110 \rangle$.

Нетрудно провести анализ вклада различных орбиталей в суммарную зарядовую плотность. Результаты соответствующих расчетов для вклада d -орбиталей приведены в табл. 4.1 (ось x направлена вдоль $[1\bar{1}0]$, а y — вдоль $[110]$).

Видно, что наибольший вклад в интегральную зарядовую плотность вблизи атомов Ti в TiAl вносят орбитали (x^2-y^2) , лепестки которых вытянуты вдоль направлений $\langle 110 \rangle$, затем $(2z^2-x^2-y^2)$ -орбитали (вдоль $[001]$), xz и yz -орбитали (вдоль $\langle 011 \rangle$ и $\langle 101 \rangle$). Наименьший вклад вносят xy -орбитали (вдоль $\langle 011 \rangle$ и $\langle 101 \rangle$). Таким образом, существует большая (почти в 3 раза) анизотропия зарядовой плотности вблизи атомов Ti между направлениями $\langle 110 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$.

Образование направленных связей Ti—Ti вдоль $\langle 110 \rangle$ обусловлено во-первых, наличием незаполненной d -оболочки атомов Ti, а во-вторых, уменьшением (до четырех) числа соседей Ti—Ti в первой координационной сфере из-за слоистой структуры интерметаллида. Аналогичные расчеты, проведенные для твердого рас-

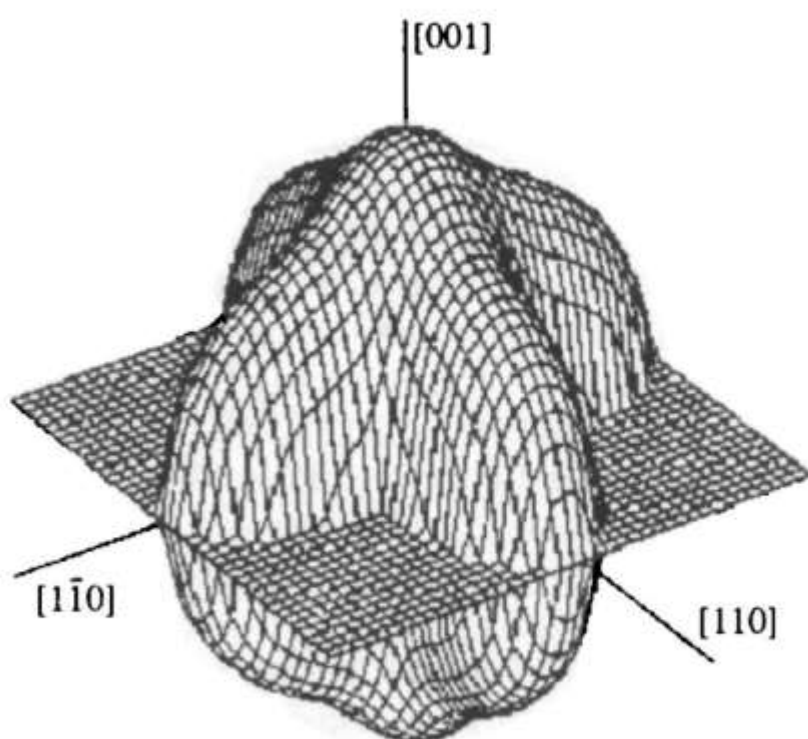


Рис. 4.12. Угловое распределение зарядовой плотности вблизи атома Ti

Таблица 4.1

Вклад различных d -орбиталей в интегральную зарядовую плотность вблизи атомов Ti в TiAl

$2z^2-x^2-y^2$	x^2-y^2	xz, yz	xy
0.254	0.432	0.22	0.17

творы TiAl и для чистого Ti (с гипотетической ГЦК-решеткой), показали, что распределение зарядовой плотности изотропно. Таким образом, особенностью, присущей интерметаллиду TiAl, является ковалентный характер определенных межатомных связей. Это не может не оказать влияние на рельеф Пайерлса для движения дислокаций, имеющих различные направления и векторы Бюргерса.

Вследствие потери некоторых элементов симметрии, сопровождающей упорядочение, те или иные направления и плоскости перестают быть эквивалентными. Предположим, мы конструируем кристалл со сверхструктурой $L1_0$ с помощью некоторого семейства параллельных плоскостей. Тогда возможны следующие варианты: (1) при укладке чередуются плоскости, заполненные либо атомами Ti, либо атомами Al; (2) плоскости выбранного семейства заполнены одновременно атомами Ti и Al. Векторы, нормальные к плоскостям, заполненным одноименными атомами, параллельны сверхструктурным векторам обратной решетки (рис. 4.13, а). Используя последовательность этих векторов (в порядке возрастания их модуля), мы получаем следующий набор указанных плоскостей (в порядке возрастания ретикулярной плотности): $\{001\}$, $\{110\}$, $\{201\}$, $\{112\}$, $\{221\}$... Для дальнейшего рассмотрения представляют интерес только те плоскости, нормали к которым дают возможные направления оси дислокации в сверхрешетке $L1_0$. В результате остается такая последовательность плоскостей: $\{110\}$, $\{112\}$... Отсюда сразу следует, что если ось дислокации параллельна $\langle 110 \rangle$, то сечения, перпендикулярные оси, содержат либо атомы Ti, либо атомы Al, т. е. реализуется вариант (1); если же ось параллельна $\langle 101 \rangle$ или $\langle 011 \rangle$, то — вариант (2). На рис. 4.13, б, в показаны оба варианта. В приведенном выше наборе нет плоскостей типа $\{111\}$, поскольку их укладка идет по варианту (2). Это соответствует тому, что в сверхрешетке $L1_0$ нет октаэдрических плоскостей скольжения, заполненных одноименными атомами.

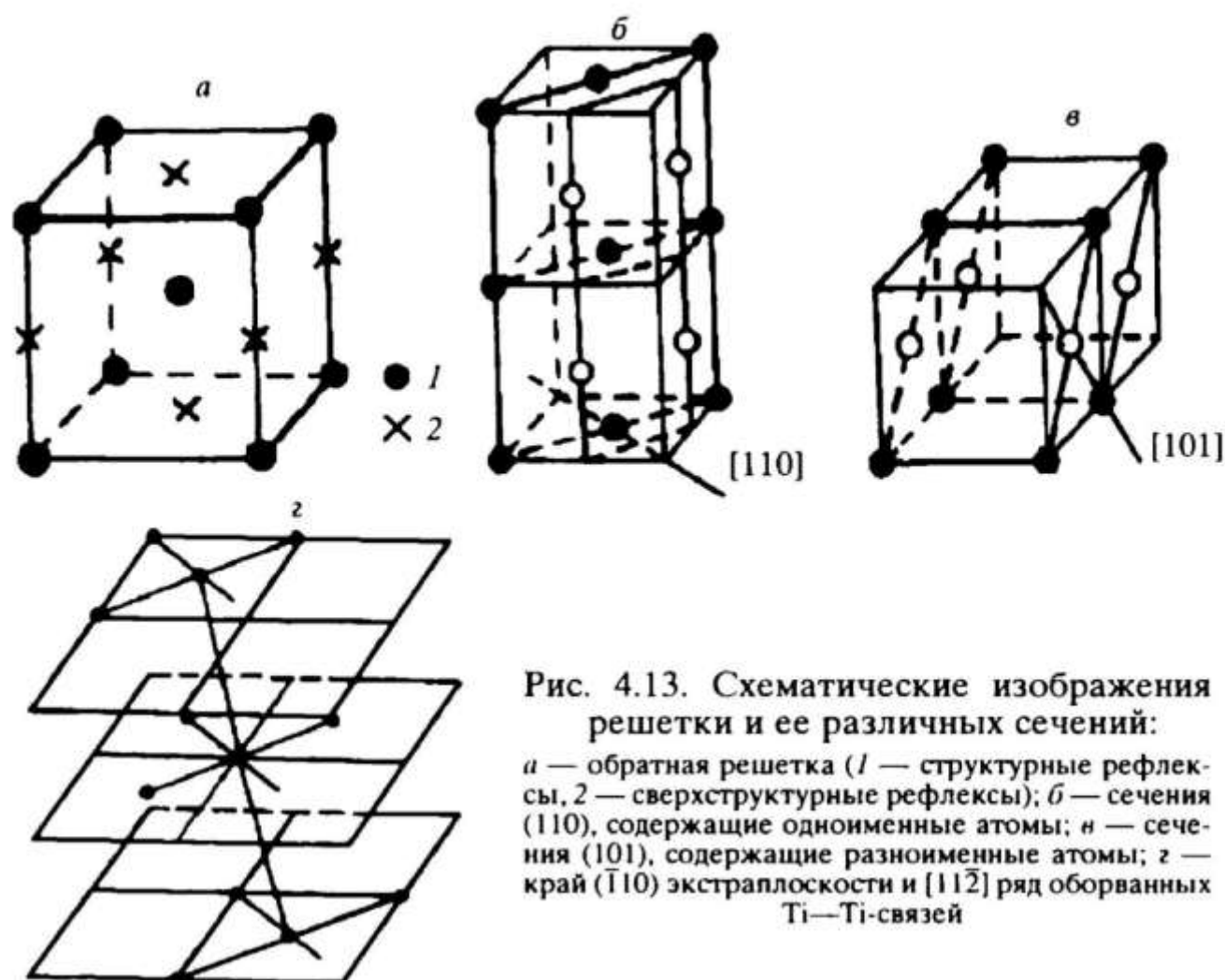


Рис. 4.13. Схематические изображения решетки и ее различных сечений:

a — обратная решетка (1 — структурные рефлексы, 2 — сверхструктурные рефлексы); *б* — сечения (110), содержащие одноименные атомы; *в* — сечения (101), содержащие разноименные атомы; *г* — край (110) экстраплоскости и [112] ряд оборванных Ti—Ti-связей

Следуя двумерной модели Пайерлса—Набарро, рассмотрим сечения кристалла, перпендикулярные оси краевой дислокации. В некоторых случаях (вариант (1)) такие сечения содержат только одноименные атомы. Как видно из приведенной выше последовательности плоскостей, это реализуется для оси, направленной вдоль $\langle 112 \rangle$. Существенно, что сечение, заполненное атомами Ti, содержит $\langle 110 \rangle$ ряды атомов, внутри которых Ti—Ti-связи являются ковалентными. Можно ожидать, что в этом случае ситуация близка к наблюдаемой в ковалентных кристаллах, например в полупроводниках. Для осей $\langle 121 \rangle$ и $\langle 211 \rangle$, когда реализуется вариант (2), ситуация не отличается от наблюдаемой в металлических сплавах.

Можно ожидать, что в зависимости от направления оси дислокации долины Пайерлса могут быть глубокими, как в ковалентных кристаллах, или мелкими, как в ГЦК-металлах. Однако в варианте (1), вообще говоря, необходимо также учитывать сечения, заполненные атомами Al. Можно полагать, что только при больших межплоскостных рас-

стояниях достаточно ограничиться рассмотрением сечений, заполненных атомами Ti. При переходе к сечениям с меньшей ретикулярной плотностью и соответственно с меньшим межплоскостным расстоянием стирается различие между вариантами (1), (2) и рельеф Пайерлса будет таким, как в обычном металле.

Подобный анализ можно провести для винтовой дислокации. Выделенными направлениями, как и выше, являются нормали к сечениям, заполненным одноименными атомами. Когда винтовая дислокация образована вдоль такого направления, кристалл превращается в две винтовые поверхности, вставленные друг в друга. Одна из них заполнена атомами Ti, другая — атомами Al. В этом случае, как и в рассмотренном выше варианте (1), винтовая дислокация оказывается в глубокой долине. Если же ось дислокации не совпадает с выделенным направлением, то винтовая поверхность содержит атомы обоих сортов аналогично варианту (2).

Таким образом, можно ожидать анизотропии рельефа Пайерлса в TiAl, которая проявляется в том, что в зависимости от направления оси дислокации долины имеют существенно различную глубину. Возможными направлениями, вдоль которых лежат глубокие долины, являются нормали к плоскостям, заполненным одноименными атомами.

Полученная картина является чисто качественной и описывает лишь поведение дислокаций с узким ядром, когда можно говорить о локализации линии дислокации вдоль некоторого атомного ряда. Поэтому представление о многодолинном рельефе Пайерлса, по-видимому, не может быть применено к сверхдислокациям, содержащим полосу СДУ, окаймленную частичной и комплексом частичных (см. рис. 4.2).

Сравним структуру нерелаксированного ядра краевой и винтовой дислокаций. Оси этих дислокаций параллельны направлениям $\langle 112 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$ соответственно. Будем следить за изменениями, которые происходят с ковалентными $\langle 110 \rangle$ связями при образовании дислокации, ось которой направлена вдоль ряда атомов Ti. При образовании краевой дислокации одна из четырех ковалентных связей атома Ti с его ближайшими соседями будет разорвана, так что вдоль оси дислокации возникает ряд разорванных связей вне ее плоскости скольжения $\{111\}$. Схематическое изоб-

ражение решетки при удалении $\{110\}$ полуплоскости вдоль $\langle 112 \rangle$ ряда атомов Ti представлено на рис. 4.13, з. Конечно, говорить о разорванных связях в TiAl можно лишь условно, имея в виду только перераспределение зарядовой плотности вблизи края экстраплоскости.

Винтовая дислокация, в отличие от краевой, может быть образована без разрыва ковалентных связей. При образовании винтовой дислокации атомы Ti ряда, ближайшего к ее оси, смещаются вдоль направления $\langle 110 \rangle$. Но при этом не происходит разрыва ковалентных связей между ними и атомами, лежащими на оси дислокации, а лишь несколько меняется направление указанных связей. Это напоминает ситуацию в алмазоподобной решетке, где возможна структура ядра винтовой дислокации, не содержащая разорванных связей и не требующая реконструкции.

Сопоставление структуры нерелаксированного ядра для краевой и винтовой одиночных дислокаций позволяет предположить, что в многодолинном рельефе Пайерлса глубокие долины лежат вдоль направления $\langle 110 \rangle$, параллельного вектору Бюргерса. Поскольку глубокие долины разделены высокими барьерами Пайерлса, то можно ожидать блокировки одиночных дислокаций только для винтовой ориентации. Другими словами, для такой ориентации выигрыш энергии сопровождается потерей подвижности одиночной дислокации. В том случае, когда энергия стянутой винтовой дислокации в глубокой долине Пайерлса является наименьшей, можно ожидать термоактивированной блокировки одиночной дислокации посредством процесса ее рекомбинации.

Выявленные в этой главе механизмы блокировки дислокаций различных типов определяют температурную зависимость деформационных характеристик в TiAl, анализ которой будет проведен в последующих главах.

ЭВОЛЮЦИЯ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ TiAl ПРИ ИЗМЕНЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ

Различные группы исследователей, работающие как за рубежом, так и в России, в последние десятилетия интенсивно изучали микроструктуру TiAl. В результате их усилий удалось выявить основные элементы дислокационной структуры, получить ТЭМ-изображения дислокаций как в подвижной, так и в заблокированной формах, наблюдать внутреннюю структуру дислокаций и полосы различных поверхностных дефектов, возникающих при их расщеплении. При исследовании эволюции дислокационной структуры с температурой были установлены для каждого типа дислокаций температурные интервалы, в которых они наблюдаются в той или иной из указанных форм. В этой главе изложены основные результаты этих исследований. Наблюдаемые элементы дислокационной структуры хорошо согласуются с полученными теоретически в предыдущей главе.

5.1. ТИПИЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ

Начиная с [1] многочисленные изображения одиночных дислокаций и сверхдислокаций $\langle 101 \rangle$ были получены для поликристаллов и монокристаллов TiAl, деформированных при различных температурах. Ниже мы увидим изображения этих дислокаций на многочисленных микрофотографиях.

Югом и др. [2] были получены первые изображения сверхдислокаций $1/2\langle 112 \rangle$. Здесь и далее мы приводим лишь отдельные микрофотографии, подтверждающие, каким образом, используя различные дифракционные условия, авторы расшифровали то или иное изображение.

Рис. 5.1. Группа $1/2\langle 112 \rangle$ сверхдислокаций в сплаве TiAl, деформированном при комнатной температуре [2]

Полную информацию можно найти в оригинальных работах, которые цитируются. Группу скользящих сверхдислокаций $3\beta A$ можно видеть на рис. 5.1. Предполагается, что сверхдислокации испущены источником в **A**, локально закреплены в **B** и **C**. Диполь, содержащий СДУ (faulted dipole), тянется вслед за сверхдислокацией в **D**. Одна из возможных моделей образования таких диполей на сверхдислокациях $1/2\langle 112 \rangle$, рассматривалась выше (см. рис. 4.11).

На микрофотографиях (рис. 5.2) [3] можно видеть распад сверхдислокации $\langle 101 \rangle$ (**A**) на одиночную дислокацию (**B**) и сверхдислокацию $1/2\langle 112 \rangle$ (**C**). Такая диссоциация описывается реакцией (4.1). На рис. 5.2 можно видеть, что распадается только криволинейный сегмент $\langle 101 \rangle$ сверхдислокации. Длинный же прямолинейный сегмент, имеющий винтовую ориентацию, остается заблокированным.

На рис. 5.3, *a, б* показан фрагмент микроструктуры сплава TiAl, деформированного при комнатной температуре. Видны изолированные дислокации и тройные узлы. На рис. 5.3, *в—e* представлена серия микрофотографий, которая демонстрирует идентификацию векторов Бюргерса дислокаций, образующих дислокационное соединение. Дислокация **A** имеет контраст, соответствующий $g\mathbf{b} = 0$ для $\mathbf{g} = [201]$ и $\mathbf{g} = [11\bar{1}]$ (рис. 5.3, *г, д*), так что ее вектор Бюргерса равен $1/2[112]$. Для дислокаций **B, D, E** условие $g\mathbf{b} = 0$ выполняется при $\mathbf{g} = [11\bar{1}]$ и $\mathbf{g} = [202]$ (рис. 5.3, *д, e*), так что их вектор Бюргерса ра-



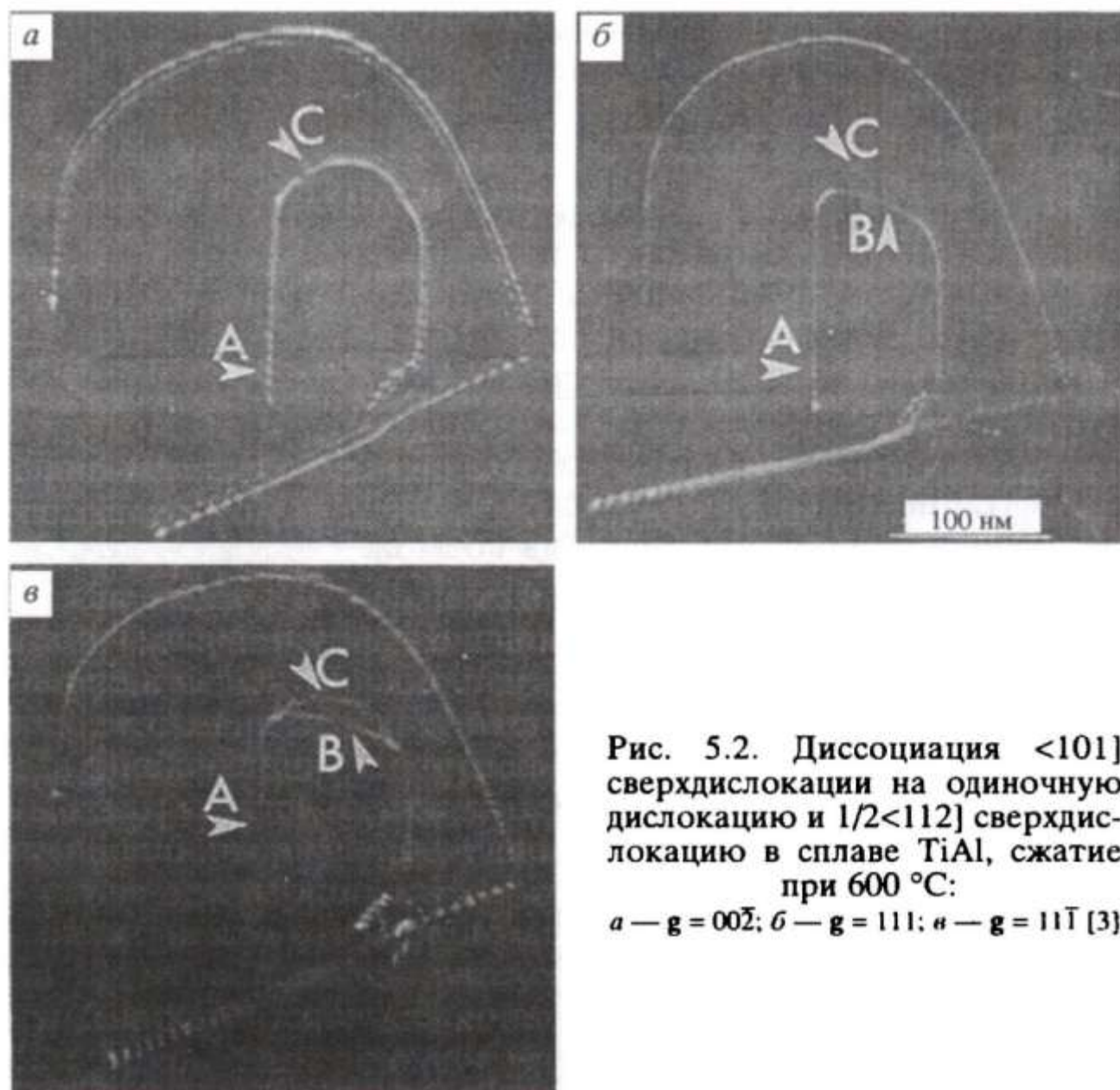


Рис. 5.2. Диссоциация $\langle 101 \rangle$ сверхдислокации на одиночную дислокацию и $1/2\langle 112 \rangle$ сверхдислокацию в сплаве TiAl, сжатие при 600 °C:

$a - g = 00\bar{2}$; $б - g = 111$; $в - g = 11\bar{1}$ [3]

вен $1/2[\bar{1}0\bar{1}]$. Остаточный контраст дислокаций В, D, Е на рис. 5.3, д указывает на наличие краевой компоненты. Дислокация С имеет контраст, соответствующий $gb = 0$ для $g = [110]$ и $g = [11\bar{1}]$ (см. рис. 5.3, в, д), так что ее вектор Бюргера равен $1/2[1\bar{1}0]$. Можно полагать, что наблюдаемая конфигурация, которая состоит из пары тройных узлов, взаимосвязанных сегментом одиночной дислокации, возникает в результате реакции (4.6). На рис. 5.4 видна четырехугольная, или квадратная, как называют ее Хан и Вонг [4], конфигурация. Расшифровка изображений, полученных методом слабого пучка, показала, что конфигурация образована чередующимися сегментами дислокаций с векторами Бюргера $1/2[\bar{1}10]$ и $1/2[11\bar{2}]$. Можно полагать, что такая конфигурация возникает в результате реакции (4.7) между сверхдислокациями $\langle 101 \rangle$ и последующей перестройки (4.8).

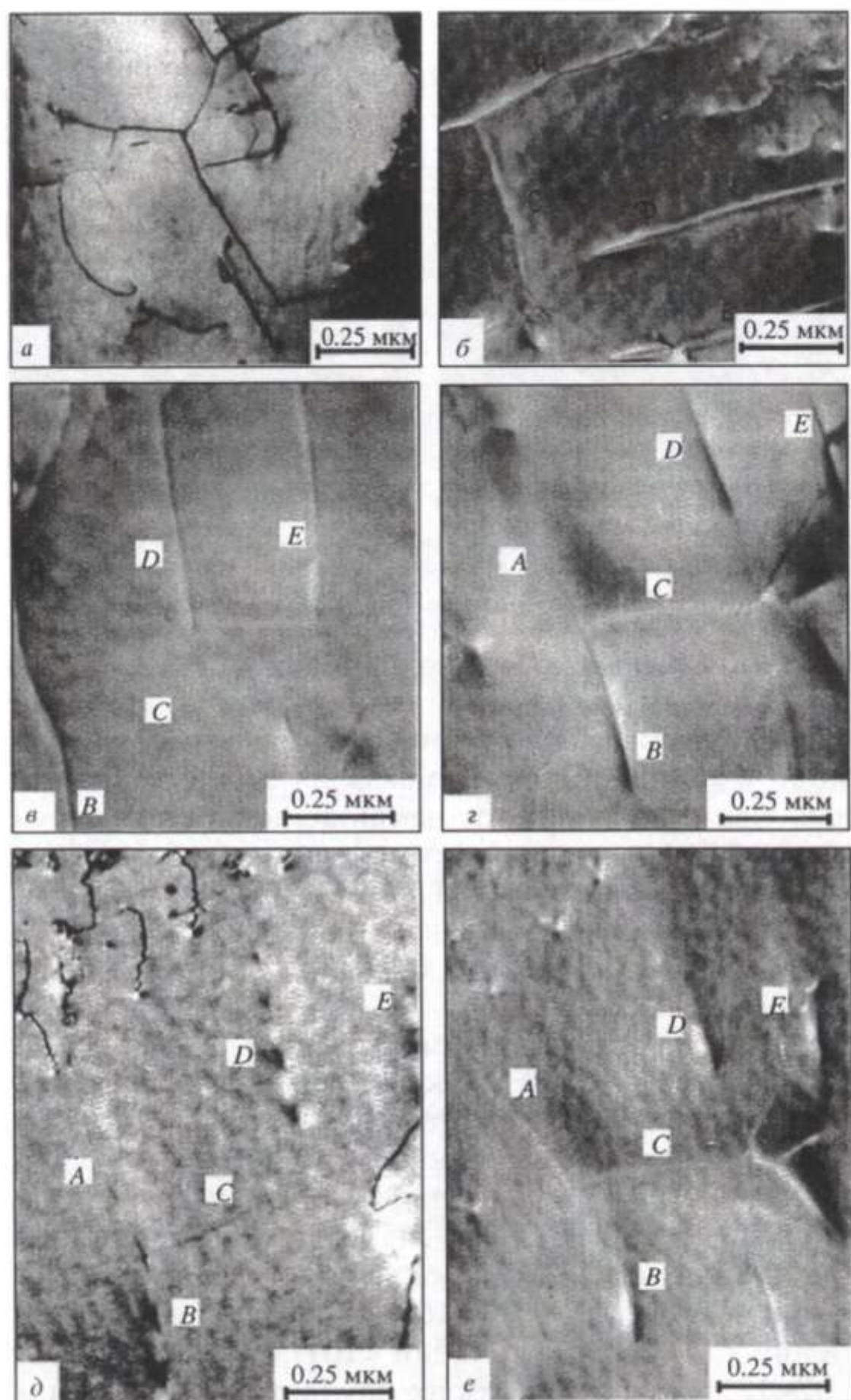


Рис. 5.3. ТЭМ-изображения дислокационного узла в сплаве TiAl, деформированном при комнатной температуре: светлопольные изображения (а, б); темнопольные изображения в рефлексах $[110]$ (в), $[201]$ (г), $[111]$ (д), $[202]$ (е) (см. [1], глава 4)

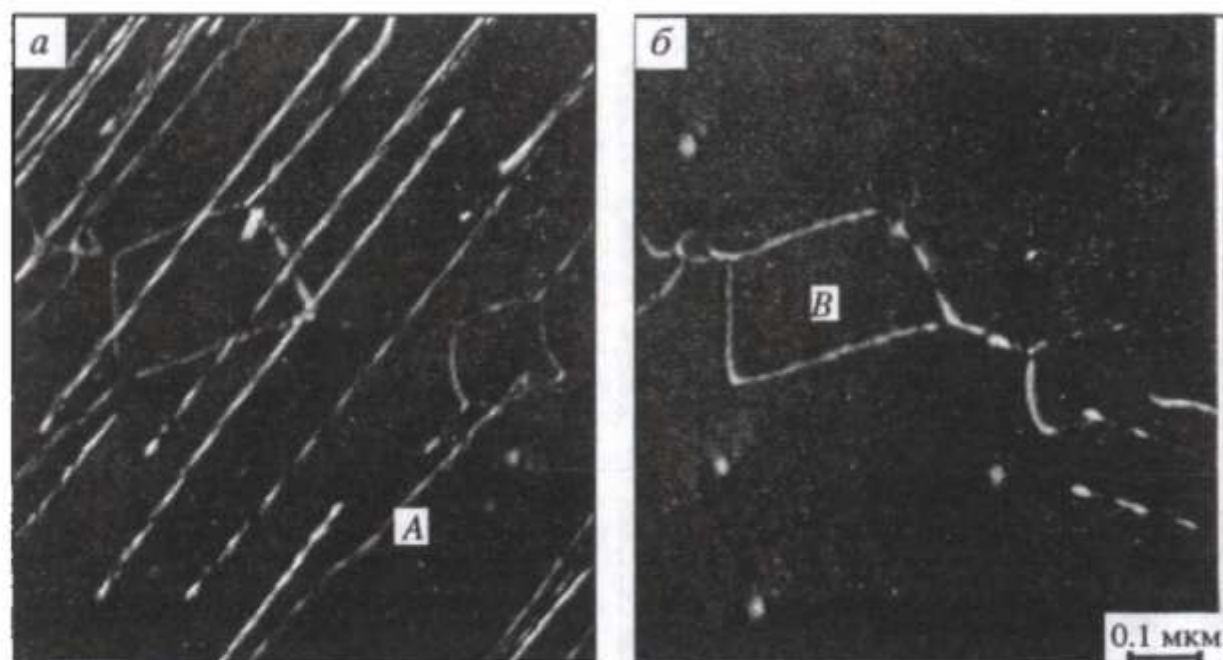


Рис. 5.4. Дислокационное соединение в форме четырехугольной конфигурации, сплав $\text{Ti}_{40}\text{Al}_{55}\text{Nb}_5$, сжатие на 2 % при 800 °С:

a — $\mathbf{B} = [010]$, $\mathbf{g} = 002$; $б$ — $\mathbf{B} = [110]$, $\mathbf{g} = 002$ [4]

Типичной заблокированной конфигурацией для сверхдислокации $\langle 101 \rangle$ является барьер Кира—Вильсдорфа. Прямым доказательством того, что блокировка сверхдислокации $\langle 101 \rangle$ действительно связана с перерасщеплением в плоскости куба, является наблюдение соответствующей полосы АФГ. На микрофотографиях (рис. 5.5) отчетливо видно расщепление винтовой дислокации, вытянутой вдоль $\langle 101 \rangle$ направления. Полоса поверхностного дефекта, возникшего при расщеплении, была идентифицирована как АФГ в плоскости куба.

Внутренняя структура скользящей сверхдислокации $\langle 101 \rangle$ видна на рис. 5.6. Наблюдаемая конфигурация подобна той, что изображена схематически на рис. 4.2, б. Действительно, полосу КДУ наблюдать не удастся, т. е. одна из дислокаций $1/2\langle 101 \rangle$, входящих в состав сверхдислокации, если и расщеплена, то очень слабо. По ширине полос СДУ и АФГ получены [3] следующие оценки их энергии: $\gamma = 70\text{—}85$ мДж/м², $\zeta = 130\text{—}160$ мДж/м². Аналогичное расщепление как сверхдислокации $\langle 101 \rangle$, так и сверхдислокации $1/2\langle 121 \rangle$, причем в обоих случаях также без полосы КДУ, наблюдалось Моррисом [5, 6].

На рис. 5.7, а показана панорама микроструктуры деформированного при температуре 400 °С поликристалла TiAl . Здесь можно видеть своеобразную заблокированную

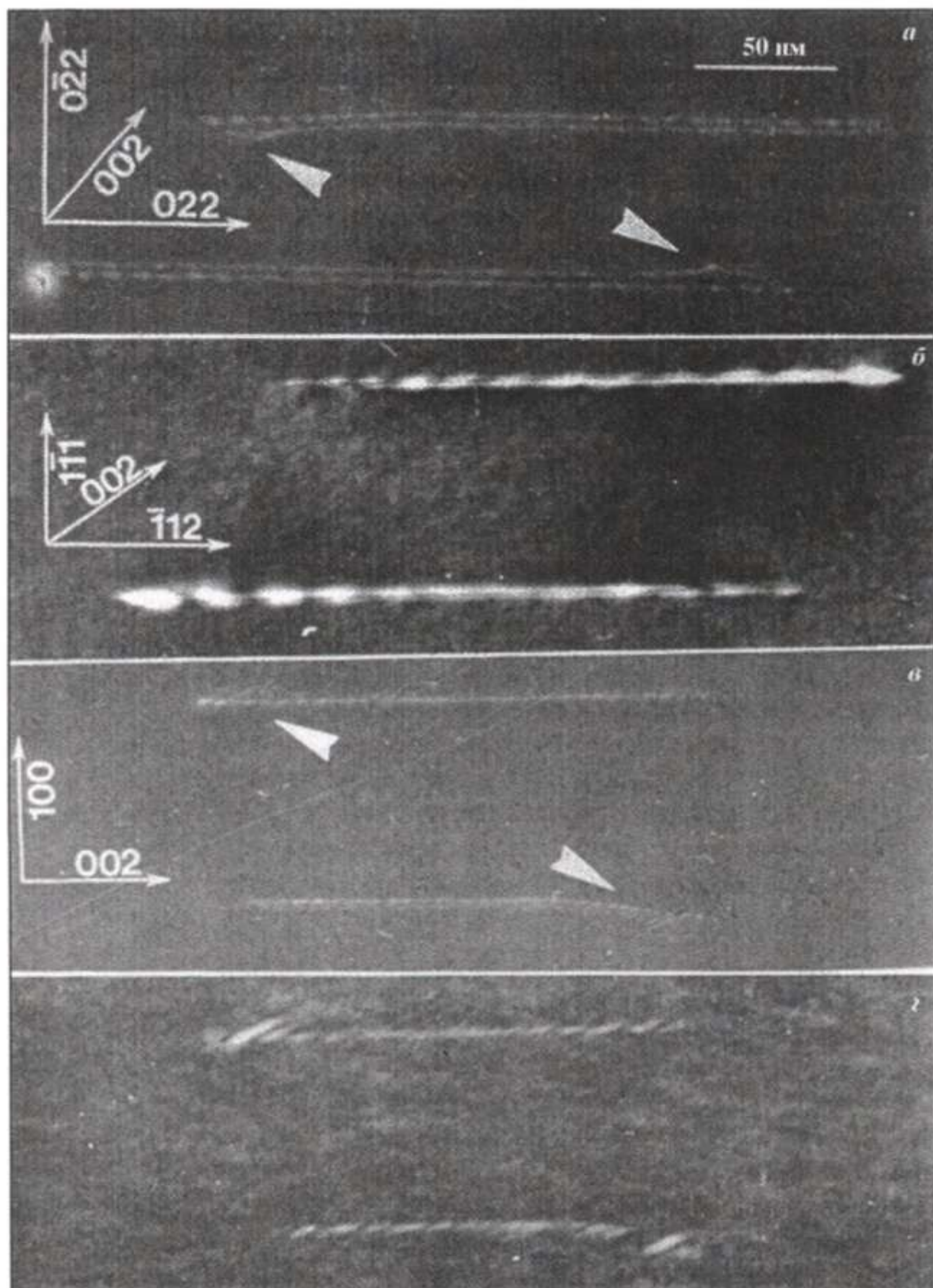


Рис. 5.5. Расщепление винтовой заблокированной сверхдислокации $\langle 101 \rangle$ в сплаве TiAl, сжатие при 600 °С:

a — $\mathbf{V} = [100]$, $\mathbf{g} = 002$; b — $\mathbf{V} = [110]$, $\mathbf{g} = 002$; v — $\mathbf{V} = [010]$, $\mathbf{g} = 002$; z — $\mathbf{V} = [010]$, $\mathbf{g} = 020$ [3]

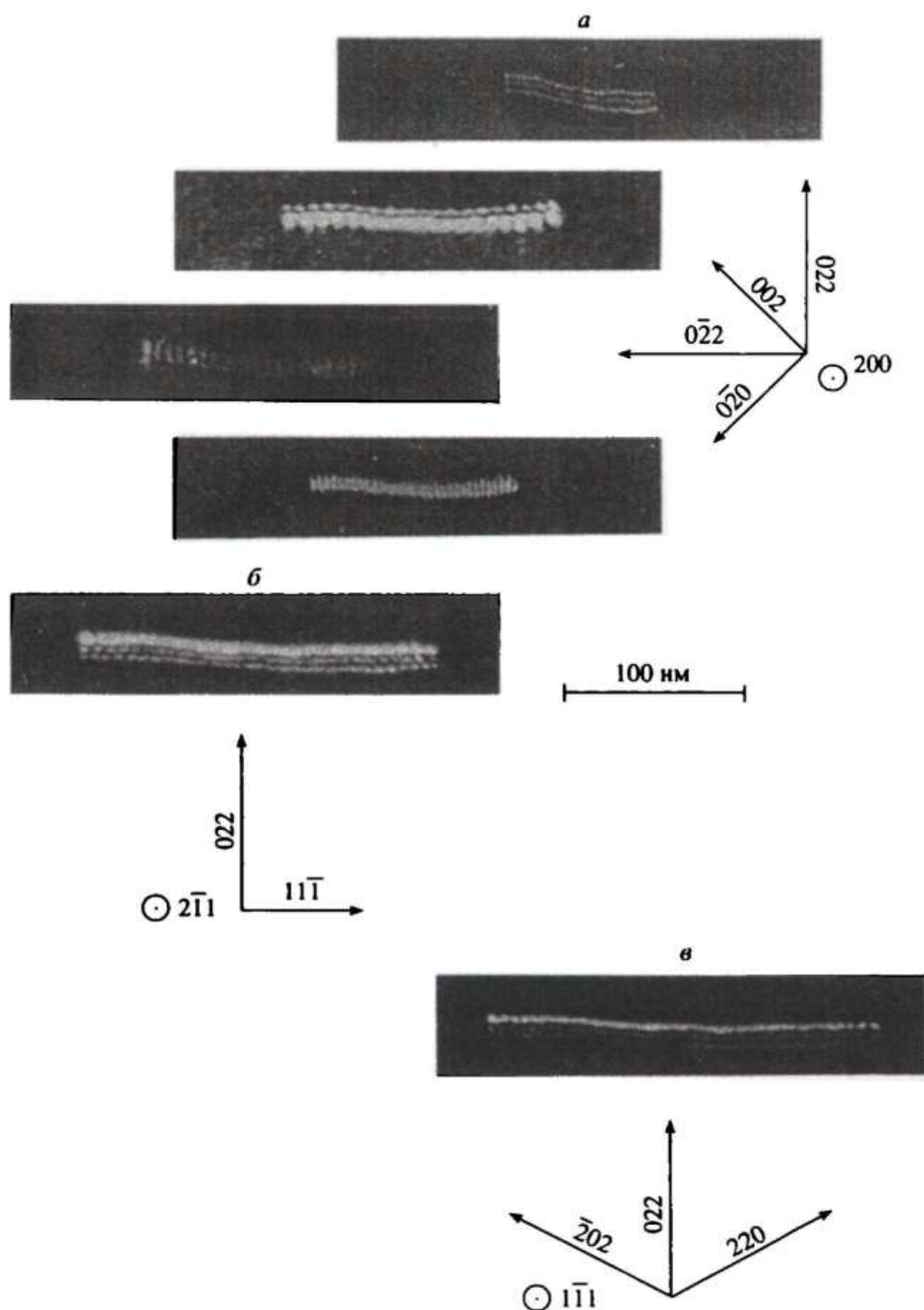


Рис. 5.6. Расщепление скользящей сверхдислокации $\langle 101 \rangle$ в сплаве TiAl после деформации при комнатной температуре:
a — $\mathbf{V} = [100]$; *b* — $\mathbf{V} = [2\bar{1}1]$; *c* — $\mathbf{V} = [1\bar{1}1]$ (см. [2], глава 4)

конфигурацию, похожую на “дерево”. Такая конфигурация состоит из длинных прямолинейных параллельных дислокаций, от которых отходят короткие изогнутые дислокационные сегменты. Как показал анализ изображений, полученных при различных дифракционных условиях, ветвями “дерева” являются одиночные дислокации с векторами Бюргерса $1/2[110]$. Ствол “дерева” параллелен направлению $[011]$. Вдоль ствола чередуются сегменты сверхдислокаций с векторами Бюргерса $[0\bar{1}1]$ и $1/2[11\bar{2}]$. На микрофотографии (рис. 5.7, б) отчетливо видна сегментированная структура “дерева”. Видны сегменты $1/2[11\bar{2}]$, а сегменты $[0\bar{1}1]$ погашены.

Образование заблокированной конфигурации типа “дерева” может происходить следующим образом. Первоначально происходит блокировка сверхдислокации $\langle 101 \rangle$ в результате превращения в барьер Кира—Вильсдорфа. Заблокированные сверхдислокации $\langle 101 \rangle$ оказываются ловушками для одиночных дислокаций. При их пересечении происходит реакция, аналогичная (4.2). Ситуация отличается от обычного образования дислокационного соединения тем, что сверхдислокация является неподвижной. Тем не менее в результате соответствующей перестройки отдельные сегменты сверхдислокации $\langle 101 \rangle$ заменяются сегментами дислокации $1/2[11\bar{2}]$, а разделяющие их тройные узлы включают в себя также сегменты одиночных дислокаций и описываются равенством, аналогичным (4.5).

Некомпланарная конфигурация типа “дерева”, действительно, является типичной. Ее наблюдали [7] в сплавах на основе TiAl как нестехиометрического состава, так и легированных. Расшифровка конфигурации совпадает с приведенной выше.

Кортом, Весьюдеваном и Фрезером [8] получены первые изображения заблокированных одиночных дислокаций. На рис. 5.8 приведены фрагменты микроструктуры сплава Ti—52 ат. % Al. Наблюдаются многочисленные одиночные дислокации (рис. 5.8, а). Видна замечательная особенность этих дислокаций: длинные их сегменты строго прямолинейны. Детальный анализ [8] показал, что все заблокированные одиночные дислокации являются винтовыми. Можно полагать, что высокая дислокационная плот-

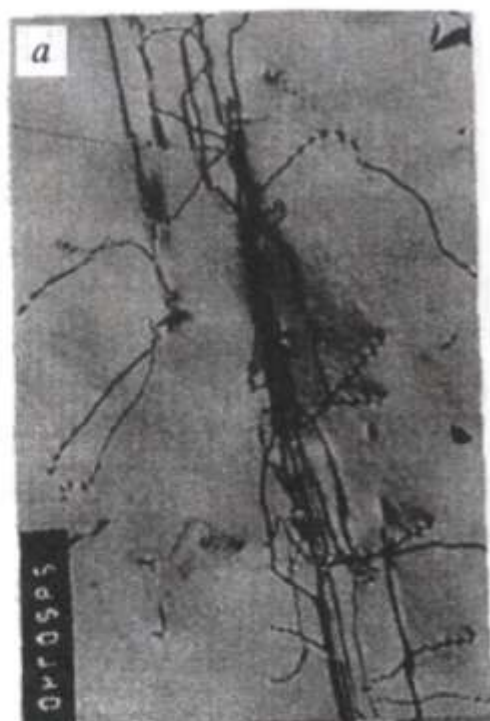




Рис. 5.7. Светлопольные изображения (а, б) заблокированной конфигурации типа "дерево"; видна сегментированная структура "ствола" (б) (см. [2], глава 4)

ность получена для зерна, ориентировка которого благоприятна для действия систем скольжения одиночных дислокаций. В других случаях возможно наблюдение сверхдислокаций. Заблокированные сверхдислокации $\langle 101 \rangle$ видны на рис. 5.8, б. С использованием различных дифракционных условий получены доказательства того, что сверхдислокации С и D являются барьерами Кира—Вильсдорфа.

Позже было обнаружено [9, 10], что одиночные дислокации, будучи, действительно, заблокированными вдоль направления их вектора Бюргерса, содержат многочисленные выступы (cusps), которые являются точками закрепления. На рис. 5.9 идентифицированы два семейства одиночных дислокаций, имеющих ориентацию, близкую к винтовой, и содержащих такие выступы. Обнаружено, что вертикальный ряд (I) дислокаций с вектором Бюргерса $1/2[110]$ наблюдается в рефлексах $g = \bar{1} \bar{1} 1$, $B \approx [011]$ (а), но погасает при $g = \bar{1} 1 \bar{1}$, $BD \approx [011]$ и при $g = \bar{2} 2 0$, $BD \approx [001]$ (б); горизонтальный ряд (II) дислокаций $1/2[\bar{1}10]$ исчезает при первом из приведенных выше рефлексах и наблюдается при двух других [10].

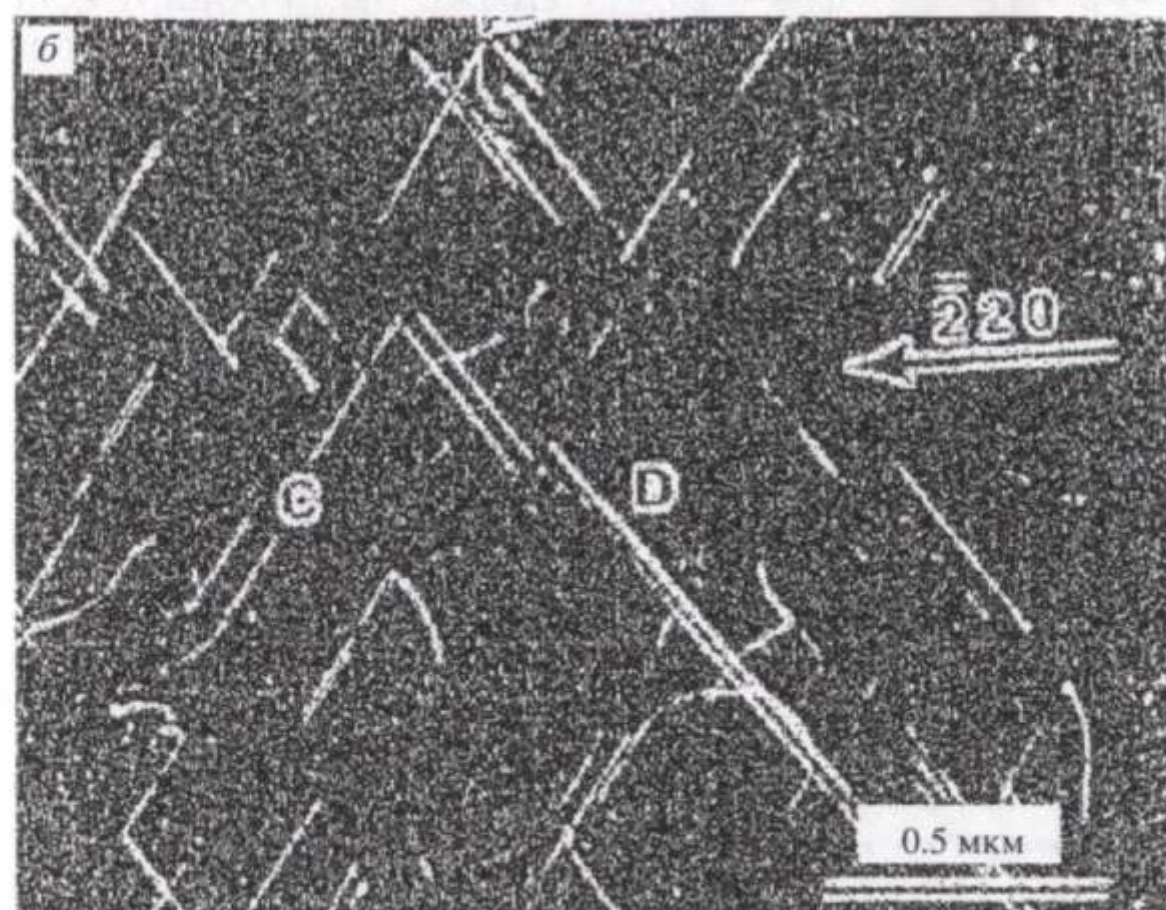
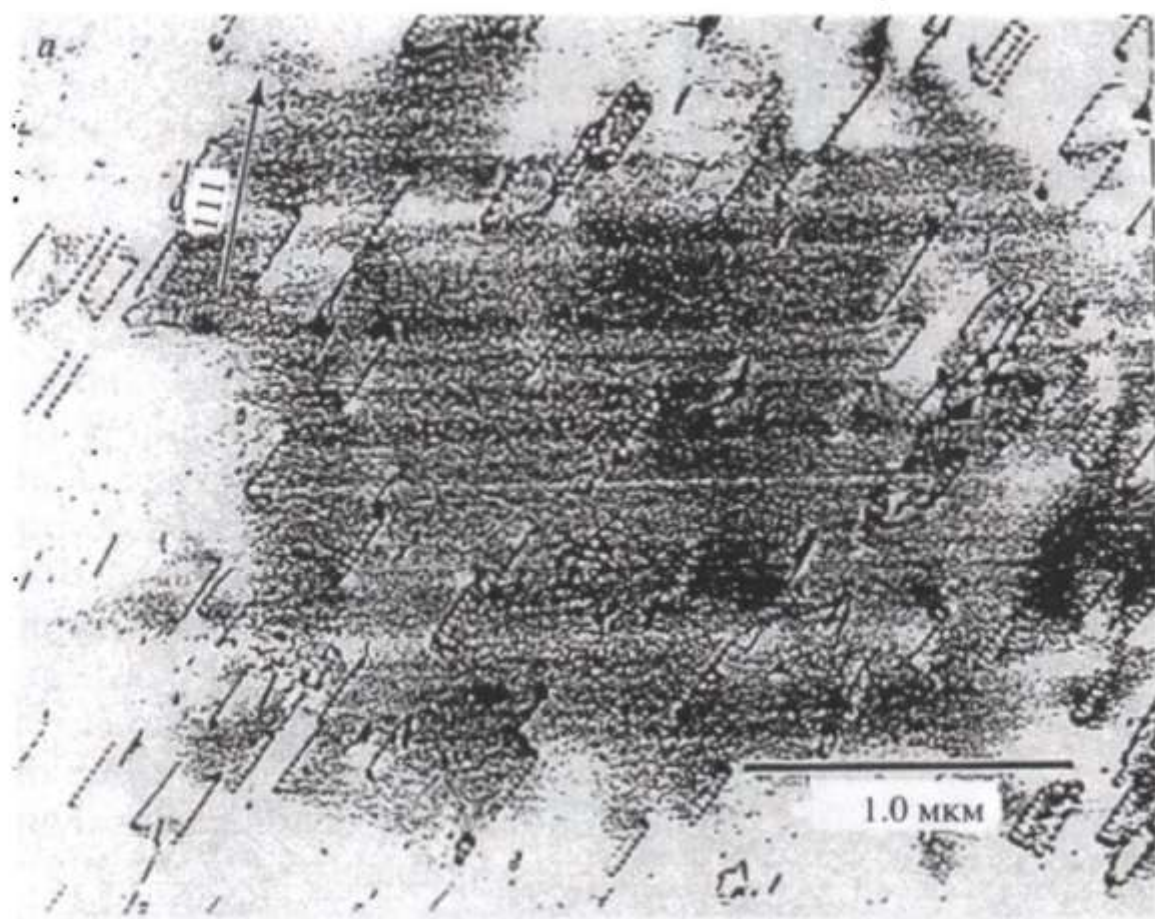


Рис. 5.8. Светлопольные изображения микроструктуры сплава Ti—52 ат. % Al, деформированного при 600 °C [8]:
 a — $V = [101]$, $g = 1\bar{1}\bar{1}$; $б$ — $V = [110]$, $g = \bar{2}20$

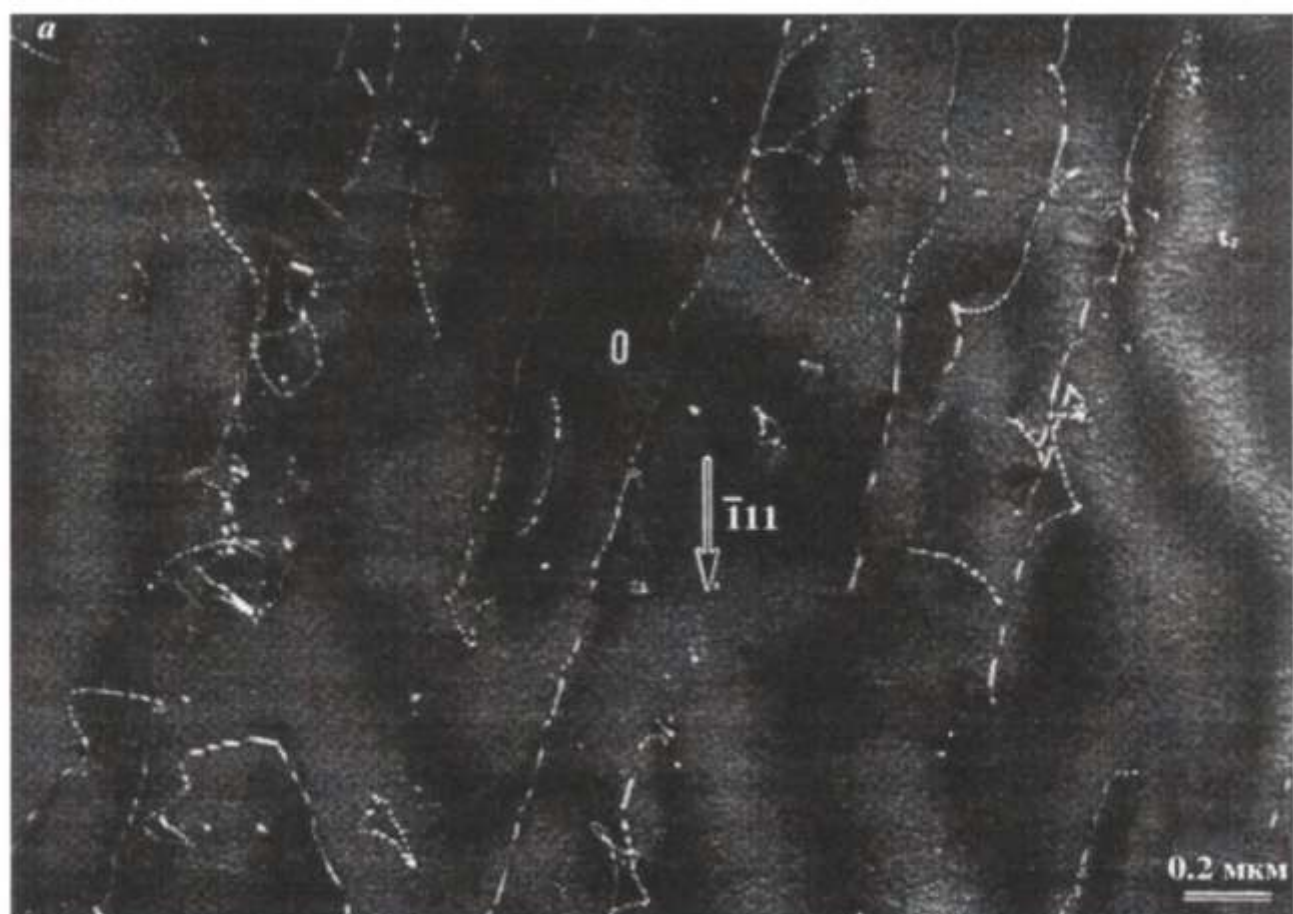


Рис. 5.9. Одиночные дислокации в сплаве TiAl, деформированном при 600 °C [10]:

a — $\mathbf{B} \approx [011]$, $\mathbf{g} = \bar{1}\bar{1}1$; $б$ — $\mathbf{B} \approx [001]$, $\mathbf{g} = \bar{2}20$

5.2. НАБЛЮДЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ В РАЗЛИЧНЫХ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ИНТЕРВАЛАХ

На кривых $\sigma_y(T)$, приведенных на рис. 3.2, можно выделить три области: низкие температуры, когда наблюдается нормальная температурная зависимость $\sigma_y(T)$; промежуточные температуры, когда $\sigma_y(T)$ растет с температурой; высокие температуры $T > T_{\text{max}}$, т. е. температура выше температуры пика предела текучести. При анализе эволюции дислокационной структуры в качестве иллюстрации будут в основном использованы микрофотографии, полученные в Институте физики металлов УрО РАН (см. [1—4], глава 4, а также [11, 12]).

Низкие температуры. ТЭМ-исследование микроструктуры сплавов TiAl различного состава, деформированных при -196°C , показало наличие всех трех типов дислокаций [13, 14, 6]. В [13] приведено изображение микроструктуры с высокой плотностью сверхдислокаций. В [14] обнаружена локальная диссоциация сверхдислокации $\langle 101 \rangle$ на сверхдислокацию $1/2\langle 112 \rangle$ и одиночную дислокацию, что, по мнению авторов [14], является результатом реакции, аналогичной (4.1). Приведены изображения сверхдислокации $\langle 101 \rangle$, отдельные сегменты которой испытывают указанную диссоциацию. Наблюдаются дислокационные узлы, образованные дислокациями трех типов и описываемые [14] равенством, аналогичным (4.5).

На рис. 5.10 представлены фрагменты микроструктуры сплава Ti—50 ат. % Al, деформированного при -196°C . Дислокации 1, 2, 3 идентифицированы как дислокации всех трех типов (рис. 5.10, а—в). Наблюдается также скопление одиночных дислокаций (рис. 5.10, г).

Промежуточные температуры. Эволюция дислокационной структуры сплава Ti—50 ат. % Al была исследована при температурах $200\ldots 600^\circ\text{C}$ с интервалом 100° . Обнаружено, что при 200°C начинают наблюдаться одиночные заблокированные дислокации, причем одновременно наблюдаются и подвижные. Такие два семейства мы видим на рис. 5.11, а. Длинные прямолинейные дислокации семейства R являются винтовыми дислокациями с вектором Бюргерса $1/2[1\bar{1}0]$. Дислокации семейства W с вектором Бюргерса $1/2[110]$ и осью, близкой к $[321]$, являются смешанными. Для того чтобы убедиться в том, что дислокации семейства

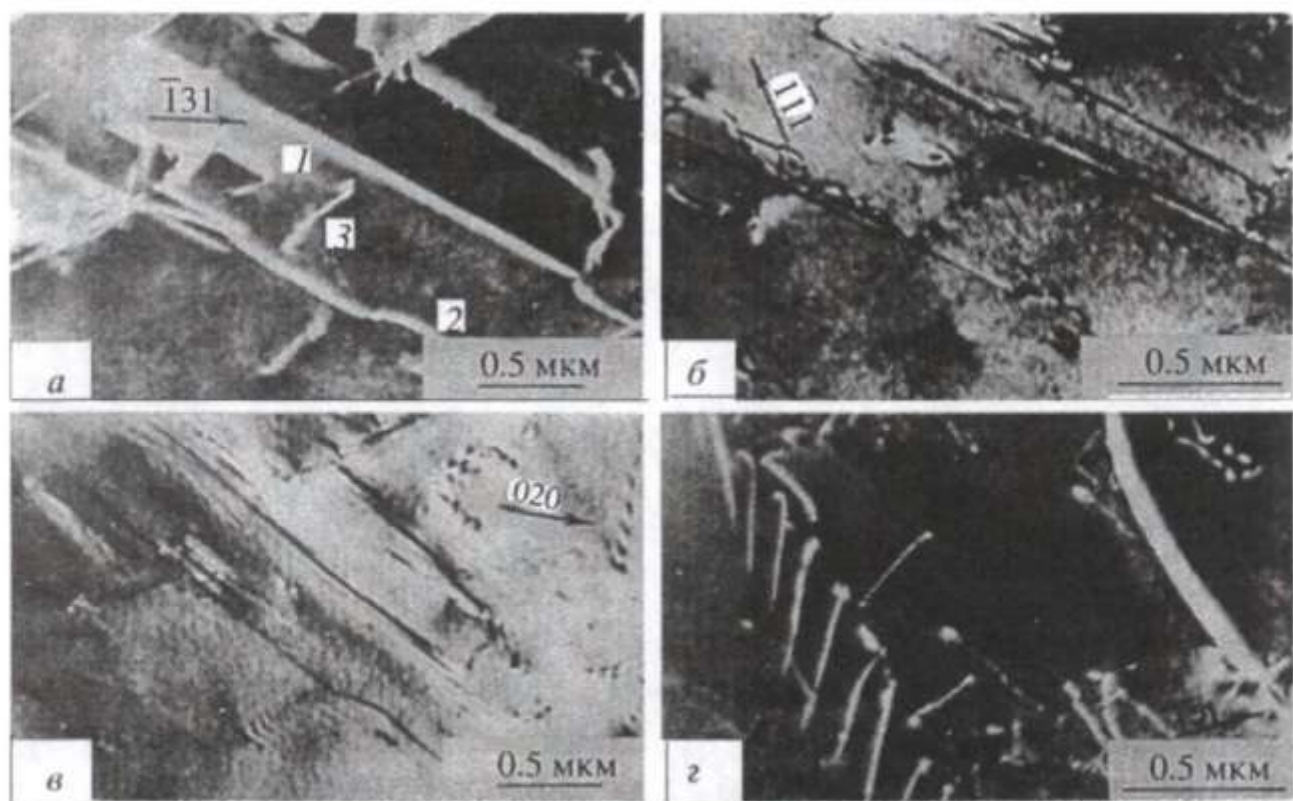


Рис. 5.10. Темнопольные изображения микроструктуры сплава Ti—50 ат. % Al, деформированного при -196°C .

Дислокации: 1 — $1/2[11\bar{2}]$, 2 — $1/2[1\bar{1}0]$, 3 — $[10\bar{1}]$ в рефлексах $g = [\bar{1}31]$ (а); $g = [1\bar{1}1]$ (б), $g = [020]$ (в). Скопление одиночных дислокаций (г) (см. [3], глава 4)

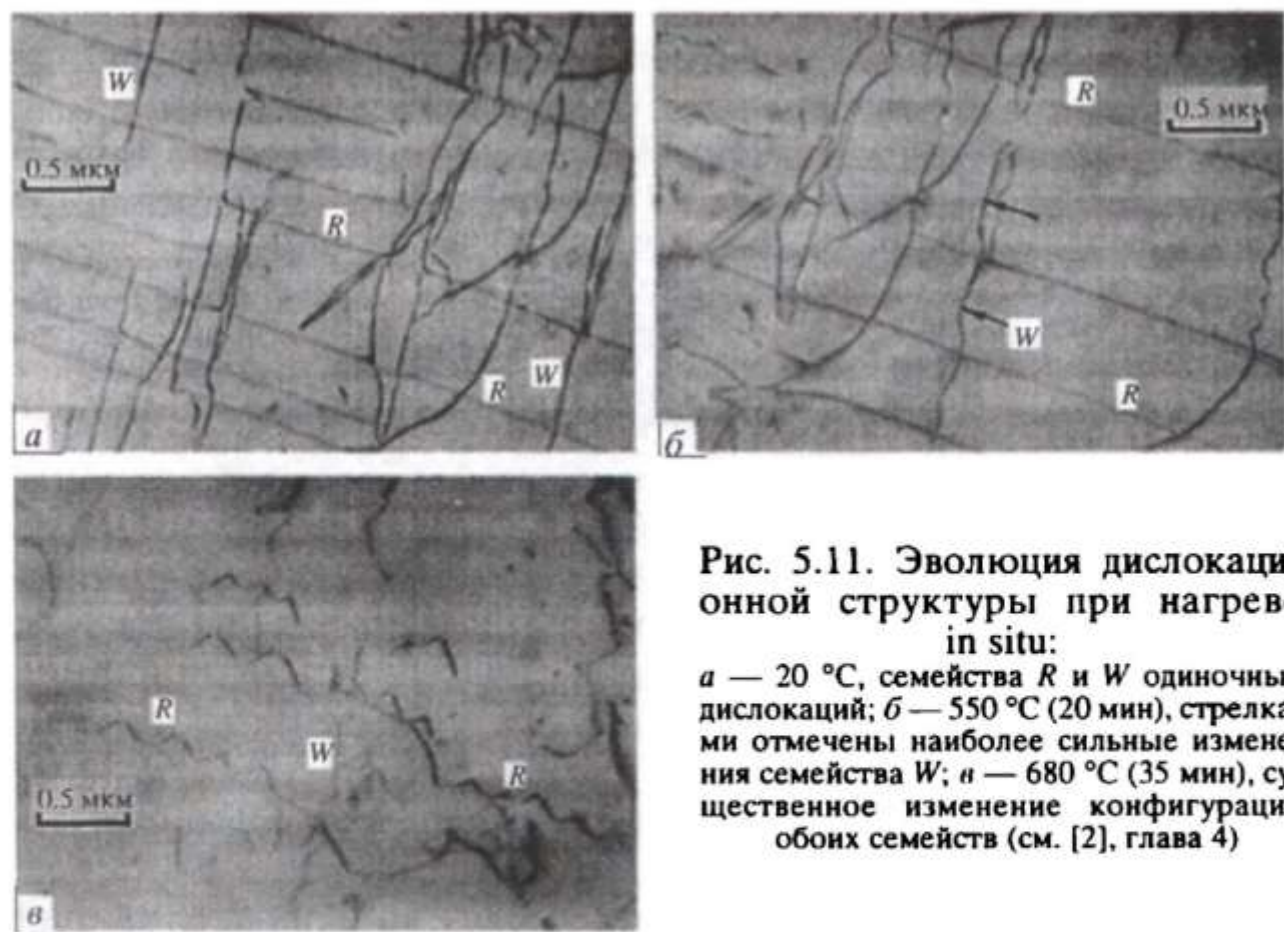


Рис. 5.11. Эволюция дислокационной структуры при нагреве in situ:

а — 20°C , семейства R и W одиночных дислокаций; б — 550°C (20 мин), стрелками отмечены наиболее сильные изменения семейства W; в — 680°C (35 мин), существенное изменение конфигураций обоих семейств (см. [2], глава 4)

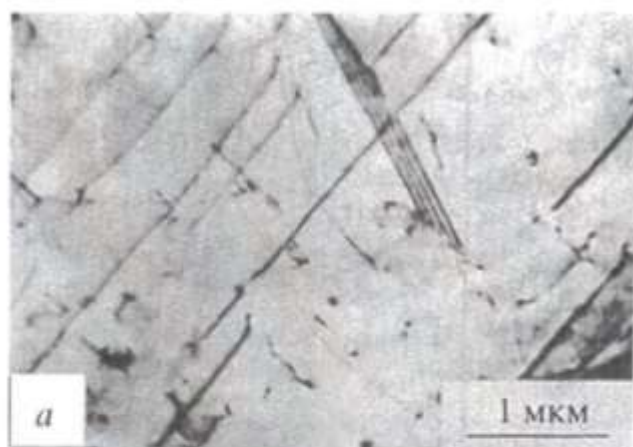


Рис. 5.12. Светлопольное (а) и темнопольное (б, в) изображения микроструктуры сплава Ti—54 ат. % Al, деформированного при комнатной температуре; б — $\mathbf{B} = [112]$, $\mathbf{g} = 1\bar{1}0$; в — $\mathbf{B} = [121]$, $\mathbf{g} = 11\bar{3}$ (см. [4], глава 4)

R заблокированы, был проведен эксперимент *in situ* с нагревом до температуры 700 °С. При нагреве до 550 °С (20 мин) в колонне микроскопа, как видно из сравнения рис. 5.11, а и б, семейство R остается неизменным, тогда как семейство W меняет свою конфигурацию. При нагреве до 600 °С (25 мин) наблюдаются первые изменения конфигурации семейства R , хотя в основном дислокации остаются прямолинейными. При последующем нагреве до 680 °С (35 мин) оба семейства существенно изменяют свои конфигурации (рис. 5.11, в).

Исследованиями микроструктуры сплава Ti—54 ат. % Al, деформированного при комнатной температуре, обнаружены многочисленные заблокированные одиночные дислокации (рис. 5.12). Этот фрагмент дислокационной структуры подобен тому, который получен для сплава TiAl стехиометрического состава при 200 °С. Идентификация этих дислокаций показала, что их ориентация близка к винтовой. Далее эти результаты используются при обсуждении вопроса о влиянии отклонения от стехиометрии на рельеф Пайерлса.

Наиболее интенсивно блокировка одиночных дислокаций в сплаве Ti—50 ат. % Al происходит при 400 °С. На рис. 5.13, а, б видны прямолинейные заблокированные сегменты

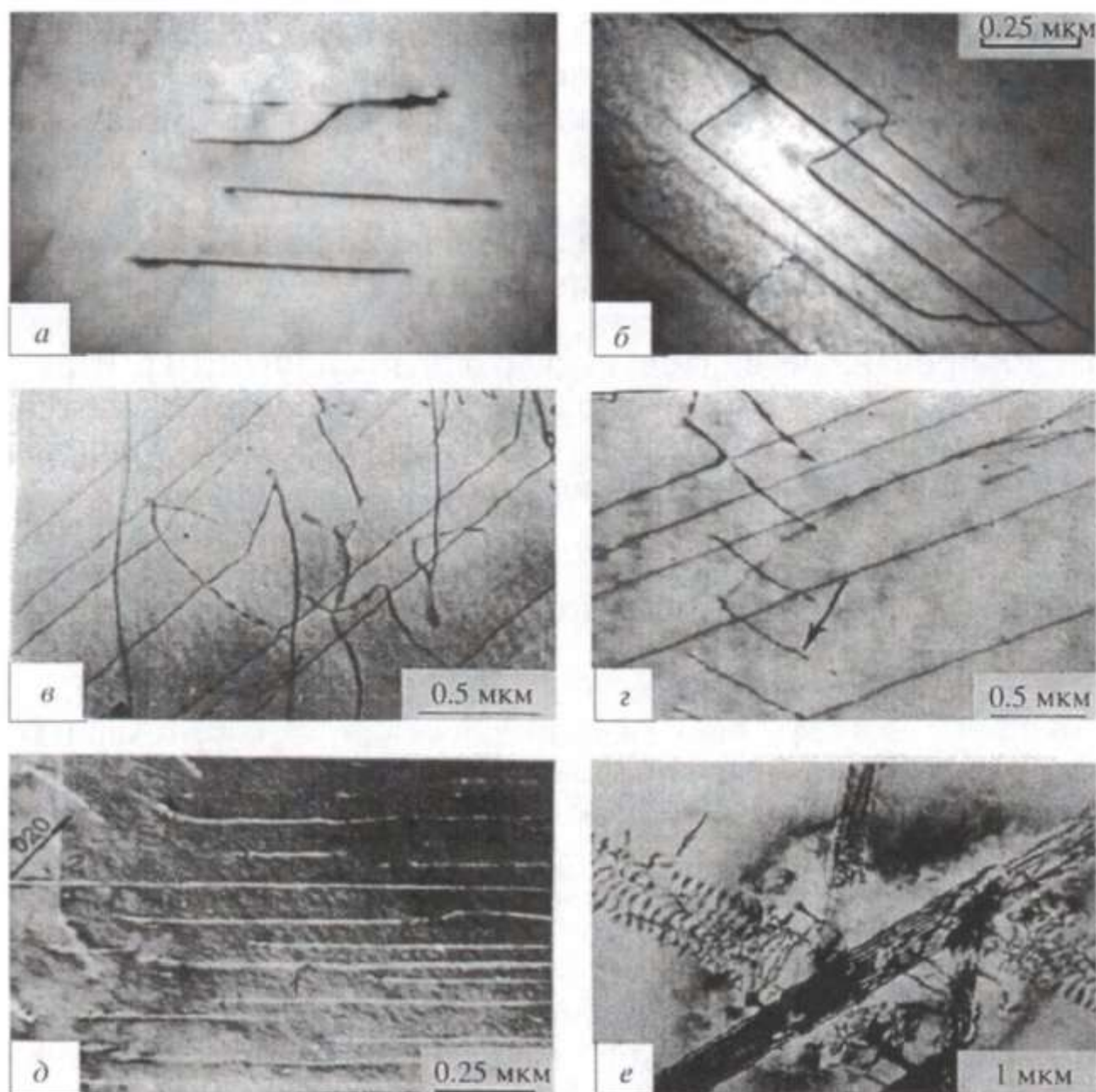


Рис. 5.13. Светлопольные и темнопольное (д) изображения одиночных дислокаций в сплаве TiAl, деформированном при промежуточных температурах:

а, б — 400 °C; в — 200 °C; дислокации $1/2[110]$; г — 300 °C, одно семейство заблокированных дислокаций $1/2[110]$, другое семейство (указано стрелкой) подвижных дислокаций $1/2[110]$; д — 540 °C, два семейства заблокированных одиночных дислокаций с взаимно перпендикулярными векторами Бюргерса, $g = 020$; е — 600 °C, скопление одиночных дислокаций в плоскости куба, испущенное при пересечении двойников (см. [3], глава 4)

винтовых одиночных дислокаций. Поражает удивительное сходство приведенного фрагмента с рисунками, которыми обычно иллюстрируют движение дислокаций по рельефу Пайерлса. Но это сходство не может служить прямым доказательством модели блокировки одиночной дислокации в глубоких долинах Пайерлса. На рис. 5.13, а, б видно одно семейство заблокированных одиночных дислокаций, а на рис. 5.13, в—д — два семейства винтовых дислокаций. За-

блокированные одиночные дислокации продолжают наблюдаться и после деформации при 540 °С. Такие дислокации с взаимно перпендикулярными векторами Бюргерса представлены на рис. 5.13, д. При 600 °С становится возможным кубическое скольжение. На рис. 5.13, е показано скопление краевых одиночных дислокаций в плоскости куба, которое возникло при пересечении двойников.

Начиная с 400 °С в сплаве Ti—50 ат. % Al наблюдаются заблокированные винтовые сверхдислокации $\langle 101 \rangle$. В результате захвата ими одиночных дислокаций образуются характерные конфигурации типа “дерево”, о чем говорилось выше. Блокировка сверхдислокаций сохраняется и при 600 °С. Заблокированные сверхдислокации были идентифицированы как барьеры Кира—Вильсдорфа. Изображения таких барьеров неоднократно приводились выше.

При деформации сплава Ti—50 ат. % Al обнаружено, что в области температур 200...600 °С исчезают сверхдислокации $1/2\langle 112 \rangle$. Они не наблюдаются вплоть до температуры T_{max} . Для того чтобы обнаружить заблокированную форму сверхдислокаций $1/2\langle 112 \rangle$, была использована следующая схема деформации: при температуре –196 °С образец деформировали сжатием до 0.5 % (микроструктура представлена на рис. 5.14, а), а затем при 300 °С выдерживали под нагрузкой, несколько меньшей предела текучести (см. рис. 5.14, б—г). В отличие от наблюдаемых на рис. 5.14, а изогнутых дислокаций видны прямолинейные заблокированные дислокации А и В на рис. 5.14, б. Дислокация А видна в рефлексах $\bar{2}20$ и $11\bar{3}$ (рис. 5.14, б, д), но находится не в контрасте (рис. 5.14, в, г) в рефлексах $\bar{2}01$ и $\bar{1}11$. Отсюда сразу следует, что вектор Бюргерса сверхдислокации А равен $1/2[1\bar{1}2]$. Следовый анализ изображений в (110) , (121) и (132) отражающих плоскостях показывает, что направление оси сверхдислокации А близко к $[0\bar{1}1]$. Дислокация В идентифицирована как одиночная дислокация с вектором Бюргерса $1/2[\bar{1}10]$. В отличие от обсуждаемых выше дислокаций других типов сверхдислокация $1/2\langle 112 \rangle$ в заблокированной форме не является винтовой. Возможная причина исчезновения сверхдислокаций $1/2\langle 112 \rangle$ при промежуточных температурах будет обсуждаться ниже (см. главу 7).

Высокие температуры. Дислокационная структура после высокотемпературной (700...800 °С) деформации значительно отличается от обсуждаемой выше. Прежде всего

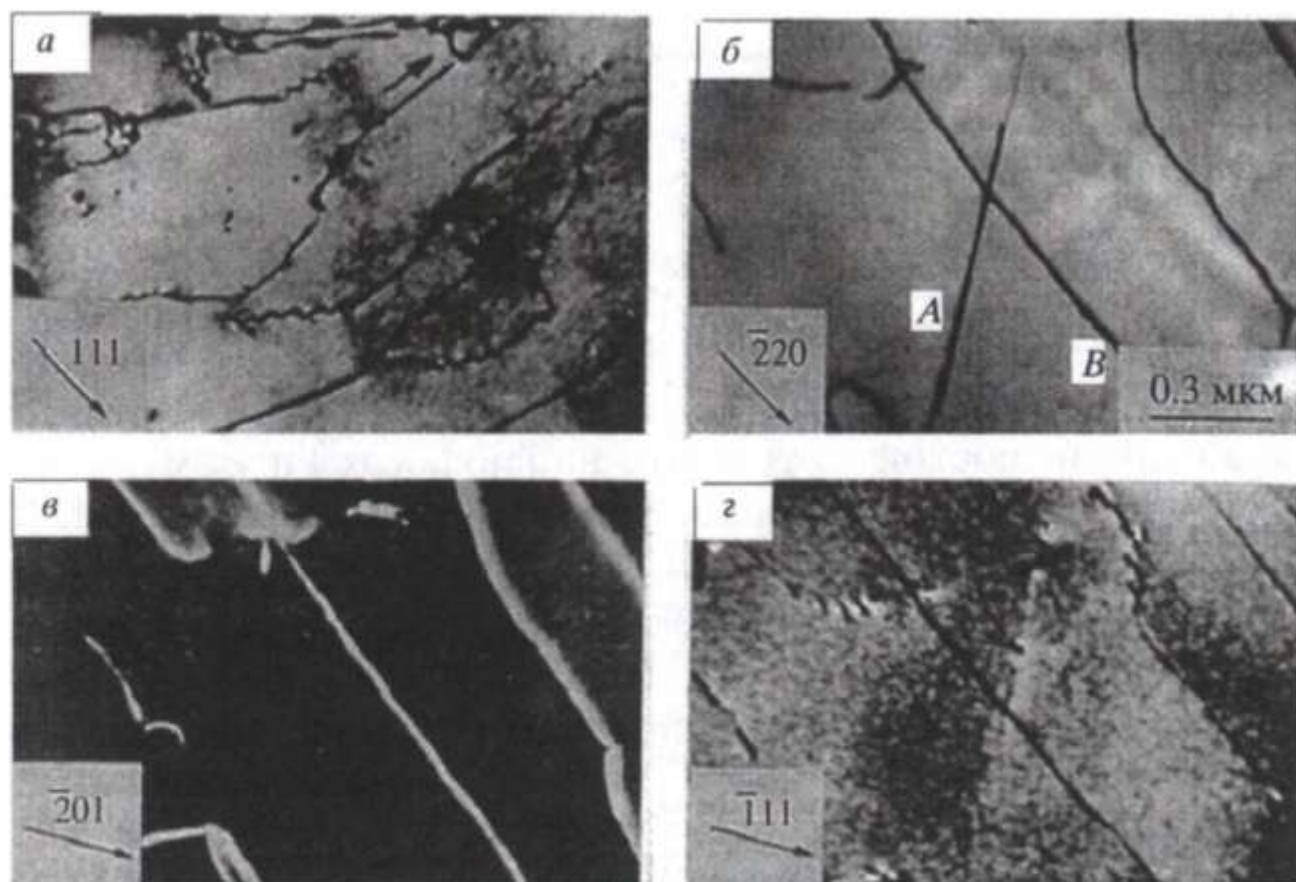


Рис. 5.14. Темнопольные изображения микроструктуры сплава Ti—50 ат. % Al, деформированного при -196°C (а) и после двустадийной обработки (б—г):

а — $g = [111]$, $B \approx [110]$; б — $g = [\bar{2}20]$, $B \approx [110]$; в — $g = [\bar{2}01]$, $B \approx [132]$; г — $g = [\bar{1}11]$, $B \approx [110]$; А — сверхдислокация $1/2[1\bar{1}2]$, В — одиночная дислокация $1/2[\bar{1}10]$ (см. [4], глава 4)

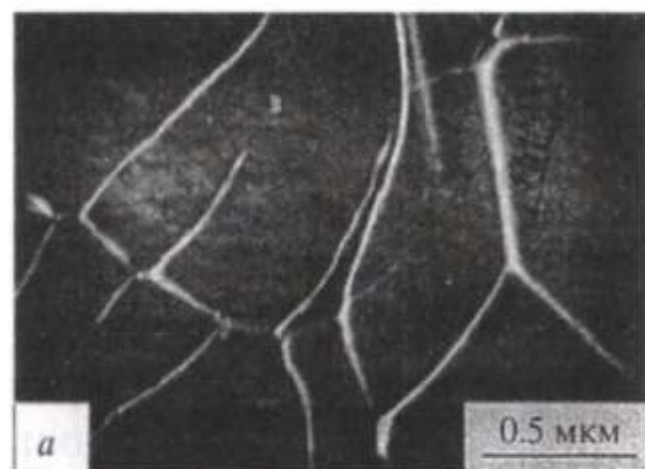


Рис. 5.15. Микроструктура сплава Ti—50 ат. % Al, деформированного при 800°C :

а — темнопольное изображение каскада узлов, $g = [111]$; б — схематическое изображение; векторы Бюргерса: 1 — $1/2[110]$, 2 — $1/2[1\bar{1}0]$, 3 — $1/2[\bar{1}12]$, 4 — $[011]$, 5 — $[10\bar{1}]$, 6 — $[010]$, 7 — $1/2[11\bar{2}]$ (см. [3], глава 4)

Таблица 5.1

Температурные интервалы наблюдения дислокаций различных типов в TiAl

Дислокация	Подвижные	Неподвижные	Подвижные
Сверхдислокации $\langle 101 \rangle$	$-196 \dots 300 \text{ }^{\circ}\text{C}$	$400 \dots 600 \text{ }^{\circ}\text{C}$	$700 \dots 800 \text{ }^{\circ}\text{C}$ Не наблюдаются
Одиночные	$-196 \dots 100 \text{ }^{\circ}\text{C}$	$200 \dots 540 \text{ }^{\circ}\text{C}$	$600 \dots 800 \text{ }^{\circ}\text{C}$
Сверхдислокации $1/2\langle 112 \rangle$	$-196 \dots 100 \text{ }^{\circ}\text{C}$	$200 \dots 600 \text{ }^{\circ}\text{C}$ Не наблюдаются	$700 \dots 800 \text{ }^{\circ}\text{C}$

это отличие состоит в том, что наблюдаются преимущественно одиночные дислокации и сверхдислокации $1/2\langle 112 \rangle$. Исчезновение сверхдислокаций $\langle 101 \rangle$ при $800 \text{ }^{\circ}\text{C}$ было обнаружено ранее в [15]. Такие сегменты удается наблюдать только в дислокационных узлах. Типичный фрагмент дислокационной структуры показан на рис. 5.15, а, а его схематическое изображение — на рис. 5.15, б. Расшифровка фрагмента показала, что наряду с узлами типа (4.5), возникают узлы, содержащие дислокации с вектором Бюргерса $\langle 010 \rangle$. Кроме октаэдрических плоскостей скольжения, одиночные дислокации наблюдаются также в плоскостях $\{001\}$ и $\{110\}$, а сверхдислокации $1/2\langle 112 \rangle$ — в плоскостях $\{110\}$.

Основные результаты исследования эволюции дислокационной структуры TiAl при изменении температуры схематически представлены в табл. 5.1.

5.3. СРАВНЕНИЕ МИКРОСТРУКТУР CuAu, TiAl

Ранее, в главе 3, проводился сравнительный анализ деформационного поведения сплавов CuAu и TiAl и обращалось внимание на сходство немонотонного температурного хода предела текучести в этих сплавах. Здесь мы приведем результаты ТЭМ-изучения дислокационной структуры в CuAu и попытаемся выяснить вопрос о сходстве и различии дислокационных конфигураций, наблюдаемых в CuAu и TiAl. Типичные фрагменты микроструктуры упорядоченного сплава CuAu, деформированного растяжением на 3 % при различных температурах, представлены на рис. 5.16—5.20 (см. [15—17], глава 3).

При температуре $-196 \text{ }^{\circ}\text{C}$ наблюдались как одиночные дислокации, так и сверхдислокации. Используя различные рефлексы отражения, можно показать, что дислокации

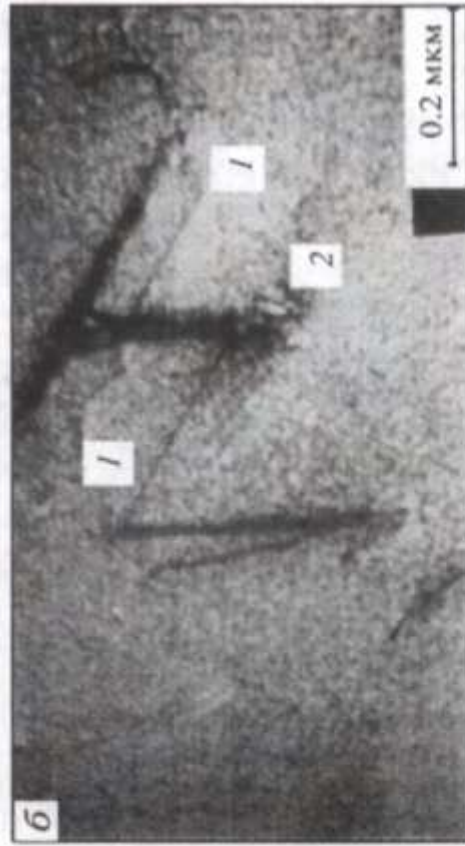
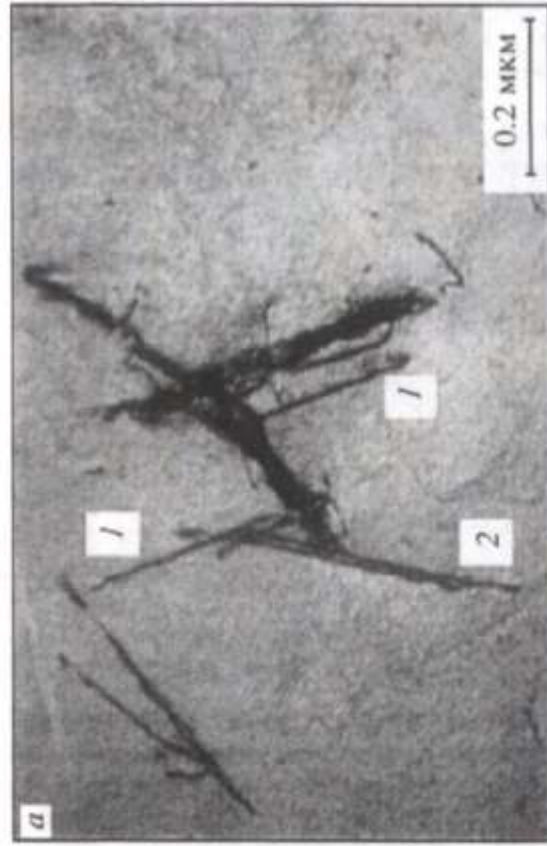


Рис. 5.16. Микроструктура сплава CuAu, деформированного при $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$:
 а — светлое изображение дислокаций; б — темное изображение: $\mathbf{B} = [01\bar{1}]$, $\mathbf{g} = [200]$ (см. [15], глава 3)

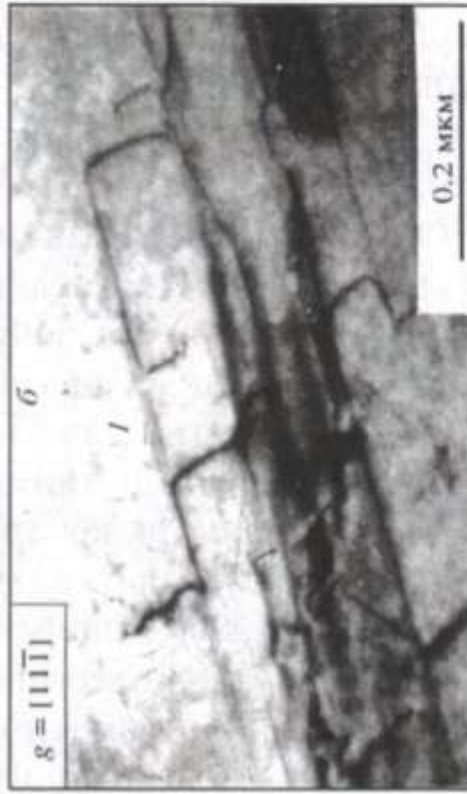
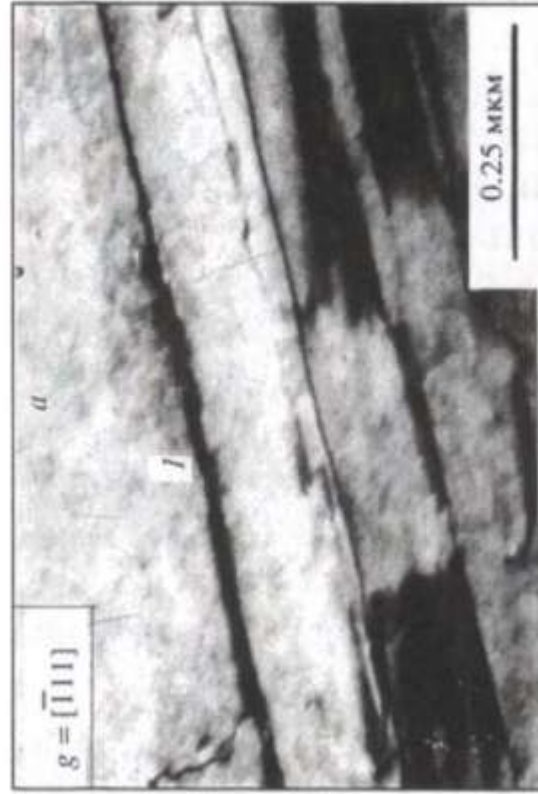


Рис. 5.17. Заблокированные дислокации (темное изображение) в сплаве CuAu, деформированном при $-196\text{ }^{\circ}\text{C}$:
 а — $\mathbf{B} = [101]$, $\mathbf{g} = [111]$; б — $\mathbf{B} = [321]$, $\mathbf{g} = [11\bar{1}]$ (неопубликованные результаты, любезно предоставленные О. В. Антоновой)

указанных типов присутствуют в конфигурации, представленной на рис. 5.16. Так, дислокация 1 (погасание при $g = [2\bar{2}0]$ и $[\bar{1}11]$) имеет вектор Бюргерса $1/2[110]$, ось вдоль $[101]$. Дислокация 2 определена как сверхдислокация с вектором Бюргерса $[011]$ по отсутствию контраста в рефлексах $[200]$ (рис. 5.16, б) и $[3\bar{1}1]$.

На рис. 5.17 отчетливо видны длинные прямолинейные дислокации, наблюдаемые в CuAu, деформированном при -196°C . Показано, что это одиночные дислокации с вектором Бюргерса $1/2[\bar{1}10]$ (погасание при $g = [11\bar{1}]$ и $[220]$). Дислокации вытянуты вдоль направления $[\bar{1}01]$, т. е. имеют ориентацию 60° . Обращает на себя внимание сходство с результатами, полученными для TiAl [6], где при низких температурах наблюдались вытянутые сегменты одиночных дислокаций, имеющие также ориентацию 60° . Но, кроме того, в [6] наблюдались вытянутые сегменты и некоторых других ориентаций, а именно 30° и краевой. При этом не обнаружены вытянутые винтовые сегменты.

Наблюдаемые при комнатной температуре (рис. 5.18, а) дислокации 1, 3, 4 также идентифицированы как сверхдислокации с векторами Бюргерса типа $\langle 101 \rangle$. Однако дислокации 2 оказались сверхдислокациями с вектором Бюргерса $1/2[\bar{1}11]$. Об этом свидетельствует, в частности, погасание изображения для $g = [0\bar{2}1]$ (рис. 5.18, б). На рис. 5.18, в видна характерная конфигурация, а именно так называемое “дерево”, стволом которого служит дислокационный барьер, а ветвями — одиночные дислокации. В рефлексе $g = [111]$ одиночные дислокации (рис. 5.21, г) становятся невидимыми, что позволяет, наряду с другими дифракционными условиями, определить их вектор Бюргерса как $1/2[1\bar{1}0]$. Такая конфигурация наблюдалась ранее в TiAl (см. рис. 5.7). Ствол имеет фрагментированную структуру, включающую в себя сегменты сверхдислокаций, как с вектором Бюргерса $\langle 101 \rangle$, так и $1/2 \langle 112 \rangle$. Конфигурации типа “дерева” в CuAu появляются уже при комнатной температуре и наблюдаются далее до температуры T_{max} . Обращает на себя внимание наличие больших перегибов и выступов (cusps) на одиночных дислокациях. Эта особенность отчетливо проявляется на многочисленных одиночных дислокациях, которые видны на рис. 5.18, д.

При 250°C наблюдаются длинные прямолинейные дислокации — это винтовые сверхдислокации 3, 4 на рис. 5.19,

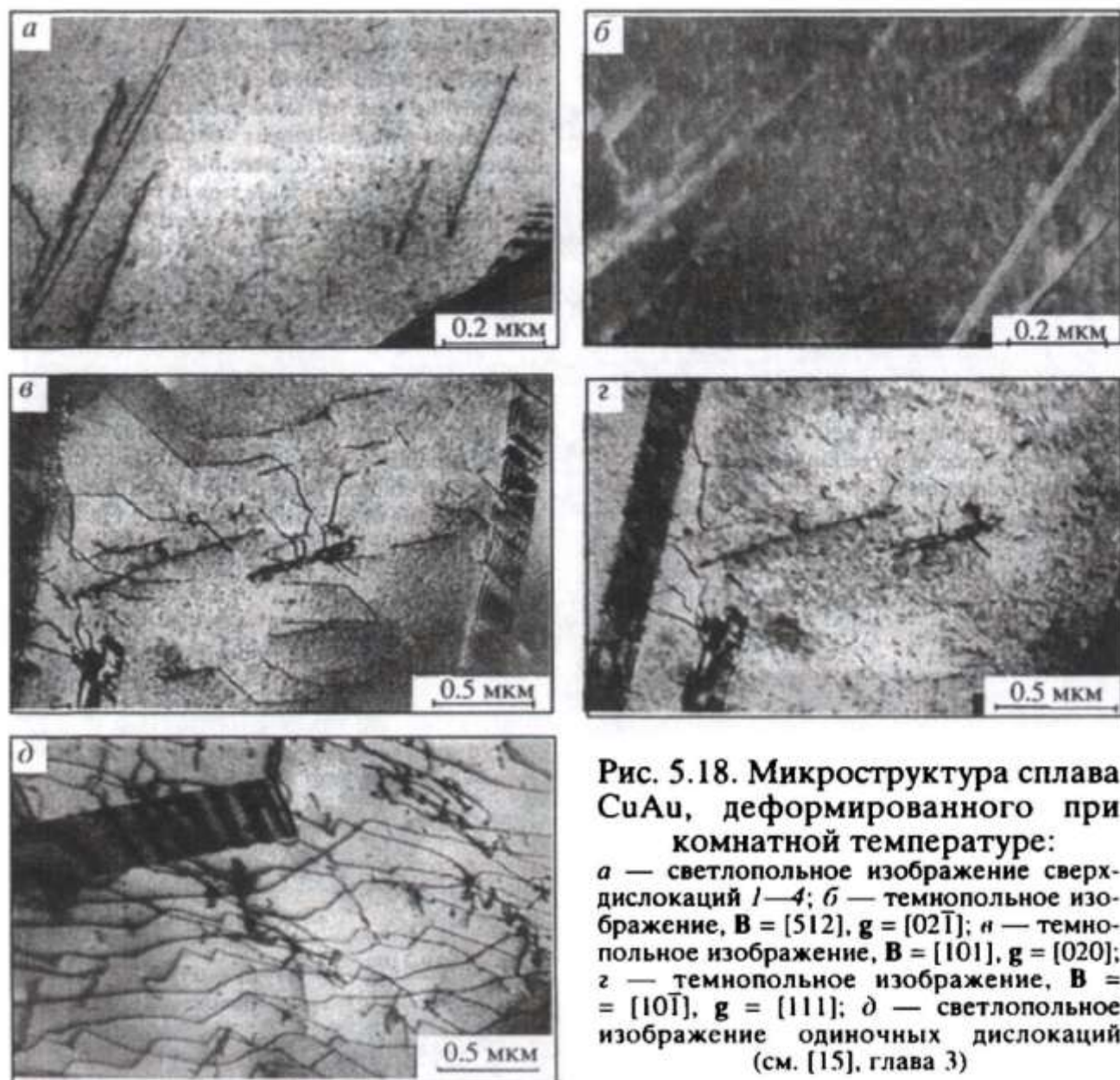


Рис. 5.18. Микроструктура сплава CuAu, деформированного при комнатной температуре:

a — светлопольное изображение сверхдислокаций 1—4; *б* — темнопольное изображение, $V = [512]$, $g = [02\bar{1}]$; *в* — темнопольное изображение, $V = [101]$, $g = [020]$; *г* — темнопольное изображение, $V = [101]$, $g = [111]$; *д* — светлопольное изображение одиночных дислокаций (см. [15], глава 3)

a. Для дислокации 3 вектор Бюргерса равен $[101]$, поскольку $gb = 0$ при $g: [11\bar{1}], [\bar{1}11], [202]$ (рис. 5.22, б). Дислокация 4 имеет вектор Бюргерса $[\bar{1}01]$. Обнаружены и смешанные сверхдислокации с вектором Бюргерса типа $\langle 101 \rangle$, такие, как дислокации 2 и 6. Наблюдаются одиночные дислокации. Так, дислокация 5 имеет вектор Бюргерса $1/2[110]$ и ось $[\bar{1}01]$. Можно полагать, что длинные прямолинейные винтовые $\langle 101 \rangle$ сверхдислокации, отчетливо выделяющиеся на фоне дислокационной структуры, являются заблокированными. В то же время среди многочисленных одиночных дислокаций заблокированных не обнаружено.

Кроме дислокационной моды, пластическая деформация поликристалла CuAu осуществляется двойникованием. Двойники наблюдались во всем изучаемом температурном интервале. Типичная микрофотография приведена на рис. 5.20, *a*. Система параллельных микродвойников, остано-

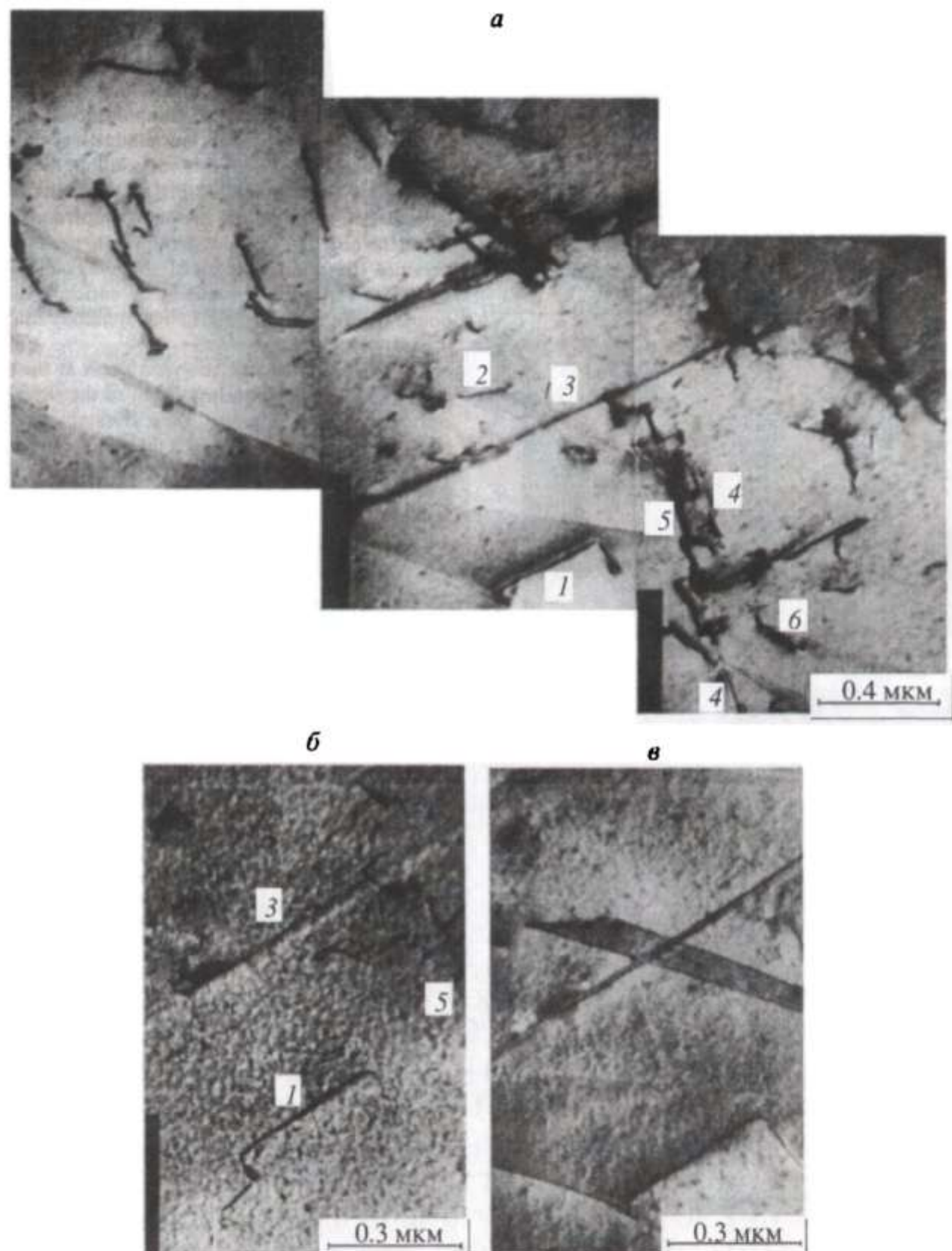


Рис. 5.19. Микроструктура сплава CuAu, деформированного при 250 °С:
a — светлопольное изображение дислокаций; *б* — темнопольное изображение при $g = [11\bar{1}]$, ось зоны $[\bar{3}74]$; *в* — темнопольное изображение дислокации 3 при $g = [002]$, ось зоны $[\bar{1}50]$ (см. [15], глава 3)

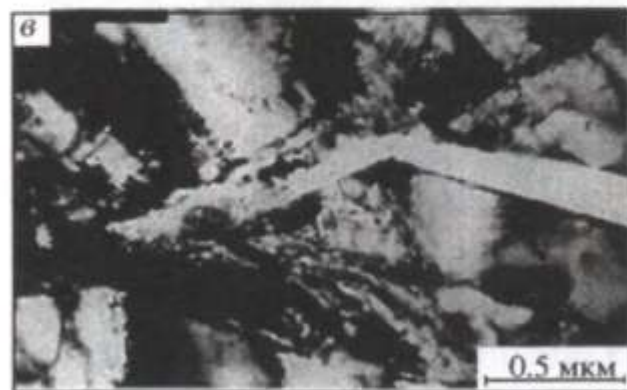
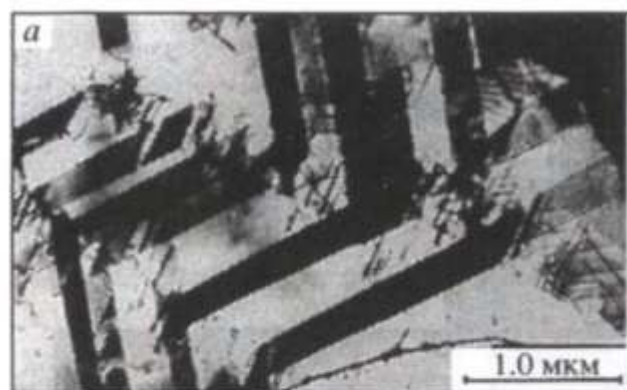


Рис. 5.20. Двойникование в CuAu-сплаве:

а — при комнатной температуре; *б* — зарождение микротрещины (250 °C); *в* — раскрытие микротрещины (250 °C) (см. [15], глава 3)

ленных границей зерна, видна на рис. 5.20, *б*. Здесь же можно видеть микротрещину, испускаемую из стыка зерен. Раскрытие трещины видно на рис. 5.20, *в*.

Как следует из сравнения данных, полученных для CuAu и TiAl, дислокационная структура в этих сплавах имеет много общего: одни и те же типы дислокаций, дислокационные конфигурации (тройные узлы, дислокационные соединения), барьеры Кира—Вильсдорфа. Однако есть существенное различие: заблокированные одиночные дислокации в области аномального температурного хода $\sigma_y(T)$ наблюдаются в TiAl и не наблюдаются в CuAu.

Таким образом, проведенный в настоящей главе анализ показал, что наблюдаемая дислокационная структура действительно соответствует той, которая была в значительной степени предсказана в теоретических работах, вошедших в главу 4. Также обнаружено, что соответствующая структура сильно меняется с изменением температуры и хорошо коррелирует с видом температурной зависимости предела текучести. Сравнение CuAu и TiAl показывает, что в этих сплавах, несмотря на одну и ту же сверхрешетку, блокировка дислокаций может иметь как общие, так и существенно разные черты. Последние, по-видимому, связаны с особенностями электронной плотности TiAl, о которых шла речь в разделе 4.3.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДИСЛОКАЦИЙ С ДОМЕННЫМИ ГРАНИЦАМИ В СВЕРХСТРУКТУРЕ $L1_0$

Рассматриваемая до сих пор блокировка дислокаций связана в основном с их собственными превращениями из одной конфигурации в другую. Такие превращения происходят без участия каких-либо внешних препятствий для движения дислокаций. В ламельной структуре, содержащей большое число границ, разделяющих двойниковоподобные домены, существенной становится блокировка дислокаций вследствие их взаимодействия с доменными границами. Прежде всего торможение дислокации обусловлено тем, что тип дислокации (одиночная дислокация, сверхдислокация) должен в определенных случаях меняться при переходе в другой домен. Это требует перестройки внутренней структуры дислокации и, в частности, рекомбинации соответствующих дислокаций. В результате процессы прорыва дислокаций через доменные границы являются термоактивированными. Анализ элементарных процессов перестройки дислокаций на доменных границах дает возможность найти иерархию дислокационных превращений и выявить те из них, которые являются ответственными за доменнограницное упрочнение.

Далее будут приведены результаты теоретического исследования взаимодействия дислокаций с доменными границами в сверхструктуре $L1_0$ для случая, когда доменные границы параллельны плоскостям типа $\{101\}$. Такая ситуация характерна для сплавов CuAu, NiPt, FePd, CoPt и др. Излагаются результаты экспериментального исследования процессов перехода дислокаций и двойников через доменные границы в сплаве CuAu. Полученные результаты будут использованы для описания доменнограницного упрочнения упоминаемых выше сплавов. Сам подход является достаточно общим и может быть применен при

анализе деформационного поведения сплавов TiAl с ламельной структурой. Основное отличие состоит в том, что в случае TiAl доменные границы параллельны плоскостям типа $\{111\}$, а не $\{101\}$. Поэтому в TiAl есть плоскости скольжения, которые не пересекаются с доменными границами. О том, к каким последствиям это приводит, пойдет речь в главе 7.

6.1. КОЛОНИИ С-ДОМЕНОВ

В предыдущих главах мы рассматривали АФГ сдвигового типа, возникающие в результате скольжения дислокаций с векторами Бюргерса, меньшими трансляции сверхрешетки. Полосы таких АФГ входят в состав конфигурации сверхдислокаций. Границы сдвигового типа также возникают термическим путем в процессе упорядочения. Кроме доменов, разделенных указанными границами, в упорядоченных сплавах со слоистым расположением одноименных атомов существуют домены другого типа, отличающиеся направлениями, в которых происходит чередование слоев. Так, в сплавах со сверхструктурой $L1_0$ при упорядочении возникают домены, в каждом из которых ось c , перпендикулярная плоскостям с одноименными атомами, расположена вдоль одного из трех возможных направлений $\langle 100 \rangle$. В сплаве CuPt чередование слоев происходит в направлении $\langle 111 \rangle$, в Ni_2Cr и Pt_2Mo — $\langle 110 \rangle$, а в Ni_4Mo и Ni_4W — $\langle 210 \rangle$. Соответственно в этих структурах возможны домены такого же типа, как и в сверхструктуре $L1_0$, но со своим направлением оси c .

На рис. 6.1 схематически изображено сопряжение двух доменов в сверхструктуре $L1_0$ и показаны оси c , в направлении которых происходит чередование плоскостей, содержащих одноименные атомы, в каждом домене. Если не учи-

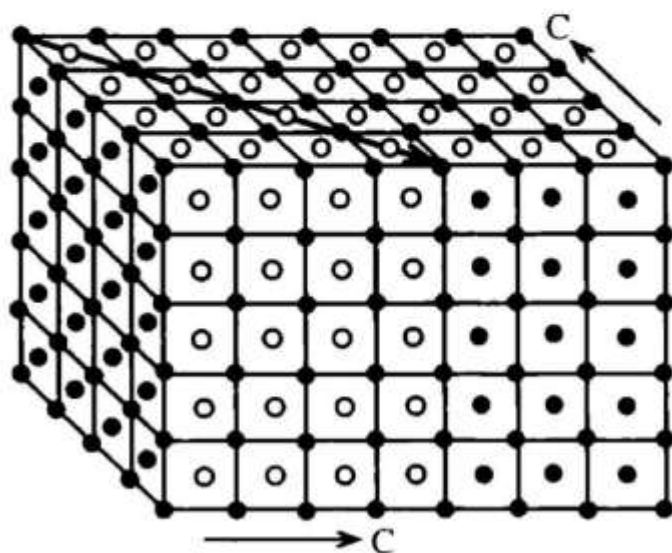
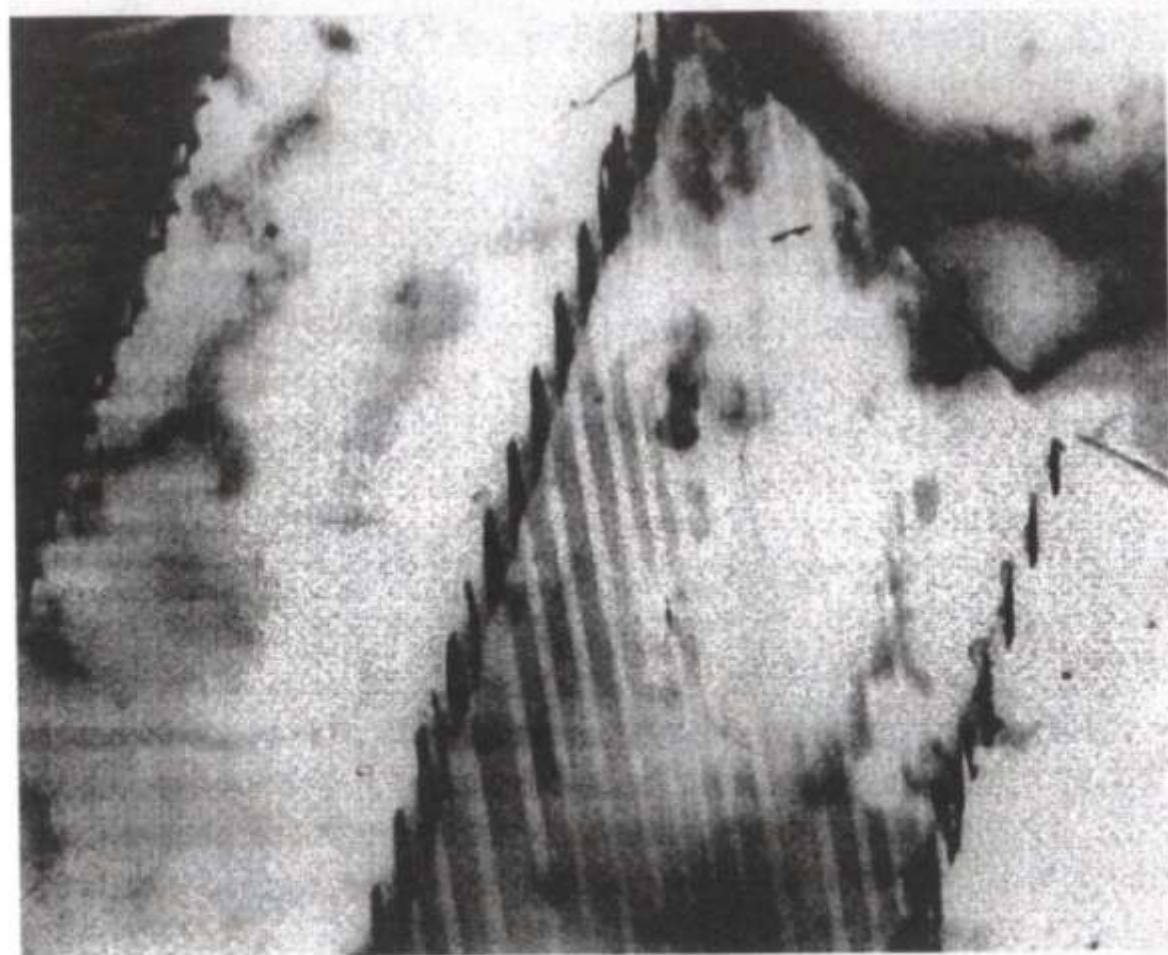
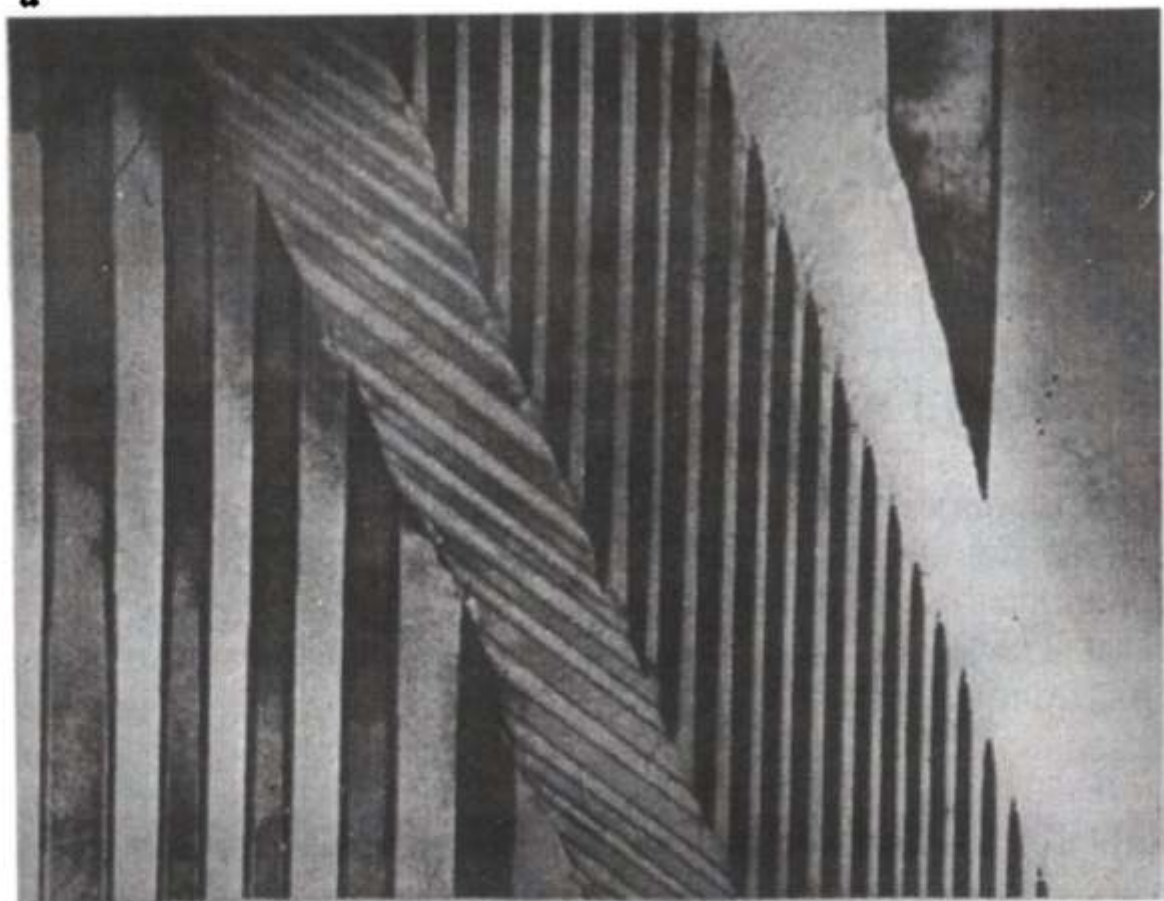


Рис. 6.1. Схематическое изображение доменов двойниковой ориентации в сверхструктуре $L1_0$

a



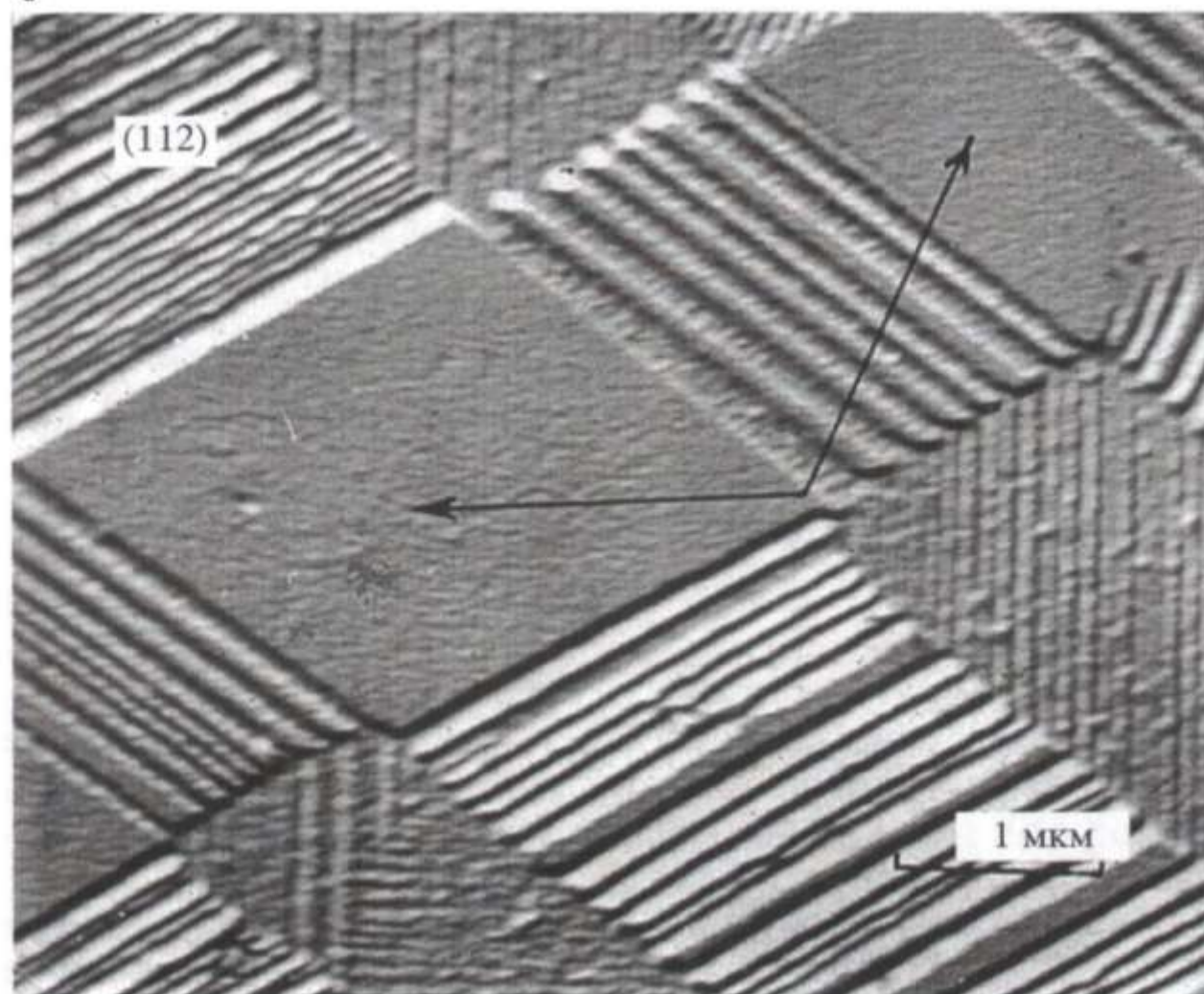


Рис. 6.2. Доменная структура сплава CuAu, возникшая при высокотемпературном упорядочении:

a — фольга на просвет, $\times 50\,000$; *b* — угольная реплика, оттененная хромом, $\times 25\,000$

тывать тетрагональности решетки, то оси c в этих доменах разориентированы на 90° . Ламельная структура состоит из колоний c -доменов. Каждая колония включает в себя двойниковоподобные домены двух ориентировок. Внутри колонии домены разделены параллельными границами, лежащими в плоскости типа $\{110\}$. Первые наблюдения ламельной структуры были получены для упорядоченного сплава CuAu [1—3].

Если фазовое превращение сопровождается возникновением упругих напряжений вследствие изменения типа решетки или ее параметров, то форма включения новой фазы определяется конкуренцией двух факторов [4—6]. Во-первых, минимизация упругой энергии требует “раскатывания” включения в тонкую пластину. Во-вторых, минимизация поверхностной энергии обеспечивается за счет равноосной формы включения. Пластинчатой формы

включения можно ожидать, если несоответствие решеток велико, межфазная поверхностная энергия мала и включение имеет достаточно большой объем. Эти же факторы определяют и морфологию структуры, когда взаимное влияние включений становится существенным. Стимулом для формирования так называемых модулированных структур является по-прежнему минимизация упругой энергии. Типичной одномерной модулированной структурой является ламельная структура, возникающая при ГЦК $\rightarrow$ ГЦТ-превращении решетки, происходящем при упорядочении по типу $L1_0$.

Ламельная структура сплава CuAu показана на рис. 6.2. Буквой А обозначена колония, перпендикулярная поверхности образца, что дает возможность наблюдать большой размер домена. Здесь приведены микрофотографии, полученные (а) с фольги на просвет (увеличение $\times 50\,000$) и (б) с угольной реплики, оттененной хромом (увеличение $\times 25\,000$). Далее в подписях к рисункам, чтобы не повторять название методик, указано лишь увеличение, соответствующее каждой из них.

Начиная с работы [7] и в последующих работах [8—11], а также в [35] (глава 2), были сформулированы основные представления о взаимодействии дислокаций с границами с-доменов и о доменнограницном упрочнении. В этой главе в качестве иллюстраций использованы микрофотографии, которые получены В. И. Сюткиной с соавторами (Институт физики металлов УрО РАН).

6.2. ПРОРЫВ ДИСЛОКАЦИЙ ЧЕРЕЗ ДОМЕННЫЕ ГРАНИЦЫ

6.2.1. ПЕРЕХОДЫ НЕРАСЩЕПЛЕННЫХ ДИСЛОКАЦИЙ

Ограничимся пока рассмотрением переходов дислокаций, не учитывая их расщепления и тетрагональности решетки, через границы с-доменов внутри одной колонии. Тетраэдр Томпсона (см. рис. 4.2) определяет полный набор плоскостей скольжения и векторов Бюргерса в ГЦК-решетке. Поскольку плоскости $\{110\}$ являются плоскостями симметрии тетраэдра, то построенный для двойника отражения с плоскостью двойникования $\{110\}$ тетраэдр тождествен тетраэдру матрицы (в отличие от построенного, на-

пример, для двойника отражения с плоскостью двойникова-
вания $\{111\}$). Поэтому при переходе через доменную гра-
ницу $\{110\}$ в сверхструктуре $L1_0$ плоскости скольжения и
направления векторов Бюргерса дислокаций могут сохра-
няться, что невозможно при переходе дислокаций через
двойниковые границы $\{111\}$. Но величина вектора Бюр-
герса полных дислокаций сохраняется лишь для направле-
ний $\langle 110 \rangle$ либо параллельных, либо перпендикулярных
плоскости доменной границы.

Для определенности рассмотрим переходы дислокаций
из первого домена с осью c , параллельной $[010]$, во второй
домен с осью c , параллельной $[100]$, через границу (110)
(см. рис. 6.1). Запишем в обозначениях Томпсона типичные
реакции:

$$2\mathbf{BA} \rightarrow 2\mathbf{BA}; \quad (6.1)$$

$$2\mathbf{CA} \rightarrow \mathbf{CA} + \mathbf{CA}; \quad (6.2)$$

$$\mathbf{BC} + \mathbf{BC} \rightarrow 2\mathbf{BC}; \quad (6.3)$$

$$\mathbf{BC}(a) \rightarrow \mathbf{AC}(b) + \mathbf{BA}^{DC}; \quad (6.4)$$

$$\mathbf{BC}(a) \rightarrow \mathbf{BD}(a) + \mathbf{DC}^{DC}; \quad (6.5)$$

$$\mathbf{BC}(d) \rightarrow \mathbf{AC}(d) + \mathbf{BA}^{C\delta}; \quad (6.6)$$

$$\mathbf{BC}(a) + \mathbf{AD}(b) \rightarrow \mathbf{BD}(a) + \mathbf{AC}(b). \quad (6.7)$$

Будем считать, что оси участвующих в реакциях дисло-
каций параллельны линии пересечения плоскости сколь-
жения с доменной границей. Так, для реакций (6.4)—(6.6)
оси дислокаций указаны как верхние индексы при записи
векторов Бюргерса.

При переходе через доменные границы сверхдислока-
ция либо остается сверхдислокацией (6.1), либо распадает-
ся на одиночные дислокации (6.2). Поскольку обе эти реак-
ции не требуют затрат энергии и, более того, реакция (6.2)
сопровождается выигрышем энергии, то в сверхструктуре
 $L1_0$ с ГЦК-решеткой доменные границы не являются пре-
пятствием для нерасщепленных сверхдислокаций.

При переходе одиночной дислокации через доменную
границу должна происходить либо рекомбинация двух оди-
ночных дислокаций, либо образование АФГ вслед за дисло-

кацией. В упорядоченном сплаве CuAu из-за высокого значения энергии ζ (см. главу 5) образование полос АФГ затруднено и экспериментально не наблюдалось. Превращение (6.3) одиночных дислокаций в сверхдислокацию энергетически невыгодно. Изменение энергии в результате этой реакции определяется введенной выше величиной $\phi(\mathbf{b}, \mathbf{b})$, которая для двух возможных плоскостей скольжения равна соответственно: $\phi(\mathbf{BC}(a), \mathbf{BC}(a)) = 3(4 - \nu)P$; $\phi(\mathbf{BC}(d), \mathbf{BC}(d)) = 3(4 - 3\nu)P$, где $P = \mu a^2/48\pi(1 - \nu)$ (см. раздел 4.1). Превращение одиночных дислокаций в сверхдислокацию может происходить термофлуктуационным путем. Можно показать, что рекомбинация одиночных дислокаций в сверхдислокацию требует значительно более высокой энергии активации, чем происходящая при поперечном скольжении в металле с ГЦК-решеткой рекомбинация частичных дислокаций. Обусловлено это тем, что частичные дислокации, в отличие от одиночных, имеют меньшие векторы Бюргерса и, кроме того, связаны между собой полосой дефекта упаковки.

Поскольку превращение (6.3) одиночных дислокаций в сверхдислокацию затруднено, можно предположить, что процесс протекает иначе: одиночная дислокация с вектором Бюргерса $\mathbf{b}$ в одном домене превращается в одиночную дислокацию с вектором Бюргерса $\mathbf{b}'$ в другом домене:

$$\mathbf{b} = \mathbf{b}' + \Delta\mathbf{b}. \quad (6.8)$$

При этом на границе остается дислокация с вектором Бюргерса $\Delta\mathbf{b}$. Такие дислокации названы доменнограницными [10]. Реакции (6.4)—(6.6) являются примерами таких превращений. При их записи указаны также направления осей доменнограницных дислокаций. Легко показать, что такие превращения энергетически невыгодны. Сравнивая значения ΔE для различных реакций и учитывая, что $\phi(\mathbf{AC}, \mathbf{BA}) = \phi(\mathbf{BD}, \mathbf{DC}) = 6P$, получаем, что превращение одиночной дислокации в одиночную, но с другим вектором Бюргерса, протекает легче, чем в сверхдислокацию. Переход дислокации через доменную границу с изменением направления вектора Бюргерса может происходить как в одной и той же плоскости (6.5)—(6.6), так и в пересекающихся плоскостях (6.4). Можно показать, что реакция (6.4) описывает единственно возможное превращение одиночной дислокации так-

же в одиночную, при котором одновременно меняются и вектор Бюргерса, и плоскость скольжения (на отраженные относительно плоскости доменной границы).

На рис. 6.3 показан вариант, когда при переходе через границу действующая плоскость скольжения сохраняется, но изменяется направление скольжения. Об этом свидетельствует изменение цвета следов скольжения: черные следы превращаются в белые и наоборот. Такому варианту соответствует реакция (6.5) или (6.6). Зигзагообразные следы скольжения (рис. 6.4) обусловлены, как мы полагаем, одиночными дислокациями, которые испытывают превращение (6.4) и скользят по отраженным относительно доменной границы плоскостям с отраженными векторами Бюргерса. В отличие от обсуждаемых выше переходов сверхдислокаций через границу, для одиночной дислокации ни в одном из вариантов (6.3)—(6.6) доменная граница не является прозрачной. На рис. 6.5 показаны одиночные дислокации, заторможенные доменными границами.

При последовательном прохождении через границы рассматриваемых доменов, характеризующихся чередованием двух (из трех возможных) направлений оси c , одиночная дислокация последовательно испытывает превращения $\mathbf{b} \rightarrow \mathbf{b}' \rightarrow \mathbf{b}$ и т. д. В результате на соседних границах возникают доменнограницные дислокации с векторами Бюргерса $\pm \Delta \mathbf{b}$. При прорыве через границу одиночных дислокаций, скользящих по параллельным плоскостям, образуется стенка доменнограницных дислокаций, лежащая в плоскости границы.

Поскольку любое превращение дислокации с вектором Бюргерса $a/2 \langle 110 \rangle$ в две другие дислокации с векторами Бюргерса типа $a/2 \langle 110 \rangle$ всегда является энергетически невыгодным, то образование доменнограницных дислокаций на каждой границе также является энергетически невыгодным. При этом каждая доменнограницная дислокация своим упругим полем препятствует отрыву одиночной дислокации от границы в следующий домен. Кроме того, доменнограницные дислокации отталкивают последующие одиночные дислокации, подходящие к границам.

Существенно более легким по сравнению с рассмотренными вариантами является прорыв одиночных дислокаций в случае, если на доменной границе встречаются две одиночные дислокации, скользящие по пересекающимся плос-

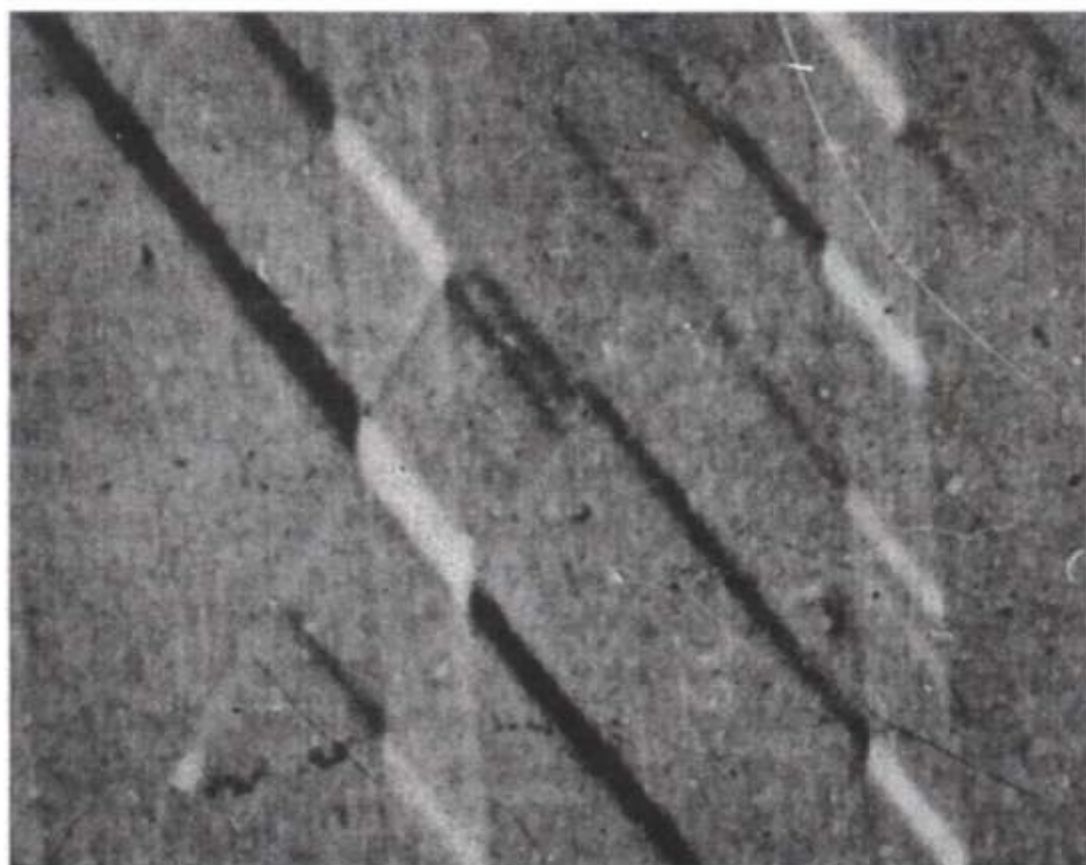


Рис. 6.3. Изменение направления скольжения в действующей плоскости при переходе через доменные границы. $\times 25\ 000$

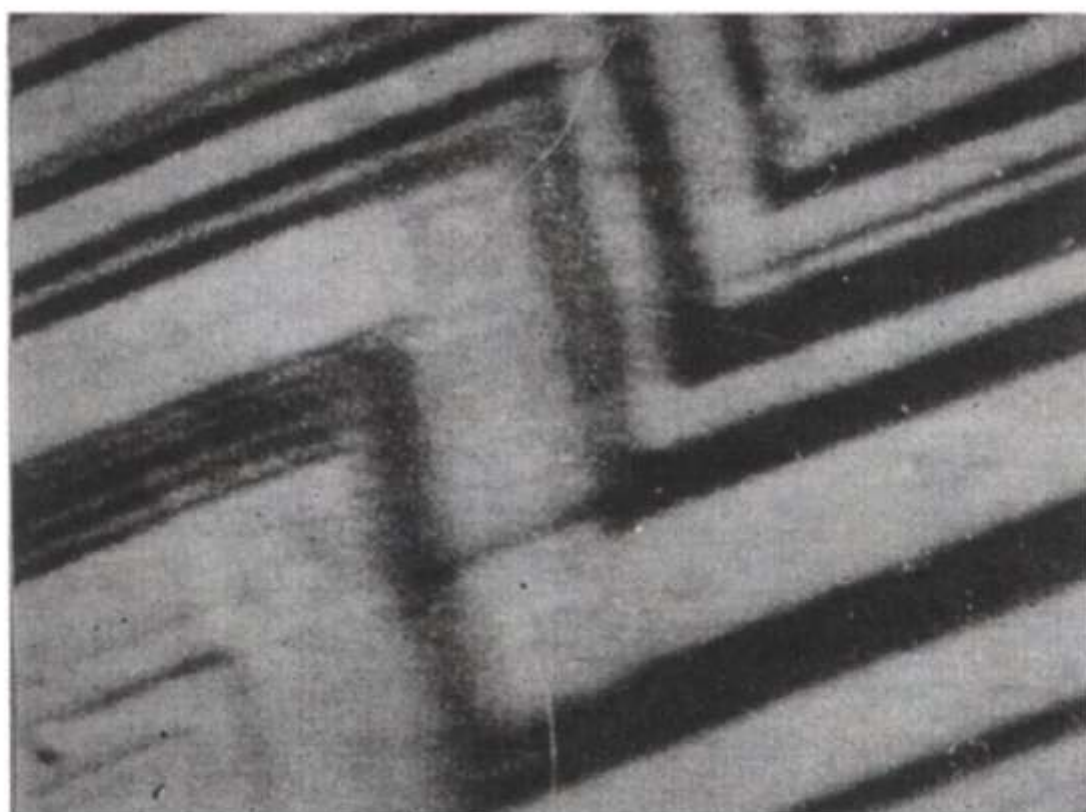


Рис. 6.4. Изменение действующей плоскости скольжения на доменной границе. $\times 25\ 000$

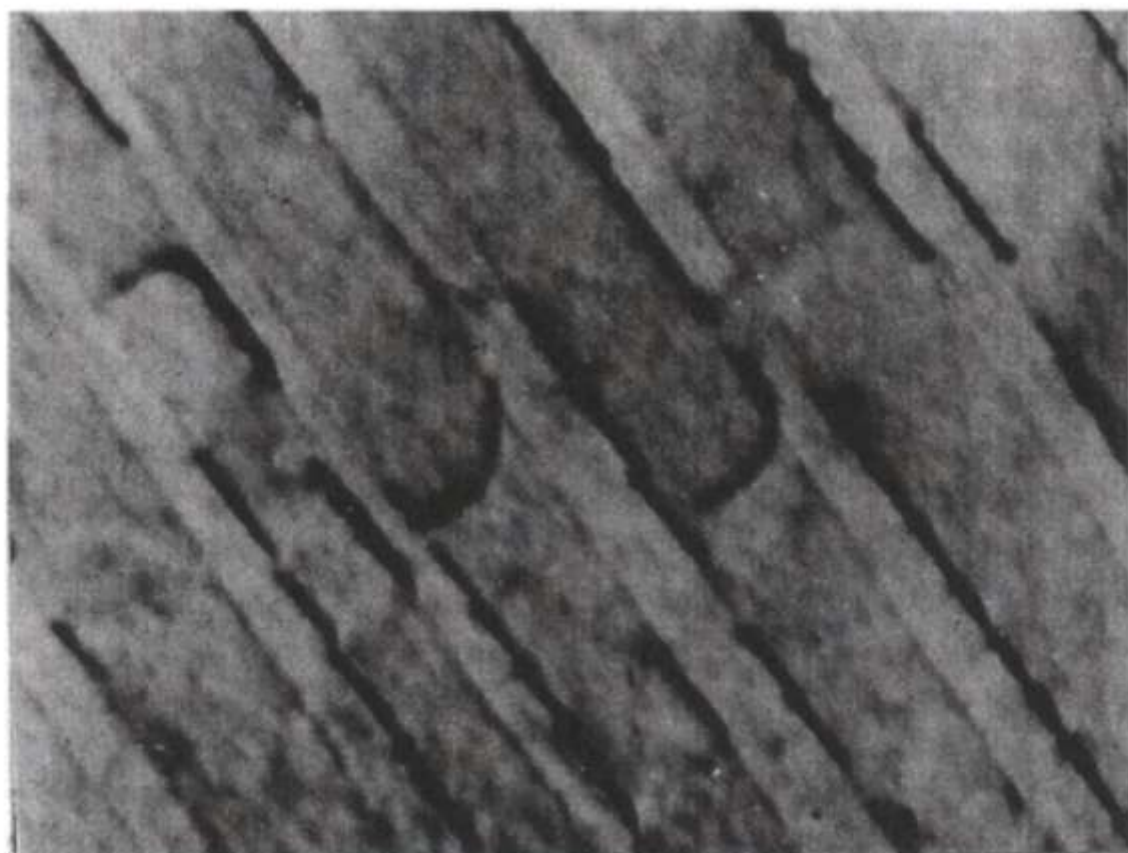


Рис. 6.5. Одиночные дислокации, заторможенные на границах доменов после деформации 2 %; толщина домена 0.3 мкм.
×50 000

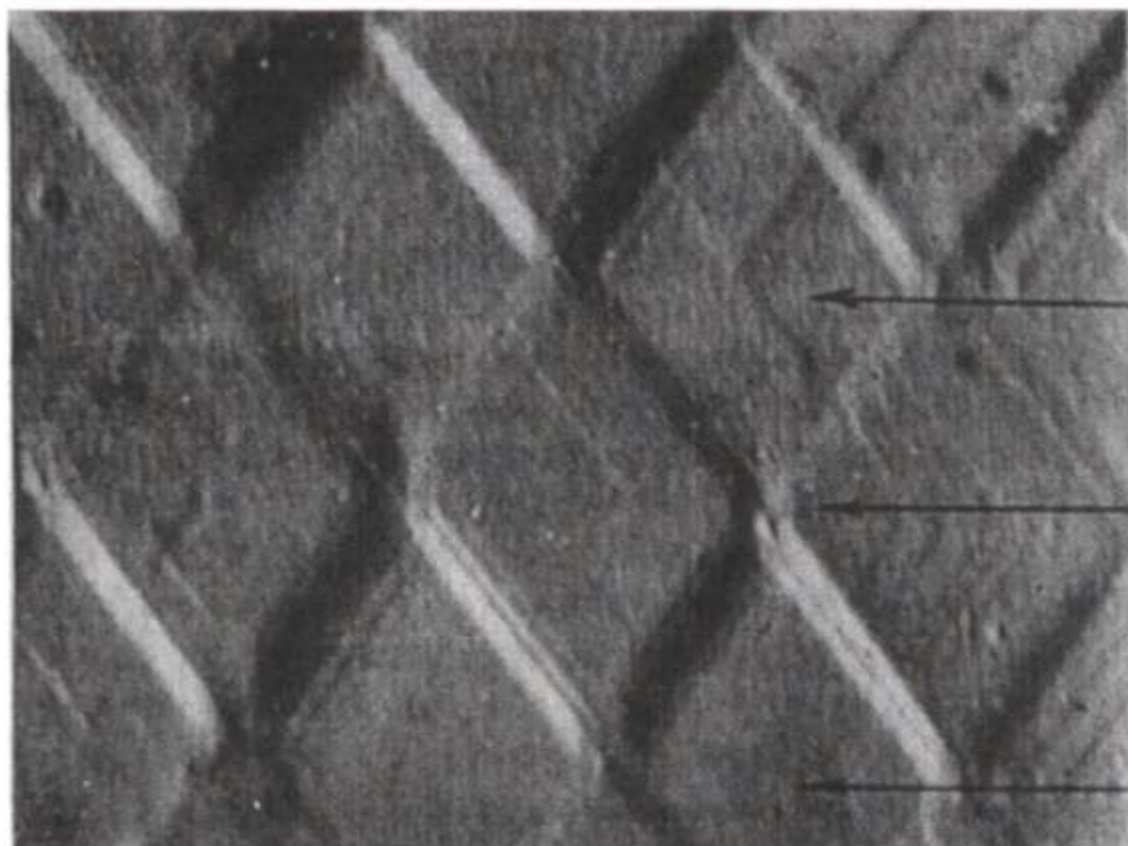


Рис. 6.6. Взаимодействие двух систем скольжения. ×25 000



Рис. 6.7. Следы скольжения, локализованные внутри доменов одной ориентировки. $\times 25\ 000$

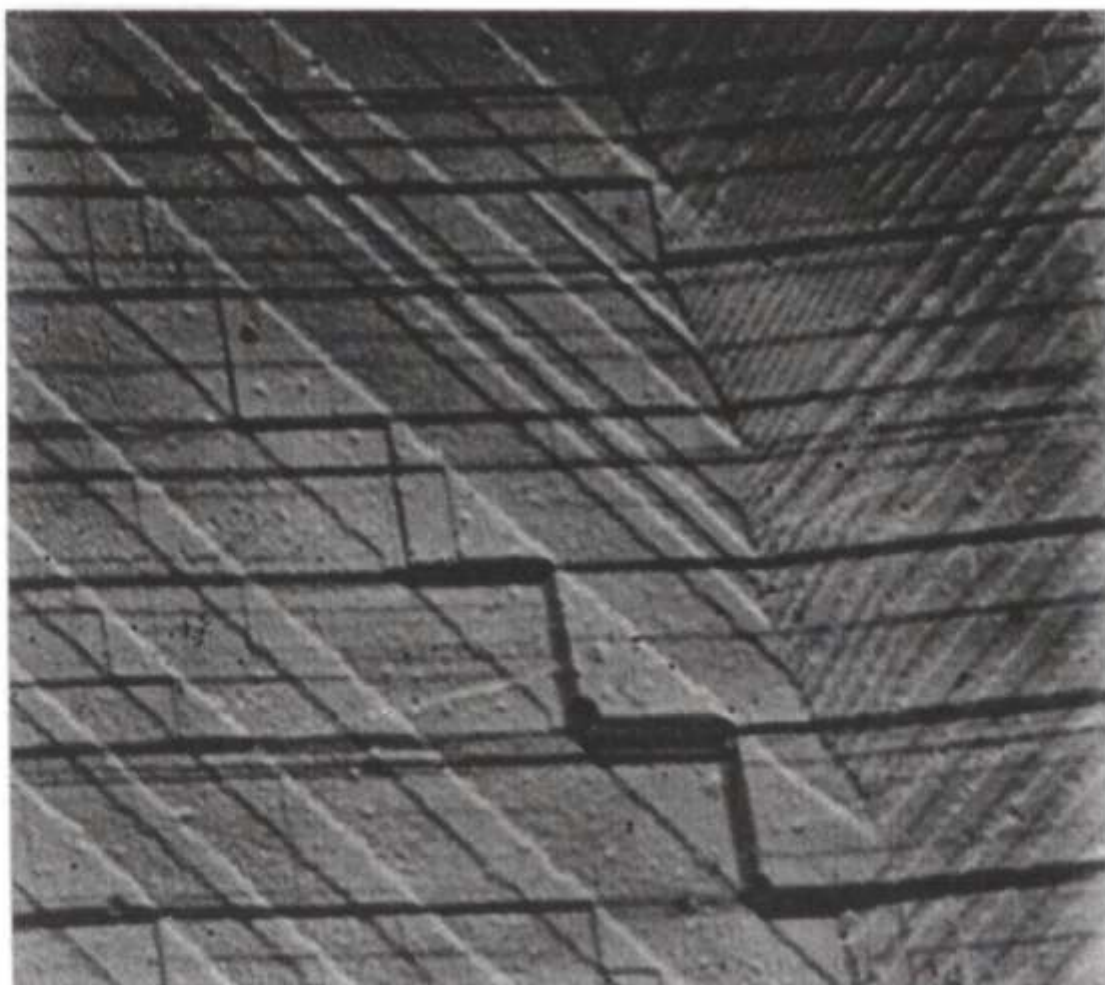


Рис. 6.8. Прорыв следов скольжения через доменную границу. $\times 25\ 000$

костям. Реакция (6.7), в отличие от (6.3)—(6.6), не требует затраты энергии. Однако реакция (6.7) возможна лишь при определенных ориентировках оси растяжения, обеспечивающих одновременное действие двух систем скольжения.

На рис. 6.6 видны следы скольжения, которые могут быть обусловлены одиночными дислокациями, испытывающими превращение (6.7). Действительно, согласно реакции (6.7), вектор Бюргерса одиночной дислокации в каждой из плоскостей скольжения изменяется при переходе через границу, что согласуется с наблюдаемой на рис. 6.6 картиной следов скольжения. Кроме того, правильная ромбическая сетка следов скольжения возможна лишь в том случае, когда пересекающиеся плоскости скольжения симметричны относительно доменной границы, что также соответствует реакции (6.7).

Если доменные границы действительно являются такими прочными барьерами, как это следует из настоящего рассмотрения, то они должны инициировать поперечное скольжение винтовых одиночных дислокаций, которые при этом будут скользить внутри домена, “отражаясь” поочередно от границ. Многочисленные электронно-микроскопические наблюдения подтверждают наличие развитого поперечного скольжения внутри доменов (рис. 6.7). Рис. 6.8 демонстрирует прорыв следов скольжения через доменные границы, который происходит на фоне развитого поперечного скольжения, локализованного внутри отдельных доменов.

6.2.2. ВЛИЯНИЕ ТЕТРАГОНАЛЬНОСТИ РЕШЕТКИ

Сверхструктура $L1_0$ является слабо тетрагональной: наибольшие значения отношения c/a найдены для сплавов PdZn и PdCd и составляют 0.82 и 0.84 соответственно. Для сплава CuAu величина c/a не превышает 0.926 ($a = 0.3958$ нм, $c = 0.3666$ нм).

Предположим, дислокация с вектором Бюргерса $\mathbf{b}$ в одном домене превращается в дислокацию с вектором Бюргерса $\mathbf{b}'$ в другом, так что

$$\Delta \mathbf{b} = \mathbf{b}' - \mathbf{b}. \quad (6.9)$$

Вычислим вектор Бюргерса $\Delta \mathbf{b}$ доменнограницной дислокации, возникающей при переходе скользящей дислока-

ции через границу, с учетом тетрагональности решетки. Введем матрицу P отражения в плоскости и матрицу J , описывающую превращение кубической ячейки в тетрагональную. Матрица P имеет компоненты

$$P_{ik} = \delta_{ik} - 2n_i n_k. \quad (6.10)$$

Здесь δ_{ik} — символ Кронекера, $\mathbf{n}$ — нормаль к плоскости отражения. Матрица J имеет вид

$$J = \begin{pmatrix} c/a & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (6.11)$$

Здесь отличный от единицы диагональный элемент соответствует оси тетрагональности.

Выберем систему координат следующим образом: оси x_α , x_β , x_γ направим вдоль ребер тетрагональной ячейки в одном из доменов, причем ось x_α — по оси c , а ось x_β — в плоскости доменной границы. Введем для сравнения два домена с кубической решеткой, в которых векторы Бюргерса $\mathbf{b}^{(0)}$, $\mathbf{b}'^{(0)}$ соответствуют векторам $\mathbf{b}$, $\mathbf{b}'$ в доменах с тетрагональной решеткой. Используя выражения (6.10) и (6.11), можно следующим образом выразить вектор $\Delta\mathbf{b}$:

$$\Delta\mathbf{b} = J^{(\alpha)}\mathbf{b}^{(0)} - P J^{(\alpha)} P^{(0)} \mathbf{b}'^{(0)}. \quad (6.12)$$

Здесь матрица $J^{(\alpha)}$ имеет следующие отличные от нуля компоненты: $J_{\alpha\alpha}^{(\alpha)} = c/a$ и $J_{\beta\beta}^{(\alpha)} = J_{\gamma\gamma}^{(\alpha)} = 1$; $P^{(0)}$ — матрица отражения в плоскости границы доменов с кубической решеткой. Матрица $P^{(0)}$ определяется формулой (6.10), в которой n_i следует заменить на компоненты $n_i^{(0)}$ нормали к плоскости границы в кубической решетке.

Такая запись вектора $\Delta\mathbf{b}$ не требует особых пояснений. Действительно, вектор $\mathbf{b}'^{(0)}$ после отражения $P^{(0)}$ относительно плоскости границы в кубической решетке, последующего превращения в вектор $J^{(\alpha)} P^{(0)} \mathbf{b}'^{(0)}$ в тетрагональной решетке, а затем после повторного отражения P относительно плоскости границы переходит в вектор $\mathbf{b}'$.

Ограничимся далее рассмотрением слабо тетрагональной решетки и будем использовать линейное приближение по параметру тетрагональности k , определяемому соотно-

шением $k = 1 - c/a$. Рассмотрим такие переходы дислокаций через доменные границы, при которых $\mathbf{b}^{(0)} = \mathbf{b}'^{(0)}$ и возникновение доменнограницных дислокаций возможно лишь в тетрагональной решетке. Тогда

$$\Delta \mathbf{b} = kq\mathbf{R}^{(0)}, \quad (6.13)$$

где

$$q = -2(n_{\alpha}^{(0)}R_{\alpha}^{(0)})/n_{\alpha}^{(0)}|R_{\alpha}^{(0)}|(\mathbf{b}^{(0)}\mathbf{n}^{(0)}), \quad (6.14)$$

$\mathbf{R}^{(0)}$ — единичный вектор вдоль направления $\langle 110 \rangle$ в плоскости границы доменов, имеющих кубическую решетку.

Из выражений (6.13), (6.14) сразу следует, что независимо от векторов Бюргерса дислокаций, пересекающих границу, все векторы $\Delta \mathbf{b}$ параллельны и направлены вдоль вектора $\mathbf{R}^{(0)}$, не лежащего в тетрагональном кристалле в плоскости границы. Можно показать, что проекция вектора $\Delta \mathbf{b}$, нормальная к плоскости доменной границы, равна

$$(\Delta \mathbf{b}\mathbf{n}) = -k^2(\mathbf{b}^{(0)}\mathbf{n}^{(0)}). \quad (6.15)$$

Как уже говорилось выше, при $\mathbf{b} \leftrightarrow \mathbf{b}'$ превращениях дислокаций на соседних доменных границах должны возникать разноименные доменнограницные дислокации. Действительно, выражения (6.13), (6.14) определяют равные по величине и противоположные по знаку векторы Бюргерса на соседних границах. В используемом приближении (линейном по параметру k) коэффициенты $\phi(\mathbf{b}', \Delta \mathbf{b})$ и $\phi(\mathbf{b}, -\Delta \mathbf{b})$, которые определяют изменение энергии ΔE в результате происходящих на соседних границах превращений дислокаций, равны по величине, но имеют разные знаки. Вследствие этого на одной границе образование доменнограницной дислокации является энергетически выгодным, а на другой — требует затраты энергии. Но обе доменнограницные дислокации препятствуют прохождению скользящих дислокаций.

6.2.3. ПЕРЕХОДЫ РАСЩЕПЛЕННЫХ ДИСЛОКАЦИЙ

Расщепление сверхдислокации в упорядоченном сплаве со сверхструктурой $L1_0$ в общем случае происходит с образованием двух типов дефектов упаковки и антифазной гра-

ницы (см. главу 4). Будем считать, что сверхдислокация (см. рис. 4.2) состоит из особой частичной дислокации, связанной полосой сверхструктурного дефекта упаковки (имеющего энергию γ), с комплексом из трех частичных дислокаций, рассматриваемым далее как нерасщепленная дислокация с вектором Бюргерса ($1/2\langle 101 \rangle + 1/6\langle 112 \rangle$).

Переход дислокаций через доменные границы может быть описан следующими типичными реакциями:

$$\delta A + (BA + B\delta)| \rightarrow (\delta A + BA) + B\delta; \quad (I)$$

$$\delta A + (C\delta + CA)| \rightarrow CA + CA; \quad (II)$$

$$(AB + \delta B) + A\delta| \rightarrow \delta B + (AB + A\delta); \quad (III)$$

$$(AC + \delta C) + A\delta| \rightarrow AC + AC; \quad (IV)$$

$$BC + BC| \rightarrow (BC + \delta C) + B\delta; \quad (V)$$

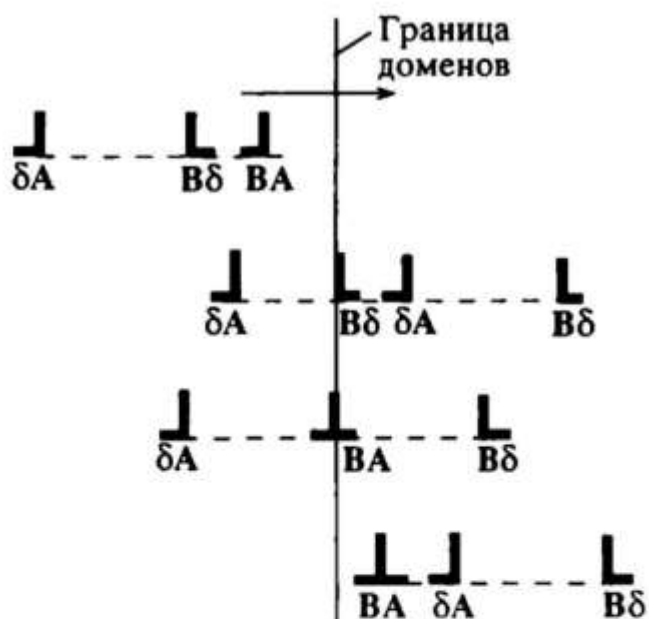
$$CB + CB| \rightarrow \delta B + (CB + C\delta). \quad (VI)$$

В этих реакциях заключенная в скобки сумма векторов Бюргерса описывает нерасщепленную дислокацию, входящую в состав сверхдислокации, вертикальная черта обозначает доменную границу, так что записанный слева от нее вектор Бюргерса принадлежит ведущей дислокации, т.е. дислокации, которая первой приходит в столкновение с границей. При записи реакций (I)—(VI) и далее ориентировки доменов и плоскость границы те же, что и для реакций (6.1)—(6.6).

В случае реакции (I) ведущим является комплекс частичных дислокаций, принадлежащих сверхдислокации. При переходе из y - в x -домен происходит перестройка структуры дислокации, изображенная схематически на рис. 6.9. При этом сверхдислокация проходит через некоторую промежуточную конфигурацию. Такая симметричная конфигурация не может существовать внутри одного домена, поскольку каждая из частичных δA и $B\delta$ является особой дислокацией лишь в разных доменах, что и реализуется в рассматриваемом варианте. Вычисляя энергию различных конфигураций, можно показать, что для промежуточной конфигурации она существенно ниже, чем для начальной. Поэтому, чтобы перейти в соседний домен, сверхдислокация должна преодолеть барьер.

Рис. 6.9. Схема перехода сверхдислокации через доменные границы:

Штриховая линия — дефект упаковки, сплошная — антифазная граница



Предположим, что та же самую доменную границу пересекает сверхдислокация $2SA$, причем ведущим по-прежнему является комплекс частичных дислокаций (вариант (II)). Тогда в соседний домен уходит одиночная дислокация с вектором Бюргерса SA , а на границе остается промежуточная конфигурация, состоящая из частичных дислокаций δA и SB , связанных полосой сверхструктурного дефекта упаковки.

Независимо от деталей перестройки сверхдислокации на доменной границе, в любом из вариантов (I)—(VI) на границе остается некоторая расщепленная конфигурация, которая должна быть стянута прежде, чем перейти в другой домен. Расщепление сверхдислокаций затрудняет их переход через доменную границу, которая для нерасщепленных сверхдислокаций является прозрачной.

В случае прорыва одиночной дислокации через доменную границу (вариант (V)) может быть испущена особая частичная дислокация. При смене направления движения одиночной дислокации или ее знака (вариант (VI)) испускание дислокации невозможно, так как при этом должен возникнуть дефект упаковки с высокой энергией несовпадения. В этом случае одиночная дислокация может переходить через доменную границу с изменением вектора Бюргерса, что рассматривалось ранее.

На рис. 6.10 показана перестройка одиночных дислокаций при переходе через доменную границу. Видны три домена, которые для лучшего наблюдения дислокаций с помощью наклона образца специально выведены из отражающего положения. Одиночные дислокации, подходя к первой границе, затормаживаются и меняют свою ориентацию, выстраиваясь вдоль границы. Стрелкой указана дислокация, которая меняет свою ориентацию при встрече с

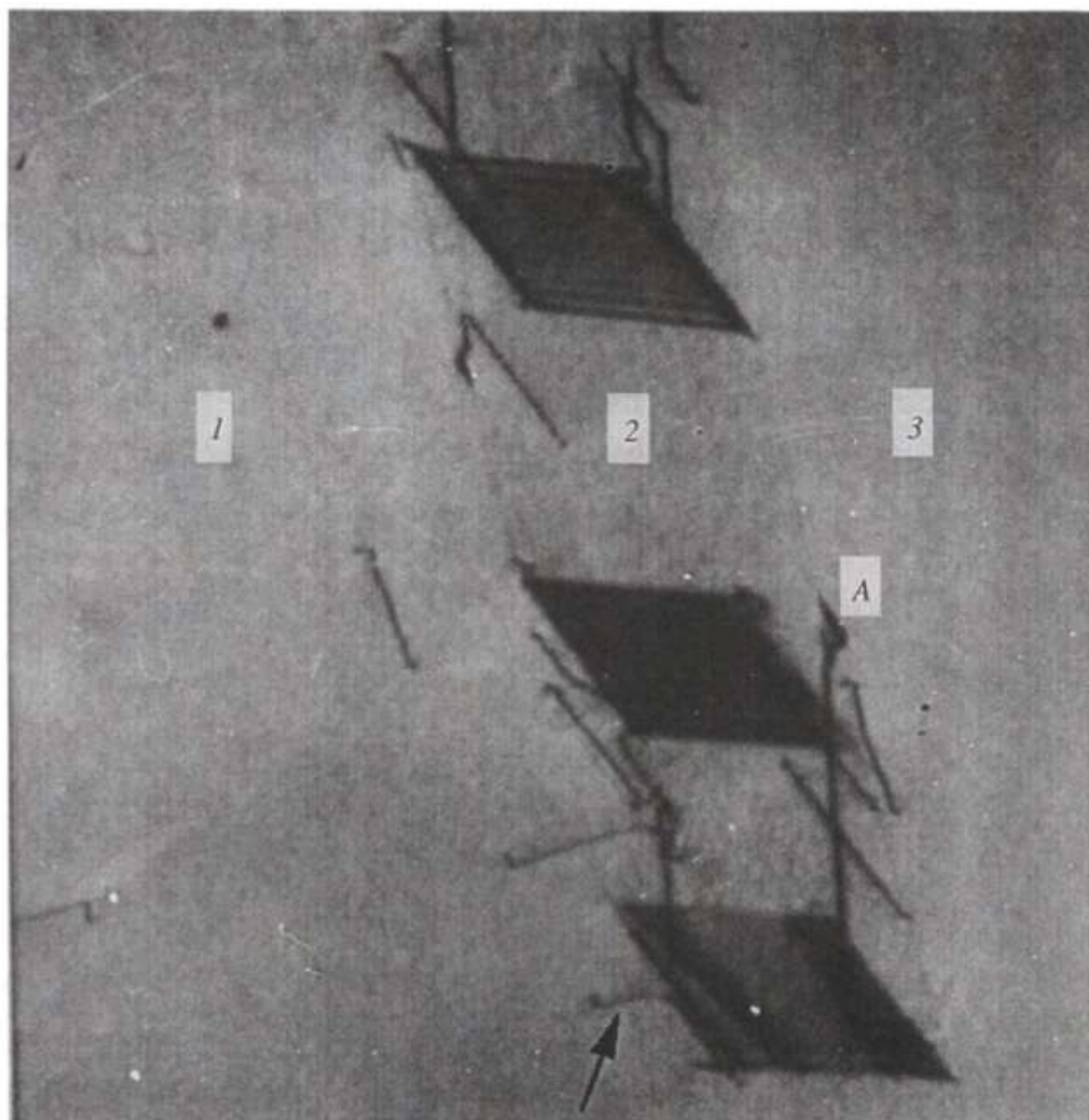


Рис. 6.10. Перестройка одиночных дислокаций на доменных границах.
×50 000

границей. Далее, в соответствии с реакцией типа (V), на границе испускается особая частичная дислокация. Возникающий при этом дефект упаковки, прорезающий весь второй домен, действительно, не содержит полосы АФГ. Схема, соответствующая наблюдаемому процессу перестройки одиночной дислокации в сверхдислокацию, дана на рис. 6.11.

Общим для переходов (I)—(VI) является то, что происходящие при этом процессы включают в себя рекомбинацию соответствующих дислокаций и термически активированные. Среди различных вариантов можно выделить те, которые начинаются с испускания в соседний домен либо

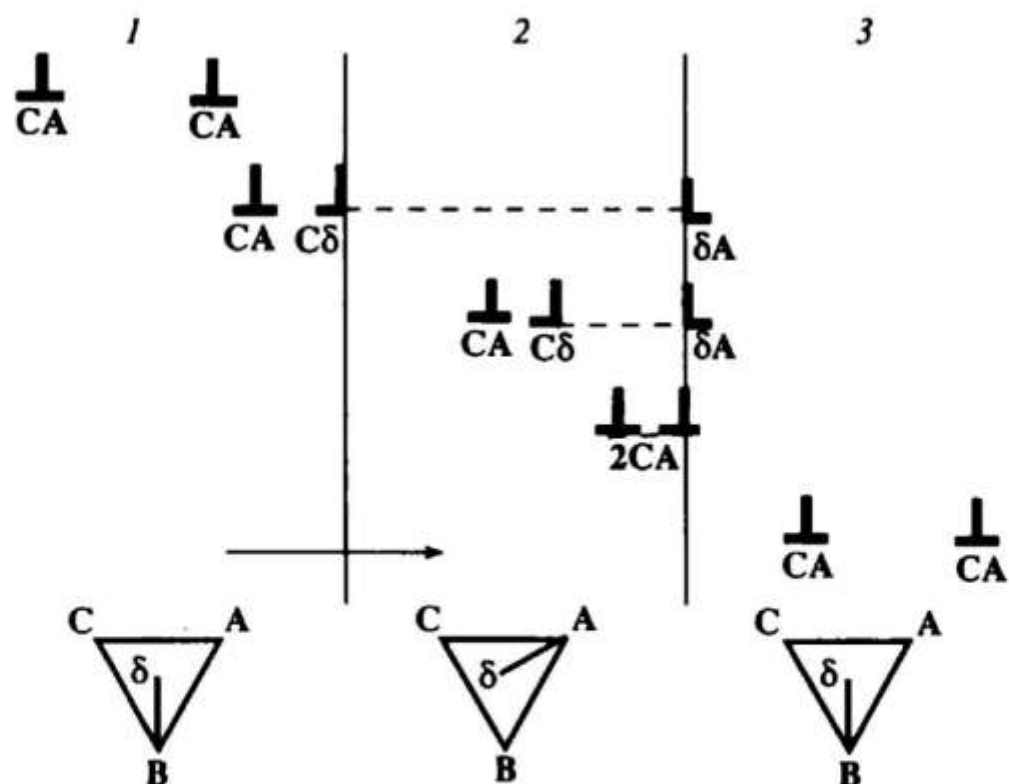


Рис. 6.11. Схема перехода одиночных дислокаций через доменные границы

одиночной дислокации (см. (II)), либо особой частичной дислокации (см. (I) и (V)). Существенно при этом то, что в исходном домене остается заблокированная конфигурация, вектор Бюргерса которой меньше, чем $a\langle 110 \rangle$. Энергия активации таких процессов прорыва дислокаций через границу в зависимости от внешнего напряжения вычислялась [9] по схеме, приведенной в главе 2 для расчета энергии активации образования и разрушения дислокационных барьеров. Как показал расчет, процесс распада сверхдислокации на одиночные дислокации в соответствии с реакцией (II) является наиболее легким, как и для нерасщепленных сверхдислокаций. По сравнению с вариантами (I), (II), (V), переходы дислокаций в остальных случаях требуют значительно более высокой энергии активации и сопровождаются образованием дислокационных скоплений.

Кроме переходов дислокаций, описываемых реакциями (V), (VI), одиночная дислокация может прорываться через доменную границу с изменением вектора Бюргерса [см. (6.4)—(6.6)], оставаясь одиночной и в соседнем домене. При этом исключаются процессы рекомбинации вблизи доменной границы, так как из-за высокого значения энергии комплексного дефекта упаковки γ' одиночная дислокация является нерасщепленной. В то же время для прорыва рас-

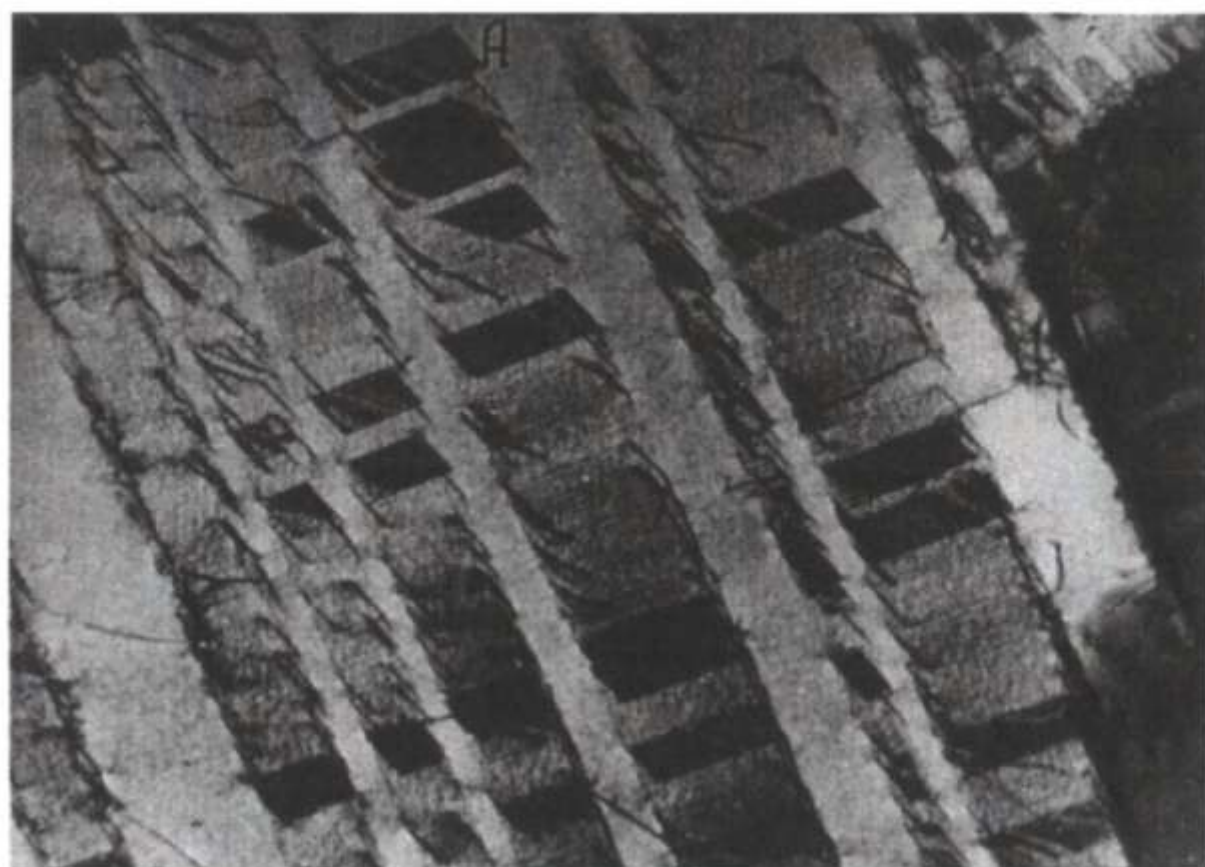


Рис. 6.12. Образование протяженных СДУ при переходе дислокаций через доменные границы. $\times 50\,000$

щепленной сверхдислокации через границу в любом случае необходима рекомбинация соответствующих дислокаций, зависящая от энергии γ . Поэтому переходы сверхдислокаций с изменением вектора Бюргерса более затруднены, чем рассмотренные выше варианты (III), (IV). По этой причине поперечное скольжение сверхдислокаций также затруднено по сравнению с поперечным скольжением одиночных дислокаций. Это служит также объяснением того, почему на рис. 6.7 наблюдается поперечное скольжение в доменах одной ориентировки и не наблюдается в соседних доменах.

Существенным моментом является то, что при движении дислокации по колонии c -доменов “легкие” переходы чередуются с “тяжелыми”. Так, если на границе осуществляется реакция типа (V), при которой испускается особая частичная дислокация, то на соседней с ней границе — реакция типа (IV). Это подтверждает микрофотография на рис. 6.12, на которой видны многочисленные полосы дефектов упаковки, заключенные внутри доменов одной ориентировки, и скопления дислокаций, переход которых через границы затруднен. Однако в сверхструктуре $L1_0$, как

показывают приведенные выше результаты ТЭМ-наблюдений, доменные границы нельзя считать полностью непрозрачными для дислокаций.

Следует подчеркнуть, что необходимым для доменно-границного упрочнения является не только наличие трудных переходов, но и отсутствие "легкого канала" для пластического течения. Слоистые сверхструктуры, которые, напротив, обладают такими "каналами", могут при определенных условиях деформирования не обнаруживать доменно-границного упрочнения.

Таким образом, исследуемые доменные границы в сверхструктуре $L1_0$ представляют собой сильные, но преодолимые препятствия для распространения пластической деформации.

6.3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДВОЙНИКОВ ПО КОЛОНИИ С-ДОМЕНОВ

Детальный анализ полюсных источников двойникового [12] позволил сформулировать условие, необходимое для их работы, которое включает в себя определенное соотношение, связывающее вектор Бюргерса полюсной дислокации, нормаль к плоскостям двойникового и расстояние между этими плоскостями. В применении к сверхструктуре $L1_0$ была рассмотрена возможность использования в качестве полюсного источника тройного узла, состоящего из одиночной дислокации (полюсная дислокация) и сверхдислокаций с векторами Бюргерса $\langle 101 \rangle$ и $1/2\langle 112 \rangle$. Была учтена возможность их блокировки, оставляющая подвижной ту или иную частичную дислокацию, которая при определенных условиях становится двойниковой. В результате двойникование может быть обеспечено с помощью создающих полосу СДУ особых частичных дислокаций $1/6\langle 112 \rangle$ либо дислокаций $1/3\langle 112 \rangle$.

Распространение двойника по колонии с-доменов имеет свои особенности, которые обусловлены взаимодействием двойниковых дислокаций с доменными границами. Векторы Бюргерса особых частичных дислокаций $1/6\langle 112 \rangle$ различны в разных доменах. Поэтому для того, чтобы особая частичная с вектором Бюргерса β в одном домене пре-

вратилась в особую дислокацию с вектором β' в другом домене, должна произойти реакция

$$\beta = \beta' + \Delta\beta, \quad (6.16)$$

аналогичная реакции (6.8).

В качестве примера рассмотрим следующие превращения частичных, происходящие на границе тех же доменов, которые изучались выше:

$$\delta A = \delta B + BA^{c\delta}; \quad (6.17)$$

$$\alpha D = \alpha C + CD^{D\alpha}; \quad (6.18)$$

$$\alpha D = \beta D + \alpha\beta^{D\alpha}. \quad (6.19)$$

Для прохождения двойника через границу необходимо образование в плоскости границы стенки доменнограницных дислокаций с вектором Бюргерса $\Delta\beta$, причем указанные дислокации лежат в соседних плоскостях $\{111\}$. Первые ТЭМ-наблюдения распространения двойников в ламельной структуре сплава CuAu были получены Пашли и др. [13]. Далее мы приводим ТЭМ-изображения двойников, полученные в [8, 10]. На микрофотографии, представленной на рис. 6.13, можно видеть множество заторможенных двойников. Видно также, что при торможении микродвойника по другую сторону границы возникают упругие напряжения либо выпускаются дислокации. Наблюдаются также двойники, преодолевшие сопротивление доменных границ. На рис. 6.14 показан двойник, перерезающий ряд доменов.

Доменнограницная дислокация, возникающая в результате реакции (6.19), имеет вектор Бюргерса $\alpha\beta^{D\alpha}$, равный $a/6[110]$, который по величине в 3 раза меньше векторов $\Delta\beta$, возникающих при других переходах. Поэтому если двойникование осуществляется особыми дислокациями с векторами Бюргерса $a/6\langle 112 \rangle$, то наиболее легким процессом является скольжение двойникующих дислокаций по отраженным относительно доменной границы плоскостям с отраженными векторами Бюргерса, определяемыми (6.19). Можно предполагать, что зигзагообразные двойники [13] возникают именно таким путем.

Принимая во внимание, что двойникование в исследуемых сплавах при определенных условиях протекает весьма



Рис. 6.13. Микродвойники, заторможенные границами доменов. $\times 50\ 000$

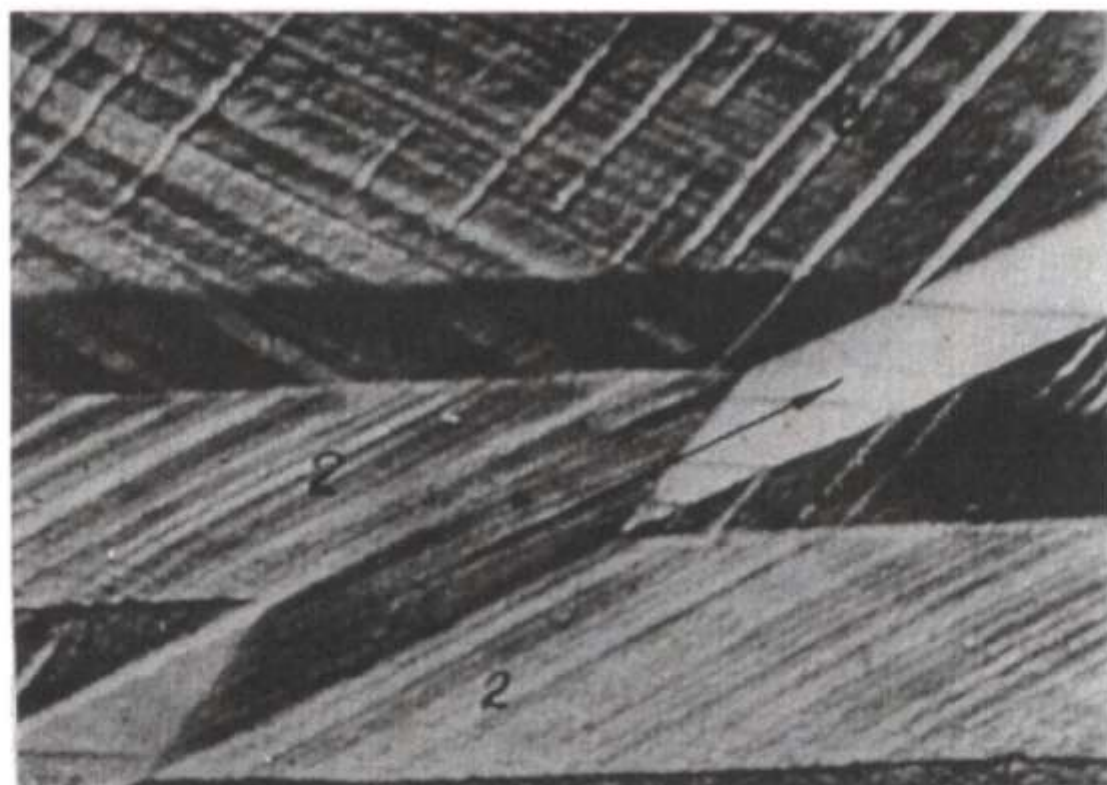


Рис. 6.14. Двойник, проходящий через ряд доменов. Деформация при $-196\ ^\circ\text{C}$

активно, а превращения двойникующих дислокаций с векторами Бюргерса $1/6\langle 112 \rangle$ затруднены, необходимо рассмотреть другой тип двойникующих дислокаций, проникновение которых через границы не требовало бы таких превращений. Можно показать, что частичная дислокация с вектором Бюргерса $1/3\langle 112 \rangle$ является особой дислокацией независимо от направления оси c , т. е. при скольжении такой дислокации в любом домене образуется СДУ. Запишем следующие тождества:

$$\begin{aligned} 2\delta A &= B\delta + CA; \\ 2\delta A &= A\delta + 2BA + CB; \\ 2\delta A &= C\delta + BA. \end{aligned} \tag{6.20}$$

Заметим, что в доменах с осями c , параллельными направлениям $[100]$, $[010]$ и $[001]$, векторы $B\delta$, $A\delta$ и $C\delta$ являются векторами Бюргерса особых частичных дислокаций, а CA , CB и BA — векторами трансляции сверхрешетки соответственно. Поэтому в каждом из c -доменов вектор $2\delta A$ отличается от вектора Бюргерса $1/6\langle 112 \rangle$ особой частичной дислокации на вектор трансляции сверхрешетки, т. е. определяет также особую дислокацию. Аналогичные тождества справедливы также для любого вектора типа $1/3\langle 112 \rangle$.

В сплаве с тетрагональной решеткой при переходах таких двойникующих дислокаций через границы, как и при рассмотренных выше переходах полных дислокаций, образуются доменнограницные дислокации, векторы Бюргерса $\Delta\beta$ которых зависят от параметра тетрагональности k . В этом случае векторы Бюргерса доменнограницных дислокаций определяются посредством выражений (6.13), (6.14), в которых следует вместо $b^{(0)}$ подставить $\beta^{(0)}$ типа $1/3\langle 112 \rangle$. Легко убедиться в том, что векторы Бюргерса доменнограницных дислокаций, образованных двойникующими дислокациями типа $1/3\langle 112 \rangle$, примерно в $1/k$ раз меньше векторов Бюргерса доменнограницных дислокаций, которые возникают в результате описываемых (6.17), (6.18) превращений дислокаций типа $1/6\langle 112 \rangle$. Поэтому можно предположить, что в случаях прорыва двойника (без изменения плоскости двойникования) через доменные границы двойникующая дислокация имеет вектор Бюргерса $1/3\langle 112 \rangle$.

6.4. ДОМЕННОГРАНИЧНОЕ УПРОЧНЕНИЕ

Как показало проведенное выше исследование, сильное торможение дислокаций на границах с-доменов обусловлено тем, что при переходе из одного домена в другой происходит либо изменение типа дислокаций, либо изменение конфигурации сверхдислокации, либо возникновение доменнограницных дислокаций вследствие тетрагональности решетки.

В зависимости от того, какая доменная структура реализуется в сплаве, прочностные свойства могут быть существенно различными. Обнаружена сильная зависимость деформационных характеристик сплава CuAu от размера с-доменов. На рис. 6.15 приведены диаграммы растяжения образцов CuAu с одинаковой степенью дальнего порядка, но с различным количеством доменных границ. Диаграмма растяжения, как обычно, дает истинное напряжение в зависимости от относительного удлинения. Кривая 1 относится к сплаву, практически не содержащему доменных границ. Кривые 2 и 3 характеризуют сплав, имеющий ламельную структуру. Сравнивая кривые на рис. 6.15, можно видеть, что измельчение доменов повышает механические свойства сплава, увеличивая особенно сильно его предел текучести σ_y . Для сплава, у которого почти отсутствуют доменные границы, $\sigma_y \approx 130$ МПа (кривая 1). Для сплава с такой же степенью дальнего порядка и с таким же размером зерна, внутри которого сформирована ламельная структура, $\sigma_y \approx 750$ МПа (кривая 3). Это означает, что в результате взаимодействия дислокаций с границами с-доменов величина σ_y увеличилась примерно на 600 МПа. Изменяя исходный размер рекристаллизованного зерна и соответственно количество доменных границ при последующем упорядочении, можно получить любое значение σ_y в интервале 130—750 МПа. Одна из таких кривых также приведена на рис. 6.15 (кривая 2).

Достигнутое значение предела текучести (750 МПа) дает возможность отнести сплав CuAu с ламельной структурой к разряду высокопрочных сплавов. Следует отметить, что термин “высокопрочный” сплав в какой-то степени является условным. Высокопрочными считаются такие сплавы, предел текучести которых при одноосном растяжении превышает 1/150 модуля Юнга [14]. Тогда сплав CuAu мож-

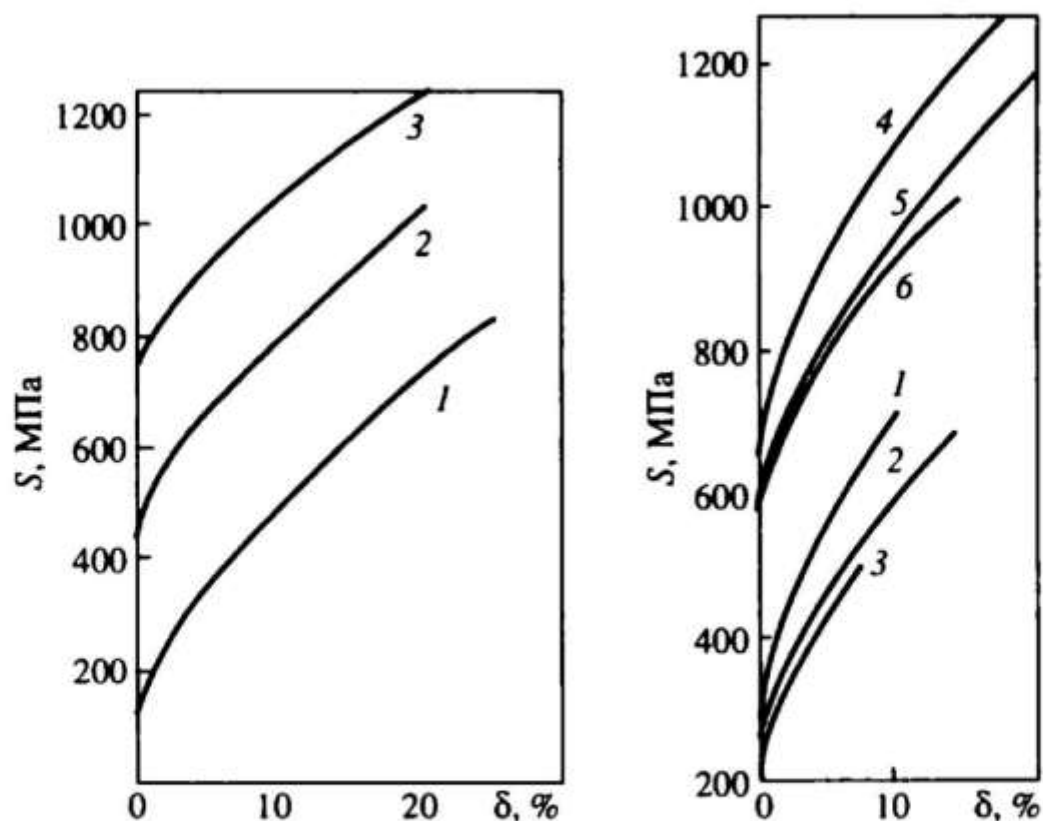


Рис. 6.15. Диаграммы растяжения упорядоченного сплава CuAu: 1 — без доменных границ, размер зерна 0.01 мм; 2 — толщина домена 1 мкм, размер зерна 0.1 мм; 3 — толщина домена 0.05 мкм, размер зерна 0.01 мм

Рис. 6.16. Диаграммы растяжения упорядоченного сплава CuAu: 1—3 — без доменных границ, 4—6 — толщина домена 0.05 мкм; температуры испытания, °C: -196 (1, 4), 100 (2, 5), 200 (3, 6)

но считать высокопрочным при значениях предела текучести выше 630 МПа, так как модуль Юнга упорядоченного сплава равен 95 000 МПа.

С ростом степени деформации упрочнение становится линейным как для сплава без доменных границ, так и для сплава с ламельной структурой. Сравнивая кривые на рис. 6.15, можно видеть, что, несмотря на различную ламельную структуру, сплав уже с малых степеней деформации имеет практически одинаковый коэффициент упрочнения. Этот факт кажется странным, поскольку можно было ожидать, что увеличение числа препятствий в виде доменных границ, приведет к повышению деформационного упрочнения. Для упорядоченного сплава CuAu коэффициент упрочнения $\theta/\mu \approx (6-9)10^{-2}$. Это значение существенно выше наблюдаемого обычно у металлов и сплавов с ГЦК-решеткой, где $\theta/\mu \approx (2-4)10^{-3}$.

Диаграммы растяжения упорядоченного сплава CuAu при различных температурах испытания показаны на рис. 6.16. Роль доменных границ можно оценить также с помощью мик-

Рис. 6.17. Концентрационная зависимость микротвердости упорядоченного сплава CuAu:

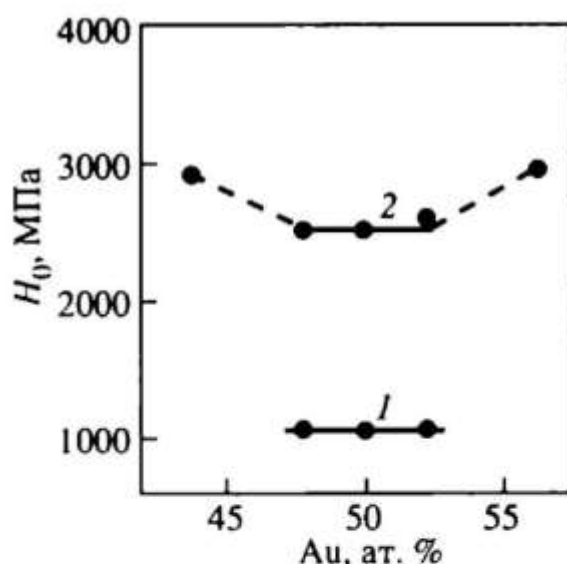
1 — рекристаллизованный при упорядочении сплав; 2 — сплав с ламельной структурой

ротвердости (рис. 6.17). Низкие значения (1000—1200 МПа) имеют те участки образцов, в которых прошла перекристаллизация. Там же, где сохранилась ламельная структура, значения микротвердости в два раза выше и составляют 2400—2600 МПа. В сплавах, содержащих 44 и 56 ат. % Au, наблюдается дополнительное повышение твердости до 2800—3100 МПа. Можно полагать, что это обусловлено периодическими АФГ сдвигового типа, присущими фазе CuAuII, которая существует при отходе от стехиометрии. Однако по сравнению с увеличением твердости, обусловленным наличием границ с-доменов, это повышение существенно меньше.

Температурные испытания свидетельствуют о том, что ламельная структура остается стабильной при температуре ниже 300 °С. Высокие прочностные характеристики сохраняются как при изотермических выдержках, так и при термоциклировании. Проводились измерения предела текучести σ_y при комнатной температуре после дополнительной изотермической выдержки в течение 5 ч при различных температурах. Обнаружено, что до 300 °С предел текучести остается еще высоким, но очень быстро снижается при дальнейшем повышении температуры изотермической выдержки.

Полученные результаты позволяют сделать заключение, что механические свойства упорядоченного сплава CuAu можно существенно изменить благодаря ламельной структуре. Путем измельчения ламельной структуры можно получить высокопрочный сплав с пределом текучести 750 МПа и пределом прочности 1200 МПа. Высокие прочностные свойства сплава сохраняются при повышении температуры до 300 °С.

В результате проведенного исследования показано, что в сплавах типа CuAu с ламельной структурой переходы дислокаций через доменные границы имеют следующие осо-



бенности: во-первых, ни в одном из рассмотренных вариантов доменная граница не является прозрачной для дислокаций; во-вторых, каждый вариант включает в себя последовательно чередующиеся легкие и тяжелые переходы; в-третьих, каждый из переходов является термоактивированным процессом. Превращения, испытываемые дислокациями при столкновении с доменными границами, были включены с учетом указанных особенностей в развиваемую нами феноменологическую схему описания пластической деформации, которая излагается в главе 8. В результате удалось построить простую модель деформационного поведения сплава с ламельной структурой [11], а также выяснить вопрос о суперпозиции доменно-граничного упрочнения и рассмотренного в главе 4 упрочнения, обусловленного термоактивированной блокировкой дислокаций (см. [6], глава 3).

БЛОКИРОВКА ДИСЛОКАЦИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ В ИНТЕРМЕТАЛЛИДАХ

Особенности деформационного поведения интерметаллидов во многих случаях имеют одну и ту же причину: термоактивированную блокировку дислокационных источников. Прямым следствием этого является прежде всего аномальная температурная зависимость $\sigma_y(T)$, наблюдаемая при любой ориентировке в одних интерметаллидах и исчезающая при некоторых ориентировках в других интерметаллидах. Кроме того, в этой главе будут обсуждаться также и такие следствия термоактивированной блокировки дислокационных источников, как асимметрия предела текучести в сплавах типа Ni_3Al при смене сжатие—растяжение; ориентационная зависимость предела текучести в сплаве $TiAl$ с ламельной структурой; исчезновение сверхдислокаций при деформации $TiAl$ в некоторых температурных интервалах. Неожиданные следствия могут возникать в тех случаях, когда блокировка источников инициируется некоторым внешним воздействием. Возможно, что хрупкость $TiAl$ обусловлена блокировкой источников, инициированной концентрацией напряжений вблизи трещины (см. главу 11). Нельзя исключить и возможную связь, хотя и в несколько более сложной форме, макроскачка напряжения, наблюдаемого при любых ориентировках в Ni_3Al и при некоторых ориентировках в $TiAl$ (см. главу 13), с блокировкой источников.

7.1. НАПРЯЖЕНИЕ ВКЛЮЧЕНИЯ ДИСЛОКАЦИОННОГО ИСТОЧНИКА С УЧЕТОМ ЕГО ВОЗМОЖНОЙ БЛОКИРОВКИ

До сих пор считалось, что блокировка дислокаций не сказывается на работе дислокационных источников. Однако мы полагаем, что блокировка дислокаций еще на

стадии их размножения оказывается существенным фактором, определяющим начало пластического течения [1—4].

Как известно, размножение дислокаций происходит в результате потери устойчивости, происходящей после достижения источником некоторой критической конфигурации. В результате, именно характерный размер указанной конфигурации определяет то напряжение, которое необходимо для работы источника. Однако при наличии блокировки дислокаций возникает вторая характерная длина, что существенным образом меняет условия включения дислокационного источника.

Пусть источник, для которого расстояние между точками закрепления равно l , испускает дислокацию с вектором Бюргерса $\mathbf{b}$. Если дислокация не испытывает блокировки, то критическая форма (в простейшем случае это полуокружность) будет достигнута при напряжении

$$\sigma f = \mu b / l, \quad (7.1)$$

где f — фактор Шмида.

Предположим, что в результате некоторого превращения, которому соответствует длина свободного пробега λ_F , дислокация становится заблокированной, причем ее возвращение в скользящую форму затруднено. Если такое превращение испытывает дислокация, принадлежащая источнику, то при напряжении, определяемом выражением (7.1), дислокационный сегмент длиной $l > \lambda_F$ при прогибе вместо критической принимает заблокированную форму (рис. 7.1, а). В результате источник оказывается заблокированным и размножение дислокаций не происходит. Если же $l < \lambda_F$, то сегмент успевает достичь критической конфигурации прежде, чем испытает блокировку (рис. 7.1, б). В результате длина свободного пробега λ_F дислокации, принадлежащей источнику, играет роль максимального линейного размера источника. Поэтому для начала пластического течения действующее напряжение должно превысить характерное минимальное значение σ_F напряжения включения дислокационного источника, которое связано с длиной λ_F следующим соотношением:

$$\sigma_F f = \mu b / \lambda_F. \quad (7.2)$$

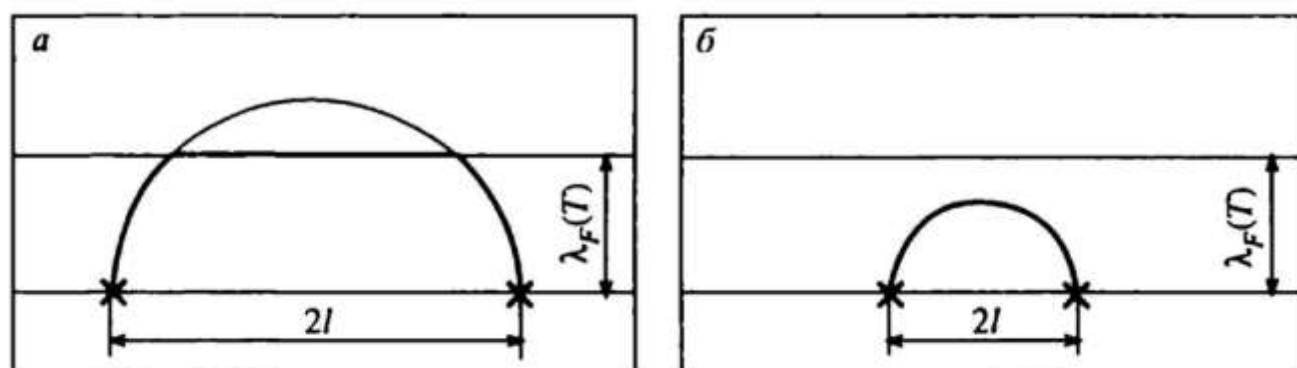


Рис. 7.1. Заблокированная (а) и критическая (б) конфигурации дислокации, принадлежащей источнику

Здесь и далее индекс F относится к величинам, связанным с дислокационным источником. При последующем росте σ начинают работать источники, для которых $l < \lambda_F$.

Таким образом, возможность блокировки дислокации, принадлежащей источнику, меняет условие его включения. В отсутствие блокировки, чем длиннее дислокационные сегменты, тем они более предпочтительны в качестве источников. При наличии же блокировки те сегменты, которые являются слишком длинными (по сравнению с λ_F), оказываются заблокированными. Это означает, что возникает область запрещенных длин сегментов $l > \lambda_F$ (заштрихованная полоса на рис. 7.2), которые не могут быть источниками дислокаций, несмотря на то, что выполняется соотношение (7.1).

Каждому механизму блокировки соответствует определенная ориентация дислокации. Предположим, что потенциальным источником является сегмент, имеющий другую ориентацию. Тем не менее при его прогибе возникает сегмент с ориентировкой, подходящей для блокировки, так что возможность включения источника, как и в рассмотренном выше случае, зависит от того, успевает ли дислокация пройти критическую конфигурацию. Поэтому для включения источника необходимо, чтобы время достижения критической конфигурации и время блокировки сегмента подходящей

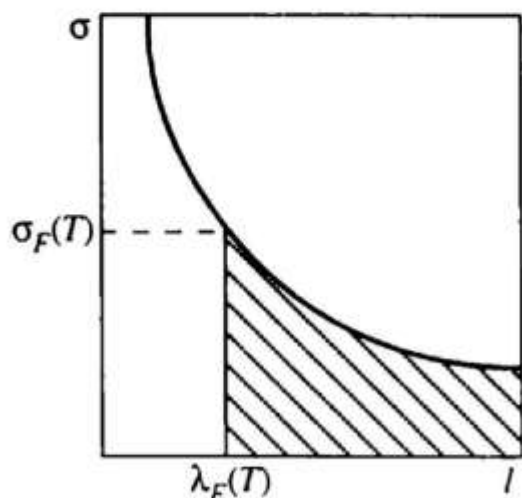


Рис. 7.2. Заштрихованная полоса под кривой $\sigma(l)$: источники заблокированы

ориентации были сравнимы. В результате напряжение σ_F и в этом случае можно, с точностью до численного коэффициента, представить в виде (7.2).

Для термоактивированного $g \rightarrow s'$ превращения величина $\lambda_F(T)$ может быть записана в виде

$$\lambda_F = \tilde{\lambda}_F \exp(U_{gs'}^F/kT), \quad (7.3)$$

где $U_{gs'}^F$ — энергия активации блокировки дислокации, принадлежащей источнику. Из (7.2) и (7.3) следует, что

$$\sigma_F(T) = \tilde{\sigma}_F \exp\left(-\frac{U_{gs'}^F}{kT}\right). \quad (7.4)$$

Полагая, что предел текучести $\sigma_y(T)$ определяется напряжением включения дислокационного источника $\sigma_F(T)$, из (7.4) сразу получаем аномальную температурную зависимость напряжения $\sigma_y(T)$. Следует подчеркнуть, что выражения (7.3), (7.4) основаны на предположении о том, что для дислокации, принадлежащей источнику, s' -состояния являются долгоживущими и энергии активации связаны следующим соотношением: $U_{gs'}^F < U_{s'g}^F$. Из (7.4) также видно, что $\sigma_F(T)$ не зависит от скорости деформации $\dot{\epsilon}$. Как уже говорилось выше (см. главы 2, 3), наблюдаемая в области аномального хода $\sigma_y(T)$ скоростная чувствительность напряжения течения, действительно, является слабой.

Если учитывать размножение дислокаций и испытываемые ими превращения, то ансамбль дислокаций фактически становится подобным популяции, которая отличается от известных популяций некоторыми специфическими особенностями (см. главы 9, 10). Введение напряжения включения $\sigma_F(T)$ как одного из пороговых напряжений, определяющих поведение дислокационной популяции, не означает, однако, что при напряжении, меньшем $\sigma_F(T)$, пластическое течение в принципе запрещено. Отсутствие аномального хода микропредела текучести (см. главу 2) говорит о том, что при очень малых степенях деформации существенным является не напряжение включения дислокационного источника, а лишь небольшая подвижка дислокаций во внутреннем поле напряжений. Можно полагать, что такая подвижка происходит в наиболее благоприятных для дислокационного движения областях.

Для того чтобы учесть возможность пластического течения при напряжении, меньшем $\sigma_F(T)$, необходимо ввести размытие напряжения включения $\sigma_F(T)$. Такое размытие может быть обусловлено как статистическим характером термоактивированных процессов, так и флюктуирующим характером поля внутренних напряжений. Возможный способ учета размытия указанных пороговых напряжений предложен в главе 10.

Выбор системы скольжения зависит от величины порогового напряжения $\sigma_F(T)$. Действующими являются те системы скольжения, в которых дислокационные источники включаются легко, т. е. при меньшем значении $\sigma_F(T)$. Именно эти системы обеспечивают “легкий канал” для пластического течения.

7.2. НЕКОТОРЫЕ СЛЕДСТВИЯ БЛОКИРОВКИ ИСТОЧНИКОВ

Асимметрия предела текучести в Ni_3Al при смене сжатие—растяжение. Мы полагаем, что наблюдаемое в Ni_3Al изменение предела текучести при смене способа деформации (см. рис. 2.9) обусловлено изменением напряжения включения источника $\sigma_F(T)$. В свою очередь изменение $\sigma_F(T)$ связано, согласно (7.4), с изменением энергии активации U_{gs}^F блокировки дислокации, принадлежащей источнику. Расчеты энергии активации образования барьера Кира—Вильсдорфа показывают, каким образом меняются различные вклады в энергию активации при смене знака внешнего напряжения σ (см. главу 2). На рис. 2.29 приведены результаты для различных ориентировок при сжатии и растяжении. Можно полагать, что подобным же образом меняется и энергия активации U_{gs}^F . Очевидно, что при смене знака σ ведомая сверхчастичная становится ведущей. Поскольку факторы Шмида образующих ее частичных различны, то при смене знака σ меняется ширина ведущей сверхчастичной. Именно это приводит к изменению энергии активации U_{gs}^F и в первую очередь к изменению энергии рекомбинации ведущей сверхчастичной. Поскольку указанная ширина для одних ориентировок меньше при сжатии, а для других — при растяжении, то для одних ориентировок при смене сжатия на растяжение предел текучести понижается, а для других — повышается.

Особенности деформационного поведения Ni_3Al при приближении к ориентировке $\langle 001 \rangle$. На рис. 7.3 приведены деформационные кривые $\sigma(\epsilon)$ для $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{W})$ при различных ориентациях [5]. В определенном температурном интервале наблюдается удлинение упругой части деформационных кривых с ростом температуры, что соответствует аномальному ходу предела текучести. Видно, что при ориентировке A , близкой к $\langle 001 \rangle$, указанное удлинение продолжается вплоть до температуры 800°C . Другими словами, при такой ориентировке не наблюдается температурное падение $\sigma_y(T)$. При другой ориентировке (D) уже при 400°C предел текучести начинает падать. Аналогично, как видно из рис. 2.9, a , величина $\sigma_y(T)$ для $\langle 001 \rangle$ монокристалла $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Nb})$ монотонно растет до температуры выше 1000 K . В главе 2 получено объяснение того, почему при нулевом напряжении в плоскости куба возможно образование барьеров, но невозможно их разрушение. В результате барьеры Кира—Вильсдорфа, энергия активации образования которых при ориентировке $\langle 001 \rangle$ не отличается существенно от соответствующих значений при других ориентировках (см. рис. 2.29), являются неразрушаемыми из-за того, что невозможно кубическое скольжение. Именно это и объясняет отличие зависимости

$\sigma_y(T)$ для ориентировки $\langle 001 \rangle$ от наблюдаемой для других ориентировок. Но как только за счет отклонения от точной $\langle 001 \rangle$ ориентировки становится возможно кубическое скольжение, можно ожидать температурного падения $\sigma_y(T)$. Действительно, кривая $\sigma_y(T)$ для монокристалла Ni_3Ge с ориентировкой E , близкой к $\langle 001 \rangle$, имеет максимум (см. рис. 2.9, z).

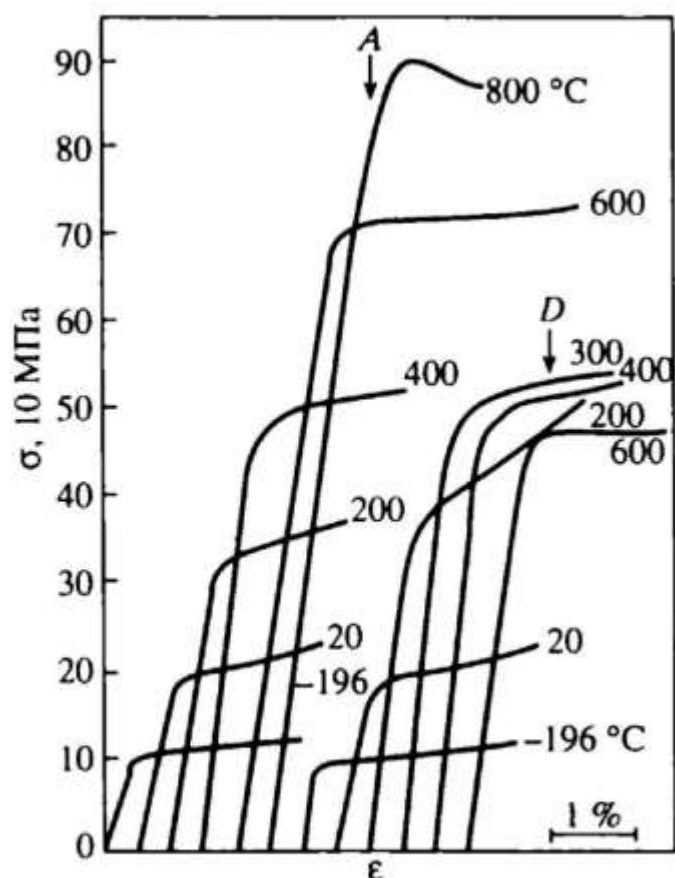


Рис. 7.3. Кривые $\sigma_y(T)$ для монокристаллов $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{W})$ различной ориентировки [5]

Исчезновение сверхдислокаций при деформации TiAl в некоторых температурных интервалах. В результате ТЭМ-исследования было обнаружено (см. раздел 5.2) исчезновение сверхдислокаций $\langle 101 \rangle$ при высоких температурах (область III) и сверхдислокаций $1/2 \langle 112 \rangle$ при промежуточных температурах (область II). Мы связываем их исчезновение с термоактивированной блокировкой дислокационных источников. В том случае, когда популяция состоит из дислокаций различных типов, может возникать такая ситуация: для дислокаций одного типа уже осуществляются $s' \rightarrow g$ превращения, тогда как для дислокаций другого типа заблокированные конфигурации остаются неразрушаемыми. Для последнего типа дислокаций напряжение включения σ_F будет продолжать расти с повышением температуры в соответствии с (7.4). Пластическое течение будет начинаться при меньшем напряжении, при котором включаются источники дислокаций других типов. Именно поэтому в области III сверхдислокации $\langle 101 \rangle$ оказываются ненаблюдаемыми. Их превращение в скользящие конфигурации не может быть легким в TiAl из-за того, что трудно стянуть полосу сверхструктурного дефекта упаковки. Здесь, как и в предыдущем случае, проявляется неразрушаемый характер барьеров Кира—Вильсдорфа. Однако, в отличие от $\langle 001 \rangle$ монокристаллов Ni_3Al , эта ситуация реализуется в TiAl при любой ориентировке. Если бы популяция содержала только сверхдислокации $\langle 101 \rangle$, то аномальный ход $\sigma_y(T)$ продолжался бы вплоть до высоких температур, т. е. в TiAl при любой ориентации кривые $\sigma_y(T)$ имели бы такой же вид, как кривая $\sigma_y(T)$ в Ni_3Al при ориентации $\langle 001 \rangle$ (см. рис. 2.9, а). Однако в TiAl наличие сверхдислокаций $1/2 \langle 112 \rangle$ и одиночных дислокаций обеспечивает падение $\sigma_y(T)$ при высоких температурах. Иными словами, в этом случае указанные системы скольжения обеспечивают “легкий канал” для пластического течения.

Если популяция состоит из дислокаций различных типов, возможен также и другой вариант: те источники, блокировка которых протекает легко, т. е. энергия активации U_{gs}^F мала, не будут включены из-за высокого значения σ_F , так что дислокации соответствующего типа не будут наблюдаться. Если сравнивать сверхдислокации с векторами Бюргерса $\langle 101 \rangle$ и $1/2 \langle 112 \rangle$, то более легкая рекомбинация сверхчастичной является возможной причиной

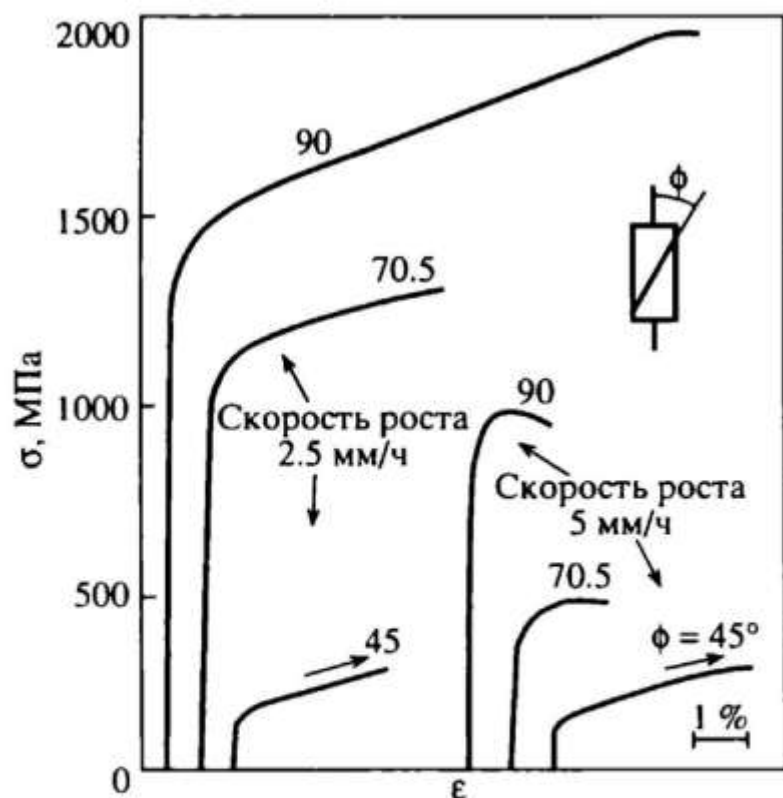


Рис. 7.4. Деформационные кривые при комнатной температуре для сплава Ti—48Al с ламельной структурой при различной ориентации колонии доменов (ϕ — угол между плоскостью доменной границы и осью сжатия) [6]

легкой блокировки сверхдислокаций $1/2 \langle 112 \rangle$. Действительно, как уже говорилось выше (см. раздел 4.2), сверхчастичная, принадле-

жащая сверхдислокации $1/2 \langle 112 \rangle$, сжимается под действием поля напряжений находящейся вблизи нее частичной дислокации (третья частичная). В результате указанное поле напряжений будет содействовать блокировке источников сверхдислокаций $1/2 \langle 112 \rangle$. Поэтому, возможно, сверхдислокации $1/2 \langle 112 \rangle$ оказываются ненаблюдаемыми в области II. Этот пример важен и как свидетельство той роли, которую играет поле напряжений в стимулировании блокировки дислокационных источников.

Ориентационная зависимость предела текучести в сплаве TiAl с ламельной структурой. Наблюдаемая [6] для колонии двойниковоподобных с-доменов зависимость предела текучести от ориентации (рис. 7.4) связана, как мы полагаем, с блокировкой дислокационных источников [7]. Предположим, что при не слишком высоких температурах $\{111\}$ доменные границы являются непрозрачными для дислокаций. Тогда напряжение включения источников σ_F в той или иной плоскости скольжения зависит от того, пересекает ли данная плоскость доменную границу. При тех ориентациях, при которых факторы Шмида в плоскости скольжения, параллельной доменной границе, близки к нулю, пластическое течение не может начинаться при напряжении, меньшем напряжения σ_F включения источников в плоскостях, пересекающих доменную границу. В этом случае напряжение σ_F определяется выражением (7.2), в кото-

ром длину свободного пробега λ_f следует заменить на полуширину домена d . Отсюда сразу следует, что напряжение σ_f растет как d^{-1} с уменьшением величины d . В результате при таких ориентировках для ламельной структуры с тонкими доменами предел текучести может быть высоким. При тех же ориентировках, когда возможно скольжение дислокаций в плоскостях, параллельных доменной границе, рассматриваемый выше механизм блокировки дислокаций не работает. В результате пластическое течение начинается при значительно меньшем напряжении.

Исчезновение аномалии предела текучести Ti_3Al при некоторых ориентировках. В том случае, когда дислокационная популяция включает в себя дислокации различных типов, пластическая деформация начинается за счет включения источников таких дислокаций, для которых напряжение $\sigma_f(T)$ является наименьшим. Наблюдение температурной аномалии $\sigma_y(T)$ для монокристаллов TiAl с различными ориентировками (см. рис. 3.2, 3.5) является доказательством того, что все три типа дислокаций испытывают термоактивированную блокировку.

В монокристаллах Ti_3Al температурная аномалия $\sigma_y(T)$ наблюдается только при ориентировках, близких к оси c [8]. На рис. 7.5 кривые a — c представляют температурную зависимость $\sigma_y(T)$ для ориентаций, благоприятных для призматического $\{1\bar{1}00\}$ скольжения (a -ориентация), базисного скольжения (b -ориентация) и для c -ориентации (ось сжатия вдоль оси c). Наибольшие факторы Шмида для различных систем скольжения при указанных ориентировках приведены в табл. 7.1.

Из табл. 7.1 сразу следует, что при сравнении кривых $\sigma_y(T)$ при a - и c -ориентациях можно не рассматривать базисного скольжения, поскольку в обоих случаях фактор Шмида равен нулю. При c -ориентации равен нулю также и фактор Шмида для призматического скольжения, а из двух возможных ти-

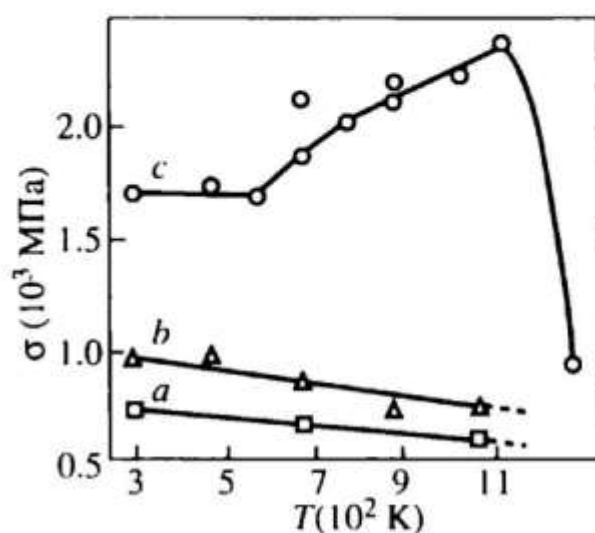


Рис. 7.5. Кривые $\sigma_y(T)$ для монокристаллов Ti_3Al различной ориентировки [8]

Таблица 7.1

Факторы Шмида для *a*-, *b*- и *c*-ориентировок

Плоскость скольжения	Вектор Бюргерса	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>c</i>
Базис	a	0	0.5	0
Призма	a	0.5	0.207	0
Пирамида (первого рода)	a+2c	0.434	0.374	0.403
Пирамида (второго рода)	a+2c	0.414	0.239	0.449

пов пирамидального скольжения наибольший фактор Шмида имеет $1/3 \langle 11\bar{2}6 \rangle \{ \bar{1} \bar{1} 21 \}$ система скольжения. Именно такая система скольжения (пирамида второго рода), далее для краткости называемая пирамидальной, и наблюдалась электронно-микроскопически. Фактически кривая *c* описывает ход $\sigma_y(T)$ для пирамидального скольжения. Можно полагать, что термоактивированная блокировка источников (**a+2c**) сверхдислокаций является причиной аномального хода $\sigma_y(T)$, который повторяет аномальный ход напряжения включения $\sigma_F(T)$ указанных источников.

При *a*-ориентации (нижняя кривая на рис. 7.5) наибольший фактор Шмида ($f = 0.5$) имеет призматическая система скольжения. Из сравнения кривых *a* и *c* сразу следует, что источники (**a+2c**) сверхдислокаций, для включения которых требуются значительно более высокие напряжения по сравнению со значениями $\sigma_y(T)$, наблюдаемыми при *a*-ориентации, в этом случае не работают. Таким образом, кривая *a* описывает ход $\sigma_y(T)$ для призматического скольжения.

При *b*-ориентации наибольший фактор Шмида ($f = 0.5$) имеет базисная система скольжения. Однако базисное скольжение не наблюдалось. Из сравнения кривых *b* и *c* следует, что источники (**a+2c**) сверхдислокаций, как и в предыдущем случае, не включаются. Таким образом, кривая *b*, как и кривая *a*, описывает ход $\sigma_y(T)$ для призматического скольжения. Поскольку в этом случае фактор Шмида для призматического скольжения ниже, чем в предыдущем, то кривая *b* расположена выше кривой *a*.

Проведенный анализ показывает, что **a**-сверхдислокации, в отличие от (**a+2c**) сверхдислокаций, не имеют термоактивированного механизма блокировки. Призматическое скольжение играет роль "легкого канала" для пластического течения. Только при ориентациях, когда фактор Шмида для призматического скольжения близок к нулю,

пластическая деформация осуществляется пирамидальным скольжением. В результате только при таких ориентировках наблюдается аномальный ход $\sigma_y(T)$.

В заключение хотелось бы подчеркнуть, что термоактивированное образование дислокационных барьеров, которые в определенном температурном интервале можно считать практически неразрушаемыми, является необходимым условием аномального температурного хода напряжения включения $\sigma_F(T)$ дислокационного источника, а в результате и предела текучести $\sigma_y(T)$. Как уже говорилось выше (см. главы 2, 4), в интерметаллидах наличие больших векторов Бюргерса дислокаций и различных типов поверхностных дефектов приводит к тому, что это условие выполняется. Однако, если сравнивать с другими материалами, то можно убедиться в том, насколько это редкий случай. Действительно, либо превращения в барьеры не являются термоактивированными, либо обратные превращения протекают достаточно легко.

ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ С УЧЕТОМ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ РАЗНЫХ ТИПОВ

8.1. ОСНОВЫ ПРЕДЛАГАЕМОГО ПОДХОДА

Анализ процессов пластической деформации кристаллов в большинстве случаев основывается на дислокационной модели. Огромная совокупность имеющихся экспериментальных результатов, исключая большие пластические деформации, подтверждает эту модель [1—3]. Тем не менее в ее рамках остаются еще нерешенными многие вопросы. Всегда волновал исследователей вопрос о том, каким образом из многообразия дислокационных превращений выделяется то, которое при данных условиях эксперимента (температуре, скорости деформации, степени деформации) становится доминирующим, т. е. дает основной вклад в деформирующее напряжение. Кроме того, возникают трудности с описанием формы деформационной кривой. В частности, для большинства кристаллических материалов не удается описать весь ход деформационной кривой включая переход от упругой ее части к пластической. Природа немонотонного хода $\sigma(\epsilon)$, наблюдаемого в ряде случаев при указанном переходе, также остается неясной. Вызывает затруднение получение в рамках одной и той же модели множества наблюдаемых форм деформационной кривой. Продолжается выяснение механизмов температурной и скоростной зависимости предела текучести и коэффициента упрочнения для некоторых материалов. Все эти вопросы и составляют предмет теоретических исследований, изложенных в этой и последующих двух главах.

Описание пластической деформации как эволюции дислокационного ансамбля требует учета наиболее характерных сторон его поведения, таких как размножение дисло-

каций и превращения дислокаций друг в друга. Существенно, что все эти процессы происходят на фоне упругих полей напряжений, создаваемых самим же дислокационным ансамблем. Соотношение между внешним напряжением и дислокационной плотностью является тем соотношением, которое управляет процессом пластической деформации. Форма записи этого соотношения вызывает наибольшие дискуссии. Но в любом случае для того, чтобы установился процесс пластической деформации, должна произойти взаимная подстройка действующего напряжения и растущей за счет работы источников дислокационной плотности. Подстройка может быть быстрой, если легко включаются дислокационные источники. В противном случае подстройка может быть растянута во времени.

Дислокационные превращения, происходящие в результате переходов дислокаций из одного состояния в другое, могут быть естественным образом включены в систему уравнений детального баланса. Запись уравнений, которую мы предлагаем, эквивалентна той, которая обычно используется для многоуровневых систем. Коэффициентами в системе уравнений являются частоты соответствующих переходов. Роль населенности уровней в случае дислокационного ансамбля играют плотности дислокаций различного типа, как подвижных, так и неподвижных. Специфичным для дислокационного ансамбля является необходимость учета размножения дислокаций. В простейшем варианте это обеспечивается путем введения в систему уравнений дополнительных слагаемых, описывающих работу дислокационных источников, причем предполагается возможность их легкого (мгновенного) включения. Несмотря на простоту такой модели, в ее рамках удастся проанализировать вопрос об иерархии дислокационных превращений, условиях их доминирования и смене доминирующих превращений. Именно эти вопросы и будут рассмотрены в настоящей главе [4—9].

Далее, в главе 9, систему уравнений детального баланса, определяющих изменение со временем плотностей подвижных и неподвижных дислокаций, мы дополняем нелинейным уравнением, описывающим работу дислокационных источников, т. е. фактически уравнением для размножения дислокаций. Указанное уравнение в некоторой степени аналогично известному уравнению для роста популяции. В определенном смысле дислокационный ансамбль в

кристалле, действительно, можно рассматривать как некоторую популяцию, которая имеет, однако, свои характерные особенности. Используя предлагаемый подход, удастся выявить условия, при которых могут быть получены типичные деформационные кривые, такие как кривые упрочнения, кривые, содержащие плато, кривые, имеющие при малых деформациях немонотонный ход $\sigma(\epsilon)$ и т. д. При этом мы не конкретизируем дислокационные превращения, а лишь разделяем их на превращения в долгоживущие и короткоживущие барьеры.

Однако в некоторых случаях развиваемый в главе 9 подход становится неприменимым. Так, при определенных значениях параметров система уравнений либо теряет устойчивость, либо вообще не дает решений. Это может быть связано с тем, что условия пластического течения оказываются достаточно жесткими. Очевидно, что с физической точки зрения трудно ожидать “точного” начала пластического течения, так что определяющие его соотношения должны быть в той или иной мере размыты. В главе 10 предлагается простой способ учесть размытие условий пластического течения. В результате действительно удастся преодолеть указанные трудности и описать ход деформационных кривых в различных материалах при произвольных физически допустимых параметрах системы.

8.2. УРАВНЕНИЯ ДЕТАЛЬНОГО БАЛАНСА ДЛЯ ПЛОТНОСТЕЙ ДИСЛОКАЦИЙ

Дислокационные превращения могут быть обусловлены, с одной стороны, остановками дислокаций на локальных препятствиях, таких как дислокации “леса”, заблокированные дислокации Ломер—Коттрелла—Хирта, доменные границы и т. д. С другой стороны, это могут быть собственные превращения, связанные прежде всего с движением дислокации по рельефу Пайерлса, а также с перестройкой ядра дислокации, перерасщеплением сверхдислокации и т. д.

Будем изображать дислокационные превращения в виде диаграмм, которые показаны на рис. 8.1. Диаграмма-лепесток (рис. 8.1, *а*) описывает превращения подвижных дислокаций в короткоживущие барьеры, тогда как диаграмма—луч (рис. 8.1, *б*) — в долгоживущие (т. е. неразрушае-

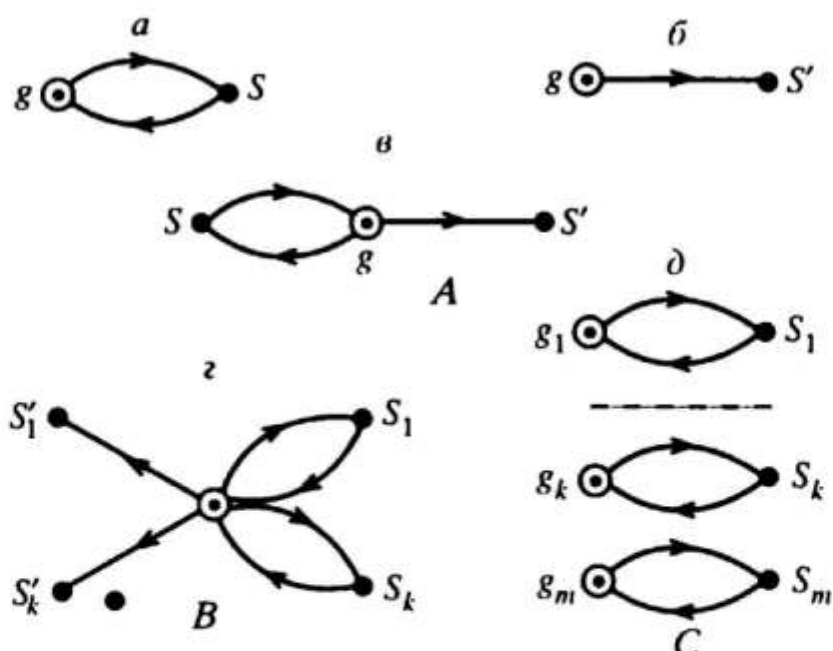


Рис. 8.1. Диаграммы дислокационных превращений: светлые и темные кружки — типы дислокаций, имеющие и не имеющие дислокационных источников соответственно; стрелки условно показывают направления дислокационных превращений

мые при определенных условиях) барьеры. При этом использованы следующие обозначения: g — подвижные дислокации, s , s' — неподвижные дислокации (барьеры). Остальные диаграммы на рис. 8.1 сконструированы из этих элементарных диаграмм.

Запишем уравнения детального баланса для диаграммы луч-лепесток, далее называемой для краткости диаграммой A (рис. 8.1, v), в простейшем виде

$$\frac{d\rho_g}{dt} \equiv \dot{\rho}_g = -\rho_g(v_{gs} + v_{gs'}) + \rho_s v_{sg} + M,$$

$$\dot{\rho}_s = \rho_g v_{gs} - \rho_s v_{sg},$$

$$\dot{\rho}_{s'} = \rho_g v_{gs'},$$

$$M = \dot{\rho}, \quad \rho = \rho_g + \rho_s + \rho_{s'}. \quad (8.1)$$

Здесь ρ_g — плотность подвижных дислокаций; ρ_s и $\rho_{s'}$ — плотности неподвижных дислокаций s - и s' -типов; v_{gs} , $v_{gs'}$ — частоты превращений подвижных дислокаций в неподвижные; v_{sg} — частота обратных превращений барьера в подвижную дислокацию; $M = d\rho/dt \geq 0$. Величину M можно рассматривать как мощность дислокационных источников, а ее положительная определенность связана с тем, что

здесь не учитывается исчезновение дислокаций (например на внешней поверхности, в результате аннигиляции и т. п.). Однако можно показать, что учет исчезновения дислокаций не может изменить характер полученных результатов, поскольку исчезновение дислокаций компенсируется работой дислокационных источников.

При записи (8.1) предполагается, что введенные выше плотности дислокаций являются однородными по объему, т. е. не зависят от координат, а частоты превращений v_{gs} , $v_{gs'}$ и v_{sg} являются усредненными характеристиками соответствующих процессов.

Уравнения детального баланса в форме (8.1) достаточно адекватно описывают поведение дислокационного ансамбля в том случае, когда блокировка дислокаций происходит не локально, а вдоль некоторой длины. Из перечисленных выше дислокационных превращений это касается блокировки дислокаций в глубоких долинах Пайерлса, блокировки в результате столкновения дислокаций с барьерами, возникающими в результате реакций, или с различного рода границами. В интерметаллидах, где дислокации определенной ориентации термоактивированным путем превращаются в барьеры, блокировка также происходит вдоль некоторой длины.

В общем виде выражения для плотностей неподвижных дислокаций $\rho_i (i = s, s')$ можно представить следующим образом:

$$\rho_i = \left[\rho_i^{(0)} + \int_0^t \rho_g v_{gi} \exp \left(\int_0^{t'} v_{ig} dt \right) dt' \right] \exp \left(- \int_0^t v_{ig} dt \right), \quad (8.2)$$

где $\rho_i^{(0)}$ — начальная плотность дислокаций. Действительно, даже если частоты v_{gi} и v_{ig} являются функциями плотностей дислокаций, то, дифференцируя (8.2), сразу получаем уравнения (8.1) для $\dot{\rho}_s$ и $\dot{\rho}_{s'}$.

Поскольку практически для всех дислокационных превращений время движения дислокаций между препятствиями значительно меньше времени ожидания у препятствия, то выполняется условие

$$v_{gs} \gg v_{sg}. \quad (8.3)$$

Тогда характерное время для диаграммы-лепестка совпадает с временем жизни t_s заблокированной s -конфигурации и определяется выражением

$$t_s = v_{sg}^{-1}. \quad (8.4)$$

Выделим среди превращений, описываемых диаграммой-лепестком, короткоживущие превращения, для которых время жизни t_s гораздо меньше времени наблюдения:

$$t_s \ll t. \quad (8.5)$$

В этом случае величину ρ_s , определяемую (8.2), можно представить в виде ряда

$$\rho_s = \rho_g \left[\left(\frac{v_{gs}}{v_{sg}} \right) - \frac{1}{v_{sg}} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{v_{gs}}{v_{sg}} \right) + \dots \right]. \quad (8.6)$$

Для короткоживущих превращений можно считать, что частоты v_{gs} и v_{sg} слабо меняются за времена порядка t_s :

$$\left| \frac{\partial v_{gs}}{\partial t} \right| t_s \ll v_{gs}, \quad \left| \frac{\partial v_{sg}}{\partial t} \right| t_s \ll v_{sg}. \quad (8.7)$$

Тогда в выражении (8.6) можно ограничиться первым слагаемым, так что, учитывая (8.4), получаем

$$\rho_s = \rho_g v_{gs} t_s. \quad (8.8)$$

Выражение (8.8) определяет стационарное значение плотности дислокаций s -типа и может быть сразу получено, если в уравнении (8.1) пренебречь величиной $\dot{\rho}_s$.

Для долгоживущих превращений, когда для времени жизни t_s выполняется условие, противоположное (8.5), а именно:

$$t_s \gg t, \quad (8.9)$$

можно пренебречь обратными $s' \rightarrow g$ превращениями и перейти к диаграмме-лучу (рис. 8.1, а). Тогда из (8.2) получаем

$$\rho_{s'} = \rho_{s'}^{(0)} + \overline{\rho_g v_{gs'}} t, \quad (8.10)$$

где

$$\overline{\rho_g v_{gs'}} = \frac{1}{t} \int_0^t \rho_g v_{gs'} dt. \quad (8.11)$$

Учитывая (8.3), из (8.8) получаем, что $\rho_g \ll \rho_s$, так что для процесса, описываемого диаграммой A , полная плотность дислокаций

$$\rho = \rho_s + \rho_{s'}. \quad (8.12)$$

Используя (8.8), (8.10) и (8.12), полную плотность дислокаций можно представить в виде

$$\rho = \rho_{s'}^{(0)} + \rho_g v_{gs} t_s + \overline{\rho_g v_{gs'}} t. \quad (8.13)$$

Необходимо связать плотности дислокаций различных типов и частоты превращений с макроскопическими параметрами (внешним напряжением σ , деформацией ϵ и скоростью деформации $\dot{\epsilon}$). В качестве одного из таких условий используем соотношение Орована, определяющее связь между скоростью деформации $\dot{\epsilon}$ и плотностью ρ_g подвижных (т. е. движущихся в данный момент) дислокаций [1]:

$$\dot{\epsilon} = f b v \rho_g, \quad (8.14)$$

где v — мгновенная скорость движущейся дислокации; b — модуль вектора Бюргерса, f — фактор Шмида для рассматриваемой системы скольжения.

Для того чтобы имело место макропластическое течение, необходимо, с одной стороны, чтобы работали дислокационные источники, а с другой, чтобы подвижные дислокации, независимо от типа испытываемых ими превращений, преодолевали упругое противодействие своего окружения. Можно представить себе следующую картину начала пластического течения. Размножение дислокаций начинается в отдельных, наиболее благоприятных для этого, областях, первоначально изолированных друг от друга. Далее эти области оказываются связанными друг с другом, заполняя значительную часть пространства, подобно тому, как это имеет место при перколяции. Развивая такую аналогию, можно полагать, что макродеформация начинается,

когда возникает соответствующий бесконечный (т. е. пронизывающий весь объем кристалла) перколяционный кластер [12]. Но для этого необходимо, чтобы между возрастающей дислокационной плотностью и внешним напряжением установилось (и продолжало выполняться далее) некоторое определенное соотношение. Для хаотически распределенных дислокаций таким соотношением является известное условие Тейлора—Зегера [1], когда внешнее напряжение близко к напряжению, создаваемому дислокациями на средних расстояниях между ними:

$$\sigma = \kappa \sqrt{\rho}, \quad \kappa = \alpha \mu b / f, \quad (8.15)$$

где μ — эффективный модуль сдвига материала в рассматриваемой плоскости скольжения, α — некоторый численный коэффициент. При использовании этого соотношения неявно подразумевается, что в процессе пластической деформации интенсивная работа дислокационных источников обеспечивает взаимную подстройку плотности дислокаций и внешних напряжений. Условия такой подстройки будут рассмотрены в главе 9.

Для диаграммы А, используя (8.12), (8.14), (8.15), суммарное напряжение можно представить в виде

$$\sigma^2 = \sigma_s^2 + \sigma_{s'}^2 \quad (8.16)$$

$$\sigma_s^2 = \frac{\kappa^2}{f^2} \rho_s, \quad \sigma_{s'}^2 = \frac{\kappa^2}{f^2} \rho_{s'}, \quad (8.17)$$

где σ_s и $\sigma_{s'}$ — парциальные напряжения, отвечающие диаграмме-лепестку и диаграмме-лучу соответственно.

Учитывая, что время наблюдения $t = \epsilon / \dot{\epsilon}$, и пренебрегая величиной $\rho_{s'}^{(0)}$ в (8.13), парциальные напряжения получаем в виде

$$\sigma_s^2 = \frac{1}{\gamma \lambda_s} \dot{\epsilon} t_s, \quad (8.18)$$

$$\sigma_{s'}^2 = \frac{1}{\gamma} \frac{1}{\lambda_{s'}} \epsilon, \quad (8.19)$$

где

$$\gamma = \frac{bf^3}{\kappa^2}, \quad \frac{1}{\lambda_s} = \frac{v_{gs}}{v}, \quad \frac{1}{\lambda_{s'}} = \frac{v_{gs'}}{v}, \quad (8.20)$$

$$\overline{\frac{1}{\lambda_{s'}}} = \frac{1}{\epsilon} \int_0^\epsilon \frac{1}{\lambda_{s'}} d\epsilon. \quad (8.21)$$

Используя (8.21), можно получить следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{d}{d\epsilon} \left(\epsilon \overline{\frac{1}{\lambda_{s'}}} \right) = \frac{1}{\lambda_{s'}}. \quad (8.22)$$

Уравнение (8.22) позволяет, в отличие от (8.21), найти с помощью (8.19) зависимость $\sigma(\epsilon)$ не только в том случае, когда $\lambda_{s'}$ является функцией ϵ , но и тогда, когда $\lambda_{s'}$ — функция σ .

8.3. ДОМИНИРОВАНИЕ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Для диаграммы, приведенной на рис. 8.1, 2 и называемой далее для краткости диаграммой B , также как для диаграммы A , суммируются квадраты напряжений, соответствующих элементарным диаграммам. Используя (8.18), (8.19), сразу получаем

$$\sigma^2 = \frac{\dot{\epsilon}}{\gamma} \left(\sum_{i=1}^m \frac{t_i}{\lambda_i} + \sum_{i'=1}^n \frac{1}{\lambda_{i'}} \frac{\epsilon}{\dot{\epsilon}} \right). \quad (8.23)$$

Здесь для удобства величины t_{s_i} и λ_{s_i} для диаграммы-лепестка обозначены как t_i и λ_i , а $\lambda_{s_{i'}}$ для диаграммы-луча — как $\lambda_{i'}$.

Таким образом, вместо частот превращений и мгновенной скорости дислокаций в выражение (8.23) входят наблюдаемые величины — длины свободного пробега. Вклад от диаграммы луча определяется средним значением $(\overline{1/\lambda_{i'}})$,

поскольку неразрушаемые барьеры накапливаются в течение всего времени наблюдения. Однако для диаграммы-лепестка успевает устанавливаться равновесие в каждый момент времени и поэтому первое слагаемое в (8.23) содержит значения параметров в момент наблюдения.

При суммировании элементарных диаграмм в соответствии с (8.23) наибольший вклад в величину σ^2 вносят те из диаграмм типа лепестка, которые при заданных условиях характеризуются наибольшим значением величины t_i/λ_i , а из диаграмм типа луча — наибольшим значением величины $(1/\lambda_{i'})$. Отсюда сразу следует, что при сравнимых длинах свободного пробега λ_i среди превращений, описываемых диаграммой-лепестком, доминируют те, которым соответствует наибольшее время жизни t_i . Как видно из (8.23), вклады в величину σ^2 от короткоживущих и долгоживущих превращений, определяемые величинами $1/\lambda_i$ и $(1/\lambda_{i'})$ соответственно, входят с разными весовыми множителями, равными соответственно t_i и $\epsilon/\dot{\epsilon}$. Существенно, что $t_i \ll \epsilon/\dot{\epsilon}$. Поэтому, если $1/\lambda_i$ и $(1/\lambda_{i'})$ сравнимы по величине, то всегда доминирует превращение, описываемое диаграммой-лучом. Короткоживущее превращение может доминировать только в том случае, когда соответствующая ему длина свободного пробега значительно меньше, чем для долгоживущих превращений.

В зависимости от того, каким образом диаграмма, описывающая дислокационный ансамбль, конструируется из отдельных элементарных диаграмм, связь между результирующим напряжением и парциальными напряжениями будет различной. Для диаграммы B это соотношение в соответствии с (8.23) имеет вид

$$\sigma^2 = \sum_k \sigma_k^2. \quad (8.24)$$

Отсюда следует, что для ансамбля, содержащего подвижные дислокации одного типа и барьеры разных типов,

$$\sigma > \max\{\sigma_k\}, \quad (8.25)$$

так что результирующее напряжение определяется максимальным из парциальных напряжений.

В процессе пластической деформации изменяется соотношение между временем наблюдения $\epsilon/\dot{\epsilon}$ и временами жизни t_i , а кроме того, изменяются длины свободного пробега λ_i и λ_r . С уменьшением времени жизни дислокационное превращение, которому ранее соответствовала диаграмма-луч, будет описываться диаграммой-лепестком. В результате по своему вкладу в деформирующее напряжение такое дислокационное превращение, согласно (8.23), начинает проигрывать другим превращениям, описываемым диаграммой-лучом. Среди последних будет выигрывать то, для которого вследствие уменьшения длины свободного пробега достигнуто наименьшее значение λ_r . Таким образом, роль доминирующего превращения будет переходить от одного превращения к другому.

Возможна более сложная структура ансамбля, когда в его состав входят несколько семейств дислокаций, в каждом из которых подвижные дислокации одного типа превращаются в неподвижные (диаграмма С, рис. 8.1, δ). Тогда уравнения детального баланса имеют вид

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_g^{(k)} &= -\rho_g^{(k)} v_{gs}^{(k)} + \rho_s^{(k)} v_{sg}^{(k)} + M_k, \\ \dot{\rho}_s^{(k)} &= \rho_g^{(k)} v_{gs}^{(k)} - \rho_s^{(k)} v_{sg}^{(k)},\end{aligned}\quad (8.26)$$

где индекс k нумерует дислокационные семейства.

Рассмотрим вначале случай, когда различные дислокационные семейства не взаимодействуют (или слабо взаимодействуют), так что дислокации данного типа должны преодолевать упругое противодействие лишь своего каркаса. Тогда условия связи имеют вид

$$\begin{aligned}\sigma f_k &= \kappa_k \sqrt{\rho_k}, \\ \dot{\epsilon} &= \sum_k \dot{\epsilon}_k, \quad \dot{\epsilon}_k = b_k v_k f_k \rho_s^{(k)}.\end{aligned}\quad (8.27)$$

На основании (8.26) и (8.27) получаем дифференциальное уравнение, которое описывает происходящую с постоянной скоростью $\dot{\epsilon}$ пластическую деформацию для дислокационного ансамбля, определяемого диаграммой С:

$$\sigma \frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{1}{2 \sum_k \gamma_k \lambda_k} - \frac{1}{2} \frac{\sigma^2}{\dot{\epsilon}} \frac{\sum_k \gamma_k \lambda_k t_k^{-1}}{\sum_k \gamma_k \lambda_k}. \quad (8.28)$$

Если в ансамбле остается только одно k -е семейство, и соответственно в диаграмме C — один k -й лепесток, то напряжение, которое обеспечивает те же значения ϵ и $\dot{\epsilon}$, т. е. парциальное напряжение σ_k , удовлетворяет, как видно из (8.28), следующему уравнению:

$$\sigma_k \frac{d\sigma_k}{d\epsilon} = \frac{1}{2 \gamma_k \lambda_k} - \frac{1}{2} \frac{\sigma_k^2}{\dot{\epsilon} t_k}. \quad (8.29)$$

Можно показать, что при определенных приближениях суммирование парциальных напряжений для невзаимодействующих дислокационных семейств происходит следующим образом:

$$\frac{1}{\sigma^2} = \sum_k \frac{1}{\sigma_k^2}. \quad (8.30)$$

Отсюда следует, что

$$\sigma \simeq \min\{\sigma_k\}, \quad (8.31)$$

так что доминирует семейство с наименьшим парциальным напряжением. Именно благодаря этому семейству, в рассматриваемом случае пластическая деформация реализуется по “легкому каналу”.

Исходя из полученных выше результатов, можно следующим образом представить выбор доминирующих превращений в сложном дислокационном ансамбле. Если семейство включает в себя один тип подвижных дислокаций и несколько типов неподвижных (диаграмма B), то не могут быть исключены из рассмотрения те из превращений подвижных дислокаций в неподвижные, которые требуют наибольших парциальных напряжений. Более того, согласно (8.25), именно эти “тяжелые” превращения, являются доминирующими и только их следует оставить в диаграмме B для каждого семейства. А затем из таких усеченных диаграмм составим диаграмму C . Но для диаграммы C выбор

доминирующего превращения происходит иначе, и при определенных условиях, согласно (8.31), доминирует превращение с наименьшим парциальным напряжением. Таким образом, реализация “легкого канала” предполагает выбор семейства с наименьшим парциальным напряжением, но указанное напряжение обусловлено наиболее тяжелым из превращений, происходящих в данном семействе.

Для диаграммы S возможен другой предельный случай, когда дислокации, принадлежащие разным семействам, упруго взаимодействуют друг с другом таким же образом, как внутри одного семейства. Это происходит, например, в ансамбле, состоящем из параллельных винтовых дислокаций с одинаковым вектором Бюргерса, в котором разные семейства различаются своими плоскостями скольжения. В рассматриваемом случае, в отличие от предыдущего, дислокации должны преодолевать упругое противодействие всего дислокационного каркаса. Тогда условие пластического течения, в отличие от (8.27), имеет вид

$$\sigma f_k = \kappa_k \sqrt{\rho}. \quad (8.32)$$

В каждый момент соотношение (8.32) может выполняться лишь для одного дислокационного семейства. Таким семейством является то, которое при заданном значении ρ требует для пластического течения наименьшего внешнего напряжения σ , т. е. характеризуется минимальным значени-

ем величины $\kappa_k \sqrt{\rho} / f_k$. В то же время для других систем скольжения противодействующее напряжение со стороны дислокационного каркаса оказывается выше, чем приведенное напряжение σf_k , так что пластическое течение в таких системах не происходит. Однако, на самом деле, ситуация может оказаться несколько более сложной, поскольку в интерметаллидах необходимо, кроме того, учитывать, что для разных систем скольжения напряжение включения дислокационных источников также может оказаться различным (см. главу 7).

Таким образом, проведенный в этой главе анализ, который основывается на предложенной феноменологической схеме описания процессов пластической деформации, позволяет описать такие процессы в широкой области деформаций, выделить доминирующие дислокационные превра-

щения и проследить за их сменой. Однако предложенный в этой главе подход является справедливым лишь для развитых стадий пластической деформации, когда уже произошла подстройка плотности дислокаций к действующему напряжению. В последующих двух главах мы проанализируем влияние работы дислокационных источников на пластическую деформацию в кристаллах, на процесс подстройки плотности дислокаций к действующему напряжению, а также на характерные пороговые напряжения, определяющие начало процесса пластической деформации.

ПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ КАК ЭВОЛЮЦИЯ ДИСЛОКАЦИОННОЙ ПОПУЛЯЦИИ

Развитие [1] предложенного выше феноменологического подхода к описанию пластической деформации включает в себя представление о дислокационном ансамбле как о некоторой популяции. Поведение дислокационной популяции определяется как размножением дислокаций, так и их превращениями, причем на протекание таких процессов влияют упругие поля напряжений дислокаций, образующих популяцию. Помимо введенных выше уравнений детального баланса для плотностей дислокаций различных типов, предложено нелинейное уравнение, описывающее работу дислокационных источников, и введен новый параметр, характеризующий время подстройки плотности дислокаций к внешнему напряжению. Проведен анализ хода деформационных кривых при разных значениях параметров системы и описаны особенности пластической деформации для ряда материалов. Предложено объяснение немонотонного хода деформационных кривых, наблюдаемого в определенных случаях при переходе от упругой деформации к пластической.

9.1. УРАВНЕНИЯ ДЕТАЛЬНОГО БАЛАНСА С УЧЕТОМ УПРУГОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Уравнения детального баланса (8.1), определяющие взаимные превращения подвижных и неподвижных дислокаций, могут быть обобщены таким образом, чтобы учесть не только пластическую, но и упругую части деформации.

Наибольшими частотами в (8.1) являются частоты прямых $g \rightarrow s$, s' превращений (времена пробега подвижных дислокаций до остановки на барьерах являются весьма малыми). Поскольку, как говорилось выше, времена наблю-

дения t в процессе пластической деформации достаточно велики, т. е. $t(v_{gs} + v_{gs'}) \gg 1$, то величиной $\dot{\rho}_g$ в первом из уравнений (8.1) можно пренебречь по сравнению с $\rho_g v_{gs}$. Тогда система уравнений (8.1) существенно упрощается и может быть представлена в виде

$$\begin{aligned}\dot{\rho} &= \rho_g(v_{gs} + v_{gs'}) - (\rho - \rho_{s'})v_{sg}, \\ \dot{\rho}_{s'} &= \rho_g v_{gs'}, \quad \rho \approx \rho_s + \rho_{s'}.\end{aligned}\quad (9.1)$$

Наблюдаемая скорость деформации образца $\dot{\epsilon}$ естественным образом разбивается на упругую ($\dot{\epsilon}_{el}$) и пластическую ($\dot{\epsilon}_{pl}$) части (см., например, [2]):

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_{el} + \dot{\epsilon}_{pl}. \quad (9.2)$$

Фактически, именно величина $\dot{\epsilon}_{pl}$ выражается посредством соотношения Орована (8.14) через плотность подвижных дислокаций, так что

$$\dot{\epsilon}_{pl} = fbv\rho_g. \quad (9.3)$$

Величину $\dot{\epsilon}_{el}$ в рамках закона Гука можно записать в виде

$$\dot{\epsilon}_{el} = \frac{1}{\mu} \frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{\mu} \frac{d\sigma}{d\epsilon} \dot{\epsilon}, \quad (9.4)$$

где μ — эффективный модуль сдвига материала в рассматриваемой плоскости скольжения.

При динамическом нагружении, когда $\dot{\epsilon} = \text{const}$ и $t = \epsilon/\dot{\epsilon}$, систему уравнений (9.1), учитывая (9.2)—(9.4), можно записать в виде

$$\begin{aligned}\frac{d\rho}{d\epsilon} &= \frac{1}{bf\Lambda} \left(1 - \frac{1}{\mu} \frac{d\sigma}{d\epsilon} \right) - (\rho - \rho_{s'}) \frac{1}{\epsilon_s}, \\ \frac{d\rho_{s'}}{d\epsilon} &= \frac{1}{bf\Lambda_{s'}} \left(1 - \frac{1}{\mu} \frac{d\sigma}{d\epsilon} \right),\end{aligned}\quad (9.5)$$

где

$$\begin{aligned}\Lambda^{-1} &= \Lambda_s^{-1} + \Lambda_{s'}^{-1}, \quad \Lambda_s^{-1} = v_{gs}/V, \quad \Lambda_{s'}^{-1} = v_{gs'}/V, \\ \epsilon_s &= \dot{\epsilon}/v_{sg}.\end{aligned}\quad (9.6)$$

В системе уравнений (9.5) вместо частот превращений и мгновенной скорости дислокаций введены наблюдаемые величины: $\Lambda_s, \Lambda_{s'}$ — длины свободного пробега подвижных дислокаций до остановки на соответствующих барьерах и ϵ_s — величина деформации за время $t_s = v_{sg}^{-1}$. Следует подчеркнуть, что двух уравнений (9.5) недостаточно для нахождения неизвестных величин: $\rho, \rho_{s'}$ и σ . Поэтому необходимо еще одно, кроме (9.2), уравнение связи между этими величинами. Таким уравнением связи является введенное выше уравнение (8.15), определяющее то упругое противодействие, которое оказывает пластическому течению дислокационный каркас с плотностью ρ .

Очевидно, что условие (8.15) не может выполняться сразу после начала деформации. Прежде всего еще в упругой области действующее напряжение должно превзойти величину $\kappa\sqrt{\rho_0}$, где ρ_0 — начальная плотность дислокаций.

Поэтому

$$\sigma = \mu\epsilon \text{ при } \epsilon \leq \epsilon_0, \quad (9.8)$$

где

$$\epsilon_0 = \frac{\kappa}{\mu}\sqrt{\rho_0}. \quad (9.9)$$

Кроме того, подстройка дислокационной плотности к возрастающему внешнему напряжению в соответствии с условием (8.15) зависит от того, как быстро работают дислокационные источники. Различные варианты указанной подстройки рассмотрены ниже.

В литературе часто используют условие пластического течения в несколько ином виде:

$$\sigma = \sigma_F + \kappa\sqrt{\rho}, \quad (9.10)$$

где σ_F — некоторое стартовое напряжение, например напряжение включения источника. Формально мы также можем использовать такую запись, что не привело бы к усложнению последующего рассмотрения. Однако проведенный в главе 13 анализ экспериментов по предварительной деформации интерметаллидов ставит под сомнение возможность использования соотношения (9.10).

9.2. ДЕФОРМАЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ ПРИ БЫСТРОЙ ПОДСТРОЙКЕ ВЕЛИЧИН ρ И σ

9.2.1. УРАВНЕНИЯ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Если подстройка плотности дислокаций к действующему напряжению происходит достаточно быстро, то при $\epsilon \geq \epsilon_0$ выполняется условие связи (8.15), которое можно подставить в систему уравнений (9.5). Если же $\epsilon < \epsilon_0$, то напряжение описывается выражением (9.8), причем в точке $\epsilon = \epsilon_0$ соответствующие решения сшиваются.

Для дальнейшего анализа оказывается удобным перейти в уравнениях (9.5) от величин ρ , $\rho_{s'}$ и σ к безразмерным величинам:

$$\bar{\rho} = \rho \frac{\alpha^2 b^2}{f^2}, \quad \bar{\rho}_{s'} = \rho_{s'} \frac{\alpha^2 b^2}{f^2}, \quad \tilde{\sigma} = \sigma/\mu. \quad (9.11)$$

В этих переменных система уравнений (9.5) принимает следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\bar{\rho}}{d\epsilon} &= (\epsilon_c + \epsilon_{c'}) \left(1 - \frac{d\tilde{\sigma}}{d\epsilon} \right) - (\bar{\rho} - \bar{\rho}_{s'}) \frac{1}{\epsilon_s}, \\ \frac{d\bar{\rho}_{s'}}{d\epsilon} &= \epsilon_{c'} \left(1 - \frac{d\tilde{\sigma}}{d\epsilon} \right), \end{aligned} \right\} \epsilon \geq \epsilon_0, \quad (9.12)$$

где

$$\epsilon_c = \frac{\alpha^2}{f^3} b \Lambda_s^{-1}, \quad \epsilon_{c'} = \frac{\alpha^2}{f^3} b \Lambda_{s'}^{-1}. \quad (9.13)$$

В случае быстрой подстройки величин ρ и σ система уравнений пластической деформации, помимо (9.12), включает в себя следующие уравнения:

$$\tilde{\sigma} = \epsilon, \quad \epsilon < \epsilon_0, \quad \epsilon_0 = \sqrt{\bar{\rho}_0}, \quad (9.14a)$$

$$\tilde{\sigma} = \sqrt{\bar{\rho}}, \quad \epsilon \geq \epsilon_0. \quad (9.14b)$$

Из (9.14) сразу следует, что в рассматриваемом случае быстрой подстройки протяженность ϵ_0 упругой части тем больше, чем выше начальная плотность дислокаций $\bar{\rho}_0$,

что, на первый взгляд, кажется неочевидным. Но это связано с тем, что чем выше $\tilde{\rho}_0$, тем больше упругое противодействие исходной дислокационной структуры, которое должно быть преодолено, чтобы могла закончиться упругая часть деформации. Последующий переход к пластическому течению происходит тем легче, чем больше длины свободного пробега, соответствующие различным дислокационным превращениям. В результате, как видно из (9.13), величины ϵ_c и $\epsilon_{c'}$ обратно пропорциональны длинам свободного пробега.

Таким образом, поведение дислокационного ансамбля, описываемое системой (9.12), (9.14), определяется указанными параметрами ϵ_c , $\epsilon_{c'}$ и параметром ϵ_s (временем жизни барьеров s -типа), которые играют роль характерных времен и соответственно характерных деформаций.

9.2.2. ДЕФОРМАЦИОННЫЕ КРИВЫЕ

Приведем решения системы уравнений (9.12), (9.14) для некоторых простейших случаев. При этом для простоты будем считать, что параметры ϵ_c , $\epsilon_{c'}$ и ϵ_s не зависят от приложенного напряжения и деформации.

В том случае, когда диаграмма луч-лепесток (см. рис. 8.1, в) вырождается в диаграмму-луч, которая описывает $g \rightarrow s'$ превращения в долгоживущие барьеры, пластическая деформация, как следует из (9.12), определяется простым дифференциальным уравнением

$$\frac{d\tilde{\sigma}^2}{d\epsilon} = \epsilon_{c'} \left(1 - \frac{d\tilde{\sigma}}{d\epsilon} \right) \quad (9.15)$$

с начальным условием $\tilde{\sigma}_0 = \epsilon_0$ при $\epsilon = \epsilon_0$.

Решение этого уравнения имеет вид

$$\frac{\tilde{\sigma}}{\epsilon_{c'}} = -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{4(\epsilon - \epsilon_0)}{\epsilon_{c'}} + \left(1 + 2\frac{\epsilon_0}{\epsilon_{c'}} \right)^2}. \quad (9.16)$$

В начале пластического течения, когда ϵ мало отличается от ϵ_0 , а именно:

$$\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon_{c'}} \ll \frac{1}{4} \left(1 + 2\frac{\epsilon_0}{\epsilon_{c'}} \right)^2, \quad (9.17)$$

зависимость $\tilde{\sigma}(\epsilon)$, как и при упругой деформации, является линейной, но с меньшим наклоном, равным

$$\frac{\tilde{\sigma} - \tilde{\sigma}_0}{\epsilon_{c'}} = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_{c'}} + \frac{1}{1 + 2 \frac{\epsilon_0}{\epsilon_{c'}}} \frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon_{c'}}. \quad (9.18)$$

Далее с ростом ϵ , когда условие (9.17) перестает выполняться, происходит, согласно (9.16), смена линейного упрочнения на параболическое:

$$\tilde{\sigma}^2 = \epsilon \epsilon_{c'}. \quad (9.19)$$

Это является следствием сделанного выше предположения о независимости параметра $\epsilon_{c'}$ от напряжения и деформации. Если же предположить, что длина свободного пробега Λ_s обратно пропорциональна деформации (см. [1], глава 8), то, используя выражение (9.13) для $\epsilon_{c'}$, получаем из (9.15) стадию не параболического, а линейного упрочнения.

На рис. 9.1 приведены полученные с помощью выражения (9.16) кривые $\tilde{\sigma}(\epsilon)$ при фиксированных значениях $\epsilon_{c'}$ и различных значениях ϵ_0 , т. е. различных значениях начальной плотности дислокаций ρ_0 . Видно, что кривые имеют излом в точке $\epsilon = \epsilon_0$, причем величина излома растет с увеличением отношения $\epsilon_0/\epsilon_{c'}$. При этом удлиняется упругая часть и, в соответствии с (9.17), затягивается выход на параболическое упрочнение.

При низких значениях ρ_0 , когда $\epsilon_0/\epsilon_{c'} \ll 1$, из (9.16) сразу получаем

$$\frac{d\tilde{\sigma}}{d\epsilon} = 1/\sqrt{1 + 4\epsilon/\epsilon_{c'}}. \quad (9.20)$$

Отсюда следует, что в точке $\epsilon = \epsilon_{c'}$ наклон кривой $\tilde{\sigma}(\epsilon)$ падает примерно в два раза по сравнению с упругой частью. Таким образом, параметр $\epsilon_{c'}$, с одной стороны, определяет протяженность области перехода от упругой деформации к пластической, а с другой — величину коэффициента упрочнения при пластической деформации.

Когда диаграмма луч-лепесток вырождается в диаграмму-лепесток, которая описывает взаимные $g \leftrightarrow s$ превра-

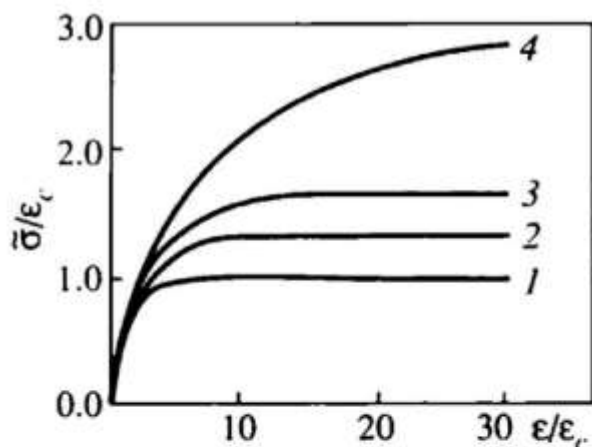
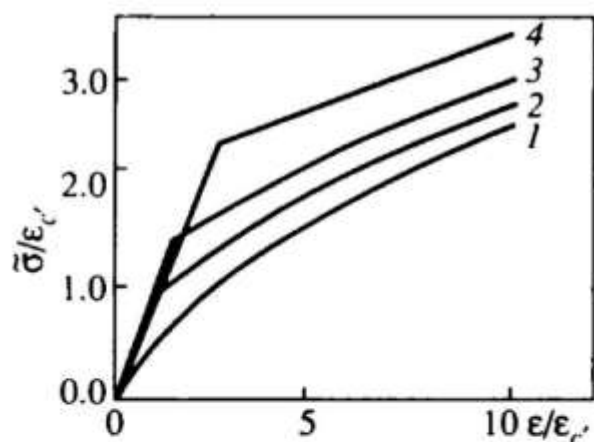


Рис. 9.1. Деформационные кривые при различных начальных плотностях дислокаций.

ϵ_0/ϵ_c : 1 — 0.1; 2 — 1.0; 3 — 1.5; 4 — 2.5

Рис. 9.2. Ход деформационных кривых для диаграммы-лепесток.

ϵ_s/ϵ_c : 1 — 1.0; 2 — 2.0; 3 — 3.0; 4 — 10.0 ($\epsilon_0/\epsilon_c = 0.09$)

щения, уравнение пластической деформации, как следует из (9.12), принимает при $\epsilon \geq \epsilon_0$ (и $\sigma \geq \sigma_0$) следующий вид:

$$\frac{d\tilde{\sigma}^2}{d\epsilon} = \epsilon_c \left(1 - \frac{d\tilde{\sigma}}{d\epsilon} \right) - \frac{\tilde{\sigma}^2}{\epsilon_s}, \quad (9.21)$$

где ϵ_s зависит, согласно (9.6), от скорости деформации $\dot{\epsilon}$. Данное уравнение отличается от (9.15) наличием второго слагаемого в правой части, которое оказывается существенным при $\epsilon \geq \epsilon_s$ за счет обратных $s \rightarrow g$ превращений.

Типичное семейство деформационных кривых $\tilde{\sigma}(\epsilon)$ для различных значений отношения ϵ_s/ϵ_c (при одном и том же значении ρ_0) приведено на рис. 9.2. В том случае, когда $\epsilon_s \gg \epsilon_c$, поведение деформационных кривых в области $\epsilon < \epsilon_s$ существенно не отличается от рассмотренного выше для диаграммы-луч. На кривой 4 (рис. 9.2), как и на кривой 1 (см. рис. 9.1), отчетливо видна стадия параболического упрочнения. Если же $\epsilon > \epsilon_s$, то зависимость $\tilde{\sigma}(\epsilon)$ выходит на плато с предельным значением $\tilde{\sigma}_p$:

$$\tilde{\sigma}_p^2 = \epsilon_s \epsilon_c. \quad (9.22)$$

В том случае, когда $\epsilon_s \leq \epsilon_c$, выход на плато происходит, минуя стадию параболического упрочнения (кривая 1, см. рис. 9.2). Кривые 2, 3 демонстрируют промежуточный случай выхода на плато.

Деформационные кривые, содержащие плато (или участок с пониженным коэффициентом упрочнения), действи-

тельно, наблюдались для ряда материалов, таких как полупроводники [3], интерметаллиды (см. [9], глава 2) и т. д. При этом высота плато падает с уменьшением скорости деформации и увеличением температуры. Такая скоростная зависимость может быть сразу получена из (9.22) с учетом выражения (9.6) для ϵ_s . Температурная зависимость высоты плато, наблюдаемая в полупроводниках, следует из (9.22), если учесть термоактивированный характер $s \rightarrow g$ превращений. Действительно, в этом случае с ростом температуры величина v_{sg} экспоненциально растет, а стало быть, в соответствии с (9.6), величина $\tilde{\sigma}_p$ должна падать.

Если не учитывать зависимости параметров от напряжения, зависимость величины $\tilde{\sigma}_p$ от скорости деформации носит корневой характер, т. е. $\tilde{\sigma}_p \propto \sqrt{\dot{\epsilon}}$, а зависимость $\tilde{\sigma}_p$

от $1/T$ является экспоненциальной. Однако наблюдаемая в многочисленных экспериментах зависимость $\tilde{\sigma}_p$ как от $\dot{\epsilon}$, так и от T , является значительно более слабой. Дело в том, что поскольку параметры, и в первую очередь ϵ_s , зависят от напряжения, то выражение (9.22) можно рассматривать лишь как уравнение для определения $\tilde{\sigma}_p$. Как будет показано ниже, учет зависимости энергии активации, определяющей величину v_{sg} , от напряжения существенно меняет вид функции $\tilde{\sigma}_p(\dot{\epsilon}, T)$, являющейся решением уравнения (9.22). В частности, используя известные формы записи энергии активации как функции напряжения, можно получить более слабые по сравнению с обсуждаемыми выше зависимости высоты плато от величин $\dot{\epsilon}$ и T , достаточно близкие к наблюдаемым (см. раздел 10.2).

Кроме того, следует отметить, что проведенный здесь анализ для диаграммы-лепестков справедлив лишь при не слишком больших значениях начальной плотности дислокаций, а именно, когда выполняется условие

$$\tilde{\rho}_0 < \epsilon_s \epsilon_c. \quad (9.23)$$

Случай же очень высоких начальных плотностей дислокаций, когда напряжение $\tilde{\sigma}_0$ выше высоты плато, требует отдельного рассмотрения (см. раздел 10.2).

Поскольку в реальном материале всегда имеется несколько типов барьеров, как долгоживущих, так и короткоживущих, то деформационное поведение естественно

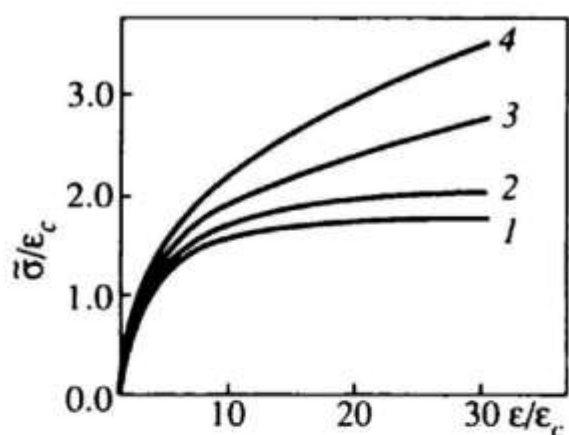


Рис. 9.3. Ход деформационных кривых для диаграммы луч-лепесток.
 $\epsilon_s/\epsilon_c = 3.0$, $\epsilon_0/\epsilon_c = 0.09$.
 ϵ_c/ϵ_c : 1 — 0.00; 2 — 0.01; 3 — 0.05; 4 — 0.1

описывать с помощью диаграммы типа луч-лепесток. Тогда система уравнений пластической деформации имеет вид (9.12)—(9.14). Ре-

шения указанной системы уравнений при нескольких значениях отношения ϵ_c/ϵ_c и фиксированных значениях величин ϵ_s/ϵ_c и ϵ_0/ϵ_c представлены на рис. 9.3. Полученная при $\epsilon_c = 0$ кривая 1 (рис. 9.3) совпадает с кривой 3 (см. рис. 9.2) и содержит плато. При отличном от нуля значении ϵ_c деформационные кривые на рис. 9.3, в отличие от представленных на рис. 9.2, не выходят на плато, а всегда имеют некоторый наклон, связанный с $g \rightarrow s'$ превращениями. Ход деформационных кривых показывает, как с ростом ϵ_c/ϵ_c происходит смена доминирующих превращений: от превращений в короткоживущие барьеры (кривые, имеющие плато) до превращений в долгоживущие барьеры (кривые с сильно выраженным упрочнением).

Во всех рассмотренных выше случаях предполагалось, что сразу после выполнения условия $\sigma = \kappa\sqrt{\rho_0}$ начинают работать дислокационные источники и происходит быстрая подстройка плотности дислокаций к действующему напряжению, т. е. выполняется условие (8.15). Далее мы откажемся от этого предположения и рассмотрим поведение ансамбля дислокаций с учетом того, что для их размножения требуется некоторое конечное время.

9.3. ДЕФОРМАЦИОННОЕ ПОВЕДЕНИЕ С УЧЕТОМ КОНЕЧНОГО ВРЕМЕНИ ПОДСТРОЙКИ ВЕЛИЧИН ρ И σ

9.3.1. УРАВНЕНИЯ ЭВОЛЮЦИИ ДИСЛОКАЦИОННОГО АНСАМБЛЯ

Естественно считать, что скорость образования дислокаций $\dot{\rho}$ пропорциональна числу источников, а значит общему числу дислокаций в кристалле ρ . Такое поведение дислокационного ансамбля позволяет провести аналогию с

эволюцией других популяций, в частности, биологических [4]. Запишем уравнение для скорости образования дислокаций в следующем виде:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\rho}{\tau} - A\rho^2. \quad (9.24)$$

Здесь τ — характерное время, определяющее работу дислокационных источников. Если бы в правой части этого уравнения оставалось только первое слагаемое, то плотность дислокаций росла бы экспоненциально со временем (т. е. с ростом деформации). Очевидно, что при достаточно больших деформациях такой рост должен замедляться, что и описывается вторым слагаемым в правой части (9.24), пропорциональным квадрату плотности дислокаций. Можно было бы учесть также слагаемые, содержащие более высокие степени плотности дислокаций, однако для простоты при не слишком значительных деформациях достаточно ограничиться только указанным слагаемым.

В работе [5] была сделана попытка связать физическую природу этого слагаемого с взаимной аннигиляцией дислокаций. Однако процессы аннигиляции важны только при высоких температурах. В то же время в реальном дислокационном ансамбле имеются и другие механизмы, обеспечивающие наличие отрицательного нелинейного слагаемого в правой части (9.25). В первую очередь — это блокировка дислокационных источников упругими полями напряжений при достаточно высокой плотности дислокаций. Для биологических популяций подобное слагаемое соответствует конкурентной борьбе за выживание, в частности за свободную территорию. В определенной степени эти ситуации являются аналогичными. Но для дислокационного ансамбля величина A должна зависеть от напряжения, в чем и проявляется его специфика по сравнению с другими популяциями.

Вид зависимости $A(\sigma)$ можно найти из условия, что дислокационные источники работают, т. е. $\dot{\rho} \geq 0$, только при $\sigma \geq \sqrt{\rho}$. В области же $\sigma < \kappa\sqrt{\rho}$ величина $\dot{\rho}$ становится отрицательной. Однако, если не учитывать аннигиляции дислокаций, плотность дислокаций может только расти или оставаться неизменной. Таким образом, когда $\sigma < \kappa\sqrt{\rho}$,

уравнение (9.24) становится неприменимым, и в этом случае необходимо а priori считать, что $\dot{\rho} = 0$. В результате получаем, что $A\tau = \kappa^2/\sigma^2$. Тогда при $\dot{\epsilon} = \text{const}$ уравнение (9.24) в безразмерных величинах (9.11) принимает вид

$$\frac{d\tilde{\rho}}{d\tilde{\epsilon}} = \frac{\tilde{\rho}}{\tilde{\epsilon}_\tau} \left(1 - \frac{\tilde{\rho}}{\tilde{\sigma}^2} \right), \quad \tilde{\sigma} \geq \sqrt{\tilde{\rho}}, \quad (9.25)$$

$$\frac{d\tilde{\rho}}{d\tilde{\epsilon}} = 0, \quad \tilde{\sigma} < \sqrt{\tilde{\rho}},$$

где соотношение

$$\dot{\epsilon}_\tau = \dot{\epsilon} \tau \quad (9.26)$$

связывает характерную деформацию ϵ_τ с временем τ .

Таким образом, для полного описания эволюции дислокационного ансамбля необходимо совместно решать уравнения (9.12) и (9.25). Следует подчеркнуть, что при учете конечного времени работы дислокационных источников уравнения (9.25) заменяют соотношение (9.14, б), тогда как (9.14, а) сохраняется. При этом можно ожидать, что соотношение (9.14, б) будет выполняться асимптотически при достаточно больших деформациях, когда $\epsilon \gg \epsilon_\tau$.

Приведенный выше конкретный вид уравнения (9.25), которое описывает размножение дислокаций вследствие работы источников, нельзя считать вполне однозначным. Здесь использована лишь одна из возможных интерполяций. Однако в любом случае такое уравнение должно, во-первых, носить пороговый характер, т. е. скорость роста должна обращаться в нуль (или быть достаточно малой) при напряжениях меньше некоторого характерного и плавно (например степенным образом) расти начиная с этого порога. Во-вторых, это уравнение должно учитывать, что имеется некоторое характерное время рождения (размножения) дислокаций. При этом можно показать, что для достаточно широкого класса таких уравнений физический характер полученных решений практически не зависит от вида уравнений. Отметим также, что зависимость порогового напряжения от плотности дислокаций не обязательно должна иметь корневой характер, как это было использовано при выводе уравнения (9.25), а характерное время τ (и

соответственно характерная деформация ϵ_τ) может являться функцией действующего напряжения. С учетом сделанных замечаний перейдем к анализу влияния конечного времени подстройки плотности дислокаций ρ к действующему напряжению σ на вид деформационных кривых.

9.3.2. ДЕФОРМАЦИОННЫЕ КРИВЫЕ

Система уравнений, описывающих эволюцию дислокационного ансамбля для диаграммы-луч, принимает вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\tilde{\rho}}{d\epsilon} &= \epsilon_{c'} \left(1 - \frac{d\tilde{\sigma}}{d\epsilon} \right), \\ \frac{d\tilde{\rho}}{d\epsilon} &= \frac{\tilde{\rho}}{\epsilon_\tau} \left(1 - \frac{\tilde{\rho}}{\tilde{\sigma}^2} \right), \end{aligned} \right\} \quad \tilde{\sigma} \geq \sqrt{\tilde{\rho}}, \quad (9.27)$$

$$d\tilde{\rho}/d\epsilon = 0, \quad \tilde{\sigma} < \sqrt{\tilde{\rho}},$$

$$\tilde{\sigma} = \epsilon, \quad \epsilon < \epsilon_0.$$

Поведение функций $\tilde{\sigma}(\epsilon)$ и $\tilde{\rho}(\epsilon)$ и их взаимная подстройка существенно зависят от соотношения между параметрами $\epsilon_{c'}$ и ϵ_τ (см. рис. 9.4). В случае, когда $\epsilon_{c'} \gg \epsilon_\tau$, следует ожидать быстрой подстройки плотности дислокаций к действующему напряжению. Действительно, как видно из рис. 9.4, а, условие $\tilde{\sigma} \equiv \sqrt{\tilde{\rho}}$ выполняется практически сразу вслед за выполнением условия $\epsilon \geq \epsilon_0$. При этом величина $\sqrt{\tilde{\rho}}$ несколько меньше, чем $\tilde{\sigma}$, а их разность при $\epsilon \gg \epsilon_{c'}$ равна

$$\tilde{\sigma} - \sqrt{\tilde{\rho}} \equiv \frac{1}{2} \tilde{\sigma} \frac{\epsilon_\tau}{\epsilon} \ll \tilde{\sigma}. \quad (9.28)$$

Именно условие $\epsilon_{c'} \gg \epsilon_\tau$ в предельном случае соответствует мгновенной подстройке, рассмотренной в разделе 9.2.

Существенно иной может быть ситуация для больших значений ϵ_τ . Типичное поведение $\tilde{\sigma}(\epsilon)$ и $\sqrt{\tilde{\rho}(\epsilon)}$ в этом случае показано на рис. 9.4, б. Обращает на себя внимание воз-

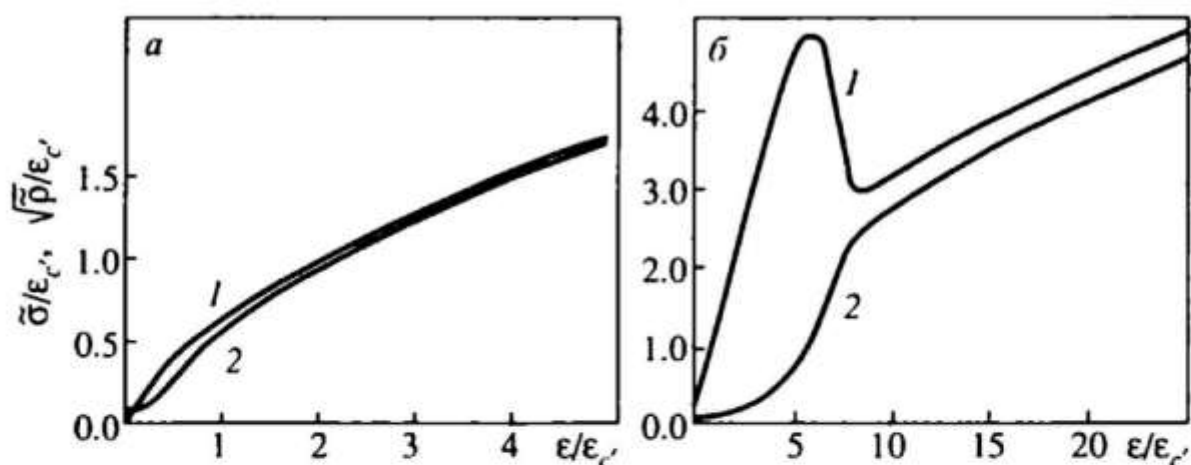


Рис. 9.4. Зависимость от деформации действующего напряжения $\tilde{\sigma}/\epsilon_{c'}$ (1) и корня из плотности дислокаций $\sqrt{\tilde{\rho}}/\epsilon_{c'}$ (2) при $\epsilon_{\tau}/\epsilon_{c'} = 0.1$ (а) и $\epsilon_{\tau}/\epsilon_{c'} = 1.1$ (б) ($\epsilon_0/\epsilon_{c'} = 0.09$)

никновение немонотонной зависимости $\tilde{\sigma}(\epsilon)$, которое может быть объяснено следующим образом. Вследствие медленной работы дислокационных источников, плотность дислокаций, необходимая, чтобы обеспечить заданное значение величины $\dot{\epsilon}$, достигается лишь спустя некоторое время, т. е. при деформациях, больших или порядка ϵ_{τ} . А до этого заданное значение $\dot{\epsilon}$ обеспечивается в основном за счет упругой деформации и напряжение принимает достаточно большие значения $\tilde{\sigma}_m \equiv \epsilon_{\tau}$. При деформациях, больших ϵ_{τ} , происходит указанная подстройка и зависимость $\tilde{\sigma}(\epsilon)$, в соответствии с (9.19), приобретает вид $\tilde{\sigma} = \sqrt{\epsilon\epsilon_{c'}}$. В

результате из-за перехода от линейной упругой части кривой $\tilde{\sigma}(\epsilon)$ к параболической напряжение с ростом ϵ должно упасть ниже $\tilde{\sigma}_m$, если характерные деформации ϵ_{τ} и $\epsilon_{c'}$ сравнимы по величине.

Набор деформационных кривых при различных значениях параметра $\epsilon_{\tau}/\epsilon_{c'}$ показан на рис. 9.5,а. Оказалось, что максимум на кривой $\tilde{\sigma}(\epsilon)$ начинает появляться уже при $\epsilon_{\tau}/\epsilon_{c'} \approx 0.3$, а величина максимума, как и следовало ожидать, увеличивается с ростом величины $\epsilon_{\tau}/\epsilon_{c'}$.

Аналогичные кривые, являющиеся решением системы уравнений (9.27) при различных значениях начальной плотности дислокаций $\tilde{\rho}_0$, представлены на рис. 9.5,б. Видно, что при уменьшении $\tilde{\rho}_0$ величина максимума существенно увеличивается. Такое поведение, хорошо известное, например, в полупроводниках [11, 12], обусловлено тем, что при

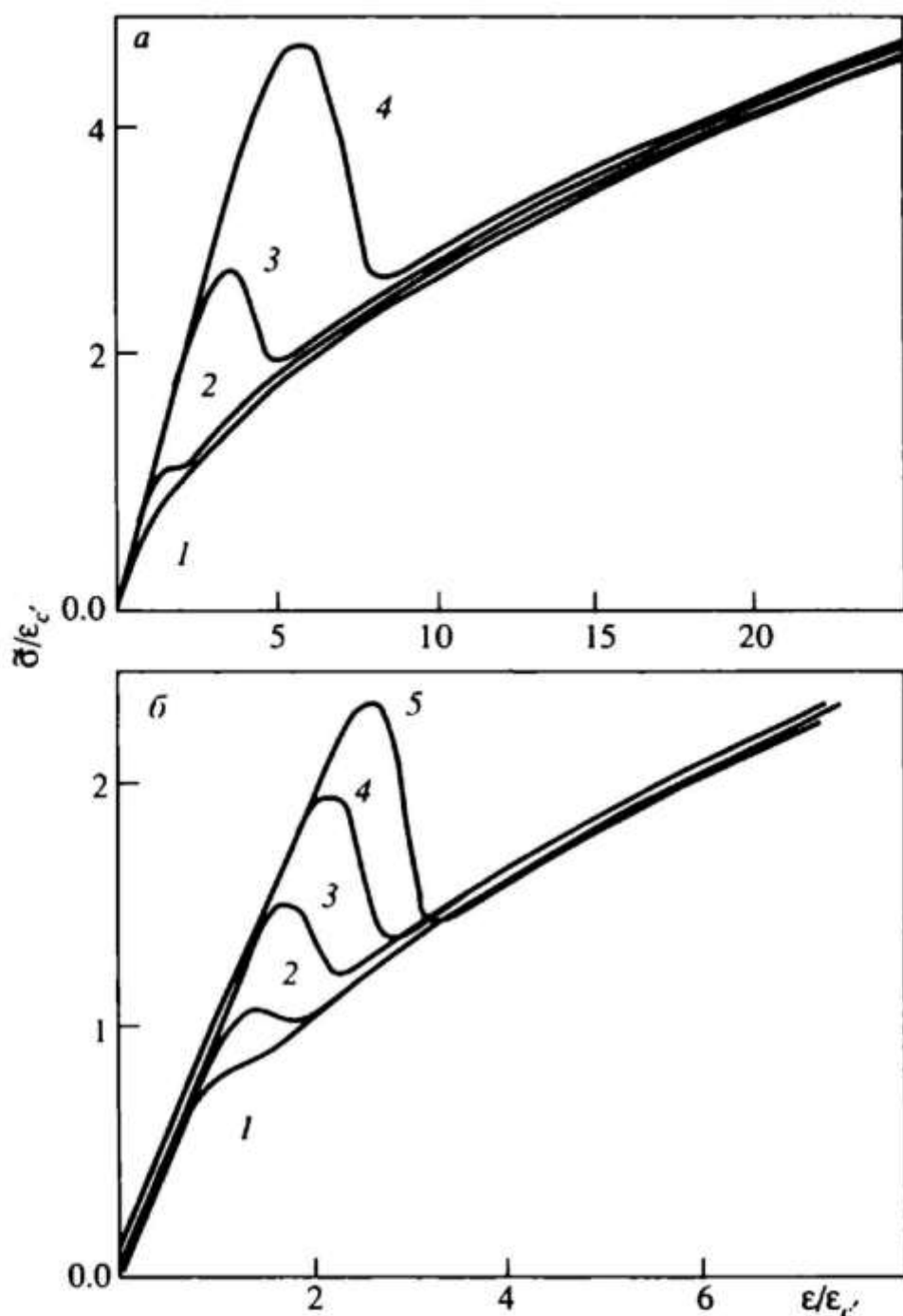


Рис. 9.5. Поведение деформационных кривых для диаграммы-луч при различных характеристиках работы дислокационных источников (а) и начальной плотности дислокаций (б).

а — ϵ_c/ϵ_c : 1 — 0.1; 2 — 0.3; 3 — 0.7; 4 — 1.1 ($\sqrt{\rho_0}/\epsilon_c = 0.09$); б — $\sqrt{\rho_0}/\epsilon_c$: 1 — 0.09; 2 — $0.9 \cdot 10^{-2}$; 3 — $0.9 \cdot 10^{-3}$; 4 — $0.9 \cdot 10^{-4}$; 5 — $0.9 \cdot 10^{-5}$; ($\epsilon_c/\epsilon_c = 0.2$)

малой начальной плотности дислокаций необходимо большее время для того, чтобы произошел существенный рост дислокационной популяции, который обеспечил бы заданную скорость деформации $\dot{\epsilon}$.

Кроме того, это объясняет, почему максимум на деформационных кривых (см. рис. 9.5,а) возникает уже при ϵ_c , меньшем, чем ϵ_c . Действительно, эффективную деформа-

цию $\epsilon_{\tau}^{\text{eff}}$, необходимую для подстройки плотности дислокаций к действующему напряжению, можно представить в виде

$$\epsilon_{\tau}^{\text{eff}} \approx \epsilon_{\tau} \ln(\epsilon_c^2 / \tilde{\rho}_0) > \epsilon_{\tau}, \text{ если } \tilde{\rho}_0 \ll \epsilon_c^2. \quad (9.29)$$

Увеличение $\epsilon_{\tau}^{\text{eff}}$ с уменьшением $\tilde{\rho}_0$ приводит к “затягиванию” упругой части деформационной кривой и, следовательно, к росту величины максимума, которая примерно равна $\epsilon_{\tau}^{\text{eff}}$. Условие же появления немонотонного хода кривой $\tilde{\sigma}(\epsilon)$ принимает вид $\epsilon_{\tau}^{\text{eff}} \cong \epsilon_c$, т. е. $\epsilon_{\tau} \approx \epsilon_c / \ln(\epsilon_c^2 / \tilde{\rho}_0)$. В результате максимум начинает наблюдаться при значениях ϵ_{τ} , меньших ϵ_c .

Фактически, из (9.29) непосредственно следует, что протяженность упругой части кривой $\tilde{\sigma}(\epsilon)$ растет при уменьшении $\tilde{\rho}_0$, что не совпадает с зависимостью, вытекающей из (9.14) и обсуждаемой выше. Однако это лишь кажущееся противоречие. Действительно, в случае быстрой работы источников (раздел 9.2) упругая деформация продолжается до значения ϵ_0 , при котором выполняется соотношение

$\tilde{\sigma}_0 = \sqrt{\tilde{\rho}_0}$. При медленной же работе источников после того,

как это условие выполнено, упругая деформация еще продолжается почти до значения $\tilde{\sigma}_m$. Для приведенных на рис. 9.5,б кривых $\tilde{\sigma}_0 / \epsilon_c \leq 0.09$, тогда как $\tilde{\sigma}_m / \epsilon_c \geq 1$.

“Затягивание” упругой части деформационной кривой вследствие крайне низкой начальной дислокационной плотности, действительно, наблюдалось при испытании как полупроводниковых усов [6], так и нитевидных металлических кристаллов, что будет детально обсуждаться в следующей главе.

Как следует из приведенных выше оценок с учетом определения (9.26) параметра ϵ_{τ} , величина максимума на кривой $\tilde{\sigma}(\epsilon)$ растет, а условия его возникновения становятся более благоприятными при увеличении скорости деформации $\dot{\epsilon}$, при увеличении характерного времени τ работы дислокационных источников, а также при уменьшении начальной плотности дислокаций $\tilde{\rho}_0$.

При учете $s \rightarrow g$ превращений (диаграмма-лепесток) необходимо в системе (9.27) вместо первого уравнения использовать следующее:

$$\frac{d\tilde{\rho}}{d\epsilon} = \epsilon_c \left(1 - \frac{d\tilde{\sigma}}{d\epsilon} \right) - \frac{\tilde{\rho}}{\epsilon_s}. \quad (9.30)$$

Тогда, если $\epsilon_c, \epsilon_t \ll \epsilon_s$, то деформационное поведение в области $\epsilon < \epsilon_s$ мало отличается от рассмотренного выше случая долгоживущих барьеров. Затем с ростом ϵ деформационная кривая проходит стадию параболического упрочнения и выходит на плато, как и без учета конечного времени работы источников (см. раздел 9.2). Если же, напротив, $\epsilon_t \geq \epsilon_s$, то на деформационной кривой будет наблюдаться хорошо выраженный максимум и последующий выход на плато (без стадии параболического упрочнения). Однако с дальнейшим ростом параметра ϵ_t/ϵ_c на деформационной кривой возникает “срыв” и значение напряжения начинает падать ниже плато. В конечном счете указанное поведение (как и отмеченное в разделе 9.2) связано с используемым выше предположением, что пластическое течение отсутствует при $\tilde{\sigma} < \sqrt{\tilde{\rho}}$.

Зависимость хода деформационных кривых от параметра ϵ_t при сравнимых значениях ϵ_s и ϵ_c представлена на рис. 9.6. Хорошо видно, как с ростом параметра ϵ_t/ϵ_c на деформационной кривой появляется максимум. Величина максимума, как уже отмечалось выше, пропорциональна значению ϵ_t , которое, согласно (9.27), пропорционально величинам $\dot{\epsilon}$ и τ . Как видно из рис. 9.6, при используемых значениях параметров кривые 1—4 выходят на одно и то же плато,

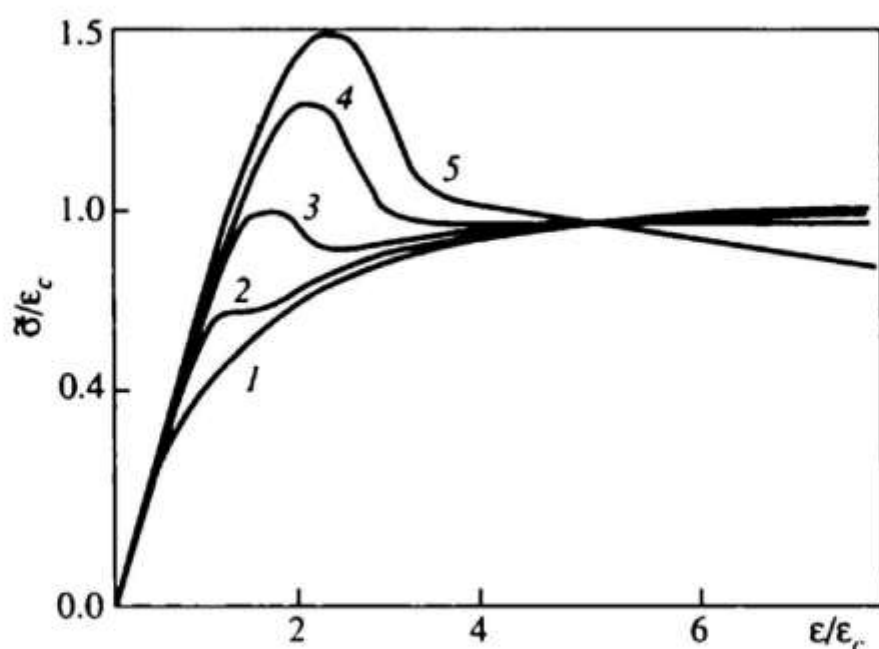


Рис. 9.6. Поведение деформационных кривых для диаграммы-лепесток.

ϵ_t/ϵ_c : 1 — 0.1; 2 — 0.2; 3 — 0.3; 4 — 0.4; 5 — 0.45 ($\epsilon_s/\epsilon_c = 1$, $\sqrt{\tilde{\rho}_0}/\epsilon_c = 0.09$)

определяемое выражением (9.22). Упоминаемый выше “срыв” возникает, когда $\epsilon_t/\epsilon_c \geq 0.45$ (см. кривую 5).

Из рис. 9.5,б и 9.6 видно, что немонотонная зависимость $\tilde{\sigma}(\epsilon)$ может наблюдаться как при превращениях дислокаций в долгоживущие барьеры, так и в короткоживущие. Однако в обоих случаях зависимость величины максимума от ϵ оказалась значительно более сильной, чем наблюдаемая экспериментально. Это связано с тем, что не учитывается зависимость параметров ϵ_t , ϵ_c , ϵ_s , ϵ_r от напряжения. В этом смысле ситуация аналогична обсуждаемой выше (раздел 9.2) для высоты плато.

При анализе поведения дислокационного ансамбля, который описывается диаграммой типа луч-лепесток, наиболее существенным является вопрос о смене доминирующих превращений в процессе пластической деформации. Как говорилось выше, необходимость в таком рассмотрении возникает при описании поведения реальных систем, где всегда имеется несколько типов барьеров, но преодоление (или разрушение) некоторых из них может быть весьма быстрым, так что они вообще могут не проявлять себя в процессе деформации.

Легко показать, что вклад в суммарное напряжение за счет $g \rightarrow s'$ превращений превосходит вклад за счет $g \leftrightarrow s$ превращений при достаточно больших деформациях, удовлетворяющих условию: $\epsilon\epsilon_{c'} \gg \epsilon_s\epsilon_c$. Учет конечного времени работы источников приводит к тому, что любые дислокационные превращения становятся существенными лишь при значениях ϵ , превышающих ϵ_t . Поэтому очевидно, что $g \leftrightarrow s$ превращения становятся ненаблюдаемыми, если выполняется условие

$$\epsilon_t\epsilon_{c'} \gg \epsilon_s\epsilon_c. \quad (9.31)$$

Естественно, что в этом случае мы возвращаемся к диаграмме-лучу, рассмотренной выше. Поскольку величины, входящие в (9.31), зависят от температуры, скорости деформации, ориентации монокристалла и т. д., то при изменении указанных параметров могут изменяться условия наблюдаемости тех или иных дислокационных превращений.

Как показал проведенный выше анализ, предлагаемый подход достаточно хорошо отражает качественную картину пластической деформации и дает возможность получить типичный ход деформационных кривых.

Однако используемое в настоящей работе условие, что при $\sigma < \kappa\sqrt{\rho}$ пластическое течение вообще отсутствует, т. е. $\dot{\rho} = 0$, является слишком жестким. В частности, именно с этим связана невозможность рассмотреть для диаграммы-лепестка случай очень высокой начальной плотности дислокаций (раздел 9.2) и потеря устойчивости решения системы при больших значениях параметра ϵ_t/ϵ_c (раздел 9.3). Естественным представляется снять указанное условие и рассматривать его как некоторое приближение, иначе говоря, учесть размытие условия протекания дислокаций сквозь дислокационный каркас. Можно полагать, что это позволит устранить указанные трудности.

Кроме того, одним из наиболее важных вопросов при рассмотрении процессов пластической деформации является анализ напряжения, необходимого для включения дислокационных источников. Это особенно актуально для интерметаллидов с аномальной температурной зависимостью предела текучести. Поэтому напряжение включения дислокационных источников также должно быть соответствующим образом включено в рассматриваемую схему.

РАЗМЫТИЕ УСЛОВИЙ ПЛАСТИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ

Развивая подход, изложенный в предыдущей главе, и вводя пороговые напряжения, определяющие начало пластического течения, мы предлагаем простой способ учесть размытие этого порога [1, 2]. В результате удастся рассмотреть некоторые экстремальные варианты деформационного поведения системы, связанные либо с высокой начальной плотностью дислокаций, либо с возникновением максимума типа зуба текучести на деформационных кривых. Показано хорошее согласие теоретических кривых с экспериментальными данными, полученными, в частности, для верхнего и нижнего пределов текучести в полупроводниках при изменении температуры, скорости деформации и начальной плотности дислокаций. В рамках предлагаемой схемы учтен также тот факт, что в некоторых веществах для начала пластического течения оказывается необходимым преодолевать определенное, также размытое, напряжение, связанное с блокировкой дислокационных источников. В результате удастся описать аномальную температурную зависимость предела текучести в интерметаллидах.

10.1. УРАВНЕНИЯ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ С УЧЕТОМ РАЗМЫТИЯ УСЛОВИЙ СВЯЗИ

Будем полагать для простоты, что в рассматриваемом кристалле действует один тип подвижных (g) и один тип неподвижных (s) дислокаций, которые испытывают взаимные $g \rightleftharpoons s$ превращения. Уравнения детального баланса для плотностей дислокаций в пространственно-однородной системе с учетом упругой части деформации

имеют форму (9.5). Для удобства повторим здесь условия связи

$$\dot{\epsilon}_{pl} = f b v \rho_g; \quad (10.1)$$

$$\sigma \geq \kappa \sqrt{\rho}, \quad \kappa = \alpha \mu b / f. \quad (10.2)$$

Условие (10.2) отражает тот факт, что подвижным дислокациям при их движении, а также дислокациям, которые рождаются источниками, необходимо преодолевать упругое противодействие ансамбля уже имеющихся дислокаций. Если же $\sigma < \kappa \sqrt{\rho}$, то ранее считалось, что пластическое течение вообще отсутствует. В этом случае выражение (10.1) могло быть справедливым только при выполнении условия (10.2).

Однако как аналитический, так и численный анализы системы уравнений, полученных с использованием условия (10.2), показывают, что в ряде случаев такая система либо становится неустойчивой, либо вообще не дает решений. Это связано с тем, что, как говорилось выше, соотношения (10.1), (10.2), определяющие начало пластического течения, оказываются достаточно жесткими. Мы попытались учесть размытие условий начала пластического течения, причем сделать это в наиболее простой форме. Для этого, принимая во внимание, что выражение (10.1) должно иметь место только в области пластического течения, умножим правую часть выражения (10.1) на некоторую квазиступенчатую функцию, которая близка к единице при $\sigma > \kappa \sqrt{\rho}$ и близка к нулю при $\sigma < \kappa \sqrt{\rho}$. В качестве модельной аппроксимации для такой функции в безразмерных переменных выберем функцию следующего вида:

$$S(x) = (1 + \exp(-x - 2))^{-1}. \quad (10.3)$$

Поскольку начало пластического течения должно иметь место при $\sigma^2 \approx \kappa^2 \rho$, то переменную x естественно выбрать в виде

$$x = (\sigma^2 - \kappa^2 \rho) / \sigma_r^2,$$

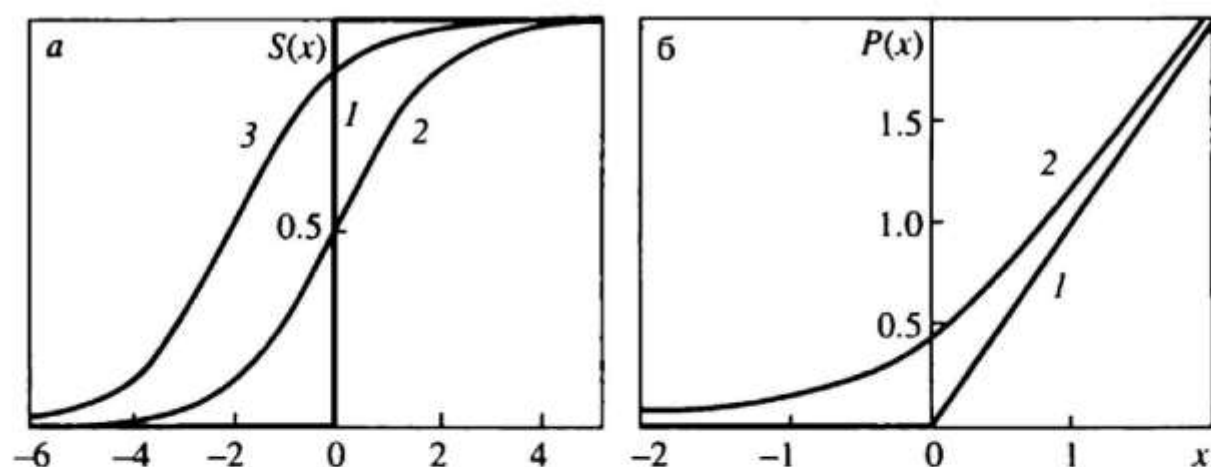


Рис.10.1. Размытие условий пластического течения:
 а: 1 — ступенчатая функция, 2 — функция $(1 + \exp(-x))^{-1}$, 3 — функция $S(x)$; б: 1 — функция $P_0(x)$, 2 — функция $P(x)$

где величина σ_r^2 как раз и определяет ширину размытия соотношения $\sigma^2 \approx \kappa^2 \rho$.

Смещение показателя экспоненты в (10.3) по сравнению с обычным фермиевским связано здесь со стремлением по возможности сохранить использованное ранее значение порогового напряжения: $\sigma^2 = \kappa^2 \rho$. При этом на указанном пороге, т. е. когда $x = 0$, с достаточной степенью точности выполняется условие $S(x) \equiv 1$. Общий характер поведения функции $S(x)$, которая определяет размытие порогового напряжения, показан на рис. 10.1,а вместе со ступенчатой функцией и обычной фермиевской функцией $(1 + \exp(-x))^{-1}$.

Подчеркнем, что для того, чтобы последовательно учесть наличие порогового напряжения начала пластического течения, на функцию включения $S(x)$ следует умножить также частоты превращений, которые входят в уравнения баланса, и, в частности, в правые части системы уравнений (9.5). Мы учли здесь это обстоятельство и соответствующим образом модифицировали выражения, приведенные в [2].

Сам вид функции “размытия” $S(x)$ в (10.3) можно считать универсальным для различных материалов. Иной выбор выражения для квазиступенчатой функции не должен существенно изменить полученные ниже результаты. В качестве подгоночных параметров при рассмотрении разных веществ естественно считать ширину размытия σ_r^2 , а также параметр α в (10.2).

В результате выражение для скорости пластического течения (10.1) следует переписать в виде

$$\dot{\epsilon}_{pl} = f b v \rho_s S(x), \quad x = (\sigma^2 - \kappa^2 \rho) / \sigma_r^2. \quad (10.4)$$

Запишем введенное нами выше нелинейное дифференциальное уравнение (9.24), которое описывает размножение дислокаций:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\rho}{\tau} \left(1 - \frac{\kappa^2 \rho}{\sigma^2} \right). \quad (10.5)$$

Первое слагаемое в скобках описывает обычный рост дислокационной популяции. Второе слагаемое, нелинейное по ρ , описывает тот факт, что по мере стремления величины σ к значению $\kappa\sqrt{\rho}$ работа дислокационных источников оказывается все более затрудненной вследствие действия полей упругих напряжений, создаваемых уже имеющимся дислокационным каркасом.

Следует отметить, что уравнение (10.5) считалось справедливым лишь при выполнении условия (10.2). При выполнении же условия $\sigma < \kappa\sqrt{\rho}$ считалось, что плотность дислокаций остается неизменной, т. е. $d\rho/dt = 0$. Чтобы формально описать такое поведение с помощью безразмерной величины x , определенной (10.4), можно ввести функцию с изломом $P_0(x)$, которая равна x при $x \geq 0$ и нулю при $x < 0$ (рис. 10.1,б). Тогда уравнение (10.5) уже при произвольных значениях σ может быть записано в форме

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\rho \sigma_r^2}{\tau \sigma^2} P_0(x). \quad (10.6)$$

В соответствии с введенным выше размытием порогового напряжения, функция $P_0(x)$ также должна быть размыта. При этом, поскольку при напряжениях, которые существенно выше напряжения начала пластического течения, по-прежнему должно выполняться уравнение (10.5), функцию $P_0(x)$ следует заменить в (10.6) на функцию $P(x)$, для которой должны выполняться условия: $P(x) \cong x$ при $x \gg 1$ и $P(x) \cong 0$ при $(-x) \gg 1$. В качестве одной из возможных аппроксимаций для $P(x)$ удобно выбрать следующую:

$$P(x) = \left(\frac{x}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{x^2 + 1} \right) S(x). \quad (10.7)$$

Функция $P(x)$ в (10.7) удовлетворяет перечисленным выше требованиям и ее вид показан на рис. 10.1,б. Необходимость же введения функции размытия $S(x)$ в (10.7) связана с тем, что функция в скобках недостаточно быстро стремится к нулю при $x \rightarrow -\infty$. Положительная определенность функции $P(x)$ и соответственно производной dp/dt обусловлена тем, что здесь, как и ранее, не учитывается возможность уменьшения плотности дислокаций. Такое уменьшение может быть связано, например, с выходом дислокаций из кристалла или с их взаимной аннигиляцией¹.

Снова отметим, что вид функции $P(x)$, в принципе, может быть различным для разных материалов. Однако, поскольку указанные выше аппроксимации для этой функции должны сохраняться, некоторые изменения ее явного вида не должны существенно сказаться на характере полученных результатов и выводов. При этом ширина размытия, естественно, должна быть разной для различных веществ.

Принимая во внимание все указанное выше, можно получить замкнутую систему двух дифференциальных уравнений первого порядка, которая описывает весь процесс деформации, включая переход от упругой области к пластической. Эта система содержит, во-первых, упомянутое выше, но модифицированное с учетом функции размытия $S(x)$ уравнение детального баланса для плотностей подвижных и неподвижных дислокаций, а во-вторых, уравнение (10.6) размножения дислокаций (с заменой функции $P_0(x)$ на $P(x)$). В результате получаем

$$\begin{cases} \frac{d\rho}{d\varepsilon} = \frac{1}{bf\Lambda} \left(1 - \frac{1}{\mu} \frac{d\sigma}{d\varepsilon} \right) - \frac{\rho}{\varepsilon_s} S(x), \\ \frac{d\rho}{d\varepsilon} = \frac{\rho \sigma_r^2}{\varepsilon_r \sigma^2} P(x), \end{cases} \quad (10.8)$$

¹Вообще говоря, нетрудно учесть возможность уменьшения плотности дислокаций, добавив в систему уравнений баланса дополнительное слагаемое и дополнительное уравнение, которые описывают уход дислокаций, т. е. их превращение в состояния, которые не вносят вклад в общую плотность дислокаций ρ . Проведенный при этом анализ показал, что полученные ниже результаты практически никак не изменятся из-за описываемого уравнением (10.6) постоянного действия дислокационных источников в процессе пластической деформации, что в конце концов и обеспечивает подстройку дислокационной плотности ρ к действующему напряжению.

$$\epsilon_s = \dot{\epsilon} / v_{sg}, \quad \epsilon_\tau = \dot{\epsilon} \tau, \quad (10.9)$$

где величины ϵ_s и ϵ_τ — характерные деформации; Λ — длина свободного пробега дислокации g -типа; v_{sg} — частота разблокировки дислокации s -типа. При выводе системы уравнений (10.8) было учтено, что при динамическом нагружении, когда $\dot{\epsilon} = \text{const}$, имеет место соотношение $d\rho/dt = \epsilon d\rho/d\epsilon$.

Для дальнейшего анализа систему уравнений (10.8) оказывается удобным переписать в безразмерных переменных:

$$\begin{cases} \frac{d\tilde{\rho}}{d\epsilon} = \epsilon_c \left(1 - \frac{d\tilde{\sigma}}{d\epsilon} \right) - \frac{\tilde{\rho}}{\epsilon_s} S(x), \\ \frac{d\tilde{\rho}}{d\epsilon} = \frac{\tilde{\rho}\tilde{\sigma}_r^2}{\epsilon_\tau \tilde{\sigma}^2} P(x), \quad x = (\tilde{\sigma}^2 - \tilde{\rho})/\tilde{\sigma}_r^2, \end{cases} \quad (10.10)$$

где введены следующие обозначения:

$$\tilde{\rho} = \rho \alpha^2 b^2 / f^2, \quad \tilde{\sigma} = \sigma / \mu, \quad \tilde{\sigma}_r^2 = \sigma_r^2 / \mu^2, \quad \epsilon_c = \alpha^2 f^3 b \Lambda^{-1}. \quad (10.11)$$

Выражения (10.8), (10.10) модифицированы по сравнению с приведенными в [2] с учетом тех поправок, о которых говорилось выше.

Параметр ϵ_c в уравнениях (10.10) определяет переход на деформационной кривой от упругой части к пластической. В дальнейшем мы используем ϵ_c в качестве характерного масштаба при построении деформационных кривых. Как показано выше, при $\epsilon_c \ll \epsilon_s$ именно напряжение $\tilde{\sigma} \approx \epsilon_c$ может быть определено как предел текучести. Затем с ростом деформации имеет место стадия упрочнения, которая носит параболический характер: $\tilde{\sigma} = \sqrt{\epsilon \epsilon_c}$ (если пренебречь зависимостью величины ϵ_c от напряжения). В результате параметр ϵ_c определяет также коэффициент упрочнения. Наконец, при $\epsilon > \epsilon_s$ напряжение выходит на плато:

$$\tilde{\sigma}_p = \sqrt{\epsilon_s \epsilon_c}. \quad (10.12)$$

Если же выполняется условие $\epsilon_c > \epsilon_s$, то напряжение $\sigma(\epsilon)$ выходит на плато без стадии параболического упрочнения.

В этом случае именно величина $\tilde{\sigma}_p$ играет роль предела текучести (см. рис. 9.2). Дальнейшее упрочнение, которое, как правило, наблюдается на экспериментальных кривых $\sigma(\epsilon)$, связано с различными типами неразрушаемых дислокационных барьеров и может быть описано путем включения в схему дополнительных $g \rightarrow g'$ превращений.

Такой ход деформационных кривых имеет место в случае быстрой подстройки плотности дислокаций к действующему напряжению ($\epsilon_t \ll \epsilon_c$). В случае же медленной подстройки на деформационных кривых появляются области с немонотонной зависимостью напряжения от деформации, типа зуба текучести. При этом большое влияние на ход деформационных кривых оказывает значение начальной плотности дислокаций ρ_0 .

Однако, как отмечалось выше, анализ деформационных кривых встречается с рядом трудностей, особенно при экстремальных значениях параметров рассматриваемой системы. Ниже будут рассматриваться случаи как очень высокой, так и очень низкой начальной плотности дислокаций ρ_0 , а также большого времени τ , т. е. медленной работы дислокационных источников.

10.2. АНАЛИЗ ФОРМЫ ДЕФОРМАЦИОННЫХ КРИВЫХ

10.2.1. ВЫСОКАЯ НАЧАЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ ДИСЛОКАЦИЙ

Рассмотрим случай высокой начальной плотности дислокаций, когда $\sqrt{\rho_0} > \tilde{\sigma}_p$, где $\tilde{\sigma}_p$ определяется (10.12). Ранее (см. главу 9) этот случай не удавалось рассмотреть, поскольку считалось, что при пластическом течении должно выполняться условие (10.2). Тогда при высокой начальной плотности дислокаций скорость пластической деформации $\dot{\epsilon}_p$, которая определяется выражением (10.1), оказывалась больше, чем заданная скорость деформации $\dot{\epsilon}$. Только размытие порогового напряжения, которое, как видно из (10.4), понижает величину $\dot{\epsilon}_p$, позволяет описать пластическую деформацию и в случае высоких значений ρ_0 .

На рис. 10.2 представлен полученный численным решением системы уравнений (10.10) ход деформационных кривых при различных значениях параметра размытия $\tilde{\sigma}_r$ в

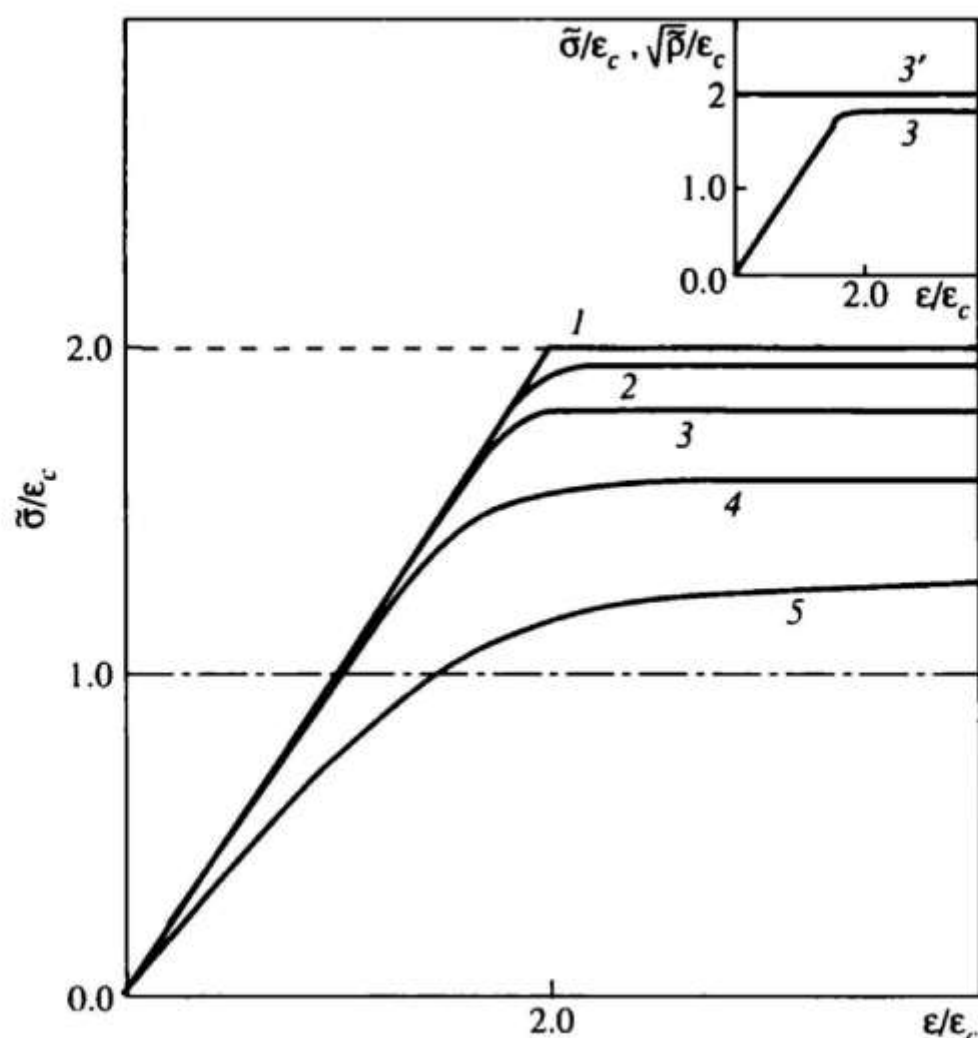


Рис. 10.2. Деформационные кривые при $\sqrt{\tilde{\rho}_0} > \tilde{\sigma}_p$ и разных значениях параметра размытия.

$\tilde{\sigma}_r/\epsilon_c$: 1 — 0.1; 2 — 0.3; 3 — 0.5; 4 — 0.7; 5 — 0.9 ($\epsilon_p/\epsilon_c = 1$, $\epsilon_r/\epsilon_c = 0.3$); пунктирная линия $\sqrt{\tilde{\rho}_0}/\epsilon_c = 2$; штрих-пунктирная $\tilde{\sigma}_p/\epsilon_c = 1$; на вставке — зависимость от деформации величин $\tilde{\sigma}/\epsilon_c$ (3) и $\sqrt{\tilde{\rho}}/\epsilon_c$ (3') при $\tilde{\sigma}_r/\epsilon_c = 0.5$

случае, когда $\sqrt{\tilde{\rho}_0} > \tilde{\sigma}_p$. Здесь же приведены прямые линии, соответствующие выбранным значениям этих величин. Как видно из рис. 10.2, при малых значениях параметра размытия $\tilde{\sigma}_r$ напряжение $\tilde{\sigma}$ с ростом деформации выходит на значения, близкие к $\sqrt{\tilde{\rho}_0}$. При увеличении параметра $\tilde{\sigma}_r$ соответствующие предельные значения падают, оставаясь выше, чем $\tilde{\sigma}_p$, но меньше, чем $\sqrt{\tilde{\rho}_0}$. На вставке к рис. 10.2 при одном из значений $\tilde{\sigma}_r$ показан ход величин $\tilde{\sigma}$ и $\sqrt{\tilde{\rho}}$. От-

четливо видна инверсия взаимного хода величин $\tilde{\sigma}$ и $\sqrt{\tilde{\rho}}$ по сравнению с полученным ранее. В отсутствие размытия всегда имело место соотношение $\tilde{\sigma} > \sqrt{\tilde{\rho}}$, причем асимптотически, при больших значениях деформации, происходило сближение $\tilde{\sigma}$ и $\sqrt{\tilde{\rho}}$. В рассматриваемом же здесь случае указанное неравенство изменилось на противоположное. Именно такая инверсия за счет размытия порогового напряжения и обеспечивает возможность описания деформационного поведения при высокой начальной плотности дислокаций. Отметим также еще одну особенность хода деформационных кривых в случае, когда $\sqrt{\tilde{\rho}_0} > \tilde{\sigma}_p$: существенное изменение величины $\tilde{\sigma}_p$ (10.12) относительно мало влияет на ход деформационных кривых. Асимптотическое же сближение величин $\tilde{\sigma}$ и $\sqrt{\tilde{\rho}}$ в рассматриваемом случае может иметь место лишь при учете либо аннигиляции дислокаций, либо еще одного типа дислокационных превращений, когда подвижные дислокации могут превращаться в неразрушаемые барьеры s' -типа.

10.2.2. МАКСИМУМ НА КРИВОЙ $\sigma(\epsilon)$

Учет размытия порогового напряжения существенно важен и в тех случаях, когда зависимость $\sigma(\epsilon)$ является не-монотонной, а именно $\sigma(\epsilon)$ при малых деформациях имеет максимум типа “зуба текучести”. При малой величине максимума соответствующие деформационные кривые были получены в предыдущей главе как при уменьшении начальной плотности дислокаций ρ_0 , так и при увеличении характерной деформации ϵ_* . С ростом деформации ϵ увеличиваются как величины $\tilde{\sigma}$, так и $\sqrt{\tilde{\rho}}$ (см. рис. 9.4), причем на начальной (упругой) стадии напряжение растет значительно сильнее, чем плотность дислокаций. Затем, после максимума, напряжение начинало падать и имело место асимптотическое сближение величин $\tilde{\sigma}$ и $\sqrt{\tilde{\rho}}$, но при сохранении

неравенства $\tilde{\sigma} > \sqrt{\tilde{\rho}}$ (см. рис. 9.5 и 9.6). Однако при дальнейшем росте величины максимума, т. е. либо при уменьшении ρ_0 , либо при увеличении ϵ_r , происходила потеря устойчивости решений системы уравнений (см. рис. 9.6). Ниже будет показано, каким образом удастся преодолеть эту трудность.

На рис. 10.3 представлен набор деформационных кривых, полученных численным решением системы уравнений (10.10) при различных значениях параметров ρ_0 (а), ϵ_r , ϵ_s (б). Видно, что с уменьшением ρ_0 величина максимума $\tilde{\sigma}_{\max}$ (верхний предел текучести) растет. Это связано с тем, что, чем меньше ρ_0 , тем большее время требуется для того, чтобы дислокационные источники могли обеспечить заданную скорость деформации $\dot{\epsilon}$, и тем больше протяженность упругой части деформационной кривой. С ростом деформации наступает момент, когда плотность дислокаций становится достаточной для того, чтобы обеспечить заданное значение $\dot{\epsilon}$. В этот момент напряжение начинает падать, но плотность дислокаций продолжает расти и может стать избыточной, т. е. обеспечивать большее значение $\dot{\epsilon}_p$ по сравнению с заданной скоростью деформации $\dot{\epsilon}$. Чтобы этого не произошло, напряжение $\tilde{\sigma}$ должно упасть и стать меньше, чем значение $\sqrt{\tilde{\rho}}$. Один из вариантов взаимного хода величин $\tilde{\sigma}$ и $\sqrt{\tilde{\rho}}$, который имеет место при возникновении больших максимумов на деформационных кривых, и который не удастся описать без учета размытия, представлен на вставке к рис. 10.3,а. Видно, что особенно сильное расхождение между величинами $\tilde{\sigma}$ и $\sqrt{\tilde{\rho}}$ имеет место в упругой области. Затем по мере роста деформации эти величины асимптотически сближаются при инверсном соотношении: $\tilde{\sigma} < \sqrt{\tilde{\rho}}$. Оценки показывают, что инверсный ход величин $\tilde{\sigma}$ и $\sqrt{\tilde{\rho}}$ наблюдается, если величина максимума превосходит величину $\tilde{\sigma}_p$ не менее, чем в полтора раза. На рис. 10.3,а также видно, что при разных значениях начальной плотности дислокаций, но одинаковых значениях остальных пара-

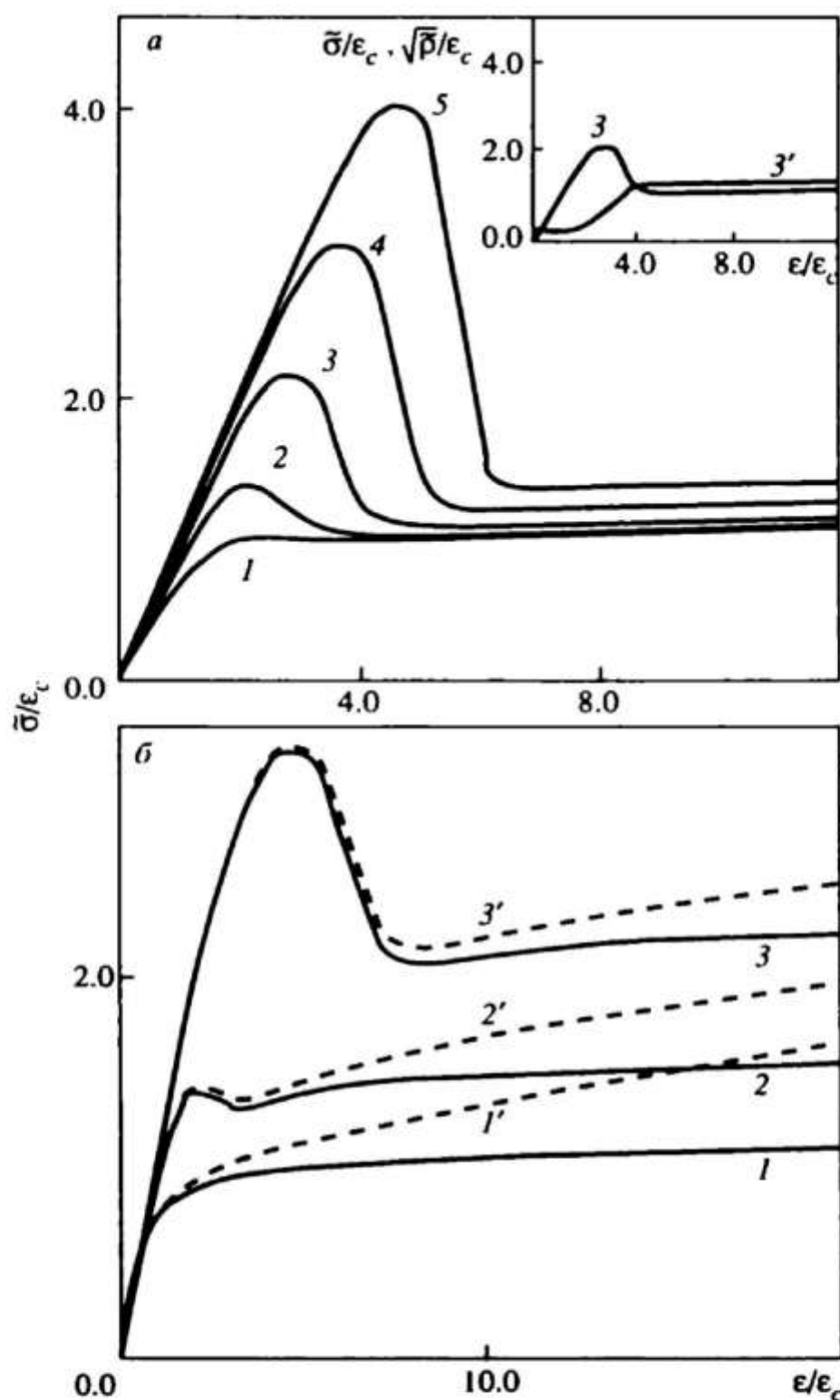


Рис. 10.3. Поведение деформационных кривых при различных значениях начальной плотности дислокаций (а) и параметров ϵ_s и ϵ_c (б).

а — $\bar{\rho}_0/\epsilon_c^2$: 1 — 0.3; 2 — 0.06; 3 — 0.012; 4 — 0.0024; 5 — 0.00048; $\epsilon_f/\epsilon_c = 1$, $\epsilon_s/\epsilon_c = 0.6$, $\bar{\sigma}_0/\epsilon_c = 0.5$; на вставке — зависимость от деформации величин $\bar{\sigma}/\epsilon_c$ (3) и $\sqrt{\bar{\rho}}/\epsilon_c$ (3') при $\bar{\rho}_0/\epsilon_c^2 = 0.012$;

б:	Кривая	ϵ_f/ϵ_c	ϵ_s/ϵ_c
	1	0.3	0.1
	2	0.675	2.25
	3	1.52	5.06

$\bar{\rho}_0/\epsilon_c^2 = 0.1$; $\bar{\sigma}_0/\epsilon_c = 0.1$; пунктирные кривые 1'—3' соответствуют тем же значениям параметров, но с учетом дополнительного $g \rightarrow s'$ превращения ($\epsilon_s/\epsilon_c = 0.1$)

метров, с ростом деформации все кривые, описывающие ход напряжения, выходят почти на одно и то же плато, величина которого близка к $\tilde{\sigma}_p$ (нижний предел текучести) и слабо растет при уменьшении ρ_0 .

Описанное здесь поведение деформационных кривых с хорошо выраженным максимумом в области предела текучести, действительно, достаточно часто наблюдается, например в специально выращенных материалах с малой начальной плотностью дислокаций (и соответственно дислокационных источников). При этом происходит сильное “затягивание” упругой части. Наиболее высокий максимум на деформационной кривой наблюдался для нитевидного кристалла меди [3], где максимальное напряжение больше, чем на порядок, превосходило асимптотическое значение напряжения при больших степенях деформации (рис. 10.4). На рис. 10.5 приведены деформационные кривые для кремния при разных значениях начальной плотности дислокаций [4]. Как видно из кривых, приведенных на рис. 10.5, величина максимума растет при уменьшении ρ_0 . Сравнение расчетных кривых (см. рис. 10.3,а) с экспериментальными (см. рис. 10.4 и 10.5) показывает, что деформационное поведение различных материалов достаточно хорошо описывается с помощью развиваемых здесь представлений.

Другая возможность для роста величины максимума на деформационной кривой состоит в увеличении параметра ϵ_r , который связан соотношением (10.9) с характерным временем τ работы дислокационных источников. На рис. 10.3,б показан ход деформационных кривых при одновременном росте параметров ϵ_r и ϵ_s . Видно, что с увеличением параметра ϵ_s растет величина $\tilde{\sigma}_p$ в соответствии с (10.12), а с ростом параметра ϵ_r — растет величина $\tilde{\sigma}_{\max}$.

Для сравнения на рис. 10.6 приводятся экспериментальные данные [4] по деформа-

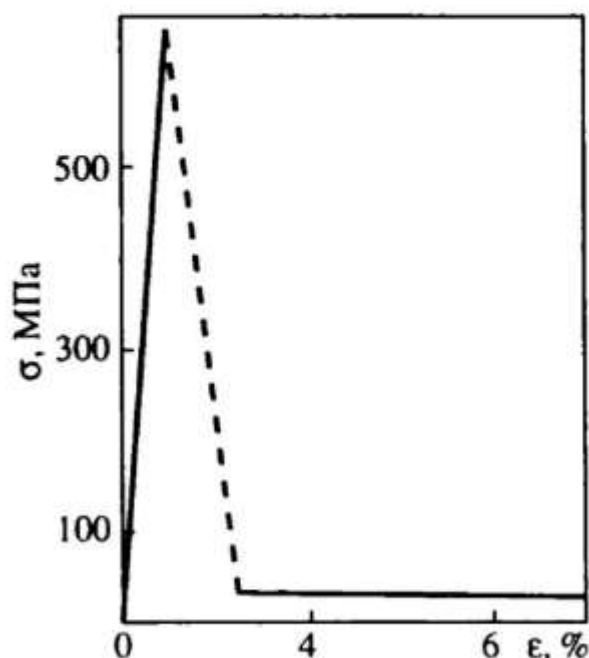


Рис. 10.4. Деформационная кривая, полученная при испытании нитевидного кристалла меди при комнатной температуре [3]

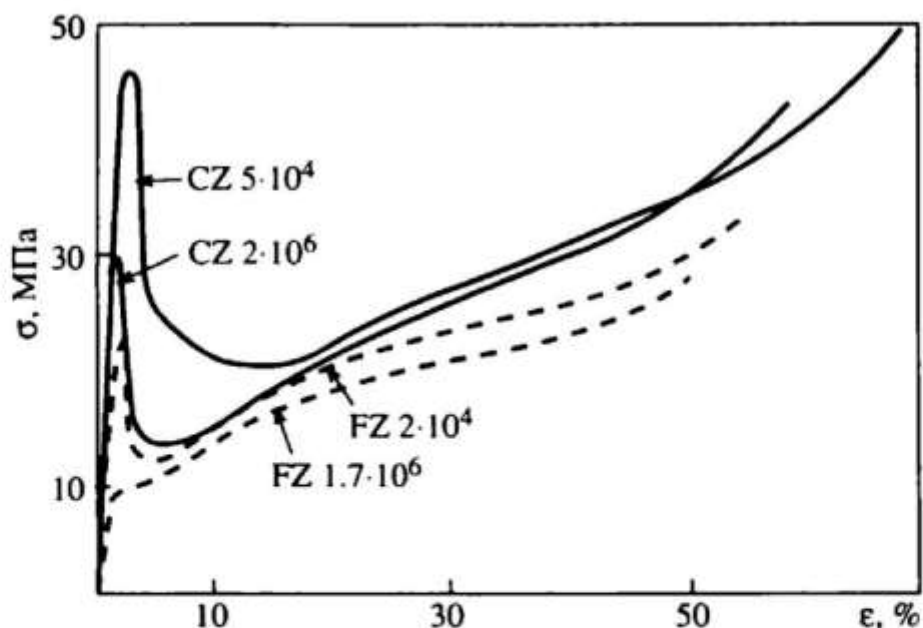


Рис. 10.5. Деформационные кривые для кристаллов кремния при низкой начальной плотности дислокаций ρ_0 , $T = 800^\circ\text{C}$, $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{ c}^{-1}$; FZ-метод плавающей зоны, CZ-метод Чохральского, цифры у кривых — значения ρ_0 [4]

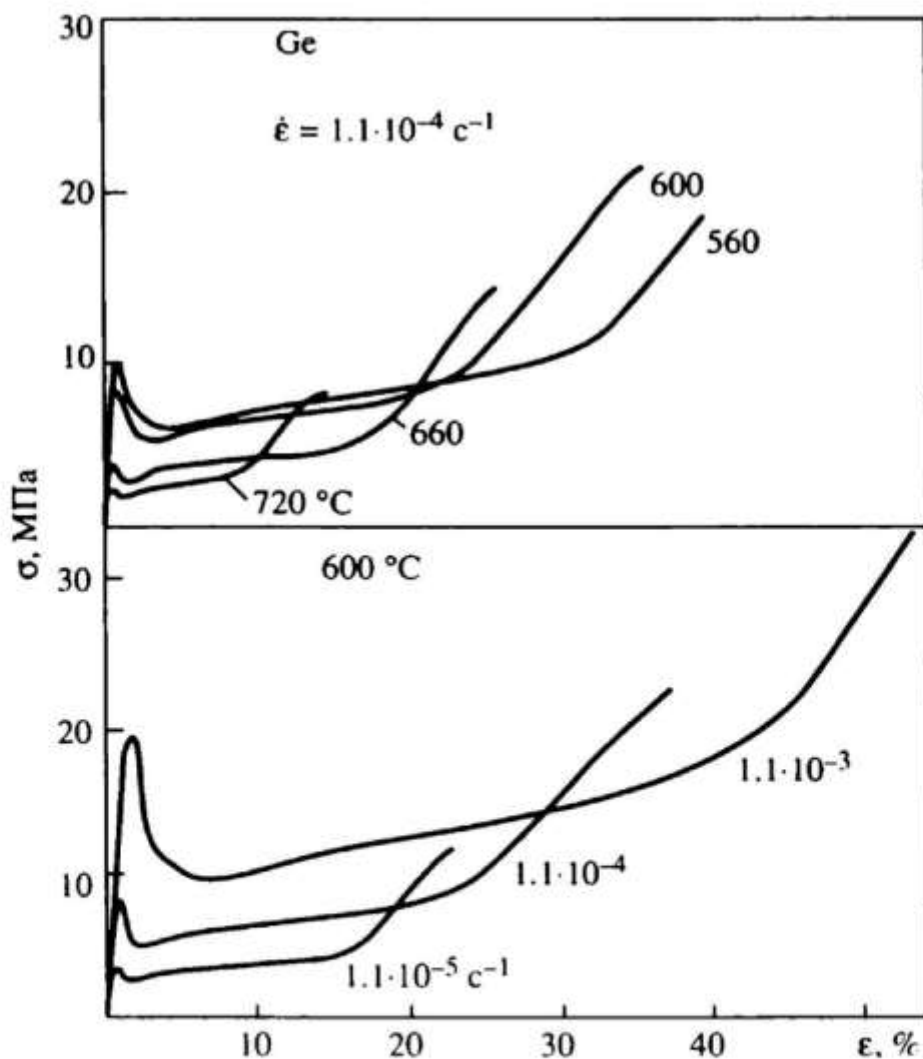


Рис. 10.6. Деформационные кривые в Ge при изменении температуры и скорости деформации [4]

ции кристаллов Ge при различных значениях температуры и величины $\dot{\epsilon}$. Из сравнения кривых видно, что значения верхнего и нижнего предела текучести достаточно сильно растут как при понижении температуры, так и при увеличении скорости деформации. Это типичная зависимость, которая была получена и для других полупроводников (см. [3], глава 9).

Если сравнивать теоретические результаты (см. рис. 10.3,б), полученные при изменении параметров ϵ_t , ϵ_s , и экспериментальные данные (см. рис. 10.6), то можно говорить об их качественном согласии. Действительно, рост параметров ϵ_t и ϵ_s , определяемых (10.9), может быть обеспечен за счет увеличения $\dot{\epsilon}$, что очевидно. Очевидно также возрастание ϵ_s с уменьшением температуры, что обусловлено экспоненциальным падением частоты $s \rightarrow g$ превращений v_{sg} вследствие их термоактивированного характера. Увеличение же с понижением температуры величины ϵ_t , а стало быть, и характерного времени размножения дислокаций τ , свидетельствует о термоактивированном характере работы дислокационных источников в полупроводниках, а также в других материалах, имеющих верхний предел текучести.

Имеются, однако, и некоторые расхождения в ходе экспериментальных и теоретических кривых. Одно из них связано с тем, что теоретические кривые (см. рис. 10.3,б, кривые 1—3) имеют плато, а на экспериментальных кривых чаще всего сразу за нижним пределом текучести начинается стадия упрочнения. Такое расхождение удастся устранить, если учесть, что помимо разрушаемых дислокационных барьеров s -типа, которые рассматриваются здесь, имеются и неразрушаемые барьеры s' -типа. На рис. 10.3,б приведена серия деформационных кривых ($1'—3'$) при тех же значениях параметров, что и кривые 1—3, но с учетом также $g \rightarrow s'$ превращений. При этом параметр $\epsilon_{c'}$ связан соотношением, аналогичным (10.11), с длиной свободного пробега, соответствующей $g \rightarrow s'$ превращению. Кривые $1'—3'$ получены при одном и том же значении величины $\epsilon_{c'}$.

Другое расхождение связано с тем, что экспериментально наблюдаемые зависимости величин $\tilde{\sigma}_{\max}$ и $\tilde{\sigma}_p$ от температуры и скорости деформации оказываются значительно более слабыми, чем теоретические. Эти вопросы будут рассмотрены в следующем разделе.

Значение $\tilde{\sigma}_p$ величины плато, согласно (10.12), пропорционально $\sqrt{\rho}$, а величина максимума на деформационной кривой, как показано в предыдущей главе, $\propto \epsilon_t$. Поэтому, учитывая, что, согласно (10.9), ϵ_t и $\epsilon_s \propto \dot{\epsilon}$, можно было бы считать, что величина плато меняется $\propto \sqrt{\dot{\epsilon}}$, а величина пика $\propto \dot{\epsilon}$. Однако это справедливо, только если можно пренебречь зависимостью от напряжения тех величин, которые входят в определение параметров ϵ_t и ϵ_s . Речь идет в первую очередь о величинах v_{sg} и τ . С учетом указанной зависимости выражение (10.12), например, следует рассматривать как уравнение для определения величины $\tilde{\sigma}_p$.

Сам вид системы уравнений (10.10) и основные качественные выводы, связанные, в частности, с возникновением максимумов на деформационных кривых, при учете зависимости некоторых параметров этой системы от напряжения, естественно, не изменится. Однако для решения уравнений (10.10) и нахождения явного вида зависимостей, например напряжения плато от скорости деформации или температуры, необходимо аппроксимировать в том или ином виде зависимость частоты v_{sg} от напряжения. Для этого естественно было бы использовать известное выражение:

$$v_{sg} = \tilde{v}_{sg} \exp[-(U_0 - \mu V \tilde{\sigma})/kT], \quad (10.13)$$

где U_0 — не зависящая от напряжения часть энергии активации, V — активационный объем, а величину $\tilde{v}_{sg}$ можно считать не зависящей от температуры и напряжения (см. [1], глава 8). Однако ниже мы будем использовать в основном модифицированное выражение [5]:

$$v_{sg} = v_{sg}^{(0)} \exp(-U_0/kT) 2sh(\mu V \tilde{\sigma}/kT). \quad (10.14)$$

Использование выражения (10.14) представляется нам более предпочтительным, поскольку в (10.14), в отличие от (10.13), частота разблокировки v_{sg} стремится к нулю при малых внешних напряжениях $\tilde{\sigma}$, что является более естественным с физической точки зрения. В то же время (10.14)

совпадает с (10.13) при достаточно больших напряжениях, когда $\mu V \tilde{\sigma}_p / kT \gg 1$.

Из (10.12) с учетом (10.9) и (10.14) получаем уравнение для определения напряжения плато $\tilde{\sigma}_p$:

$$(\mu V \tilde{\sigma}_p / kT)^2 = \frac{\dot{\epsilon}}{\dot{\epsilon}_0} sh^{-1}(\mu V \tilde{\sigma}_p / kT), \quad (10.15)$$

где

$$\dot{\epsilon}_0 = \dot{\tilde{\epsilon}}_0 \exp(-U_0/kT), \quad \dot{\tilde{\epsilon}}_0 = \frac{2\tilde{v}_{sg}}{\epsilon_c} \left(\frac{kT}{\mu V} \right)^2. \quad (10.16)$$

Отметим, что введенная здесь характерная (зависящая от температуры) скорость пластической деформации $\dot{\epsilon}_0$ имеет достаточно универсальный характер и в значительной степени определяется не явным видом выражения для частоты превращения v_{sg} ((10.13) или (10.14)), а лишь существованием активационного объема V .

Из уравнения (10.15) сразу видно, что при малых скоростях деформации, когда $\dot{\epsilon} \ll \dot{\epsilon}_0$, выполняется условие $\mu V \tilde{\sigma}_p / kT \ll 1$, так что решение уравнения (15) имеет следующий вид:

$$\mu V \tilde{\sigma}_p / kT = \sqrt[3]{\dot{\epsilon} / \dot{\epsilon}_0}, \quad (10.17)$$

т. е. $\tilde{\sigma}_p$ пропорционально корню кубическому из величины $\dot{\epsilon}$.

При достаточно больших $\dot{\epsilon}$, когда $\dot{\epsilon} \gg \dot{\epsilon}_0$, выполняется условие $\mu V \tilde{\sigma}_p / kT \gg 1$. В этом случае зависимость $\tilde{\sigma}_p$ от $\dot{\epsilon}$ имеет логарифмический характер и может быть записана в форме, которая аналогична полученной Зегером [6]:

$$\sigma_p = \frac{1}{V} \left(U_0 - kT \ln \frac{\dot{\tilde{\epsilon}}_0}{\dot{\epsilon}} \right), \quad \dot{\epsilon} \gg \dot{\epsilon}_0. \quad (10.18)$$

Таким образом, как видно из (10.17), (10.18), учет зависимости энергии активации от напряжения, действительно, приводит к более слабой, по сравнению с $\sqrt{\dot{\epsilon}}$, зависимости напряжения $\tilde{\sigma}_p$ (нижнего предела текучести) от $\dot{\epsilon}$. Анало-

гичным образом можно показать, что зависимость напряжения $\tilde{\sigma}_{\max}$ (верхнего предела текучести) от $\dot{\epsilon}$ также является более слабой, в частности логарифмической, что обычно и наблюдается экспериментально. Подобный анализ может быть проведен и для нахождения зависимости верхнего и нижнего предела текучести от температуры.

10.4. РАЗМЫТИЕ НАПРЯЖЕНИЯ ВКЛЮЧЕНИЯ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ИСТОЧНИКОВ

Аномальная температурная зависимость, т. е. рост предела текучести с температурой, составляет особенность деформационного поведения интерметаллидов. Считается установленным, что такая аномалия связана с термоактивированными $g \rightarrow s$ превращениями дислокаций, происходящими либо в результате их перерасщепления в барьеры, либо в результате их блокировки в глубоких долинах Пайерлса.

Ранее нами было показано (см. главу 7), что для описания аномалий деформационного поведения интерметаллидов необходимо ввести, кроме (10.4), еще одно пороговое напряжение, а именно напряжение включения дислокационных источников σ_F . Это связано с тем, что уже на стадии размножения дислокации испытывают указанные выше $g \rightarrow s$ превращения. Поэтому для начала пластического течения действующее напряжение должно превысить значение σ_F , определяемое выражением (7.4). Отождествляя величину σ_F с пределом текучести, из (7.4) сразу получаем аномальную температурную зависимость предела текучести.

Однако одного качественного объяснения оказалось недостаточно для построения последовательной теории, поскольку величину σ_F приходилось рассматривать в качестве начального условия в уравнениях пластической деформации. Представляется поэтому необходимым ввести напряжение включения источников как второе пороговое напряжение в систему уравнений (10.10) и, кроме того, учесть размытие напряжения включения. Введем для этого размытую ступенчатую функцию $S_F(y)$. В качестве безразмерной переменной при этом оказывается удобным выбрать величину y , связанную с σ_F соотношением

$$y = (\tilde{\sigma} - \tilde{\sigma}_F) / \tilde{\sigma}_{r1}, \quad (10.19)$$

где величина $\tilde{\sigma}_{r1}$ описывает размытие напряжения включения источников, а $\tilde{\sigma}_F = \sigma_F/\mu$. В качестве простейшей аппроксимации для функции $S_F(y)$, которая должна стремиться к 1 при $y \gg 1$ и к 0 при $(-y) \gg 1$, можно выбрать следующую:

$$S_F(y) = (1 + \exp(-y))^{-1}. \quad (10.20)$$

В результате напряжение включения дислокационных источников естественным образом вводится в рассматриваемую здесь схему, если в уравнениях (10.10) произвести следующую замену:

$$\begin{cases} S(x) \rightarrow S(x)S_F(y), \\ P(x) \rightarrow P(x)S_F(y). \end{cases} \quad (10.21)$$

Следует отметить, что в том случае, когда величины размытия $\tilde{\sigma}_r$ и $\tilde{\sigma}_{r1}$ стремятся к нулю, условие пластического течения определяется следующим соотношением:

$\sigma \geq \max\{\kappa\sqrt{\rho}, \sigma_F\}$. При этом величину

$$\sigma_y = \max\{\kappa\sqrt{\rho_0}, \sigma_F\} \quad (10.22)$$

можно рассматривать как предел текучести.

На рис. 10.7 приведен ход деформационных кривых, полученных численно для системы уравнений (10.10) с учетом (10.21) при различных значениях напряжения включения $\tilde{\sigma}_F$, превышающих величину ϵ_c . Величины размытия $\tilde{\sigma}_r$ и $\tilde{\sigma}_{r1}$, а также характерная деформация ϵ_r , определяющая время подстройки плотности дислокаций к действующему напряжению, полагаются здесь достаточно малыми. Параметр ϵ_r/ϵ_c выбран достаточно большим, чтобы можно было не учитывать обратные $s \rightarrow g$ превращения. Для интерметаллидов это является достаточно хорошим приближением при не слишком высоких температурах. Расчет проводился при совместном росте величин $\tilde{\sigma}_F$ и ϵ_c . На этом рисунке для кривых 1—3 начальная плотность дислокаций $\sqrt{\rho_0}$ выбрана малой, а для кривых 1'—3' — достаточно большой. Как видно из рис. 10.7 (кривые 1 — 3), с ростом $\tilde{\sigma}_F$ переход от упругой деформации к пластической происходит при все

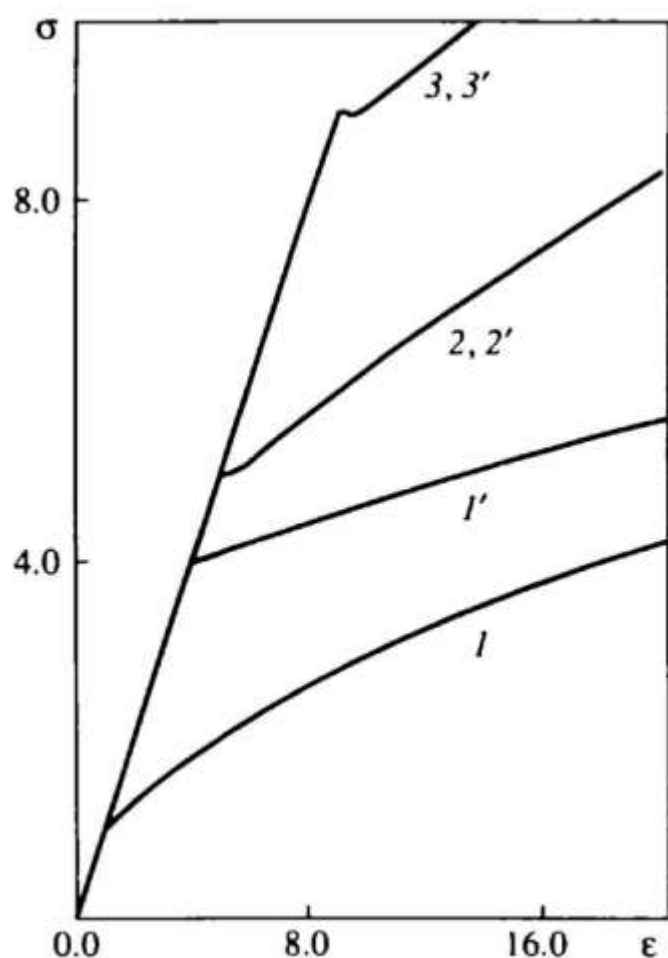


Рис. 10.7. Поведение деформационных кривых при увеличении параметров σ_F , ϵ_c и при различных значениях начальной плотности дислокаций.

$$\sqrt{\bar{\rho}_0} = 0.3 \text{ (1—3)}; \quad \sqrt{\bar{\rho}_0} = 4.0 \text{ (1'—3')};$$

Кривая	$\bar{\sigma}_F$	ϵ_c
1, 1'	1	1
2, 2'	3.0	2.5
3, 3'	7.0	5.5

все величины нормированы на начальное значение ϵ_c ($\epsilon_c = 1000$, $\epsilon_t = 0.01$, $\bar{\sigma}_F = 0.1$, $\bar{\sigma}_{t1} = 0.01$)

больших значениях напряжения, а с увеличением ϵ_c растет коэффициент упрочнения. Выше показано, что в интерметаллидах с ростом температуры величина $\bar{\sigma}_F$ возрастает.

ет. Поскольку длина свободного пробега Λ , определяющая в соответствии с (10.11) величину ϵ_c , уменьшается с повышением температуры, то значение ϵ_c должно при этом расти.

На рис. 2.5 приведены деформационные кривые для $Ni_3(Al, Ti)$ при различных температурах и скоростях деформации. Как видно из сравнения кривых, приведенных на рис. 2.5 и 10.7, теоретические кривые достаточно хорошо имитируют ход деформационных кривых в интерметаллидах при температурах ниже температуры T_p пика предела текучести. Из рис. 2.5 видно также, что при температурах выше T_p наблюдаются максимумы на деформационных кривых. Такое поведение аналогично наблюдаемому в полупроводниках (см. рис. 10.6) и было рассмотрено выше (см. рис. 10.3,б). Возникновение максимума на деформационной кривой, которое означает наличие верхнего и нижнего пределов текучести, связано, как уже говорилось выше, либо с большим временем работы дислокационных источников τ , либо с высокой скоростью деформации $\dot{\epsilon}$. Как в полупроводниках, так и в интерметаллидах при $T > T_p$, величина τ , по-видимому, имеет тот же порядок величины, что и время разблокировки неподвижных дислокаций, т. е. v_{sg}^{-1} . На деформационных кривых, приведенных на рис. 2.5, наблюдается при $T > T_p$ плато, тем-

пературная и скоростная зависимости которого находятся в качественном согласии с полученными выше результатами. Еще одна особенность хода деформационных кривых, также свойственная интерметаллидам, демонстрируется на рис. 10.7 (кривые $1'—3'$). Рассматривается случай, когда плотность дислокаций такова, что при низких температурах $\tilde{\sigma}_F$ меньше, чем $\sqrt{\tilde{\rho}_0}$, а при высоких температурах — больше. Видно, что в этом случае предел текучести хорошо описывается выражением (10.22).

В заключение отметим, что предложенный авторами книги подход (главы 8—10) дает возможность проанализировать и количественно описать особенности деформационного поведения самых разнообразных материалов, в которых носителями пластической деформации являются дислокации. Основу такого подхода составляет представление о дислокационном ансамбле как о некоторой популяции, внутри которой происходят как размножение дислокаций, так и их взаимные превращения. Поведение дислокационной популяции предлагается описывать посредством системы уравнений для плотностей дислокаций различных типов, которая включает в себя уравнения детального баланса и уравнение для размножения дислокаций. К характерным особенностям, отличающим дислокационную популяцию от других популяций, относится, в частности, то, что рост дислокаций ограничивается внутренними напряжениями, которые создают сами же дислокации. Существенным моментом развиваемого подхода является следующий: основные закономерности, такие как условия пластического течения, должны носить в той или иной степени размытый характер. Одну из наиболее важных характеристик всякой популяции — время размножения — можно оценить, используя экспериментальные кривые с немонотонной зависимостью действующего напряжения от деформации. Действительно, как показано выше, ширина и высота соответствующего максимума на деформационной кривой оказываются пропорциональными времени включения дислокационных источников. Дальнейшее развитие предлагаемого подхода связано с детальным сопоставлением теоретических и экспериментальных результатов в целях восстановления на этой основе микроскопических характеристик дислокационной популяции.

**РЕКОНСТРУКЦИЯ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО РЕЛЬЕФА
ДЛЯ ДИСЛОКАЦИЙ В ИНТЕРМЕТАЛЛИДАХ**

Немонотонная температурная зависимость предела текучести $\sigma_y(T)$ наблюдается при всех ориентировках как в Ni_3Al (см. главу 2), так и в TiAl (см. главу 3), хотя в последнем случае одни ориентировки благоприятны для сверхдислокаций, а другие — для одиночных дислокаций. При анализе этих данных основное внимание обычно обращалось на аномальный ход $\sigma_y(T)$. Но кривая $\sigma_y(T)$ имеет два экстремума и соответственно нормальный температурный ход в двух различных температурных интервалах: при низких температурах (область I) и при высоких (область III), причем в области I наблюдается слабое падение $\sigma_y(T)$ с температурой в Ni_3Al и сильное — в TiAl . При промежуточных температурах (область II) наблюдается аномальный ход $\sigma_y(T)$. Кроме того, как уже говорилось в главах 2, 3, коэффициент упрочнения $\theta(T)$ также имеет немонотонную зависимость, которая не повторяет зависимость $\sigma_y(T)$. Мы полагаем, что указанные особенности деформационного поведения связаны с переходами между возможными состояниями дислокаций и в первую очередь с теми переходами, которые являются термоактивированными. Выше исследованы различные формы дислокаций, как скользящих, так и заблокированных (многочисленные микрофотографии приведены в главах 2, 4, 5). Но для реконструкции потенциального рельефа необходимы представления не только о том, какие потенциальные ямы существуют для дислокаций, но и о том, какова их сравнительная глубина и сравнительная высота барьеров, их разделяющих. Сравнение кривых $\sigma_y(T)$ в TiAl с типичными кривыми для других материалов позволило реконструировать форму потенциального рельефа для дислокации в TiAl . Форма рельефа отражает существование двух типов ловушек для дислокаций (мелких и глубоких) и двух типов потенциальных барьеров: низ-

ких и высоких — для захвата дислокации в мелкие — и глубокие ловушки соответственно. Проведенная в [1—3] реконструкция потенциального рельефа представляет собой расширение сформулированной ранее (см. главу 4) концепции о многодолинном рельефе Пайерлса. Эти результаты излагаются в настоящей главе. После того, как восстановлена иерархия дислокационных превращений, становится возможным аналитическое описание немонотонной зависимости деформационных характеристик во всем температурном интервале, которое будет представлено в следующей главе.

11.1. ТИПИЧНЫЕ КРИВЫЕ $\sigma_y(T)$ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ МАТЕРИАЛОВ И ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ ДИСЛОКАЦИОННЫМИ СОСТОЯНИЯМИ

Процесс пластической деформации предлагается описывать как эволюцию дислокационной популяции, определяемую размножением дислокаций и испытываемыми ими превращениями, причем эти процессы происходят на фоне полей упругих напряжений дислокаций (см. главы 8—10). Превращения фактически представляют собой переходы между возможными состояниями дислокаций. Такие переходы между скользящими и заблокированными формами дислокаций (*glissile* $\leftrightarrow$ *sessile* переходы) впервые рассматривались Эске [4].

Естественно предположить, что дислокации рождаются скользящими. При этом, если энергия дислокации в скользящей (*g*) форме выше, чем в заблокированной (*s*) форме, то возможны $g \rightarrow s$ превращения. В результате этих превращений выигрыш в энергии дислокаций достигается ценой потери их подвижности. Обратные $s \rightarrow g$ превращения, которые возвращают дислокации в скользящую форму, обычно являются термоактивированными. Прямые $g \rightarrow s'$ превращения могут быть либо термоактивированными, либо атермическими. Среди $g \leftrightarrow s$ превращений необходимо выделить те, которые являются термоактивированными процессами. Именно эти превращения определяют температурную зависимость $\sigma_y(T)$.

На рис. 11.1 приведены типичные кривые $\sigma_y(T)$ для ряда материалов. На рис. 11.2 для этих же материалов схематически, в самой упрощенной форме, изображен предполага-

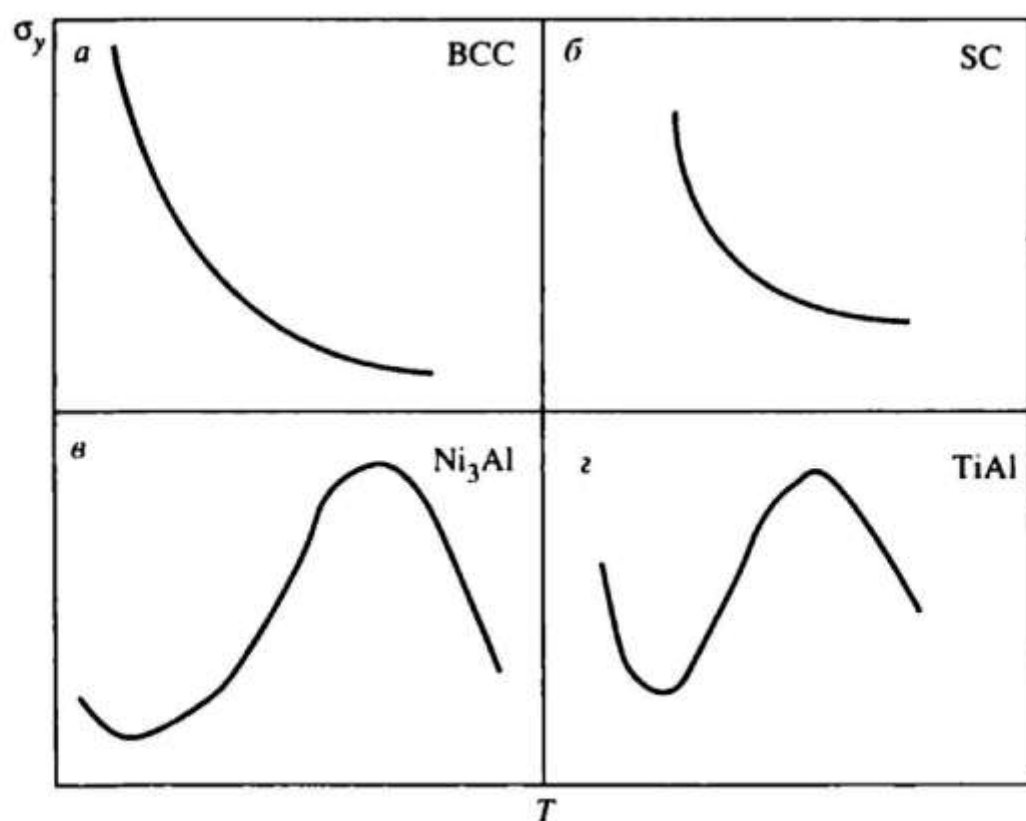


Рис. 11.1. Типичные кривые $\sigma_y(T)$ для различных материалов:
a — ОЦК-металл; *б* — полупроводник; *в* — Ni_3Al ; *з* — TiAl

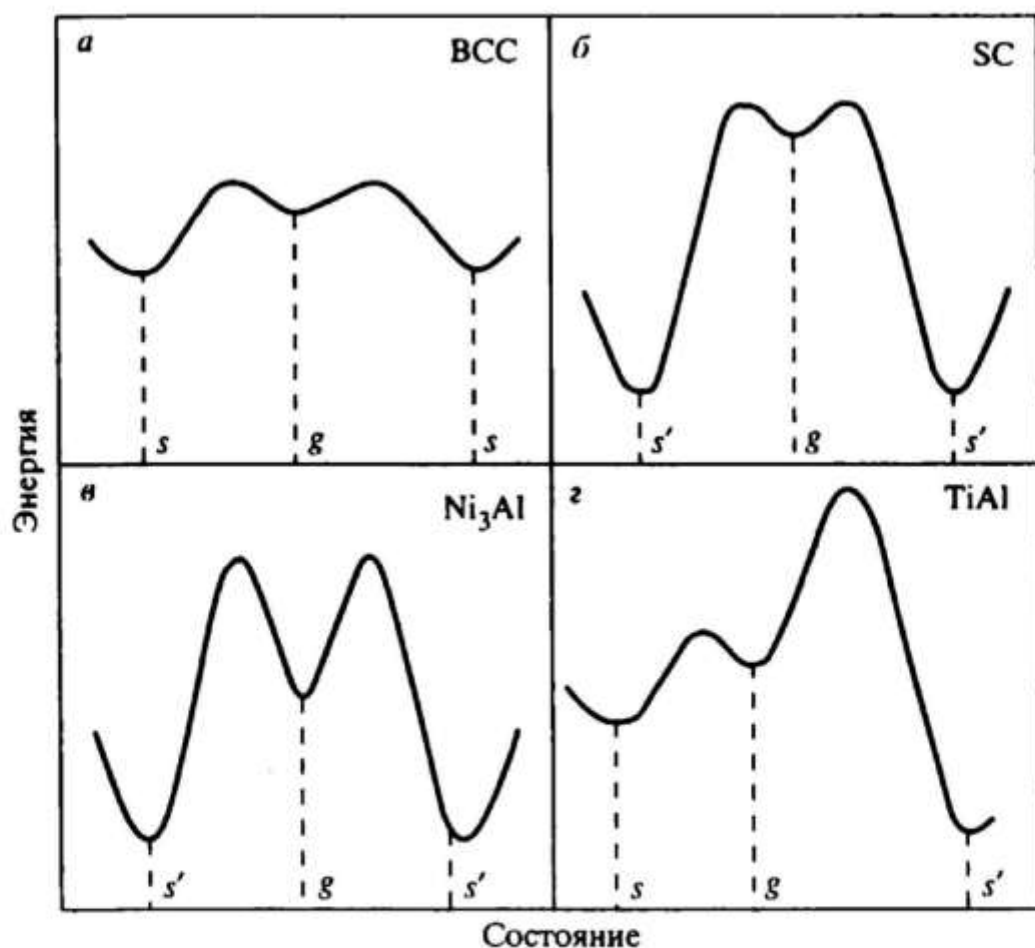


Рис. 11.2. Схематическое изображение потенциального рельефа для дислокаций в различных материалах:
a — ОЦК-металл; *б* — полупроводник; *в* — Ni_3Al ; *з* — TiAl

емый потенциальный рельеф, т. е. потенциальная энергия для различных состояний дислокации. Следствием того, что дислокация в скользящей форме имеет более высокую энергию, чем в заблокированной, является асимметрия потенциального барьера, разделяющего эти состояния: стенка потенциальной ямы для скользящей формы имеет меньшую высоту, чем для заблокированной.

Типичным для ОЦК-металлов является сильное падение $\sigma_y(T)$ с ростом температуры [5] (рис. 11.1, а). Считается установленным, что в ОЦК-металлах g - и s -состояниями являются соответственно плоская и некомпланарная конфигурации широкого ядра дислокации [6]. Именно термоактивированный $s \rightarrow g$ переход определяет наблюдаемую зависимость $\sigma_y(T)$. В отличие от этого, $g \rightarrow s$ переход не является термоактивированным. В противном случае наблюдался бы аномальный ход $\sigma_y(T)$, который сменялся бы нормальным при росте температуры.

Для полупроводников типично то, что пластическое течение начинает наблюдаться лишь при достаточно высоких температурах, причем $\sigma_y(T)$ имеет нормальный ход (рис. 11.1, б). В рассматриваемом случае $g \rightarrow s'$ переходы связаны с погружением дислокации в глубокую долину Пайерлса. Речь идет о частичных дислокациях определенной ориентации. Именно для них реконструкция ядра обеспечивает наилучшее "залечивание" оборванных (dangling) ковалентных связей (см. [3] глава 4).

Потенциальная яма для g -состояния в обоих случаях (рис. 11.2, а, б) настолько мелкая, что выход из нее не требует термической активации. В этих случаях говорить о потенциальной яме можно лишь условно. Потенциальная яма для s' -состояния (рис. 11.2, б) значительно глубже, чем для s -состояния (рис. 11.2, а). Поэтому $s' \rightarrow g$ переходы становятся возможными лишь при достаточно высоких температурах, что и определяет наблюдаемую температурную зависимость $\sigma_y(T)$ в полупроводниках.

Таким образом, общим для ОЦК-металлов и полупроводников является то, что блокировка дислокаций не требует термической активации, т. е. происходит практически спонтанно. Атермический характер блокировки дислокаций в ОЦК-металлах и полупроводниках подтверждается тем, что во всех многочисленных экспериментах никогда не наблюдался температурный пик $\sigma_y(T)$. Термоактивиро-

ванная разблокировка дислокаций приводит к нормальному температурному ходу $\sigma_y(T)$. Существенно большая в полупроводниках высота потенциального барьера, отделяющего заблокированную дислокационную форму от скользящей, является причиной того, что пластическое течение в полупроводниках начинается при более высоких температурах, чем в ОЦК-металлах.

Типичные кривые $\sigma_y(T)$ для Ni_3Al и TiAl приведены на рис. 11.1, в и 11.1, г соответственно. Для объяснения наблюдаемой температурной зависимости $\sigma_y(T)$ следует предположить, что потенциальный рельеф для дислокаций в интерметаллидах имеет более сложную форму (рис. 11.2, в, г), чем в указанных выше простых веществах. Имеется в виду, что в интерметаллидах даже при наличии одного типа (g) подвижных дислокаций существует два типа неподвижных дислокаций, которым соответствуют мелкие (s) и глубокие (s') потенциальные ямы. При этом дислокации некоторое время движутся только по рельефу с мелкими ямами, что обеспечивает некоторую длину свободного пробега λ , а затем "падают" в глубокую яму. Поэтому мелкие ямы должны быть повторены несколько раз в схематическом изображении рельефа для Ni_3Al и TiAl (это не сделано на рис. 11.2, в, г, чтобы не усложнять рисунок).

В Ni_3Al ямы s -типа оказываются очень мелкими. Соответственно барьеры, их разделяющие, легко преодолеваются, так что такой рельеф практически не сказывается на температурной зависимости предела текучести даже при низких температурах. Глубокие ямы s' -типа соответствуют заблокированной конфигурации Кира—Вильсдорфа. Такие барьеры возникают, как говорилось выше (см. главу 2), в результате перерасщепления сверхдислокации, происходящего путем ухода сверхчастичной в плоскость куба. В отличие от $g \rightarrow s$ переходов, для осуществления $g \rightarrow s'$ переходов необходимо преодоление достаточно высокого потенциального барьера, что осуществляется термоактивированным путем. Такие переходы требуют достаточно большого времени ожидания, в течение которого дислокация успевает совершить многочисленные $g \leftrightarrow s$ переходы. Отметим также большую асимметрию потенциального барьера, разделяющего g - и s' -состояния. Следствием этого является достаточно строгое соотношение между энергиями активации прямых ($g \rightarrow s'$) и обратных ($s' \rightarrow g$) перехо-

дов: $U_{gs'} < U_{s'g}$ (см. главу 2). В результате $g \rightarrow s'$ переходы определяют аномальный ход $\sigma_y(T)$ в области II, а $s' \rightarrow g$ переходы — нормальный ход $\sigma_y(T)$ в области III.

11.2. ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ РЕЛЬЕФ ДЛЯ ДИСЛОКАЦИЙ В TiAl

Проанализируем характер предполагаемого потенциального рельефа для дислокации в TiAl (рис. 11.2,з). Основное отличие от рассмотренного выше случая (рис. 11.2,в) заключается в том, что в TiAl потенциальные ямы s -типа оказываются не такими мелкими, как в Ni₃Al. В результате выход из них требует термической активации, что и определяет сильное падение $\sigma_y(T)$ с температурой в области I. При повышении температуры дислокации могут термоактивированным путем переходить в s' -состояния, но для этого, как и в рассмотренном выше случае, нужно большое время ожидания, в течение которого реализуются $g \leftrightarrow s$ переходы.

Рассмотрим сначала одиночную дислокацию. Предполагается, что $g \rightarrow s'$ переходы связаны с погружением дислокации в глубокие долины Пайерлса (см. [9], глава 4). Можно ожидать, что потенциальная яма s' -типа является глубокой, как и в полупроводниках (рис. 11.2,б). Но тогда возникает вопрос, каким должно быть g -состояние одиночной дислокации в TiAl для того, чтобы, в отличие от полупроводников, их блокировка в глубоких долинах Пайерлса требовала термической активации и приводила к аномальному ходу $\sigma_y(T)$. Более того, от выбора g -состояния зависит также и объяснение того, почему аномальный ход $\sigma_y(T)$ сменяется нормальным при низких температурах.

Мы полагаем, что в g -состоянии одиночная дислокация имеет широкое плоское ядро [7]. Тогда $g \rightarrow s$ переходы соответствуют перестройке плоского ядра в некомпланарное. Очевидна аналогия между $g \leftrightarrow s$ переходами в TiAl и ОЦК-металлах. Остается вопрос о выборе s' -состояния, в котором дислокация имеет наименьшую энергию. Именно этому состоянию соответствует глубокая долина Пайерлса. В отличие от полупроводников, здесь не идет речь о частичной дислокации, поскольку ТЭМ исследования показали, что одиночная дислокация нерасщеплена. Легкая реконструкция ядра, приводящая почти к полному “залечива-

нию" оборванных ковалентно-подобных Ti—Ti-связей, направленных вдоль $\langle 110 \rangle$, возможна лишь при выполнении определенных условий: винтовая ориентация, ось вдоль Ti—Ti-ряда, стянутая форма (см. главу 4). При этом проявилась специфика межатомных связей в TiAl: стянутая форма, которая обычно имеет более высокую энергию, здесь имеет наименьшую. Пульсация широкого ядра дислокации, происходящая с помощью термических флуктуаций, приводит к локальному сужению ядра. Такие случайные изменения структуры ядра фиксируются в том случае, когда сужение ядра испытывает винтовой сегмент. Таким путем происходит термоактивированная блокировка дислокации с узким ядром в глубокой долине Пайерлса.

Как показано выше, из g -состояния возможны переходы двух типов: $g \rightarrow s$ и $g \rightarrow s'$. Другими словами, в TiAl потенциальная яма, соответствующая g -состоянию, имеет стенки разной высоты: низкая — для $g \rightarrow s$ перехода в некомпланарное широкое ядро и высокая — для $g \rightarrow s'$ перехода в стянутую дислокацию, локализованную в глубокой долине Пайерлса. Такая форма потенциальной ямы отражает существенное различие между $g \rightarrow s$ и $g \rightarrow s'$ превращениями: $g \rightarrow s$ перестройка широкого ядра не требует его сужения, но это необходимо для $g \rightarrow s'$ погружения дислокации в глубокую долину Пайерлса.

Таким образом, при ориентировках, благоприятных для одиночных дислокаций, немонотонная зависимость $\sigma_y(T)$ обусловлена следующими термоактивированными превращениями: нормальный ход при низких температурах (область I) определяется $s \rightarrow g$ превращениями широкого ядра из некомпланарной формы в плоскую; аномальный ход при промежуточных температурах (область II) определяется $g \rightarrow s'$ превращениями дислокации с широким ядром в стянутую дислокацию, локализованную в глубокой долине Пайерлса; нормальный ход при высоких температурах (область III) определяется $s' \rightarrow g$ процессами выхода дислокации из глубокой долины Пайерлса.

Присущее каждому механизму блокировки направление, вдоль которого вытянута заблокированная конфигурация, может быть различным для некомпланарного широкого ядра дислокации и для узкого ядра, лежащего в глубокой долине Пайерлса. Об этом свидетельствуют ТЭМ наблюдения одиночных дислокаций, заблокированных либо

при низких температурах, либо в области аномального хода предела текучести TiAl (см. главу 5). Поэтому, говоря о $g \rightarrow s$ и $g \rightarrow s'$ превращениях, следует учитывать, что их испытывают, вообще говоря, различные дислокационные сегменты, имеющие широкое плоское ядро. Но в любом случае именно их блокировка приводит к немонотонной температурной зависимости $\sigma_y(T)$ при ориентировках, благоприятных для одиночных дислокаций.

Обращает на себя внимание сходство кривых, описывающих немонотонный ход $\sigma_y(T)$ в TiAl при различных ориентировках. Из анализа многочисленных ТЭМ данных следует некоторый общий признак, объединяющий одиночную дислокацию и сверхдислокацию, вернее, сверхчастичную $1/2\langle 101 \rangle$, входящую в ее состав: в обоих случаях не наблюдается полоса комплексного дефекта упаковки (см. главу 4). Естественным кажется предположение, что сверхчастичная также имеет широкое ядро, хотя ядро сверхчастичной $1/2\langle 101 \rangle$ отличается по своей структуре от ядра одиночной дислокации. Это связано с тем, что к сверхчастичной примыкает полоса АФГ, которая связывает ее с находящейся рядом соседней частичной дислокацией.

Итак, в g -состоянии сверхдислокация $\langle 101 \rangle$ имеет скользящую конфигурацию, включающую сверхчастичную с широким плоским ядром. Как и для одиночной дислокации, для сверхдислокации из основного состояния возможны переходы двух типов: $g \rightarrow s$ и $g \rightarrow s'$, причем соответствующая g -состоянию потенциальная яма имеет стенки разной высоты (рис. 11.2,2): низкая — для $g \rightarrow s$ и высокая — для $g \rightarrow s'$ переходов. При этом $g \rightarrow s$ переход описывает перестройку широкого ядра сверхчастичной из плоской в некомпланарную форму, а $g \rightarrow s'$ перестройку скользящей сверхдислокации вследствие ее перерасщепления. Сразу видна аналогия с обсуждаемым выше для Ni_3Al $g \rightarrow s'$ превращением скользящей сверхдислокации в заблокированную конфигурацию Кира—Вильсдорфа. Если же речь идет о $g \rightarrow s$ переходах в TiAl, то они в значительной степени аналогичны перестройке широкого ядра сверхчастичной в Pt_3Al (см. [21], глава 2). В ранних работах по пластической деформации TiAl предполагалось, что высокое значение предела текучести при низких температурах обусловлено торможением сверхдислокаций диполями, содержащими СДУ. Однако, поскольку такие диполи возникают

только на сверхдислокациях (см. главу 4), то связанный с ними механизм торможения отсутствует для одиночных дислокаций. Тем не менее при ориентировках, благоприятных для одиночных дислокаций, наблюдаются такие же высокие значения предела текучести при низких температурах, как и при других ориентировках.

В результате при ориентировках, благоприятных для сверхдислокаций, немонотонная зависимость $\sigma_y(T)$ в TiAl обусловлена следующими термоактивированными превращениями: нормальный ход при низких температурах (область I) определяется $s \rightarrow g$ превращениями широкого ядра сверхчастичной из некомпланарной формы в плоскую; аномальный ход при промежуточных температурах (область II) определяется $g \rightarrow s'$ превращениями сверхдислокации в заблокированную форму вследствие перерасщепления; нормальный ход при высоких температурах (область III) определяется $s' \rightarrow g$ превращениями из заблокированной формы в скользящую. Хотя указанная смена превращений, как будет показано в главе 10, достаточно полно описывает наблюдаемую зависимость $\sigma_y(T)$, фактически картина является более сложной. Это связано с тем, что, кроме сверхдислокаций $\langle 101 \rangle$, существуют сверхдислокации $1/2\langle 112 \rangle$.

Как следует из проведенного выше анализа, дважды повторяющийся нормальный ход $\sigma_y(T)$ в TiAl, наблюдаемый сначала при низких температурах, а затем при высоких (причем начиная от близких значений предела текучести), обусловлен наличием потенциальных ям s - и s' -типов, имеющих различную глубину. Это означает, что существуют два типа ловушек для дислокаций: мелкие s -типа, и глубокие, s' -типа. Падение $\sigma_y(T)$ с температурой в области I обусловлено выходом дислокаций из мелких ловушек, а в области III — из глубоких.

Однако наличия двух типов ловушек недостаточно, чтобы обеспечить наблюдаемый ход $\sigma_y(T)$. Необходимо также, чтобы дислокации могли сначала попасть в эти ловушки. Предположим, что потенциальная яма, соответствующая g -состоянию, имела бы стенки одинаковой высоты. Тогда деформационное поведение TiAl было бы иным. Действительно, ловушки s -типа были бы ненаблюдаемыми, поскольку при сравнимых в этом случае длинах свободного пробега дислокаций $g \rightarrow s'$ переходы в долгоживущее со-

стояние всегда доминируют по сравнению с $g \rightarrow s$ переходами в короткоживущее состояние (см. главу 8). Действительно, в этом случае плотность заблокированных дислокаций s' -типа существенно выше, чем s -типа, поскольку дислокации s' -типа накапливаются за время наблюдения, равное $\epsilon/\dot{\epsilon}$, тогда как время жизни дислокаций s -типа $\nu_{sg}^{-1} \ll \epsilon/\dot{\epsilon}$. Но тогда ненаблюдаемым было бы сильное падение $\sigma_y(T)$ с ростом температуры в области I. Тем более, ловушки s -типа не сказывались бы на деформационном поведении TiAl, если бы барьер для $g \rightarrow s$ переходов был выше, чем для $g \rightarrow s'$ переходов. И только в том случае, когда барьер для $g \rightarrow s$ переходов ниже, чем для $g \rightarrow s'$ переходов, оба типа ловушек проявляют себя: мелкие ловушки — в области I, глубокие — в областях II, III. Природа же глубоких ловушек различна для дислокаций разных типов: для одиночных — это погружение в глубокие долины Пайерлса, обусловленные наличием ковалентно-подобных межатомных связей, для сверхдислокаций — это реализация перерасщепления с образованием низкоэнергетических поверхностных дефектов.

Представление потенциального рельефа в той форме, которая была рассмотрена выше, безусловно, является приближенным. На самом деле потенциальный рельеф существует в многомерном конфигурационном пространстве. Можно говорить лишь о плоских сечениях потенциального рельефа в зависимости от того, какие координаты, характеризующие состояние дислокации, фиксированы. Кроме того, не только высота стенки характеризует энергетический барьер, но и его форма. Прежде всего имеется в виду, насколько крутыми или пологими являются его стенки. Однако в качестве первого приближения можно использовать предлагаемый выше подход.

11.3. О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО РЕЛЬЕФА ДИСЛОКАЦИИ ВБЛИЗИ МИКРОТРЕЩИНЫ

При немонотонной температурной зависимости предела текучести наблюдаемая в TiAl температурная зависимость пластичности $\delta(T)$ включает в себя низкую пластичность вплоть до температуры $T_{\max}$ пика $\sigma_y(T)$ и последующее возрастание $\delta(T)$ с ростом температуры. Обращает на себя внимание необычное сочетание низкого предела текучести

с низкой пластичностью при комнатной температуре. Комнатная температура находится на границе областей I и II. Низкое значение σ_y соответствует $g \leftrightarrow s$ переходам, т. е. захвату дислокаций мелкими ловушками и выходу из них. Глубокие же ловушки еще не проявляют себя. Фактически форма потенциального рельефа в области I близка к форме, типичной для ОЦК-металлов (рис. 11.2,а). Однако в зоне влияния микротрещины форма потенциального рельефа может измениться. Действительно, поле напряжений, как известно, изменяет структуру ядра дислокации. Один из таких примеров, касающийся сверхдислокации $1/2\langle 112 \rangle$, рассмотрен в разделе 4.2.

Рассмотрим конфигурацию, состоящую из трещины и экранирующих ее дислокаций. Предположим, что существует такая конфигурация, когда упругое поле трещины сжимает широкое ядро дислокации и тем самым содействует ее захвату в глубокие ловушки. Для одиночной дислокации это означает, что соответствующая трещина будет стимулировать погружение дислокации в глубокие долины Пайерлса. Но одно и то же упругое поле не может одновременно содействовать и сжатию, и расширению ядра дислокации. Поэтому, если вблизи трещины облегчена блокировка одиночной дислокации, то выход дислокации из глубокой долины происходит не легче, чем в объеме материала. Таким образом, благодаря концентрации напряжений срезается "холм", разделяющий g - и s' -состояния, но потенциальная яма, соответствующая s' -состоянию, остается глубокой. В результате форма потенциального рельефа будет приближаться к той, которая является типичной для полупроводников (рис. 11.2,б).

Предполагаемое изменение потенциального рельефа вблизи микротрещины должно существенно влиять на работу дислокационных источников в этой области. При анализе экранировки трещины дислокацией предполагается, что присутствие дислокационных источников в металлах обеспечивает образование многочисленных дислокаций [8]. Одни из них, с экранирующим вектором Бюргерса, испытывают отталкивание от трещины. Притяжение же других, с антиэкранирующим вектором Бюргерса, вызывает затупление трещины (рис. 11.3). Только в исключительных (неметаллических) случаях наблюдаются острые трещины, вблизи которых не видны дисло-



кации, т. е. дислокационные источники не работают. Такая трещина, наблюдаемая в Si, приведена на рис. 11.4. Учитывая наблюдаемое для полупроводников и TiAl сходство в температурной зависимости $\delta(T)$, можно предположить, что подобная ситуация реализуется и в TiAl, несмотря на различие температурной зависимости $\sigma_y(T)$ в этих материалах.

Рассмотрим вопрос о включении дислокационных источников в объеме материала и в зоне влияния трещины. В объеме материала при комнатной температуре низкому значению σ_y соответствует легкое включение источников. Однако концентрация напряжений вблизи трещины, облегчая $g \rightarrow s'$ переходы и уменьшая связанную с ними длину свободного пробега λ_F , автоматически повышает в соответствии с (7.2) напряжение σ_F , которое требуется, чтобы включить дислокационный источник. В результате упругое поле трещины вместо того, чтобы содействовать интенсивной работе источников, как это обычно имеет место в материале с низким пределом текучести, приводит в

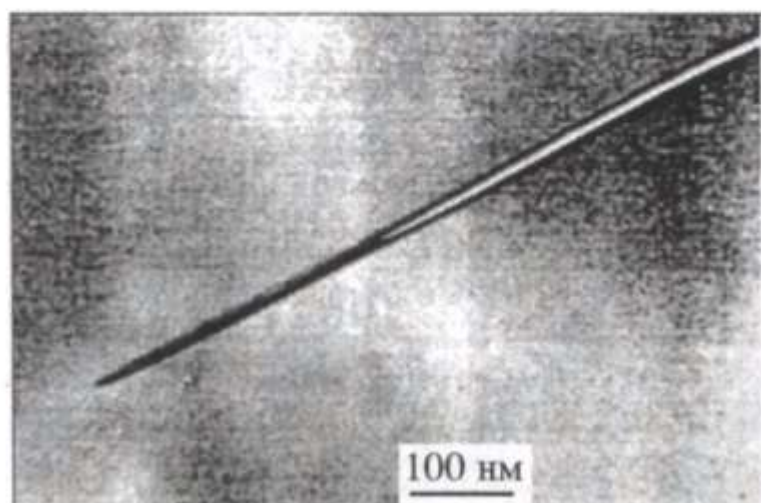


Рис. 11.4. Хрупкая трещина в Si [8]

TiAl к блокировке источников. Кроме того, если дислокация из объема материала попадает в зону влияния трещины, она также становится заблокированной. В этом смысле сама зона влияния трещины играет роль большой ловушки для дислокаций, вызывая их блокировку.

До сих пор в качестве примера рассматривалась блокировка одиночных дислокаций в глубоких долинах Пайерлса. Однако низкая пластичность наблюдается и при тех ориентировках, при которых нет одиночных дислокаций. Можно полагать, что вблизи трещины облегчен переход широкого ядра сверхчастичной в стянутую форму, а стало быть, и превращение сверхдислокации $\langle 101 \rangle$ в заблокированную конфигурацию Кира—Вильсдорфа или зародыш такой конфигурации с минимальной шириной в плоскости куба. При этом в любом случае заблокированная сверхдислокация содержит полосы сверхструктурного дефекта упаковки, что затрудняет обратное $s' \rightarrow g'$ превращение сверхдислокации $\langle 101 \rangle$, о чем говорилось в разделе 6.2.

Di Persio и Escaig [9] получили ТЭМ-доказательство того, что вблизи микротрещины высокие напряжения содействуют блокировке дислокации. На микрофотографии, приведенной на рис. 11.5, отчетливо видны дислокации в заблокированной форме вблизи распространяющейся трещины. И хотя эти результаты получены не для TiAl, они служат подтверждением возможности блокировки дислокаций, индуцированной полем трещины.

Таким образом, наблюдаемое в TiAl сочетание низкого предела текучести с низкой пластичностью при комнатной температуре связано с существованием двух типов ловушек для дислокаций: мелкие ловушки ответственны за низкое значение σ_y , глубокие — за низкое значение δ . В результате структура TiAl оказалась необычной: объем материала, где дислокационные источники включаются легко, и вставки полупроводникового типа (зоны влияния микротрещин), где источники заблокированы.

Как следует из проведенного выше анализа, среди различных конфигураций трещина—дислокация опасными, т. е. приводящими к хрупкому распространению трещины, являются только те, для которых упругое взаимодействие трещины и дислокации приводит к сжатию ядра дислокации. Но этого достаточно для охрупчивания TiAl. Поэтому можно полагать, что стимулированный концентрацией на-

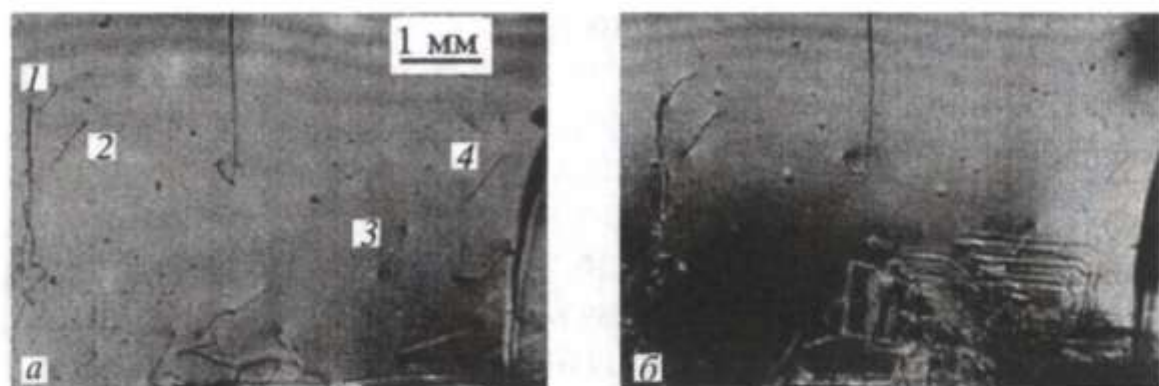


Рис. 11.5. Заблокированные винтовые $1/2\langle 011 \rangle$ дислокации вблизи трещины (α -сера) [9]

пряжений вблизи трещины захват дислокаций в глубокие ловушки при невозможности выхода из них вплоть до температуры $T_{\max}$, действительно, является причиной низкой пластичности, наблюдаемой в областях I и II при любой ориентации монокристалла. Тот факт, что рост $\delta(T)$ в TiAl начинается вблизи $T_{\max}$, когда начинается интенсивная разблокировка дислокаций, в известной мере подтверждает предположение о связи хрупкости TiAl с блокировкой дислокационных источников.

Если сравнивать ход $\delta(T)$ в TiAl и Ni₃Al, то можно сделать предположение, что высота барьера для $g \rightarrow s'$ перехода в Ni₃Al существенно выше, чем в TiAl. Это предположение является естественным, если учесть различие в ширине дислокаций, рекомбинация которых необходима для последующей блокировки. Действительно, как уже говорилось выше, расщепление сверхчастичной в Ni₃Al наблюдается электронно-микроскопически, тогда как ни расщепления одиночной, ни расщепления сверхчастичной не удастся наблюдать в TiAl. Поэтому действия поля трещины оказывается достаточно, чтобы сжать ядро дислокации в TiAl без помощи термических флуктуаций. Это приводит к потере пластичности вплоть до высоких температур. Но в Ni₃Al рекомбинация расщепленной сверхчастичной и в поле трещины требует термической активации. Это означает, что в Ni₃Al не происходит такого драматического понижения потенциального барьера вблизи трещины, как в TiAl. Соответственно в Ni₃Al не наблюдается и такой потери пластичности. Отмечается лишь падение пластичности по мере приближения к температуре $T_{\max}$, что также указывает на связь между хрупковязким переходом и блокировкой дислокационных источников.

Таким образом, можно полагать, что одним из эффективных способов повышения ресурса пластичности TiAl может оказаться легирование такими примесями, которые затрудняли бы переход дислокации в глубокую ловушку. Иными словами, необходимо повысить потенциальный барьер для указанного перехода. Достаточно было бы в результате легирования понизить энергию комплексного дефекта упаковки настолько, чтобы расщепление одиночной и сверхчастичной дислокаций стало наблюдаемым.

НЕМОНОТОННАЯ ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ДЕФОРМАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В ИНТЕРМЕТАЛЛИДАХ

Предложено описание всей кривой $\sigma_y(T)$ с двумя экстремальными точками, в которых происходит смена температурного хода предела текучести [1—3]¹. Анализ базируется на учете термоактивированных процессов захвата дислокаций ловушками разной глубины и выхода из них (см. главу 11). Получены выражения, определяющие экстремальные точки $\sigma_y(T)$. Выявлена существенная роль термоактивированной блокировки дислокационных источников. Исследованы возможные формы зависимости коэффициента упрочнения $\theta(T)$ в области аномального хода $\sigma_y(T)$. Удалось объяснить парадоксальную ситуацию: с одной стороны, наблюдение аномального хода $\sigma_y(T)$, а с другой — ТЭМ наблюдения одиночных дислокаций, содержащих многочисленные точки закрепления и изогнутые сегменты между ними, что свидетельствует о возможности разблокировки одиночных дислокаций. Указанное расхождение является кажущимся и ситуация полностью описывается теми же уравнениями, которые определяют ход $\sigma_y(T)$.

12.1. НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЕ ПАДЕНИЕ $\sigma_y(T)$

Для популяции, содержащей дислокации в g - и s -состояниях, уравнение (9.21) пластической деформации (с учетом также и упругой части) можно записать в следующей форме:

$$\frac{1}{\mu^2} \frac{d\sigma^2}{d\epsilon} = \epsilon_c \left(1 - \frac{1}{\mu} \frac{d\sigma}{d\epsilon} \right) - \frac{1}{\mu^2} \frac{\sigma^2}{\epsilon_s}, \quad (12.1)$$

¹В главах 11, 12 для удобства использованы общие ссылки.

где безразмерные величины ϵ_c и ϵ_s играют роль характерных деформаций и имеют вид

$$\epsilon_c = \alpha^2 f^{-3} b \lambda_{gs}^{-1}, \quad \epsilon_s = \dot{\epsilon} / v_{sg}. \quad (12.2)$$

Здесь λ_{gs} — длина свободного пробега, связанная с $g \rightarrow s$ превращениями, v_{sg} — частота $s \rightarrow g$ превращений (остальные обозначения приведены в главе 9). В уравнении (12.1) выражение в скобках описывает вклад упругой части деформации. При переходе в область пластической деформации оно стремится к единице.

При записи уравнения (12.1) предполагается, что источники дислокаций работают достаточно быстро и успевают обеспечить подстройку между действующим напряжением и плотностью дислокаций ρ в соответствии с известным соотношением

$$\sigma = \kappa \sqrt{\rho}, \quad \kappa = \alpha \mu b / f. \quad (12.3)$$

Считается также, что начальная плотность дислокаций является достаточно малой величиной. Мы не рассматриваем здесь случай медленной работы источников и соответственно конечного времени подстройки величин ρ и σ , когда необходимо вводить уравнение, описывающее рост популяции за счет размножения дислокаций (см. главы 9, 10).

Относительный вклад различных слагаемых в уравнении (12.1) определяется соотношением между временем жизни s -состояния, равным v_{sg}^{-1} , и временем наблюдения, равным $\epsilon / \dot{\epsilon}$. В предельном случае, когда $v_{sg}^{-1} \ll \epsilon / \dot{\epsilon}$, т. е. s -состояние является короткоживущим, выполняется соотношение

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} \ll \frac{\sigma}{\epsilon} \frac{\epsilon / \dot{\epsilon}}{v_{sg}^{-1}}. \quad (12.4)$$

Тогда, согласно (12.1), в области σ_y^I (низкие температуры) значение коэффициента упрочнения мало, а значение предела текучести σ_y^I определяется выражением

$$\frac{\sigma_y^I}{\mu} = \sqrt{\epsilon_s \epsilon_c}. \quad (12.5)$$

Предполагается, что в области I термоактивированными являются только $s \rightarrow g$ превращения (см. главу 11), так что

$$v_{sg} = \tilde{v}_{sg} \exp\left(-\frac{U_{sg}}{kT}\right), \quad (12.6)$$

где U_{sg} — энергия активации $s \rightarrow g$ превращения.

Учитывая (12.2) и (12.6), из (12.5) сразу получаем

$$\sigma_y^I = \tilde{\sigma}_y^I \exp\left(\frac{U_{sg}}{2kT}\right). \quad (12.7)$$

Здесь величина $\tilde{\sigma}_y^I$ меняется пропорционально $\sqrt{\dot{\epsilon}}$, поскольку ϵ_s пропорционально $\dot{\epsilon}$, согласно (12.2). Однако выражение (12.7) справедливо, только если пренебречь зависимостью от напряжения тех величин, которые входят в определение параметров ϵ_s и ϵ_g . В противном случае выражение (12.5) следует рассматривать как уравнение для определения величины σ_y^I . Учет зависимости энергии активации U_{sg} от напряжения приводит к более слабой зависимости σ_y^I от температуры и скорости деформации (см. главу 10). При этом сохраняется нормальный температурный ход $\sigma_y^I(T)$. Такая ситуация будет продолжаться до тех пор, пока не станут существенными термоактивированные $g \rightarrow s'$ превращения, вызывающие блокировку дислокационных источников.

12.2. АНОМАЛЬНЫЙ ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ХОД $\sigma_y(T)$ И ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА УПРОЧНЕНИЯ

Учет того обстоятельства, что дислокации испытывают $g \rightarrow s'$ превращения еще на стадии размножения, автоматически приводит к температурной аномалии предела текучести при промежуточных температурах (см. раздел 7.1). Напряжение включения источников $\sigma_F(T)$, определяемое выражением

$$\sigma_F(T) = \tilde{\sigma}_F \exp\left(-\frac{U_{gs'}^F}{kT}\right), \quad (12.8)$$

падает с понижением температуры ($U_{gs'}^F$ — энергия активации блокировки дислокации, принадлежащей источнику). При достаточно низких температурах $\sigma_F(T)$ меньше величины $\sigma_y^I(T)$, определяемой (12.5), и тогда $\sigma_F(T)$ можно не учитывать. Однако с ростом температуры $\sigma_F(T)$ начинает превышать величину $\sigma_y^I(T)$, поскольку эти величины имеют различный температурный ход. При промежуточных температурах, когда $\sigma_F(T) > \sigma_y^I(T)$, наблюдается аномальная температурная зависимость предела текучести (область II). Таким образом, температура минимума $T_{\min}$ на кривой $\sigma_y(T)$ определяется уравнением

$$\frac{\sigma_F(T_{\min})}{\mu} = \sqrt{\epsilon_s \epsilon_c}. \quad (12.9)$$

Запишем уравнение пластической деформации с учетом $g \leftrightarrow s'$ превращений в виде, аналогичном (12.1):

$$\frac{1}{\mu^2} \frac{d\sigma^2}{d\epsilon} = \epsilon_{c'} - \frac{\sigma^2}{\mu^2} \frac{1}{\epsilon_{s'}}, \quad (12.10)$$

где

$$\epsilon_{c'} = \alpha^2 f^{-3} b \lambda_{gs'}^{-1}, \quad \epsilon_{s'} = \dot{\epsilon} / v_{s'g}. \quad (12.11)$$

При термоактивированном характере обоих $g \leftrightarrow s'$ превращений имеем

$$\begin{aligned} \lambda_{gs'} &= \tilde{\lambda}_{gs'} \exp\left(\frac{U_{gs'}}{kT}\right), \\ v_{s'g} &= \tilde{v}_{s'g} \exp\left(-\frac{U_{s'g}}{kT}\right). \end{aligned} \quad (12.12)$$

В уравнении (12.10) первое слагаемое в правой части описывает блокировку дислокаций в результате $g \leftrightarrow s'$ превращений, а второе — разблокировку в результате $s' \leftrightarrow g$ превращений. В отличие от (12.1), первое слагаемое в (12.10) не содержит множитель, учитывающий упругую деформацию. Это связано с тем, что уравнение (12.10) справедливо только при $\sigma \geq \sigma_F(T)$, так что упругая часть деформации, для которой $\sigma = \mu\epsilon$, продолжается до значений ϵ , равных

$\epsilon_F = \sigma_F(T)/\mu$, и в это уравнение не включена. Таким образом, начальные значения для уравнения (12.10) имеют вид $\sigma = \sigma_F(T)$, $\epsilon = \epsilon_F$, где величина $\sigma_F(T)$ определяется выражением (12.8). На начальной стадии деформации, когда напряжение течения еще остается близким к $\sigma_F(T)$, уравнение (12.10) можно записать в форме

$$\frac{1}{\mu} \frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{\epsilon_{c'}}{2\sigma_F} \mu \left(1 - \frac{\epsilon_F^2}{\epsilon_s \epsilon_{c'}} \right). \quad (12.13)$$

Рассмотрим случай, когда заблокированные конфигурации s' -типа являются практически неразрушаемыми и можно пренебречь вторым слагаемым в правой части (12.13), что соответствует не слишком высоким температурам. Тогда из (12.13) получаем

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} \equiv \theta, \quad \frac{\theta}{\mu} = \frac{\epsilon_{c'}}{2\epsilon_F}. \quad (12.14)$$

Отсюда, учитывая (12.1), (12.11), (12.12), получаем

$$\theta = \bar{\theta} \exp \left(- \frac{U_{gs'} - U_{gs'}^F}{kT} \right). \quad (12.15)$$

Как видно из (12.15), коэффициент упрочнения $\theta(T)$ не зависит от температуры, если энергии активации близки, т. е. $U_{gs'} \cong U_{gs'}^F$. Именно наблюдение температурной зависимости $\theta(T)$ свидетельствует о том, что процессы блокировки дислокации на стадии их размножения и при последующей деформации требуют различной энергии активации $U_{gs'}^F$ и $U_{gs'}$ соответственно. Как видно из (12.15), для того чтобы коэффициент $\theta(T)$ имел аномальную температурную зависимость, должно выполняться соотношение $U_{gs'}^F < U_{gs'}$. Это соотношение представляется естественным, поскольку блокировка дислокации, принадлежащей источнику, из-за наличия точек закрепления может происходить легче, чем в объеме. Если $U_{gs'} > 2U_{gs'}^F$, то, как видно из сравнения (12.8) и (12.15), $\theta(T)$ имеет более сильную температурную зависимость, чем $\sigma_y(T)$. Если же $U_{gs'}^F < U_{gs'} < 2U_{gs'}^F$, то температурная зависимость $\theta(T)$ является более слабой по сравнению с

$\sigma_y(T)$. Рис. 3.6 демонстрирует наблюдаемые в TiAl варианты температурной зависимости $\theta(T)$. При ориентировках, благоприятных для дислокаций различных типов, в области II коэффициент упрочнения с ростом температуры либо растет, либо падает, либо почти не меняется.

Как уже говорилось в предыдущей главе, температурный спад $\sigma_y(T)$ в области I соответствует освобождению дислокаций из мелких ловушек, а аномальный подъем в области II — последующему захвату в глубокие ловушки. Всегда обращало на себя внимание сходство ТЭМ изображения заблокированных дислокаций в интерметаллидах с наблюдаемым в ОЦК при низких температурах (длинные прямолинейные дислокации). Аналогия существует, на самом деле, лишь в происходящей при низких температурах блокировке дислокаций в TiAl и ОЦК металлах. Как говорилось выше, блокировка в обоих случаях связана с перестройкой широкого ядра дислокации. В такой же форме наблюдаются заблокированные дислокации при промежуточных температурах (область II), как в Ni_3Al , так и в TiAl, хотя механизмы блокировки иные. Во всех этих случаях указанная заблокированная форма является следствием превращений, испытываемых дислокацией без участия других дислокаций. Это так называемые собственные превращения дислокаций. Однако дислокации в подобной заблокированной форме не наблюдаются при низких температурах в Ni_3Al . Слабое падение $\sigma_y(T)$ в области I аналогично наблюдаемому в ГЦК металлах. Можно полагать, что срыв дислокации с локальных препятствий (например пересечение с “лесом”) является причиной слабого падения $\sigma_y(T)$ в Ni_3Al .

В главе 5 мы обращали внимание на факт наблюдения при промежуточных температурах одиночных дислокаций с ориентацией, близкой к винтовой, которые содержат многочисленные точки закрепления и изогнутые сегменты между ними (см. рис. 5.9). Аналогичные изображения одиночной дислокации приведены на рис. 12.1. Возникает парадоксальная ситуация: с одной стороны, наблюдается аномальный ход $\sigma_y(T)$, а с другой — ТЭМ данные свидетельствуют о возможности разблокировки одиночных дислокаций в температурной области II.

Микроструктуру, приведенную на рис. 12.1, можно интерпретировать следующим образом. Испущенные источ-

Рис. 12.1. Дислокационная структура [021] монокристалла Ti—56 ат. % Al, деформированного при 800 °С. Системы скольжения $1/2[1\bar{1}0](111)$ и $1/2[110](\bar{1}\bar{1}\bar{1})$ одиночных дислокаций имеют наибольшие факторы Шмида, равные 0.490 (см. [14] глава 3)



ником одиночные дислокации попадают в глубокие долины. Далее происходит образование двойных перегибов, причем их винтовые сегменты вновь попадают в глубокие долины. В том случае, когда факторы Шмида одиночной дислокации в обеих октаэдрических плоскостях имеют близкие значения, становится возможным испускание двойных перегибов одновременно в этих плоскостях. Узел на одиночной дислокации, где встречаются друг с другом такие перегибы, становится точкой закрепления. Аналогичные ТЭМ изображения (см. рис. 2.22, 2.23) получены для заблокированных сверхдислокаций в Ni_3Al . Однако, поскольку установлено, что термоактивированным механизмом, ответственным за температурную аномалию $\sigma_y(T)$, является образование барьеров Кира—Вильсдорфа, то возникновение точек закрепления оказывается лишь сопутствующим признаком, который свидетельствует о взаимодействии перегибов. Подобным же образом возникновение точек закрепления лишь сопровождает блокировку одиночных дислокаций в TiAl, не являясь механизмом, контролирующим аномальный ход $\sigma_y(T)$.

Ситуация полностью описывается выражениями (12.8) и (12.10). Выражение (12.8) дает аномальный ход $\sigma_F(T)$ и, соответственно, $\sigma_y(T)$. С ростом степени деформации, когда напряжение течения становится больше, чем σ_F , растет второе слагаемое в правой части уравнения (12.10), описывающее $s' \rightarrow g$ превращения, т. е. разблокировку дислокаций. Тем не менее пока выполняется условие $\epsilon_s \epsilon_c > \epsilon_F^2$, будет продолжаться аномальный ход $\theta(T)$. Мы видим причину кажущегося расхождения ТЭМ данных с наблюдаемыми аномалиями в следующем: характерное время размноже-

ния дислокаций существенно меньше времени $\epsilon/\dot{\epsilon}$. Поэтому $s' \rightarrow g$ превращения, которые не успевают произойти при размножении дислокаций, становятся возможны при последующей пластической деформации. Элементарные акты разблокировки наблюдаются электронно-микроскопически.

12.3. ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЕ ПАДЕНИЕ $\sigma_y(T)$

С ростом температуры $s' \rightarrow g$ превращения становятся значительно более легкими и определяют начало пластического течения. В этом случае за величину $\sigma_y(T)$ можно принять величину σ_y^{III} , определяемую выражением, аналогичным (12.6):

$$\frac{\sigma_y^{\text{III}}}{\mu} = \sqrt{\epsilon_{s'} \epsilon_{c'}}. \quad (12.16)$$

Учитывая (12.11), (12.12), из (12.16) получаем

$$\sigma_y^{\text{III}} = \tilde{\sigma}_y^{\text{III}} \exp\left(\frac{U_{s'g} - U_{gs'}}{2kT}\right). \quad (12.17)$$

Если не учитывать зависимости энергии активации от напряжения, то отсюда сразу следует, что величина σ_y^{III} , в отличие от σ_F , зависит от $\dot{\epsilon}$, а именно $\propto \sqrt{\dot{\epsilon}}$, и имеет нормальный температурный ход, поскольку выполняется очевидное условие $U_{gs'} < U_{s'g}$ (см. главу 11). Тогда температура T_{max} максимума $\sigma_y(T)$ определяется из уравнения

$$\sigma_F(T_{\text{max}}) = \sigma_y^{\text{III}}(T_{\text{max}}), \quad (12.18)$$

которое можно записать в виде

$$\epsilon_F = \sqrt{\epsilon_{s'} \epsilon_{c'}}. \quad (12.19)$$

Как видно из (12.13), (12.19), коэффициент упрочнения $\theta(T)$ вблизи температуры T_{max} падает и при $T = T_{\text{max}}$ обращается в нуль. Это означает, что функция $\theta(T)$ уже прошла максимум при более низкой температуре, чем $\sigma_y(T)$. Другими словами, максимум $\theta(T)$ сдвинут по сравнению с максимумом $\sigma_y(T)$ в область более низких температур. Как уже

говорилось, такое поведение деформационных характеристик, действительно, наблюдается как в TiAl, так и в других интерметаллидах.

При $T > T_{\max}$ на деформационных кривых в Ni₃Al и TiAl наблюдается зуб предела текучести (см. главы 2, 3), так что, как и в полупроводниках, можно говорить о верхнем и нижнем пределах текучести при высоких температурах. Именно нижний предел текучести σ_y^L определяется выражением (12.17). Учет зависимости энергии активации от напряжения позволяет получить более слабую температурную и скоростную зависимость σ_y^L , как и в рассмотренном выше случае σ_y^I . Наличие же верхнего предела текучести σ_y^U свидетельствует о том, что характерное время τ разmultiplication дислокаций, т. е. время включения дислокационных источников и соответственно время подстройки величин ρ и σ , достаточно велико (см. главы 9, 10). В этом случае верхний предел текучести пропорционален $\dot{\epsilon}t$.

Как говорилось в главе 11, температурный спад $\sigma_y(T)$ в области III соответствует освобождению дислокаций из глубоких ловушек. Это осуществляется посредством различных процессов: выхода одиночных дислокаций из глубоких долин Пайерса в TiAl, кубического скольжения сверхдислокаций $\langle 101 \rangle$ в Ni₃Al. Несколько более сложная ситуация возникает в TiAl для сверхдислокаций $\langle 101 \rangle$. Из-за неразрушаемого характера барьеров Кира—Вильсдорфа в TiAl источники сверхдислокаций $\langle 101 \rangle$ не включаются в области III (см. раздел 7.2), так что падение $\sigma_y(T)$ обусловлено процессами разблокировки одиночных дислокаций или сверхдислокаций $1/2 \langle 112 \rangle$.

12.4. ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ДЕФОРМАЦИОННОМ ПОВЕДЕНИИ TiAl

Этой главой мы заканчиваем описание микроструктуры и деформационного поведения TiAl. Это не означает, что далее мы не будем возвращаться к TiAl: в главе 13 будет идти речь о его многоступенчатой деформации, в главе 14 — о взрывном нагружении. Но здесь нам хотелось бы сформулировать основные концепции о блокировке дислокаций и дислокационных источников и о вытекающей отсюда немонотонной температурной зависимости деформационных характеристик.

Предложенная ранее (см. [9], глава 4) концепция включала в себя механизм блокировки одиночных дислокаций путем их погружения в глубокие долины Пайерлса. Этот механизм позволял объяснить наблюдение одиночных дислокаций в скользящей и заблокированной формах. Но всю кривую $\sigma_y(T)$ не удавалось объяснить. Далее концепция о многодолинном рельефе Пайерлса в TiAl была расширена. На основе ТЭМ данных по эволюции дислокационной структуры и сравнения деформационных кривых в TiAl с типичными кривыми, наблюдаемыми в других материалах, сделана попытка реконструировать форму потенциального рельефа для дислокации в TiAl. Мы полагаем, что адекватной деформационному поведению TiAl является сложная форма потенциального рельефа, схематически изображенная на рис. 11.2,г. Такой рельеф включает в себя потенциальные ямы разной глубины, соответствующие двум типам ловушек (мелким и глубоким); потенциальные барьеры разной высоты: низкие — для захвата дислокаций в мелкие ловушки и высокие — для захвата дислокаций в глубокие ловушки. Подтверждением предположения о наличии двух типов дислокационных ловушек является, во-первых, тот факт, что с ростом температуры предел текучести падает сперва в низкотемпературном, а затем вновь в высокотемпературном интервале, а во-вторых, наблюдение заблокированных дислокаций как при очень низких температурах, так и в области аномального хода $\sigma_y(T)$. Можно полагать, что обусловленная термическими флуктуациями пульсация широкого ядра дислокации приводит к его локальному сжатию. Такие случайные изменения структуры ядра для дислокаций определенной ориентации фиксируются за счет захвата рекомбинированного сегмента глубокими долинами в случае одиночной дислокации или ухода в плоскость куба для сверхчастичной, что в конечном счете приводит к захвату дислокации глубокой ловушкой. Высказано предположение об изменении формы потенциального рельефа для дислокации в зоне влияния микротрещины.

Для объяснения многочисленных странностей деформационного поведения TiAl оказывается недостаточным учет превращений, испытываемых дислокациями в объеме материала. Термоактивированная блокировка дисло-

кационных источников, включающая блокировку дислокаций еще на стадии их размножения, оказывается существенным фактором, определяющим начало пластического течения. На основе этих представлений получено описание немонотонной температурной зависимости предела текучести. Инициированная концентрацией напряжений блокировка дислокационных источников вблизи микротрещины является возможной причиной хрупкости TiAl .

МНОГОСТУПЕНЧАТАЯ ДЕФОРМАЦИЯ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ

В предыдущих главах мы неоднократно возвращались к обсуждению температурной аномалии предела текучести $\sigma_y(T)$, наблюдаемой в таких интерметаллидах, как Ni_3Al и TiAl . Можно считать установленным, что причиной аномальной зависимости $\sigma_y(T)$ является термоактивированная блокировка дислокаций, т. е. процесс превращения скользящих дислокаций в барьеры. В результате дислокационная структура включает в себя барьеры, плотность которых растет с повышением температуры деформации. Отклик дислокационной структуры на последующее изменение температуры определяет особенности поведения интерметаллидов при многоступенчатой деформации.

Одной из схем двуступенчатой деформации, которая чаще всего используется, является следующая: первая ступень проводится до небольшой деформации (1—3 %) при температуре T_1 высокой, но меньшей, чем температура $T_{\text{макс}}$ пика $\sigma_y(T)$; вторая — при температуре T_2 , обычно совпадающей с комнатной. К настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал по двуступенчатой деформации интерметаллидов. Однако результаты оказались противоречивыми. В одних экспериментах, проведенных по указанной схеме для монокристаллов Ni_3Al и TiAl , при переходе от высокотемпературной (ВТ) ступени к низкотемпературной (НТ) было обнаружено резкое падение напряжения (макроскачок напряжения) почти до значения предела текучести $\sigma_0(T_2)$, измеряемого при одноступенчатой НТ деформации (т. е. без предварительной деформации) и принимаемого далее за эталон. Эти результаты интерпретировались как свидетельство обратимости предела текучести, подобно наблюдаемой в известных опытах Коттрелла—Стокса (см., например, обзор [1]). Имеется в виду, что при изменении температуры восстанавливается значе-

ние предела текучести, наблюдаемое без предварительной деформации. Но в других экспериментах при двуступенчатой деформации TiAl напряжение, достигнутое к концу ВТ ступени, практически сохраняется при переходе к НТ ступени, так что обратимость $\sigma_y(T)$ не наблюдается. В результате возникает странная ситуация: с одной стороны, казалось бы, аномальная зависимость $\sigma_y(T)$ должна привести к падению напряжения при понижении температуры, а с другой стороны, заблокированная дислокационная структура не испытывает возврата при понижении температуры, так что напряжение, достигаемое к концу ВТ ступени, должно сохраняться.

В настоящей главе изложены результаты исследования двуступенчатой деформации монокристаллов Ni₃Al и TiAl с различной ориентировкой. Результаты обсуждаются с помощью различных теоретических моделей.

13.1. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ

13.1.1. ИНТЕРМЕТАЛЛИДЫ ТИПА Ni₃Al И СПЛАВЫ НА ИХ ОСНОВЕ

На рис. 13.1,а приведены полученные авторами [2] деформационные кривые $\sigma(\epsilon)$ при двуступенчатом сжатии [001] монокристалла Ni₃Al. Температура T_1 на первой ступени составляла 875 К, а в качестве температуры T_2 на второй ступени была выбрана комнатная температура. Как видно из рис. 13.1,а, при переходе от ВТ к НТ ступени наблюдается макроскачок напряжения. Первые наблюдения макроскачка напряжения приведены в ранних работах Димидука [11, 36], цитированных в главе 2. Если сравнивать кривые на рис. 13.1,а, то сразу видно, что предел текучести на второй ступени практически совпадает с эталоном. На микрофотографии (рис. 13.1,б), приведено изображение дислокационной структуры после ВТ ступени. Отчетливо видны два семейства заблокированных сверхдислокаций с векторами Бюргерса $\langle 110 \rangle$, оси которых лежат в параллельных плоскостях $\{111\}$.

Макроскачок напряжения наблюдался [3] при двуступенчатой деформации $\langle 123 \rangle$ монокристалла Ni₃(Al, Hf). В данном случае, как видно из рис. 13.2,а, предел текучести на второй ступени оказался выше эталона. Если же после

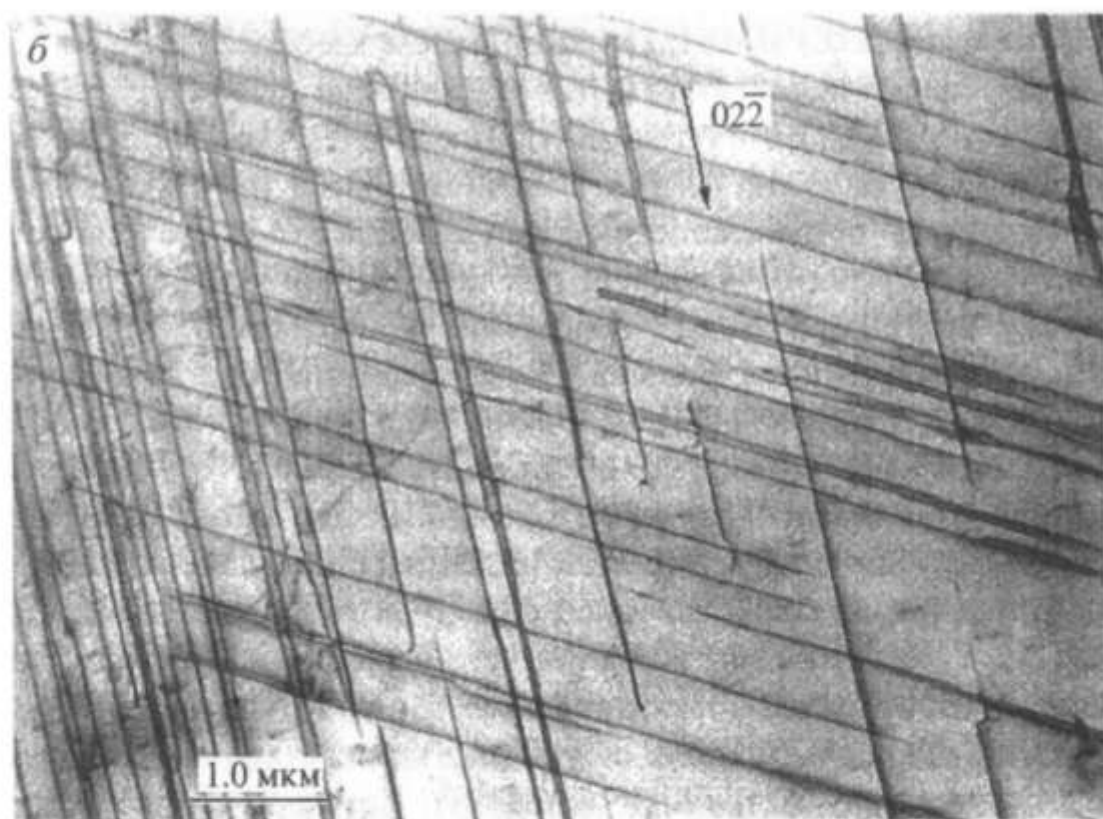
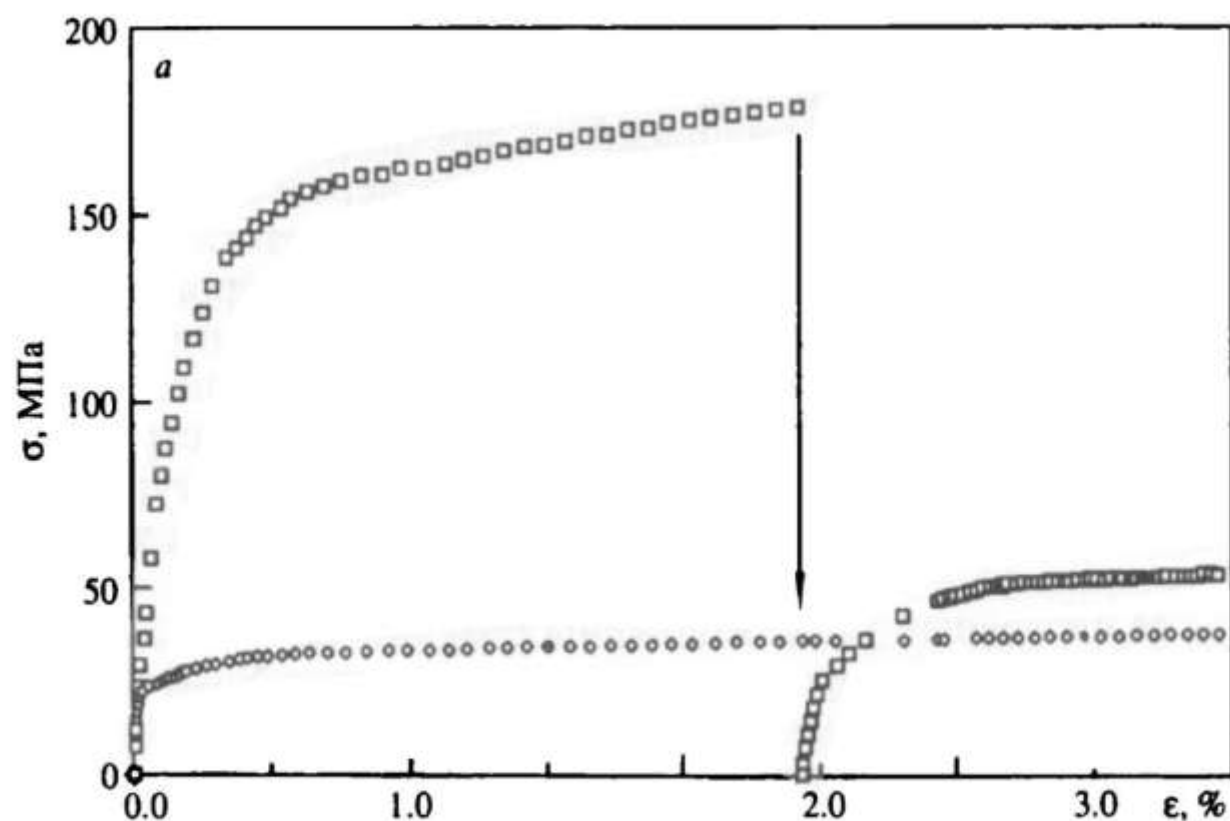


Рис. 13.1. Двуступенчатая деформация $\langle 001 \rangle$ монокристалла Ni_3Al [2]:

a — макроскачок напряжения: квадратики — первая ступень при 875 К, вторая ступень при 300 К, кружки — одна ступень при 300 К; *б* — светлопольное изображение дислокационной структуры после ВТ ступени, два семейства заблокированных дислокаций типа $\langle 110 \rangle$ в одной и той же $\{111\}$ плоскости скольжения

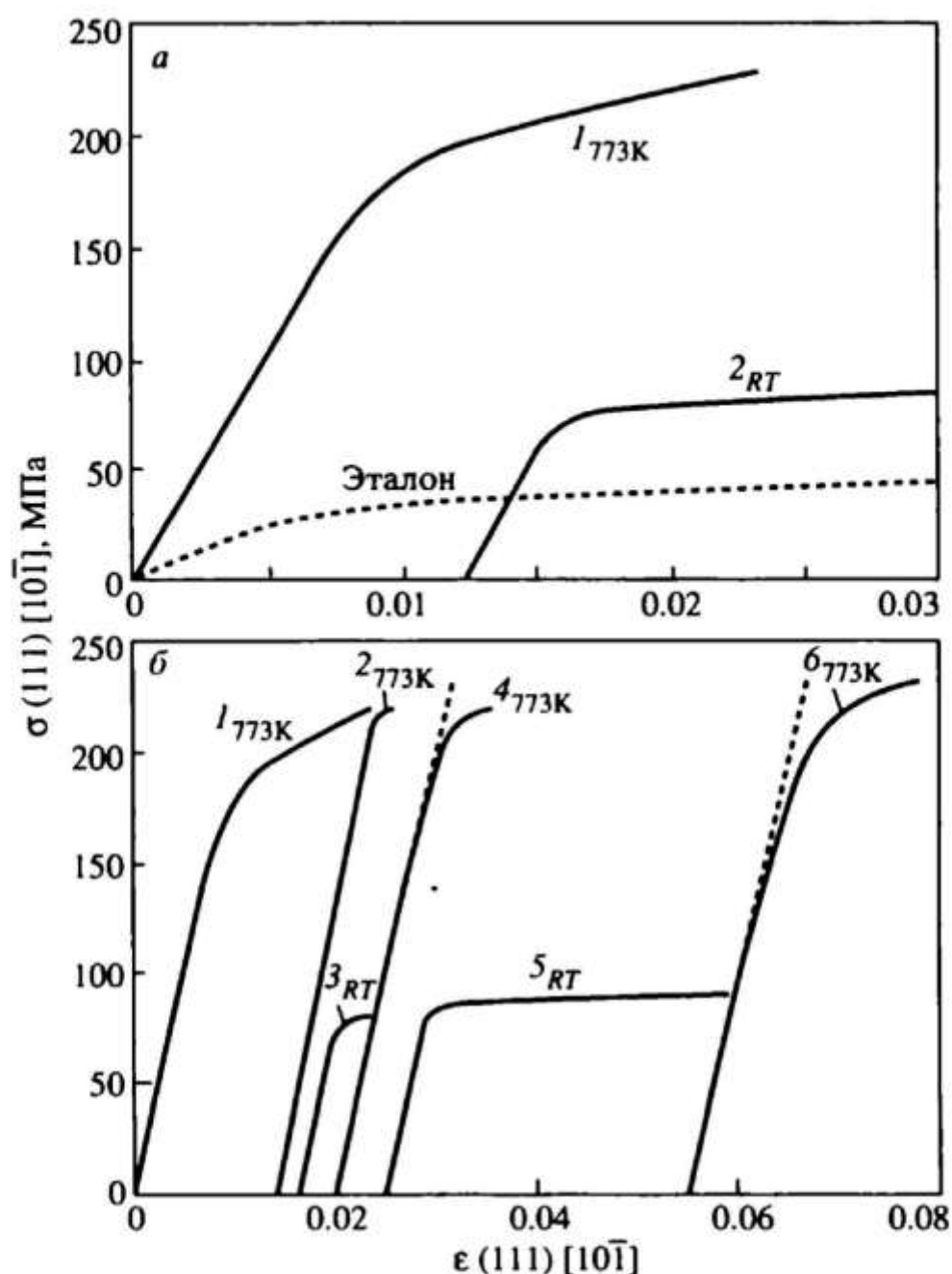


Рис. 13.2. Многоступенчатая деформация $\langle \bar{1}23 \rangle$ монокристалла $\text{Ni}_3(\text{Al, Nb})$; кривые даны для напряжения и деформации, приведенных к первичной системе скольжения $(111)[10\bar{1}]$:

a — макроскачок напряжения при переходе от ВТ ступени при 773 К к НТ ступени при комнатной температуре; *б* — многократные переходы между ВТ и НТ ступенями; *1—6* — номера последовательных ступеней [3]

второй ступени деформация вновь проводится при высокой температуре T_1 , то пластическое течение начинается при напряжении, близком к напряжению конца первой ступени (рис. 13.2, б).

Чтобы выяснить, как величина макроскачка зависит от ориентации монокристалла, была проведена [4] двуступенчатая деформация $\langle 134 \rangle$, $\langle 023 \rangle$, $\langle 102 \rangle$ монокристаллов $\text{Ni}_3(\text{Al, Nb})$ (рис. 13.3), а также $\langle 125 \rangle$ монокристалла $\text{Ni}_3(\text{Al, Nb})$.

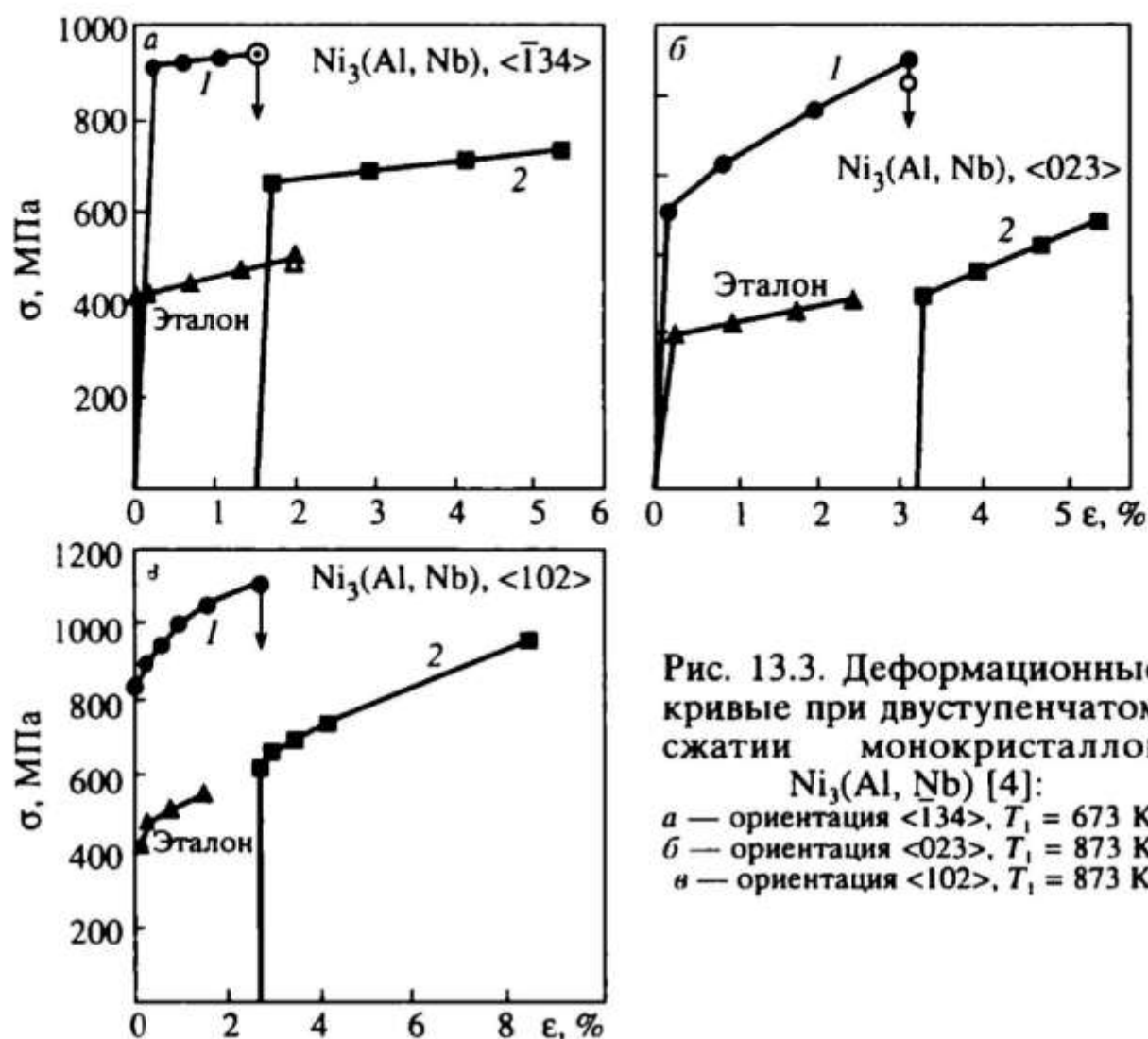


Рис. 13.3. Деформационные кривые при двуступенчатом сжатии монокристаллов $\text{Ni}_3(\text{Al, Nb})$ [4]:
 а — ориентация $\langle \bar{1}34 \rangle$, $T_1 = 673 \text{ K}$;
 б — ориентация $\langle 023 \rangle$, $T_1 = 873 \text{ K}$;
 в — ориентация $\langle 102 \rangle$, $T_1 = 873 \text{ K}$

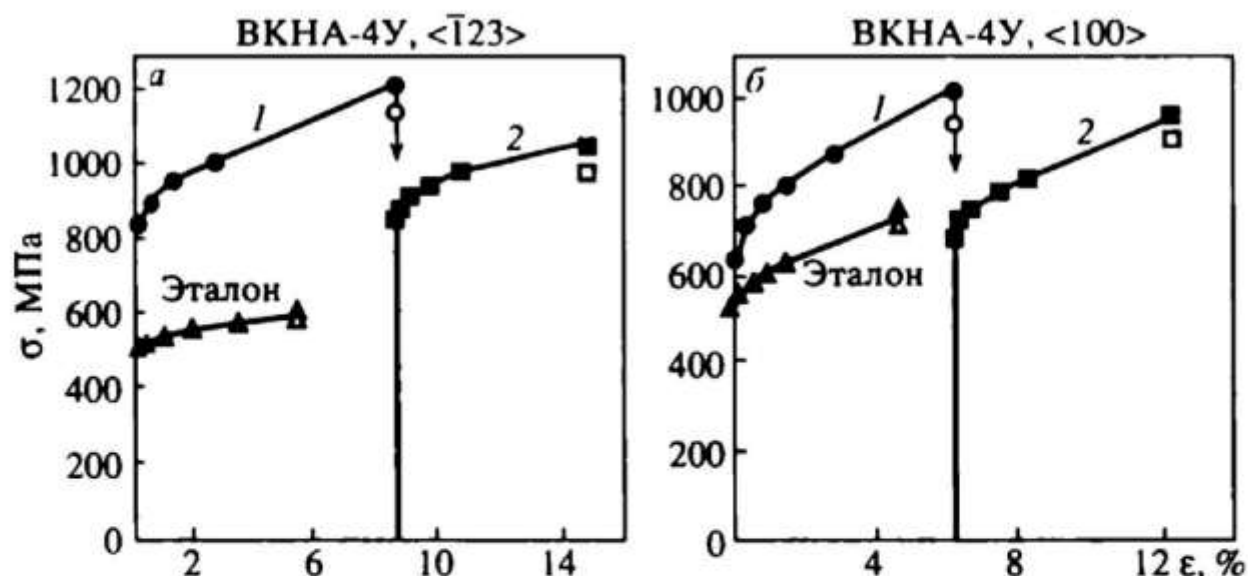


Рис. 13.4. Деформационные кривые при двуступенчатом сжатии ($T_1 = 873 \text{ K}$) монокристаллов суперсплава ВКНА-4У, содержащего 90 % γ' -фазы [4, 5]:
 а — ориентация $\langle \bar{1}23 \rangle$; б — ориентация $\langle 001 \rangle$

Таблица 13.1

Значения факторов Шмида

Фактор Шмида	$\langle \bar{1}34 \rangle$	$\langle \bar{1}23 \rangle$	$\langle 023 \rangle$	$\langle 102 \rangle$	$\langle 100 \rangle$
f_I	0.471	0.467	0.471	0.490	0.408
f_{II}	0.377	0.350	0.471	0.490	0.408

Ti). Кроме того, была проведена двуступенчатая деформация суперсплава ВКНА-4У на основе Ni_3Al , легированного тугоплавкими элементами и содержащего 90 % γ' -фазы [4, 5]. Использовались $\langle \bar{1}23 \rangle$ и $\langle 001 \rangle$ монокристаллы указанного суперсплава (рис. 13.4).

При всем многообразии рассмотренных выше ориентировок монокристаллов типа Ni_3Al не удалось добиться исчезновения макроскачка напряжения. Наблюдается отличие в деформационном поведении монокристаллов с ориентациями $\langle 023 \rangle$, $\langle 102 \rangle$, $\langle 001 \rangle$, принадлежащими сторонам стандартного стереографического треугольника, и монокристаллов с ориентациями $\langle \bar{1}34 \rangle$, $\langle \bar{1}25 \rangle$, $\langle \bar{1}23 \rangle$, близкими к его центру. В первом случае предел текучести на НТ ступени почти совпадает с эталоном, тогда как во втором — заметно превосходит его. В табл. 13.1 приведены наибольшие факторы Шмида f_I и f_{II} возможных систем скольжения для каждой из исследуемых ориентировок. Различие в соотношении между факторами Шмида очевидно: для центра стереографического треугольника $f_I > f_{II}$, для сторон треугольника $f_I = f_{II}$. Макроскачок напряжения не наблюдался (рис. 13.5) при двуступенчатой деформации суперсплава ЖС-32, содержащего 60 % γ' -фазы [4], если степень деформации на ВТ-ступени очень мала (не более 1 %). Однако при большей деформации возникает макроскачок.

В [6] использовалась схема деформации, которая отличается от рассмотренной выше. После предварительной сильной холодной деформации интерметаллида $Ni_3(Al, Hf)$ измерялся предел текучести $\sigma_{yp}(T)$ при различных температурах. На рис. 13.6 приведено схематическое изображение $\sigma_{yp}(T)$, построенное в [6] на основе совокупности экспериментальных данных. Для сравнения приведен также ход предела текучести $\sigma_y(T)$ без предварительной холодной деформации. Кривая $\sigma_{yp}(T)$ содержит плато, что свидетельствует о сохранении напряжения, достигнутого в

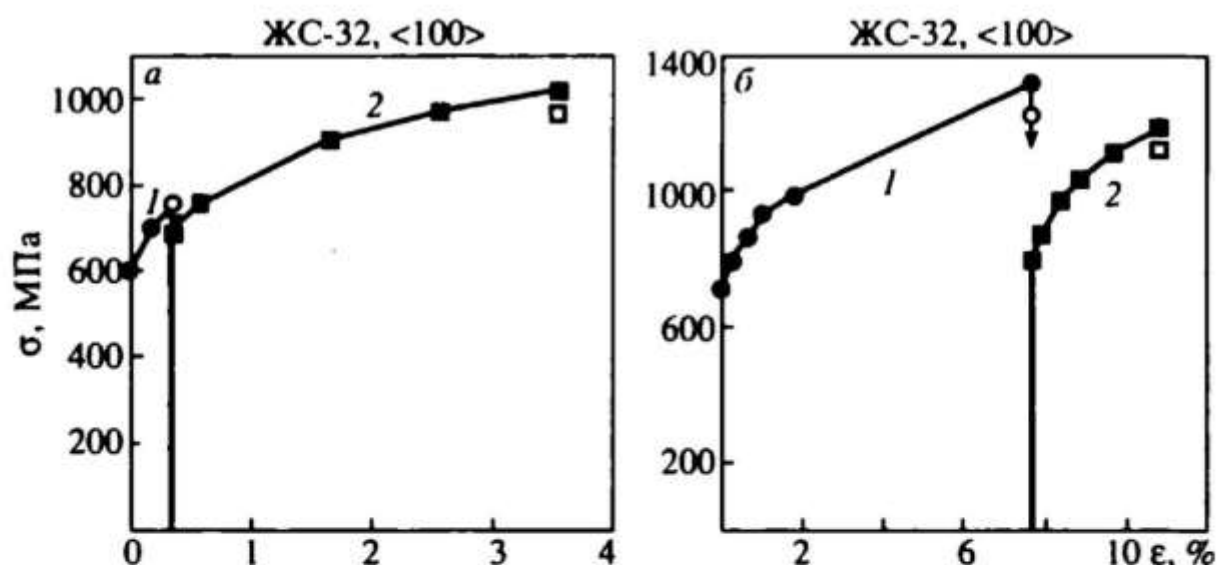


Рис. 13.5. Деформационная кривая при двуступенчатом сжатии ($T_1 = 673$ К) <001> монокристалла суперсплава ЖС-32, содержащего 60 % γ' -фазы.

Степень деформации на первой ступени 0.3 (а), 7.8 % (б) [4]

результате предварительной деформации. Затем при некоторой температуре плато переходит в аномальный температурный ход.

Обсуждение результатов будет проведено в разделе 13.4.1.

13.1.2. ИНТЕРМЕТАЛЛИД TiAl

На рис. 13.7 приведены результаты исследования двуступенчатой деформации <010> монокристалла TiAl [7]. Как и в обсуждаемых выше экспериментах, ВТ ступень проводилась в области аномального хода предела текучести, а НТ — при комнатной температуре. Макроскачок напряжения при переходе от ВТ к НТ ступени не наблюдался. Именно отличие этих результатов от полученных для Ni_3Al (см. рис. 13.1,а) послужило стимулом для последующих экспериментов и для разработки теоретических моделей. Позже, при двух других ориентировках, а именно <011> и <001>, также не обнаружен макроскачок напряжения [8]. Во всех этих случаях предел те-

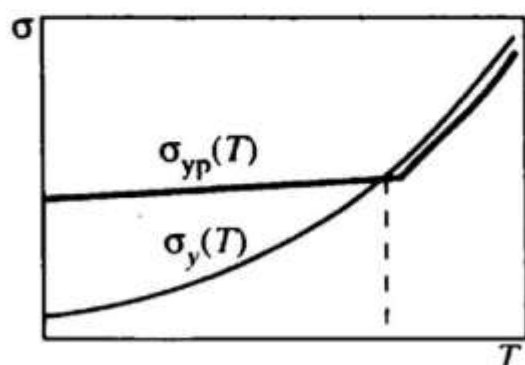


Рис. 13.6. Схематическое изображение температурной зависимости предела текучести $\sigma_{yr}(T)$ интерметаллида $Ni_3(Al, Hf)B$ после предварительной сильной холодной деформации; $\sigma_y(T)$ — предел текучести без предварительной деформации [6]

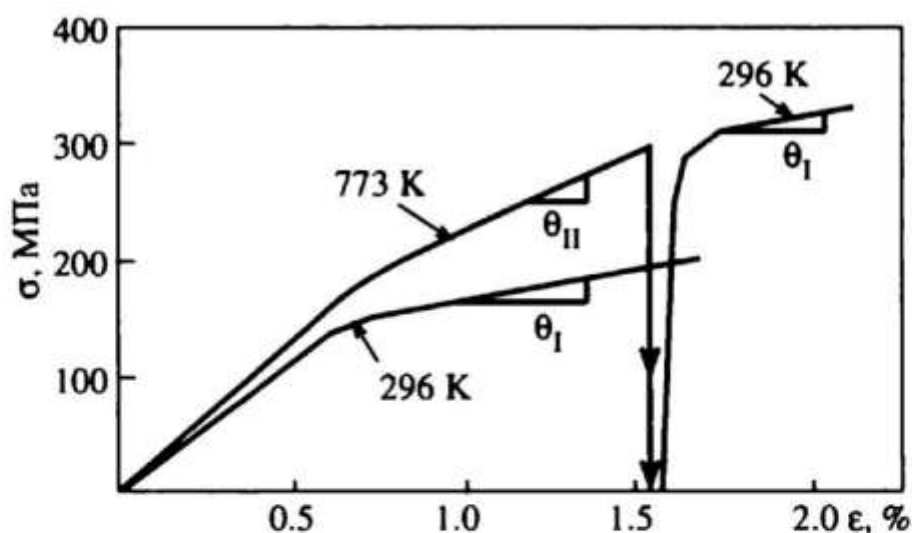


Рис. 13.7. Деформационная кривая при двуступенчатом сжатии ($T_1 = 773$ K) $\langle 010 \rangle$ монокристалла TiAl [7]

кучести на НТ ступени почти совпадает с напряжением конца ВТ ступени.

Однако для $\langle \bar{2}51 \rangle$ монокристалла TiAl переход от ВТ к НТ ступени сопровождается, как видно на рис. 13.8,а, значительным падением напряжения [9]. При этом напряжение начала второй ступени несколько выше эталона. Существенно, что состав TiAl во всех упоминаемых экспериментах был один и тот же, а именно Ti — 56 % Al. Монокристаллы отличались только ориентировкой.

При ориентировке $\langle \bar{2}51 \rangle$ на ВТ ступени наблюдалась только одна система скольжения, а именно система скольжения сверхдислокаций $[011](1\bar{1}1)$, имеющая максимальный фактор Шмида. Следы скольжения на грани (102), соответствующие именно этой системе, видны на рис. 13.8,б. Они не обнаруживаются на грани $(2\bar{1}1)$, параллельной $[011]$ (рис. 13.8,в).

Таким образом, если в сплавах типа Ni_3Al макроскачок напряжения при понижении температуры деформации наблюдается для любой ориентировки, то в TiAl — лишь для вполне определенной. Мы полагаем, что это может быть обусловлено наличием нескольких типов дислокаций в TiAl.

Обсуждение результатов будет проведено в разделе 13.4.2.

13.2. МОДЕЛЬ ЭЗЗА—ХИРША

В основу модели [6, 10] положена аддитивная запись деформирующего напряжения σ в виде

$$\sigma = \sigma_F(T) + \sigma_{WH}(T, \epsilon, \dot{\epsilon}), \quad (13.1)$$

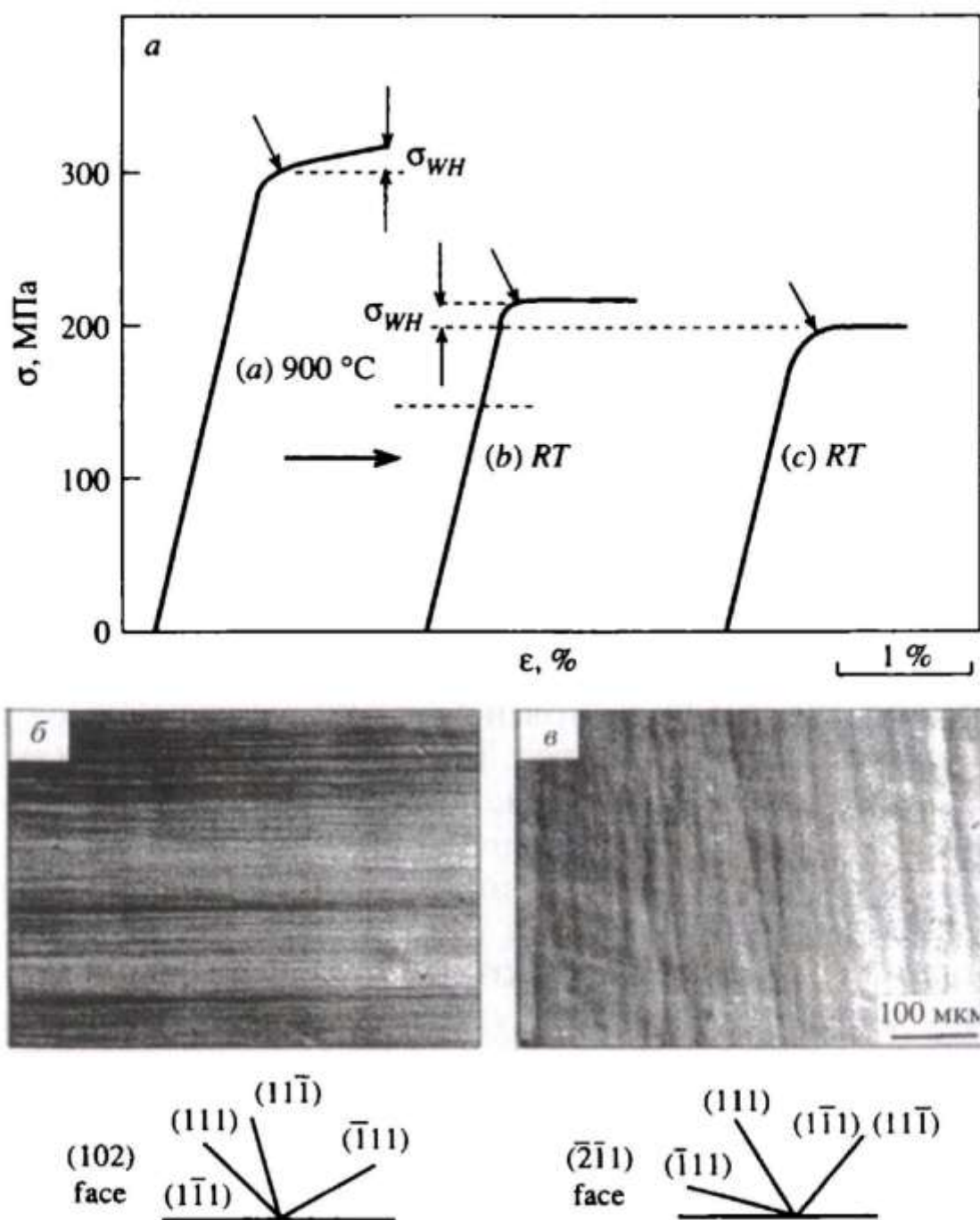


Рис. 13.8. Двуступенчатая деформация $\langle 2\bar{5}1 \rangle$ монокристалла TiAl:
 а — макроскачок напряжения ($T_1 = 900^\circ\text{C}$); б, в — следы скольжения на ортогональных гранях [9]

где $\sigma_F(T)$ — напряжение включения дислокационного источника, $\sigma_{WH}(T, \epsilon, \dot{\epsilon})$ — возрастание напряжения, обусловленное деформационным упрочнением. Поскольку при динамическом нагружении скорость деформации $\dot{\epsilon} = \text{const}$, далее величина $\dot{\epsilon}$ будет опущена.

Температурная зависимость обоих вкладов в величину напряжения σ обусловлена термоактивированной блокировкой дислокаций, которая проявляется уже на стадии их размножения ($\sigma_F(T)$) и продолжается далее в процессе де-

формации ($\sigma_{WH}(T, \epsilon)$). При этом предполагается, что только величина $\sigma_{WH}(T, \epsilon)$ зависит от плотности дислокаций ρ . Тогда при двуступенчатой деформации величина $\sigma_F(T)$ в случае перехода от ВТ к НТ ступени испытывает обратимое изменение в соответствии со своим аномальным ходом и принимает значение $\sigma_F(T_2)$. Но величина $\sigma_{WH}(T, \epsilon)$ сохраняет свое значение $\sigma_{WH}(T_1)$, достигнутое к концу ВТ ступени, поскольку заблокированная дислокационная структура сохраняет свою плотность при понижении температуры. Таким образом, в рамках обсуждаемой теоретической модели пластическое течение на НТ ступени начинается при напряжении

$$\sigma_y^{th}(T_2) = \sigma_F(T_2) + \sigma_{WH}(T_1). \quad (13.2)$$

Поскольку $\sigma_F(T_2)$ совпадает с принимаемым за эталон пределом текучести $\sigma_0(T_2)$, измеряемым для одноступенчатой НТ деформации, то

$$\sigma_y^{th}(T_2) = \sigma_0(T_2) + \sigma_{WH}(T_1). \quad (13.3)$$

Далее, на рис. 13.9 и 13.10 соответственно приведены результаты обработки с помощью модели Эзза—Хирша экспериментальных данных для исследованных выше монокристаллов $Ni_3(Al, Nb)$ (см. рис. 13.3) и суперсплава ВКНА-4У (см. рис. 13.4). На рис. 13.9, 13.10 схематически изображены кривые 1, 2, описывающие зависимость напряжения, приведенного к октаэдрической системе скольжения I с максимальным фактором Шмида, от деформации. Здесь же даны величины $\sigma_0(T_2)$, $\sigma_{WH}(T_1)$ и вычисленные в соответствии с (13.3) приведенные таким же образом значения $\sigma_y^{th}(T_2)$. Для краткости они обозначены как σ_0 , σ_{WH} и σ_y^{th} соответственно. Значение σ_y^{th} показано темным кружком. Экспериментальное значение σ_y^{ex} на НТ ступени показано светлым кружком.

В случае, представленном на рис. 13.9,а, упрочнение (и соответственно σ_{WH}) мало, так что σ_y^{th} слабо отличается от σ_0 . Экспериментальное же значение σ_y^{ex} заметно превышает σ_0 и, следовательно, σ_y^{th} . На рис. 13.9,б наблюдаемое значение σ_y^{ex} близко к σ_0 . В то же время из-за высокого упрочнения на ВТ ступени и соответственно большого значения σ_{WH} величина σ_y^{th} , согласно (13.3), существенно превышает значения σ_0 и σ_y^{ex} . Как видно из рис. 13.9,б, напряжения σ_0 и σ_{WH} в данном эксперименте случайно оказались близкими

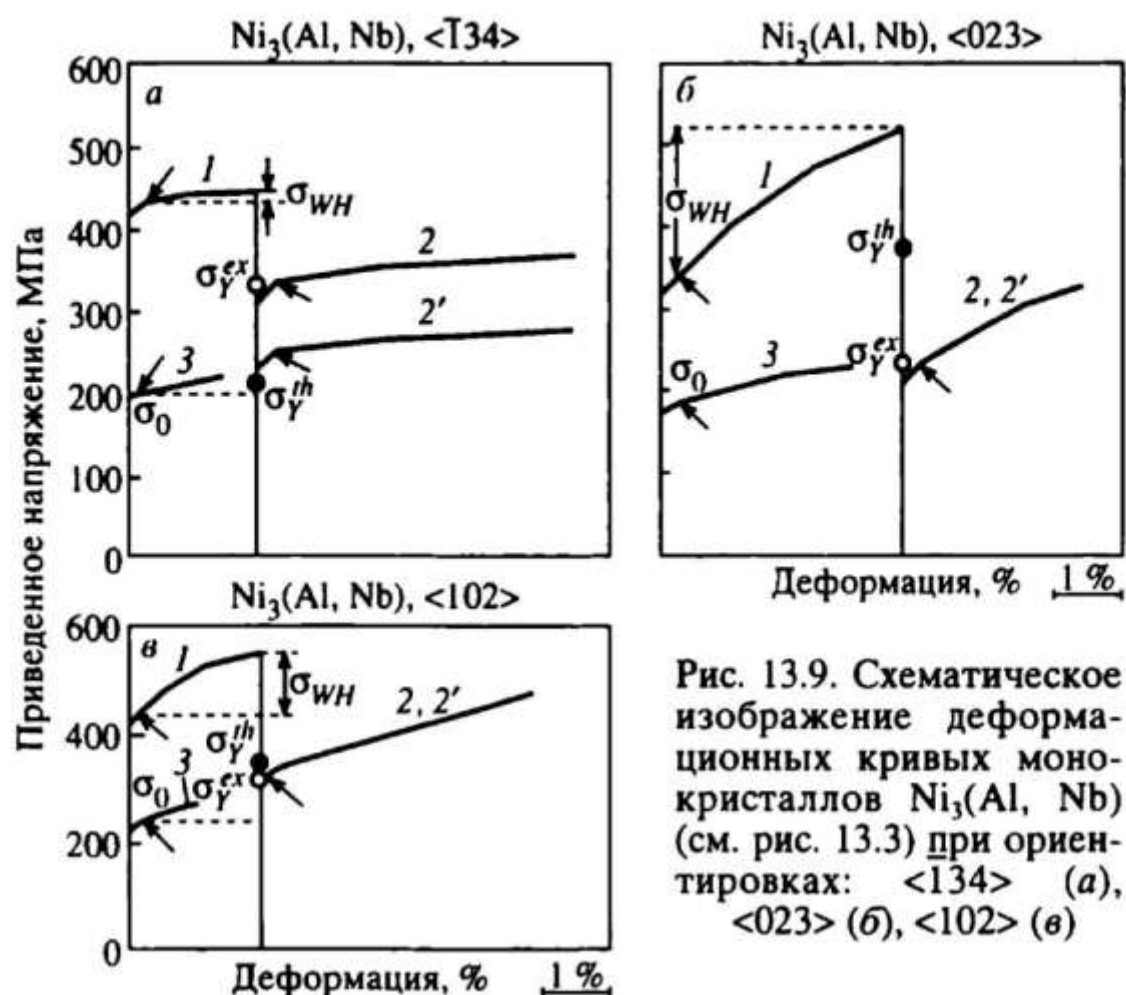


Рис. 13.9. Схематическое изображение деформационных кривых монокристаллов $\text{Ni}_3(\text{Al, Nb})$ (см. рис. 13.3) при ориентировках: $\langle 134 \rangle$ (а), $\langle 023 \rangle$ (б), $\langle 102 \rangle$ (в)



Рис. 13.10. Схематическое изображение деформационных кривых монокристаллов суперсплава ВКНА-4У (см. рис. 13.4) при ориентировках: $\langle 123 \rangle$ (а), $\langle 100 \rangle$ (б)

по величине, так что напряжение σ_y^{th} равно примерно удвоенному значению σ_0 . Наблюдаемое же значение σ_y^{ex} , будучи близко к σ_0 , оказалось примерно вдвое меньше σ_y^{th} . Во всех случаях, кроме представленных на рис. 13.9,в и 13.10,а, величины σ_y^{th} и σ_y^{ex} существенно различны.

При обработке данных, представленных на рис. 13.1,а, оказалось, что, как и в одном из рассмотренных выше случаев, σ_y^{ex} близко к σ_0 , тогда как σ_y^{th} — к удвоенному значению σ_0 , так что σ_y^{th} и σ_y^{ex} опять не совпадают.

Таким образом, совокупность результатов экспериментального исследования двуступенчатой деформации интерметаллидов типа Ni_3Al не удается описать с помощью модели Эзза—Хирша, несмотря на простоту и привлекательность идеи, положенной в ее основу. Действительно, сделаны, казалось бы, естественные предположения: макроскачок напряжения при понижении температуры свидетельствует об обратимости предела текучести, что в свою очередь обеспечивается за счет обратимости напряжения включения $\sigma_F(T)$; наблюдаемое же отклонение от обратимости (другими словами, отклонение предела текучести на НТ ступени от эталона) связывается с величиной σ_{WH} , описывающей возрастание напряжения за счет упрочнения на ВТ ступени. Однако напряжение σ_{WH} оказывается то слишком большим, то слишком малым, чтобы объяснить наблюдаемое отклонение, так что корреляцию между указанными величинами обнаружить не удается.

И, наконец, в этой модели вообще не заложена возможность сохранения деформирующего напряжения при переходе к НТ ступени. Действительно, поскольку напряжение конца I ступени равно $(\sigma_F(T_1) + \sigma_{WH}(T_1))$, а напряжение начала II ступени в соответствии с (13.2) равно $(\sigma_F(T_2) + \sigma_{WH}(T_1))$, то переход от ВТ к НТ ступени должен привести к падению напряжения примерно на величину $(\sigma_F(T_1) - \sigma_F(T_2))$. Однако в экспериментах по двуступенчатой деформации $TiAl$ [7, 8] напряжение, достигнутое к концу ВТ ступени, практически сохраняется при переходе к НТ ступени (см. рис. 13.7).

Учитывая трудности, которые возникают при интерпретации экспериментальных результатов с помощью данной модели, мы отказались от записи деформирующего напряжения в аддитивной форме (13.1) и предложили альтернативный подход [11—14]. Наши результаты изложены также в работах [3, 4], приведенных в главе 7.

13.3. МОДЕЛЬ “ПРОЗРАЧНОГО КАРКАСА”

13.3.1. “ДВОЙНОЙ КЛЮЧ”

После того, как при напряжении $\sigma_F(T)$ включаются дислокационные источники, для осуществления пластического течения с заданной скоростью $\dot{\epsilon}$ необходимо, чтобы между возрастающей дислокационной плотностью ρ и внешним напряжением σ установилось (и продолжало выполняться далее) определенное соотношение (см. главу 8), которое мы для удобства повторим здесь:

$$\sigma = \kappa \sqrt{\rho}, \quad \kappa = \alpha \mu b / f. \quad (13.4)$$

Подстройка величин ρ и σ в соответствии с (13.4) зависит от того, как быстро работают дислокационные источники. Но в любом случае плотность дислокаций ρ связана с действующим напряжением σ , а не с добавкой $(\sigma - \sigma_F(T))$, как в предыдущей модели. Напряжение (13.4) и напряжение $\sigma_F(T)$, даваемое (6.4), являются теми введенными выше пороговыми напряжениями, которые определяют начало пластического течения. Вопрос о размытии пороговых напряжений рассматривался в главе 10.

При наличии предварительно созданной дислокационной структуры условие пластического течения должно играть роль “двойного ключа”, обеспечивающего как включение источников, так и возможность преодоления упругого противодействия (13.4) дислокационной структуры. Такое условие можно записать в виде

$$\sigma_y(T) = \max\{\sigma_F(T), \kappa \sqrt{\rho}\}. \quad (13.5)$$

Убедительным экспериментальным подтверждением (13.5) является полученная Эззом и Хиршем [6] температурная зависимость предела текучести $\sigma_{yp}(T)$ интерметаллида $Ni_3(Al, Hf)B$, предварительно подвергнутого сильной холодной деформации (см. рис. 13.6). Наблюдаемая кривая $\sigma_{yp}(T)$ имеет форму, описываемую выражением (13.5). Действительно, в том температурном интервале, где $\sigma_F(T) < \kappa \sqrt{\rho}$,

т. е. $\max\{\sigma_F(T), \kappa \sqrt{\rho}\} = \kappa \sqrt{\rho}$, из (13.5) сразу следует, что

кривая $\sigma_{yp}(T)$ будет иметь плато, высота которого равна $\kappa\sqrt{\rho}$ (ρ — плотность дислокаций в результате сильной холодной деформации). При более высоких температурах, когда $\sigma_F(T) > \kappa\sqrt{\rho}$, т. е. $\max\{\sigma_F(T), \kappa\sqrt{\rho}\} = \sigma_F(T)$, будет наблюдаться аномальный температурный ход $\sigma_{yp}(T)$.

Используя (13.5), мы попытались построить модель деформационного поведения интерметаллида, которая содержала бы в себе, казалось бы, взаимоисключающие варианты: наблюдение макроскачка напряжения или его отсутствие.

13.3.2. НЕПРОЗРАЧНЫЙ КАРКАС

Ограничимся сначала рассмотрением сверхдислокаций $\langle 101 \rangle$. Это единственный тип дислокаций в Ni_3Al , но в $TiAl$ существуют также и другие типы дислокаций. На ВТ ступени при температуре $T_1 < T_{max}$ возникает микроструктура с высокой дислокационной плотностью ρ_1 . Вследствие блокировки сверхдислокаций указанная микроструктура представляет собой жесткий каркас, состоящий из барьеров Кира—Вильсдорфа. Поскольку барьеры являются неразрушаемыми в области аномального хода $\sigma_y(T)$, трудно ожидать их превращения в скользящие сверхдислокации при переходе к НТ ступени. В результате из-за отсутствия возврата каркас наследуется, и высокая дислокационная плотность ρ_1 сохраняется на НТ ступени. В соответствии с (13.4) напряжение, достигнутое к концу ВТ ступени, равно

$$\sigma_1(T_1) = \kappa\sqrt{\rho_1} > \sigma_F(T_1). \quad (13.6)$$

Если та же (или те же) система скольжения продолжает работать на НТ ступени, то сверхдислокации продолжают встречать то же упругое противодействие каркаса, равное $(\kappa\sqrt{\rho_1})$. Другими словами, дислокационный каркас оказывается непрозрачным для последующего пластического течения. В результате пластическое течение при низкой температуре T_2 второй ступени начинается при напряжении

$$\sigma_2(T_2) \approx \max\{\sigma_F(T_2), \kappa\sqrt{\rho_1}\}. \quad (13.7)$$

Поскольку напряжение $\sigma_F(T)$ имеет аномальный ход, то, учитывая (13.6), сразу получаем

$$\sigma_F(T_2) < \sigma_F(T_1) < \kappa\sqrt{\rho_1}, \quad (13.8)$$

так что

$$\max\{\sigma_F(T_2), \kappa\sqrt{\rho_1}\} = \kappa\sqrt{\rho_1}. \quad (13.9)$$

Отсюда (13.7) принимает вид

$$\sigma_2(T_2) \equiv \kappa\sqrt{\rho_1} \equiv \sigma_1(T_1), \quad (13.10)$$

так что напряжение не может упасть ниже $\sigma_1(T_1)$ при понижении температуры деформации.

13.3.3. ПРОЗРАЧНЫЙ КАРКАС

Мы полагаем, что ситуация может измениться, если на НТ ступени включается новая система скольжения. Тогда наследуемый от ВТ ступени каркас вообще не содержит дислокаций новой системы скольжения. Будем для простоты считать, что на ВТ ступени действует только одна система скольжения I с вектором Бюргерса $\mathbf{b}_I$. Тогда каркас I состоит из заблокированных винтовых сверхдислокаций, ось которых параллельна $\mathbf{b}_I$. Ключевым является вопрос о том, может ли каркас I, не изменяя своей структуры и плотности, стать прозрачным при переходе к НТ ступени. Пусть вектор Бюргерса $\mathbf{b}_{II}$ сверхдислокаций новой системы скольжения II перпендикулярен $\mathbf{b}_I$. Тогда векторы $\mathbf{b}_I$ и $\mathbf{b}_{II}$, являясь диагоналями одной и той же грани куба, не могут быть параллельны одной и той же плоскости октаэдра (рис. 13.11). Поэтому оси каркаса I не лежат в возможных плоскостях скольжения II, а пересекают их. Каркас играет роль “леса” по отношению к дислокациям системы скольжения II (рис. 13.12). Не обсуждая деталей локального взаимодействия непараллельных дислокаций (см., например, [15]), подчеркнем лишь, что в этом случае исчезает характерная для силы упругого взаимодействия параллельных дислокаций зависимость типа $1/r$ от расстояния r между ними. Но именно эта зависимость лежит в основе соотношения (13.4).

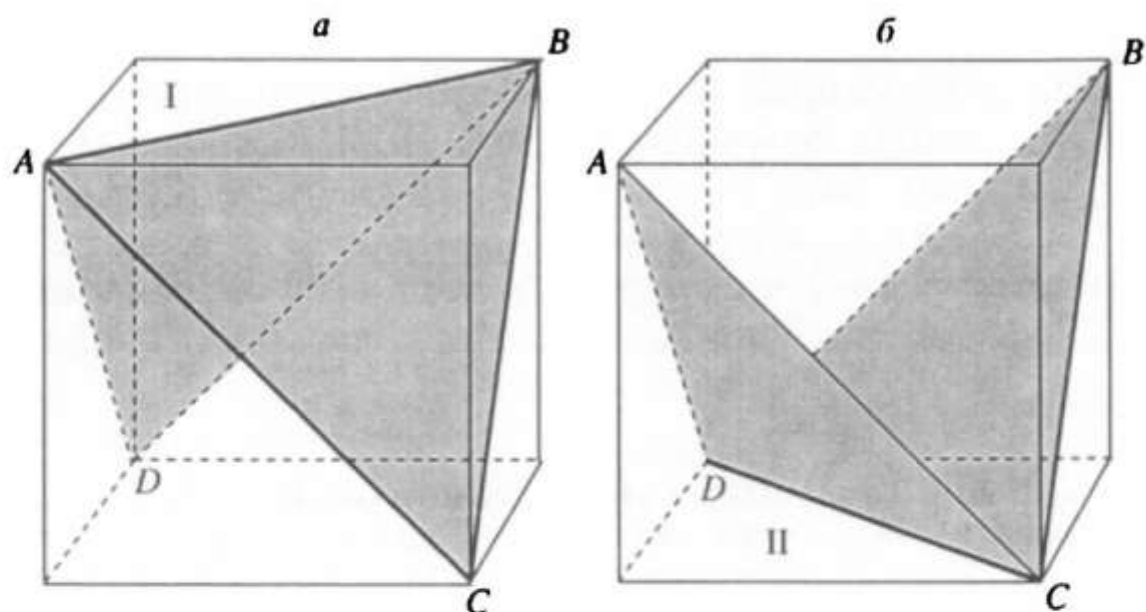


Рис. 13.11. Плоскости скольжения $\{111\}$, линии пересечения которых являются диагоналями одной и той же грани куба

В результате, принимая во внимание жесткость каркаса и ортогональность векторов $\mathbf{b}_I$ и $\mathbf{b}_{II}$, можно ожидать, что упругое противодействие, которое оказывает каркас I дислокациям II, будет слабым. Это означает прозрачность каркаса I для последующего пластического течения. Кроме того, система II не имеет своего собственного каркаса, поскольку она не включена на ВТ ступени. Тогда пластическое течение на НТ ступени в соответствии с (13.5) начинается при напряжении

$$\sigma_2(T_2) \approx \sigma_F(T_2). \quad (13.11)$$

Отсюда, учитывая (13.6), (13.8), сразу получаем

$$\sigma_2(T_2) < \sigma_1(T_1), \quad (13.12)$$

так что наблюдается макроскачок напряжения.

Таким образом, следующие моменты являются существенными при переходе от ВТ к НТ ступени. Это, во-

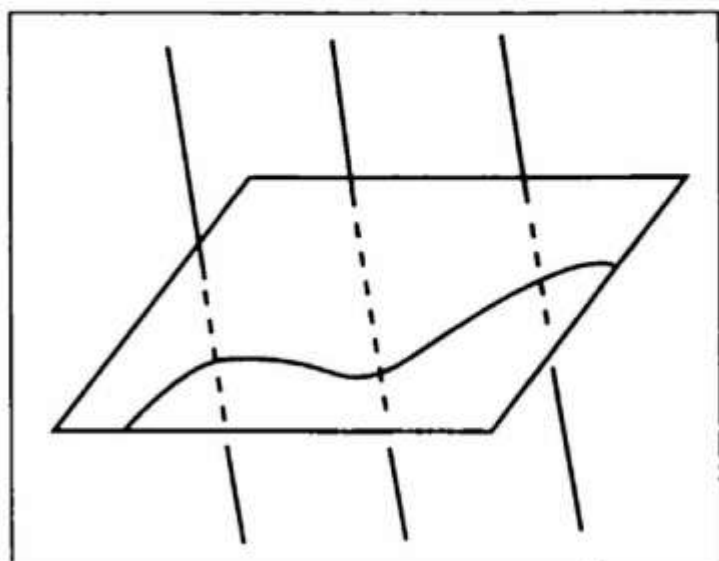


Рис. 13.12. “Лес” для дислокаций II, образованный дислокациями каркаса I

первых, аномальный ход предела текучести и соответственно падение напряжения $\sigma_F(T)$ при понижении температуры. Во-вторых, это возможность включения на НТ ступени такой системы скольжения II, дислокации которой почти не испытывают упругого противодействия каркаса I.

Но тогда возникает вопрос, почему система II не включается на первой ступени, даже если факторы Шмида систем I и II имеют близкие значения.

13.3.4. ИНИЦИИРУЮЩИЙ МЕХАНИЗМ БЛОКИРОВКИ ДИСЛОКАЦИОННОГО ИСТОЧНИКА

Учитывая изложенное выше, естественно предположить существование механизма, который препятствовал бы включению системы II на ВТ ступени и не препятствовал на НТ. Прежде всего это должен быть механизм термоактивированной блокировки. Кроме того, такой механизм не должен препятствовать включению систем скольжения, для которых векторы Бюргерса параллельны различным граням куба, т. е. речь идет только о блокировке систем с ортогональными векторами Бюргерса. Это означает, что существует некоторый признак, по которому указанные системы (типа I, II) выделяются из всего набора октаэдрических систем скольжения.

Процессом блокировки скользящей сверхдислокации $\langle 101 \rangle$ является ее превращение в барьер Кира—Вильсдорфа. Очевидно, что только для систем I и II образование таких барьеров происходит путем ухода сверхчастичных в одну и ту же плоскость куба, диагоналями которой являются векторы $\mathbf{b}_I$ и $\mathbf{b}_{II}$. Именно по этому признаку системы скольжения I и II отличаются от остальных.

Рассмотрим столкновение скользящей сверхдислокации II с заблокированной сверхдислокацией I. Последовательные стадии блокировки сверхдислокации II показаны на рис. 13.13. Этот процесс включает в себя образование перетяжки на сверхчастичной, рекомбинацию и прогиб рекомбинированного сегмента в плоскости куба. Барьер I стимулирует поперечное скольжение винтовой сверхчастичной II в плоскость куба, благодаря тому, что принадлежащая барьеру I часть полосы АФГ в плоскости куба при этом исчезает. Поэтому энергия активации, которая требуется для стимулированного барьером I ухода сверхчастичной II в

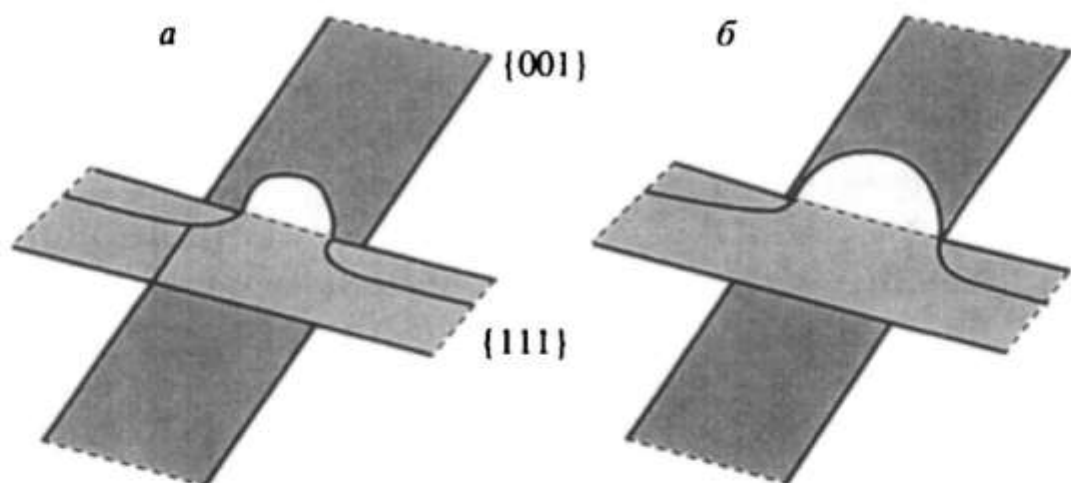


Рис. 13.13. Поперечное скольжение сверхчастичной дислокации, сопровождаемое исчезновением полосы АФГ в плоскости куба:

a, б — различные стадии прогиба рекомбинированного сегмента

плоскость куба, близка к энергии ее рекомбинации, что значительно ниже, чем энергия активации образования барьера I. Этот результат остается справедливым и при описании процесса поперечного скольжения посредством рождения и распространения перегибов.

Предположим, что на ВТ ступени система скольжения I включилась первой и успела создать каркас с высокой дислокационной плотностью, на котором останавливаются присутствующие еще в исходном состоянии сверхдислокации II (см. рис. 13.11). Сегменты сверхдислокации II, заключенные между “деревьями леса”, являются потенциальными дислокационными источниками. Однако каждое “дерево” содержит упоминаемую выше полосу АФГ (заштрихованные полосы на рис. 13.13). Возникает зародыш заблокированной конфигурации II (см. рис. 13.13, *a, б*). Далее блокировка распространяется вдоль сверхдислокации. Очевидно, что блокировку испытывает только винтовой сегмент. Но если каркасом остановлена краевая сверхдислокация II, то возникающий при ее прогибе винтовой сегмент вытягивается вдоль упоминаемой выше полосы АФГ и также уходит в плоскость куба. Таким образом, вследствие выхода винтового сегмента из октаэдрической плоскости линия сверхдислокации II, удерживаемой каркасом, перестает быть плоской. В результате потенциальные дислокационные источники не могут реализоваться.

Следует подчеркнуть, что “лес”, образованный дислокациями каркаса, играет противоречивую роль по отноше-

нию к сверхдислокациям II. С одной стороны, “деревья леса” являются необходимым элементом при конструировании потенциального источника, но с другой стороны, они же могут вызывать его блокировку.

Искомый механизм, о котором мы говорили выше, — это и есть рассмотренный здесь механизм контактного взаимодействия, инициирующий блокировку дислокационных источников. Если одна из систем включается первой, то последующее включение второй системы подавлено в результате действия этого механизма. “Запрет на вторую диагональ” касается только диагоналей одной и той же грани куба и не распространяется на диагонали разных граней.

Остается вопрос, почему на VT ступени системы скольжения I и II не могут включаться одновременно? Можно полагать, что это связано с отклонением от точной ориентировки. Достаточно даже слабого отклонения, чтобы факторы Шмида не совпадали. Вследствие того, что размножение дислокаций носит лавинообразный характер, одна система сразу опережает другую. А далее, благодаря предложенному выше инициирующему механизму блокировки, источники второй системы так и не включаются на VT ступени.

Возвращаясь к началу этого раздела, следует подчеркнуть, что мы действительно получили механизм термоактивированной блокировки. При понижении температуры деформации рекомбинация сверхчастичной II затруднена. Поскольку это необходимый этап процесса поперечного скольжения, то на HT ступени указанный механизм блокировки дислокационных источников уже не действует. Дислокационный каркас перестает препятствовать включению системы скольжения II. А поскольку такой каркас является прозрачным для сверхдислокаций II (имеется в виду упругое противодействие), то, как уже говорилось выше, напряжение $\sigma_F(T_2)$ включения источников сверхдислокаций II определяет начало пластического течения на HT ступени. Безусловно, предлагаемый механизм является лишь одним из возможных. Необходимы специальные эксперименты, в частности, предусматривающие изменение схемы многоступенчатого нагружения, для того чтобы выяснить возможность реализации того или иного механизма.

13.4. ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

13.4.1. ИНТЕРМЕТАЛЛИДЫ ТИПА Ni_3Al И СПЛАВЫ НА ИХ ОСНОВЕ

Из ориентировок центра стандартного стереографического треугольника чаще всего используется ориентировка $[\bar{1}23]$. Особенности геометрии скольжения для такой ориентировки рассмотрены в разделе 2.2.1. Системы скольжения I и II схематически изображены на рис. 13.14. Векторы Бюргерса $\mathbf{b}_I$ и $\mathbf{b}_{II}$ являются диагоналями (010) грани куба. Основной является первичная система скольжения I. Система скольжения II вообще не наблюдалась. Вместо нее наблюдалась $[\bar{1}10]$ (111) система скольжения с неортогональным к $\mathbf{b}_I$ вектором Бюргерса. Эти результаты в известной мере служат подтверждением “запрета на вторую диагональ”, лежащую в той же грани куба, что $\mathbf{b}_I$. Тогда можно ожидать, что при двуступенчатой деформации $[\bar{1}23]$ монокристалла (см. рис. 13.2,а) система II действительно не будет наблюдаться на ВТ ступени, но, будучи включенной на НТ ступени, приведет к макроскачку напряжения. Аналогичным образом происходит смена систем скольжения для других ориентировок из центра стереографического треугольника, для которых факторы Шмида приведены в табл. 13.1, причем системами I и II являются те же системы, что для ориентировки $[\bar{1}23]$.

Интерпретация данных, полученных для ориентировки $[\bar{1}23]$ при нескольких переходах между ВТ и НТ ступенями (см. рис. 13.2,б), также может быть дана в рамках предлагаемой модели. Каждый переход сопровождается переключением от одной системы скольжения к другой. На любой ВТ ступени действует система I, а на НТ — система II. Однако каждая система сколь-

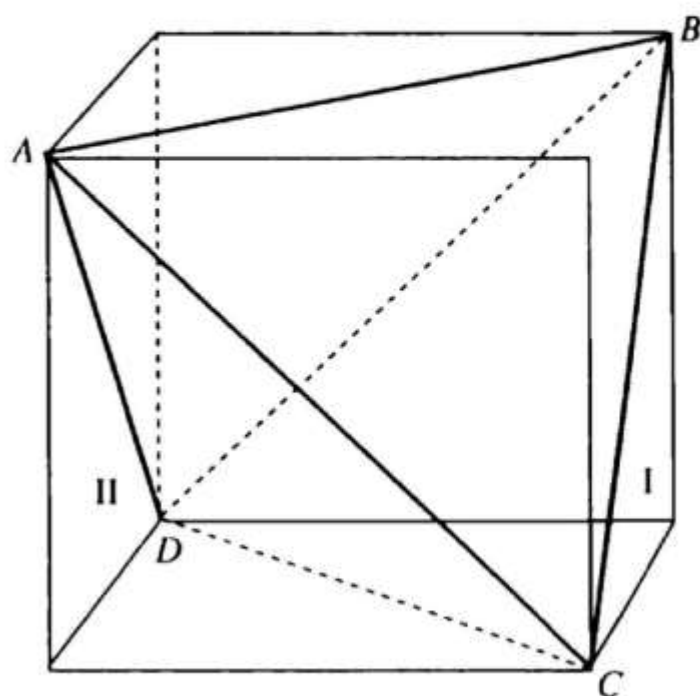


Рис. 13.14. Системы скольжения I и II для ориентировки $[\bar{1}23]$

жения “помнит” о том, что была включена на предыдущей “своей” ступени и соответственно создавала собственный дислокационный каркас. Поэтому, как видно из кривых (см. рис. 13.2,б), предел текучести на любой ВТ-ступени практически совпадает не с пределом текучести на предыдущей ВТ ступени, а с напряжением ее конца. Такой же результат получен и при повторении НТ ступеней.

Обратим внимание на кривые 2' на рис. 13.9 и 13.10. Они получены посредством умножения приведенного напряжения в системе I (кривая 2) на величину f_{II}/f_I . В результате кривые 2' дают приведенное напряжение в системе II. Для ориентировок $\langle 134 \rangle$, $\langle 123 \rangle$ кривые 2' лежат ниже кривых 2, поскольку $f_{II}/f_I < 1$. При этом предел текучести на НТ ступени приближается к эталону. Для ориентировок $\langle 023 \rangle$, $\langle 102 \rangle$, $\langle 001 \rangle$ кривые 2' совпадают с кривыми 2, поскольку $f_{II} = f_I$. При этом предел текучести на НТ ступени также близок к эталону. Поэтому можно говорить об обратимости предела текучести при понижении температуры деформации. Однако можно полагать, что осуществляется указанная обратимость, благодаря включению системы II. При комнатной температуре значение предела текучести (приведенное к системе II) после предварительной деформации на ВТ ступени оказалось близким к значению (приведенному к системе I) без предварительной деформации. Фактически, это говорит лишь о выполнении закона Шмида при данной температуре и, кроме того, служит доказательством прозрачности каркаса.

Таким образом, если при двуступенчатой деформации измеряется аксиальное напряжение, то при переходе от ВТ к НТ ступени напряжение течения для одних ориентаций падает почти до эталона, для других — заметно выше эталона (см. рис. 13.3, 13.4). Однако это различие исчезает, если предположить, что на ВТ и НТ ступенях действуют разные системы скольжения. Тогда вся деформационная кривая включает в себя кривую 1 на ВТ ступени (напряжение приведено к системе I), а на НТ ступени — кривую 2' (напряжение приведено к системе II), причем предел текучести на кривой 2' во всех случаях достаточно близок к эталону. По сути дела, тот факт, что аксиальное значение предела текучести на НТ ступени превышает эталон, само служит подтверждением включения системы скольжения с меньшим фактором Шмида.

Аналогичная ситуация возникает, если подобным образом перестроить кривую 2_{RT} на рис. 13.2,а, которая дает напряжение, приведенное к первичной системе скольжения I. Полученная в результате кривая $2'_{RT}$ дает напряжение, приведенное к вторичной системе скольжения II. Поскольку $f_{II}/f_I < 1$, то кривая $2'_{RT}$ лежит ниже кривой 2_{RT} и приближается к эталону.

Как уже говорилось выше, для исследуемых сплавов типа Ni_3Al при любых ориентировках наблюдается макроскачок. Исключение составляет суперсплав, содержащий 60 % γ' -фазы (см. рис. 13.5). Возможно, это связано с тем, что в суперсплаве такого состава вначале деформируется более мягкая разупорядоченная γ -фаза, а затем γ' -фаза. Поэтому, когда на ВТ ступени степень деформации увеличивается, то при последующем переходе к НТ ступени наблюдается макроскачок напряжения.

13.4.2. ИНТЕРМЕТАЛЛИД $TiAl$

Как уже говорилось в разделе 13.1.2, макроскачок напряжения при двуступенчатой деформации $TiAl$ был обнаружен только для ориентировки $[251]$. В табл. 13.2 приведены максимальные факторы Шмида для возможных типов дислокаций при тех ориентировках (вторая строка), при которых проводилась двуступенчатая деформация $TiAl$. Как видно только для ориентировки $\langle 251 \rangle$ сверхдислокации $\langle 101 \rangle$ имеют наибольший фактор Шмида ($f_I = 0.490$) по сравнению с другими возможными в $TiAl$ типами дислокаций. Вектор Бюргерса b_I , соответствующий первичной системе скольжения, равен $[011]$. Система скольжения сверхдислокаций с вектором Бюргерса b_{II} , ортогональным b_I , имеет следующий по величине фактор Шмида

Таблица 13.2

Максимальные факторы Шмида для дислокаций различных типов в $TiAl$

Вектор Бюргерса	[9]	[7]	[8]	
	$[\bar{2}51]$	$[010]$	$[011]$	$[001]$
$1/2\langle 110 \rangle$	0.381	0.408	0.408	0
$\langle 101 \rangle$	0.490	0.408	0.408	0.408
$1/2\langle 112 \rangle$	0.424	0.235	0.235	0.471

($f_{II} = 0.435$). На ВТ ступени наблюдается только первичная система скольжения (см. рис. 13.8,б, в). Другие типы дислокаций при этой ориентировке не наблюдались.

На основании модели, изложенной выше, мы полагаем, что макроскачок напряжения обусловлен включением на НТ ступени системы скольжения II с вектором Бюргерса $[011]$. Если учесть, что $f_{II}/f_I = 0.87$, то на основе рис. 13.8,а, сразу получаем, что приведенное напряжение для системы II, соответствующее началу НТ ступени, практически совпадает с эталоном, т. е. приведенным напряжением для системы I при комнатной температуре без предварительной деформации.

При ориентировках $[010]$ и $[011]$ возможно действие систем скольжения одиночных дислокаций, имеющих равный со сверхдислокациями $\langle 101 \rangle$ фактор Шмида (см. табл. 13.2). Поскольку блокировка одиночных дислокаций не связана с образованием барьеров Кира—Вильсдорфа (см. раздел 4.3), то рассмотренный выше инициирующий механизм не действует для источников одиночных дислокаций. Поэтому на одиночные дислокации не распространяется “запрет на вторую диагональ”. Действительно, на микрофотографии, приведенной на рис. 5.13, видны одиночные дислокации с ортогональными векторами Бюргерса. Такие системы скольжения также наблюдались и в $[9]$ (рис. 10,е,ф) при ориентировках, благоприятных для одиночных дислокаций. Но тогда, как видно из рис. 13.11, любая из возможных октаэдрических плоскостей скольжения содержит заблокированные дислокации каркаса. В результате при переходе к НТ ступени каркас не может стать прозрачным для какой-либо новой системы скольжения независимо от того, включаются ли источники одиночных дислокаций или сверхдислокаций.

При ориентировке $[001]$ также не наблюдается макроскачок напряжения, хотя и нет одиночных дислокаций. Максимальный фактор Шмида имеют сверхдислокации типа $1/2\langle 112 \rangle$. Нельзя исключить возможность включения этих систем скольжения. Тогда структура каркаса будет сложнее той, что рассматривалась выше. Трудно ожидать прозрачности такого каркаса при переходе к НТ ступени. Наличие в $TiAl$ нескольких типов дислокаций в любом случае размывает картину перехода от ВТ к НТ ступени. Полученные выше данные свидетельствуют о возможнос-

ти исчезновения макроскачка напряжения в TiAl за счет одиночных дислокаций или сверхдислокаций $1/2\langle 112 \rangle$. Однако для того, чтобы получить подтверждение (или опровержение) этой версии, требуется детальное ТЭМ исследование дислокационной структуры на различных ступенях деформации.

В заключение заметим, что наблюдение (или ненаблюдение) макроскачка напряжения является одной из странностей деформационного поведения интерметаллидов. Это, действительно, необычный эффект: в одних случаях наблюдается макроскачок напряжения, несмотря на созданный предварительной деформацией дислокационный каркас, в других случаях напряжение при понижении температуры почти не меняется, несмотря на температурную аномалию предела текучести. Мы не считаем, что полностью удалось понять природу этого эффекта. Несмотря на большой объем экспериментальной информации, нам не удалось пока сформулировать и поставить критические эксперименты, которые позволили бы получить однозначное решение.

ДИСЛОКАЦИОННЫЙ КАРКАС ПРИ УПОРЯДОЧЕНИИ ПОСЛЕ СИЛЬНОЙ ХОЛОДНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

В предыдущей главе речь шла о жестком каркасе, образованном дислокационными барьерами. Эти барьеры возникают из скользящих сверхдислокаций в результате их превращений, типичных для интерметаллидов. Жесткость каркаса обусловлена тем, что разрушение барьеров требует более высокой энергии активации, чем их образование. В упорядоченных сплавах, имеющих, в отличие от интерметаллидов, также и разупорядоченную фазу, возможно создание жесткого каркаса другим путем: сильная холодная деформация разупорядоченного сплава и последующий отжиг, приводящий к упорядочению. При определенных режимах отжига дислокационная структура оказывается жестко вмонтированной в упорядоченную матрицу. При других условиях реализуется альтернативный вариант, а именно рекристаллизация сплава. Причиной возникновения жесткого каркаса в конечном счете является то, что в общем случае вектор Бюргерса дислокации разупорядоченного сплава не является трансляцией сверхрешетки. Далее для различных сверхструктур рассматриваются формирование жесткого каркаса и способы его размягчения. Аналогия между обоими каркасами (один — в интерметаллидах — из дислокационных барьеров, другой — в упорядоченных сплавах — из неполных дислокаций) является более глубокой, чем можно было ожидать: некоторые процессы их размягчения оказались общими.

14.1. ПРОЦЕССЫ ПЕРЕСТРОЙКИ КАРКАСА

Не обсуждая далее вопроса о влиянии предварительной деформации на кинетику упорядочения, заметим лишь, что экспериментальные данные являются противоречивыми.

Так, в [1] обнаружено, что упорядочение в предварительно деформированных сплавах замедляется по сравнению с закаленными. Однако в [2] показано, что сильная предварительная деформация ускоряет упорядочение. В то же время неоднократно отмечалось, что кинетика упорядочения не зависит от предварительной деформации.

Рассмотрим другой аспект проблемы взаимосвязи процессов деформации и упорядочения и выясним, как влияет упорядочение на дислокационную структуру [3—8]. Перестройка дислокационной структуры при отжиге существенно зависит от соотношения между скоростями процесса упорядочения и процессов, определяющих перераспределение дислокаций. Рассмотрим два предельных случая:

— при “медленном” упорядочении дислокации успевают перераспределиться в разупорядоченной фазе;

— при “быстром” упорядочении дислокационная структура, наследуемая от разупорядоченной фазы, оказывается встроенной в упорядоченную матрицу и образует своего рода каркас.

В первом случае перераспределение дислокаций определяется свойствами разупорядоченной фазы и не требует специального анализа.

Рассмотрим перестройку каркаса в случае быстрого упорядочения. Сверхрешетка в общем случае имеет векторы трансляции, большие по сравнению с решеткой разупорядоченного сплава. Так, векторы трансляции сверхрешеток $L1_2$ и $B2$ являются удвоенными векторами трансляции решеток разупорядоченных сплавов. Однако для сверхрешетки $L1_0$ одни векторы трансляции, если не учитывать тетрагональности, остаются такими же, что и до упорядочения, другие — удваиваются. Соответственно и векторы Бюргерса дислокаций, образующих каркас, не являются в общем случае векторами трансляции сверхрешетки. Вследствие того, что дислокации каркаса оказываются неполными дислокациями в сверхрешетке, к каждой из них примыкает полоса АФГ, возникающая при упорядочении окружающей матрицы. В результате поверхность АФГ (рис. 14.1) состоит из полос, принадлежащих различным кристаллографическим плоскостям, которые могут быть (а могут и не быть) плоскостями скольжения дислокаций. Такая поверхность может быть ограничена либо неполными дислокациями с обеих сторон, либо неполной дислокацией с од-



Рис. 14.1. Поверхность АФГ, обрывающаяся на дислокации каркаса

ной стороны. В последнем случае поверхность АФГ пересекается с границей зерна либо с другой АФГ.

Перестройка каркаса определяется возможными процессами движения неполных

дислокаций, на которых обрывается полоса АФГ. Эти процессы зависят от типов дислокаций и АФГ, присущих той или иной сверхструктуре. Но можно выделить процессы, которые, по-видимому, реализуются в любой сверхструктуре. В том случае, когда к дислокации примыкает полоса АФГ сдвигового типа (с энергией ζ) поверхностное натяжение АФГ инициирует скольжение дислокации. В результате указанная полоса АФГ исчезает, а дислокация останавливается на изломе АФГ поверхности. Скольжение дислокации, сопровождаемое исчезновением полосы АФГ, является наиболее легким из процессов перестройки каркаса.

Поверхностное натяжение АФГ оказывает влияние и на переползание неполной дислокации. Это сразу видно из простой схемы, приведенной на рис. 14.2. Поток вакансий в сжатую область кристалла вблизи оси краевой дислокации вызывает переползание дислокации в направлении, перпендикулярном плоскости скольжения. Расчет [4] показывает, что, по сравнению с осмотической силой, обусловленной пересыщением вакансий вблизи оси дислокации, и упругой силой, определяемой соответствующими диагональными компонентами тензора внешних напряжений, вклад поверхностного натяжения АФГ в суммарную силу, вызывающую переползание, может быть значительным. В том случае, когда АФГ лежит в экстраплоскости (рис. 14.2,а), исчезновение полосы АФГ стимулирует переползание. Если же экстраплоскость и АФГ расположены по разные стороны от плоскости скольжения (рис. 14.2,б), то переползание затруднено. Аналогично, поверхностное натяжение АФГ при одной конфигурации диполя (рис. 14.2,в) содействует, а при другой (рис. 14.2,г) — противодействует переползанию. В общем случае АФГ не параллельна

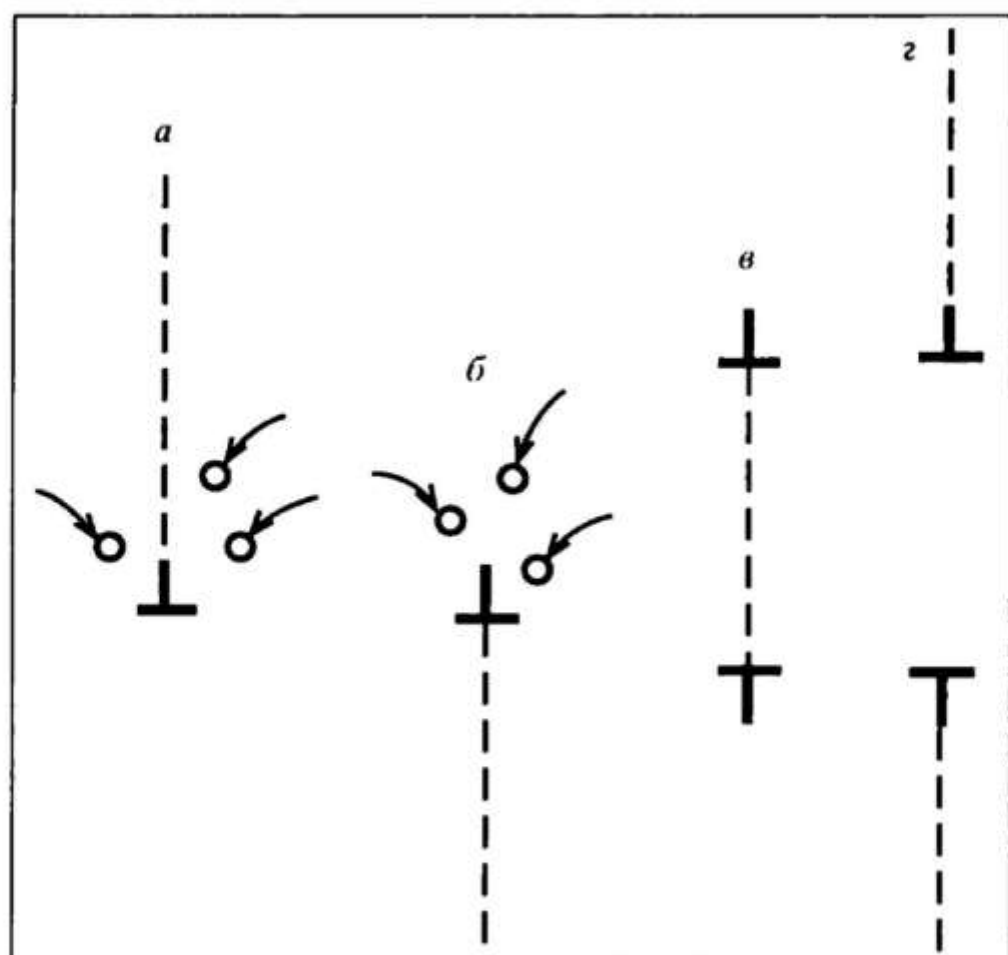


Рис. 14.2. Конфигурации, соответствующие различному взаимному расположению экстраплоскости и АФГ

экстраплоскости. Вопрос о том, какой из вариантов реализуется — переползание в экстраплоскости или перемещение в плоскости АФГ — требует специального исследования.

Далее проводится анализ перераспределения дислокаций каркаса в различных сверхструктурах и прослеживается смена легких процессов, инициируемых исчезновением АФГ, тяжелыми процессами, требующими их образования.

Сверхструктура $L1_2$. Упоминаемая выше поверхность АФГ имеет форму, которая зависит от того, существует ли в исследуемом сплаве анизотропия энергии АФГ. Как говорилось в главе 2, наименьшую энергию в сплавах типа Ni_3Al имеет АФГ сдвигового типа в плоскости куба. Именно соотношение $\zeta' < \zeta$, где ζ и ζ' — энергии АФГ в плоскости октаэдра и куба соответственно в конечном счете приводит к тому, что энергия барьера Кира—Вильсдорфа ниже энергии скользящей сверхдислокации. Поэтому указанное соотношение выполняется в сплавах, обладающих температурной аномалией предела текучести. Оно выполняется также и в сплаве Cu_3Au , для которого наблюдается ано-

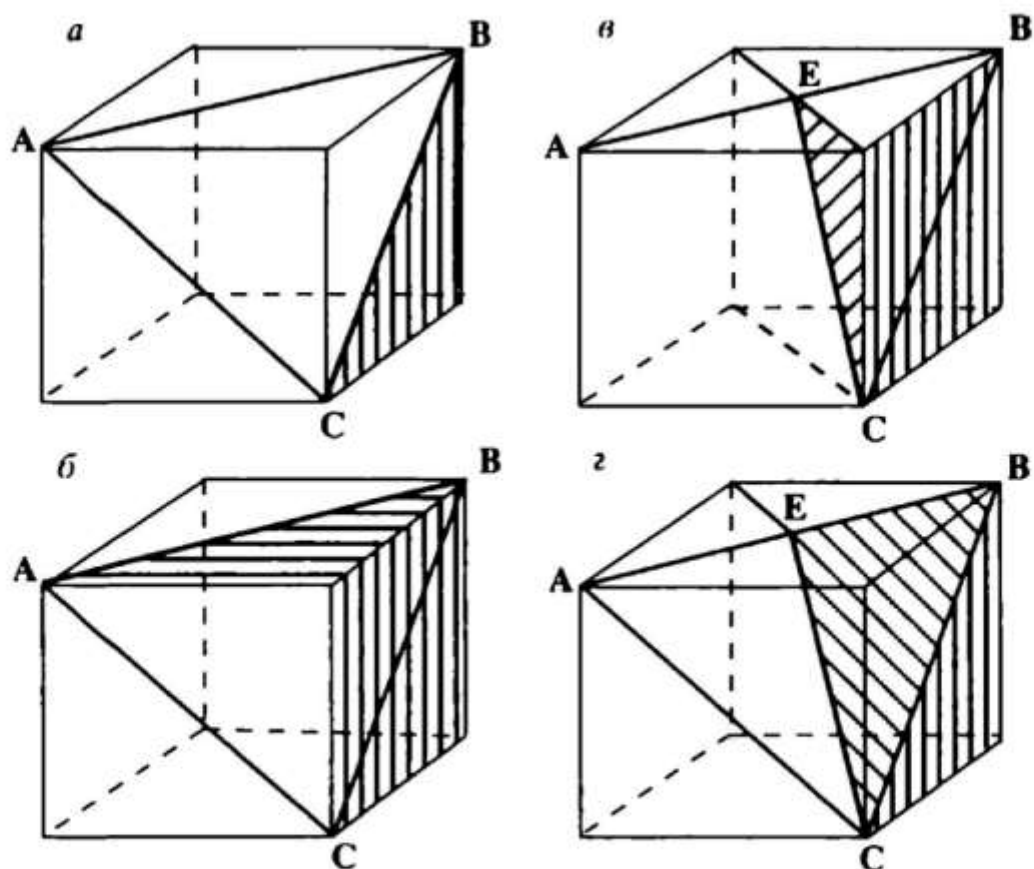


Рис. 14.3. Полосы АФГ, примыкающие к дислокациям различных ориентаций. Вектор Бюргерса вдоль **BC**; ось дислокации вдоль **BC** (а), **AB** (б), **CE** (в, г)

мальный ход не предела текучести, а коэффициента упрочнения. Анизотропия энергии АФГ не обнаружена в таких сплавах, как Ni_3Fe , Ni_3Mn [9], и в этих сплавах не наблюдается (см. рис. 2.14) температурной аномалии $\sigma_y(T)$.

Можно ожидать, что в сплавах с анизотропией энергии АФГ связанная с каркасом поверхность АФГ будет преимущественно содержать полосы антифазных границ в плоскостях куба. Однако только к винтовой дислокации может непосредственно примыкать полоса АФГ сдвигового типа в плоскости куба (рис. 14.3,а). В том случае, когда ось смешанной дислокации параллельна $\langle 110 \rangle$, поверхность АФГ может состоять из полос, лежащих в различных плоскостях куба: одна из АФГ является границей сдвигового типа, а другая — неконсервативной¹ (рис. 14.3,б). В том случае, когда ось дислокации не принадлежит плоскости куба, полоса АФГ, примыкающая к оси, будет лежать в другой плоскости, но после излома полоса лежит в плоскости куба (рис. 14.3,в,г).

¹Для неконсервативной АФГ f -вектор не лежит в плоскости границы.

Пусть к винтовой дислокации примыкает полоса АФГ сдвигового типа в плоскости куба. Скольжение винтовой дислокации в плоскости куба затруднено из-за октаэдрического расщепления дислокации. Иницируемое исчезновением АФГ поперечное скольжение неполной дислокации в плоскости куба, прерываемое ее октаэдрическим расщеплением, представляет собой достаточно легкий процесс размягчения каркаса. Когда дислокация достигает излома на поверхности АФГ, дальнейшее скольжение сопровождается образованием полосы АФГ в плоскости куба. Эти процессы близки к кубическому скольжению сверхдислокаций в интерметаллидах (см. раздел 2.3). В рассматриваемом здесь случае процессы происходят, как и в интерметаллидах, термоактивированным путем, но без внешнего напряжения.

Таким образом, перестройка каркаса осуществляется посредством рассмотренных выше процессов, иерархия которых такова: наиболее легкими являются иницируемые исчезновением АФГ процессы скольжения в плоскостях октаэдра и куба; затем — процессы переползания при наличии подходящим образом ориентированных полос АФГ; далее следуют происходящие с образованием полос АФГ процессы кубического скольжения и переползания. В любом случае после того, как будут исчерпаны легкие процессы перераспределения дислокаций, последующая перестройка каркаса может произойти лишь в результате более тяжелых процессов. Этим обусловлена жесткость каркаса. В сплавах, в которых энергия АФГ не зависит существенно от ориентации границы, размягчение каркаса еще более затруднено, так как требует создания полос АФГ с высокой энергией.

Сверхструктура В2. Как и в рассмотренном выше случае, скольжению дислокаций содействуют примыкающие к ним полосы АФГ сдвигового типа, переползанию — АФГ, лежащие в экстраплоскости. В этой сверхструктуре отсутствует тенденция к расположению АФГ в определенной кристаллографической плоскости. В результате процессы размягчения каркаса затруднены, как и в тех сплавах со сверхструктурой $L1_2$, которые не имеют анизотропии энергии АФГ. Однако есть некоторые отличия, связанные с тем, что упорядочение по типу В2 является фазовым превращением второго рода. Поэтому при переходе через тем-

температуру упорядочения T_c степень дальнего порядка η растет непрерывно, тогда как в сверхструктуре $L1_2$ — скачком. Поскольку энергия АФГ $\zeta \approx \eta^2$, то для сверхструктуры $B2$ в некотором температурном интервале ниже T_c энергия ζ мала и дислокационный каркас не является жестким.

Сверхструктура $L1_0$. При упорядочении одни из дислокаций оказываются одиночными, другие — неполными. В каждом c -домене свои одиночные дислокации и свои сверхструктурные дефекты упаковки (см. главу 4). Несмотря на аналогию между неполными дислокациями в сверхрешетках $L1_2$ и $L1_0$, есть существенное различие в их поведении, приводящем к перестройке каркаса. Из-за того, что неполные дислокации в сверхрешетке $L1_0$ содержат полосу сверхструктурного (без АФГ) дефекта упаковки, их рекомбинация и соответственно кубическое скольжение затруднены. В интерметаллиде $TiAl$ это приводит к тому, что барьеры Кира—Вильсдорфа являются неразрушаемыми, что обсуждалось выше (см. главу 7). В рассматриваемом здесь случае затруднена перестройка каркаса. Перераспределение же одиночных дислокаций может обеспечить размягчение каркаса в сверхрешетке $L1_0$. Однако, как показано в главе 6, граница c -домена является препятствием для одиночных дислокаций, которые в соседнем домене уже являются неполными.

14.2. ЖЕСТКОСТЬ КАРКАСА И ОСОБЕННОСТИ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПРИ УПОРЯДОЧЕНИИ

14.2.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Накопленная к настоящему времени экспериментальная информация о влиянии упорядочения на рекристаллизацию сплавов во многих случаях является противоречивой. В первую очередь это касается вопроса о том, возможна ли рекристаллизация предварительно сильно деформированного разупорядоченного сплава при отжиге ниже температуры упорядочения T_c .

В ранних работах [10, 11] для сплавов с различными сверхструктурами показано, что рекристаллизация начинается при температуре $T > T_c$. Это было подтверждено в [12] для сплавов системы $Fe-Co$ со сверхструктурой $B2$. Однако в [13] удалось полностью рекристаллизовать сплав

FeCo—V при температуре ниже T_c . При детальном исследовании упорядочения и рекристаллизации сплава FeCo—0.4Cr было обнаружено три температурных интервала ниже T_c с различным поведением предварительно холоднодеформированного разупорядоченного сплава [14, 15]: непосредственно ниже T_c сплав рекристаллизуется; далее, при понижении температуры, рекристаллизация не наблюдается (при временах отжига ~ 100 ч); затем рекристаллизация вновь наблюдается в некотором температурном интервале. Температуры, при которых проводились предыдущие исследования, попадали в различные интервалы, и поэтому были получены противоречивые, на первый взгляд, результаты.

Аналогичная ситуация возникла при исследовании сплавов со сверхструктурой $L1_2$. Согласно [16], упорядоченный сплав Ni_3Fe не рекристаллизуется при $T < T_c$; в то же время при этих температурах наблюдается рекристаллизация сплава нестехиометрического состава, который не является упорядочивающимся. Рекристаллизация сплава Cu_3Au при $T < T_c$ первоначально не была обнаружена. Однако в [17] при длительном отжиге наблюдалась рекристаллизация сплава Cu_3Au в упорядоченном состоянии, которая происходит со скоростью, на два-три порядка меньше, чем в разупорядоченном. Кинетика рекристаллизации сплавов Cu_3Au [17] и Co_3Ti [18] описывается кривыми, приведенными на рис. 14.4.

При исследовании сверхструктуры $L1_0$, в отличие от сверхструктур $L1_2$ и $B2$, не было сомнений относительно протекания рекристаллизации в упорядоченном состоянии. Арунахаламом (см. [19]) обнаружена при $T < T_c$ рекристаллизация предварительно сильно деформированного сплава $CuAu$. Позже при исследовании различных сплавов со сверхструктурой $L1_0$ показано [20, 21], что скорость рекристаллизации немонотонно зависит от температуры: с повышением температуры при приближении к T_c скорость рекристаллизации падает, а затем, уже в разупорядоченном состоянии, резко растет. Детально результаты этих экспериментов будут обсуждаться в следующей главе.

Таким образом, экспериментально обнаружены, во-первых, замедление рекристаллизации при упорядочении и, во-вторых, аномальная температурная зависимость скорости рекристаллизации (ее уменьшение с ростом темпера-

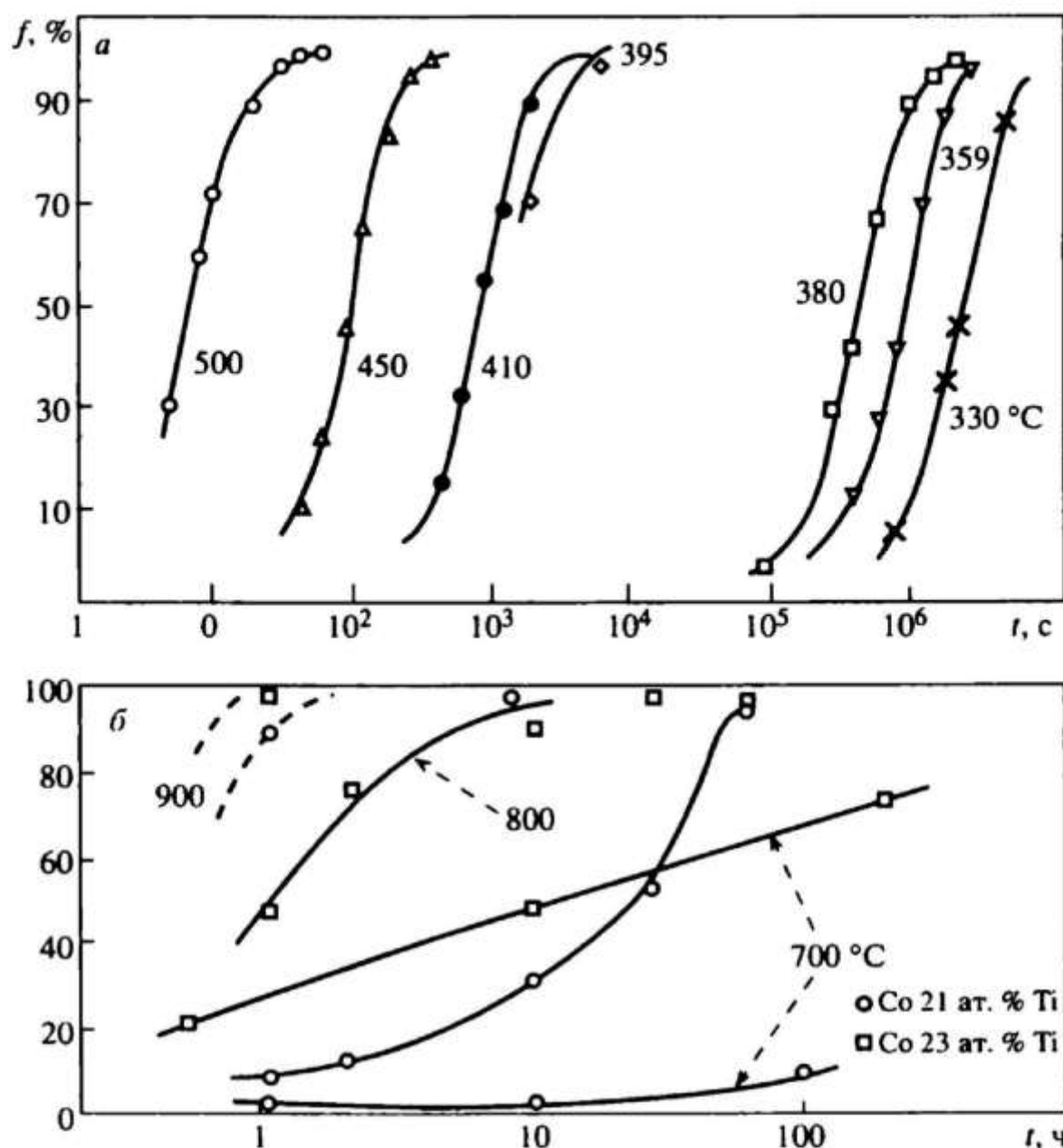


Рис. 14.4. Доля f рекристаллизованного объема в зависимости от времени отжига для холоднокатанных сплавов.
 а — Cu, Au, $\epsilon = 90\%$ [17]; б — Co, Ti, $\epsilon = 50\%$ [18]

туры) в некоторых температурных интервалах ниже T_c . Эти особенности рекристаллизации упорядоченных сплавов могут быть объяснены на основе развитых выше представлений о жесткости дислокационного каркаса, наследуемого при упорядочении от холоднодеформированного разупорядоченного сплава.

14.2.2. ЖЕСТКОСТЬ КАРКАСА И ПОДАВЛЕНИЕ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ

После сильной холодной деформации материал содержит разориентированные микрообъемы, которые могут стать потенциальными зародышами новых зерен. Для их

роста необходимо поглощение решеточных дислокаций из объема [22]. Неясно, должны ли эти дислокации быть подвижными или при столкновении зародыша рекристаллизации с дислокациями достаточно того, что подвижна его граница.

Можно полагать, что замедление рекристаллизации упорядоченных сплавов обусловлено потерей подвижности дислокациями каркаса при отжиге, приводящем к упорядочению. В этом отношении упорядоченные сплавы играют роль модельных материалов, на которых можно проследить, каким образом проявляется в процессе рекристаллизации жесткость наследуемого дислокационного каркаса.

Протекание рекристаллизации зависит от того, является упорядочение быстрым или медленным (по отношению к процессам перераспределения дислокаций в разупорядоченной фазе) и приводит ли оно к потере подвижности дислокационного каркаса. Если использовать терминологию Хорнбогена [23], то возможны следующие варианты комбинированной реакции, включающей в себя фазовое превращение Т и рекристаллизацию R:

$R \rightarrow T$ (последовательные реакции, R опережает T);

$T \rightarrow R$ (последовательные реакции, T опережает R);

$T + R$ (одновременные реакции).

В качестве Т-превращения будем рассматривать упорядочение и ограничимся тремя сверхструктурами: $L1_2$, B2 и $L1_0$.

Сверхструктура $L1_2$. Рассмотрим сплав Cu_3Au ($T_c \approx 390^\circ\text{C}$). При температурах $380\ldots 330^\circ\text{C}$ рекристаллизация происходит за времена порядка $10^6\text{—}10^7$ с, тогда как при температурах немного выше T_c — за $10^3\text{—}10^4$ с (рис. 14.4,а). Можно полагать, что при $T < T_c$ для перераспределения дислокаций в разупорядоченной фазе потребовались бы времена не меньше $10^3\text{—}10^4$ с. Однако равновесная степень дальнего порядка в интервале $380\ldots 330^\circ\text{C}$ устанавливается за 10^2 с [24]. Таким образом, в этом температурном интервале дислокации не успевают перераспределяться прежде, чем произойдет упорядочение, т. е. реализуется случай быстрого упорядочения. Неполные дислокации в упорядоченной матрице оказываются неподвижными.

Как видно из сравнения рис. 14.4,б и 2.8,е, рекристаллизация интерметаллида Co_3Ti при $T < T_{\max}$ протекает существенно медленнее, чем при $T > T_{\max}$ ($T_{\max}$ — температура пи-

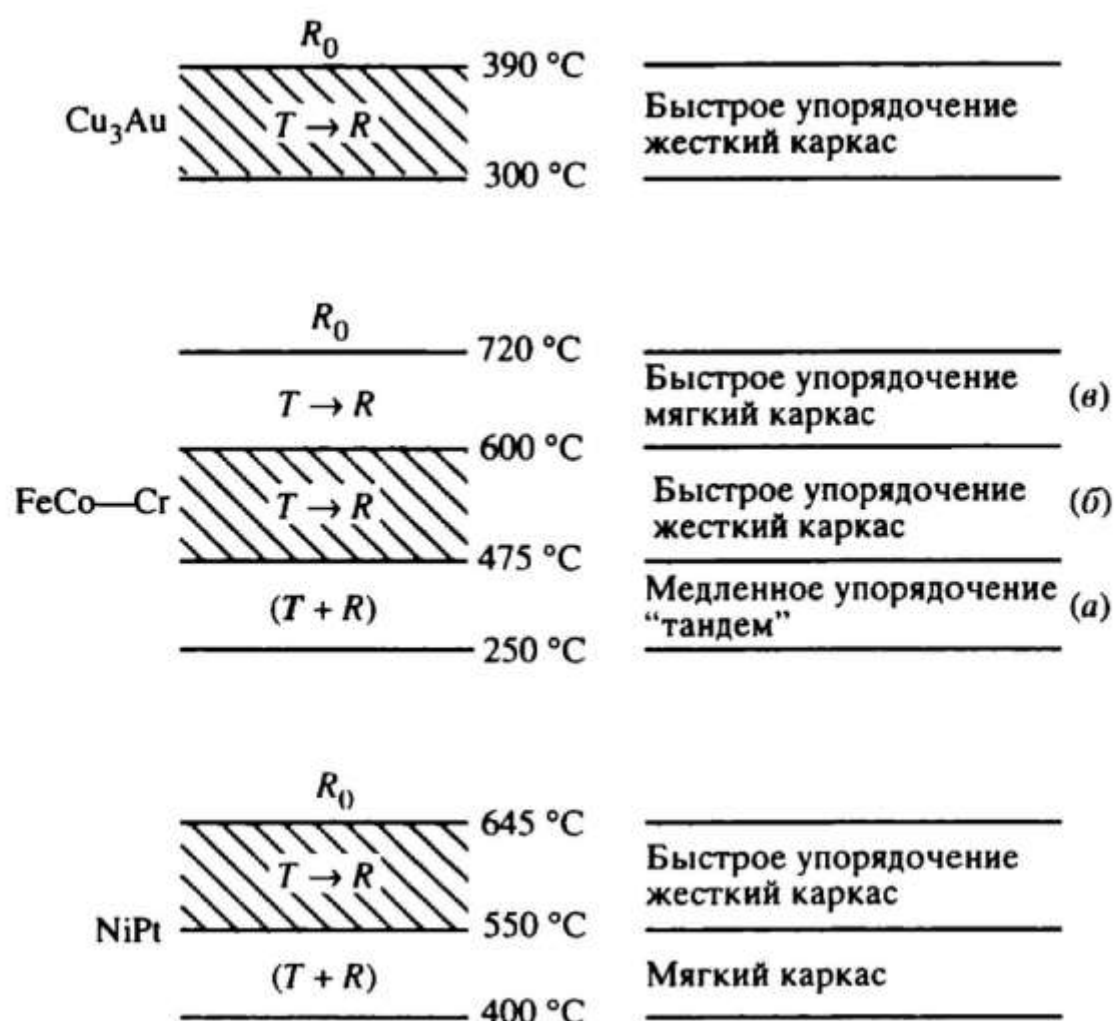


Рис. 14.5. Различные варианты комбинированных TR -реакций для сверхструктур $L1_2$, $B2$ и $L1_0$

ка предела текучести). Это обусловлено той ролью, которую играет кубическое скольжение при размягчении как наследуемого каркаса, так и каркаса, созданного при активном нагружении.

На рис. 14.5 схематически изображены для разных температурных интервалов варианты комбинированной TR -реакции. Для сверхструктуры $L1_2$ эта схема является наиболее простой: при $T > T_c$ — рекристаллизация в разупорядоченной фазе, при $T < T_c$ — быстрое упорядочение и рекристаллизация затруднена (заштрихованная область), так как наследуемый каркас является жестким. Возможные процессы размягчения каркаса рассматривались выше. Если при $T < T_c$ в сплаве Cu_3Au рекристаллизация все-таки наблюдается, хотя для этого необходимы большие времена, то в сплаве Ni_3Fe она вообще не обнаружена.

Сверхструктура $B2$. Как отмечалось ранее, скорость рекристаллизации сплава FeCo—0.4Cr обнаруживает аномальный температурный ход [15] (см. рис. 14.5): рекристал-

лизация наблюдается в интервале *в* ниже T_c , практически исчезает в интервале *б* и вновь наблюдается в интервале *а* при более низких температурах.

Сравним данные по кинетике упорядочения и рекристаллизации при различных температурах. Поскольку рекристаллизация при температуре немного выше T_c начинается при временах, больших 10^3 с [12], то будем считать, что при $T < T_c$ для перераспределения дислокаций в разупорядоченной фазе потребовались бы времена не меньше чем 10^3 с. Однако равновесная степень дальнего порядка достигается в интервале *в* за времена меньше 10^2 с [14]. Таким образом, в интервале *в* происходит быстрое упорядочение, так же как и в сплаве Cu_3Au . Тем не менее при этом наблюдается рекристаллизация. Возможно, что интервал *в* является тем температурным интервалом ниже T_c , в котором дислокационный каркас сохраняет свою подвижность при фазовом переходе второго рода.

В интервале *б* степень дальнего порядка растет, а скорость упорядочения падает, но процесс упорядочения все еще обгоняет возможные процессы перераспределения дислокаций. В результате рекристаллизация существенно замедлена: в сплаве $\text{FeCo}-0.4\text{Cr}$ рекристаллизация не была обнаружена в течение 100 ч. Заштрихованные области на рис. 14.5 соответствуют одной и той же ситуации для обеих ($L1_2$ и $B2$) сверхструктур: быстрое упорядочение и жесткий дислокационный каркас. На границе между интервалами *в* и *б* при температуре равной 600°C , степень дальнего порядка η , согласно [25], составляет ~ 0.65 (рис. 14.6). Такое значение η соответствует переходу от мягкого каркаса в интервале *в* к жесткому в интервале *б*. Отсюда следует, что каркас можно считать мягким, когда энергия АФГ $\zeta \approx \eta^2$ падает примерно втрое по сравнению со своим значением при $\eta = 1$.

В интервале *а* времена упорядочения возрастают до 10^4 — 10^5 с [14] и упорядочение становится медленным. На рис. 14.6 это соответствует пересечению кривых 1 и 2 на границе интервалов *б* и *а*. Кривая 1 дает температурную зависимость времени, необходимого для установления равновесного значения степени дальнего порядка [14]. Кривая 2 — условная; она дает предполагаемый температурный ход времени, которое потребовалось бы для перераспределения дислокаций в разупорядоченной фазе, и имеет смысл

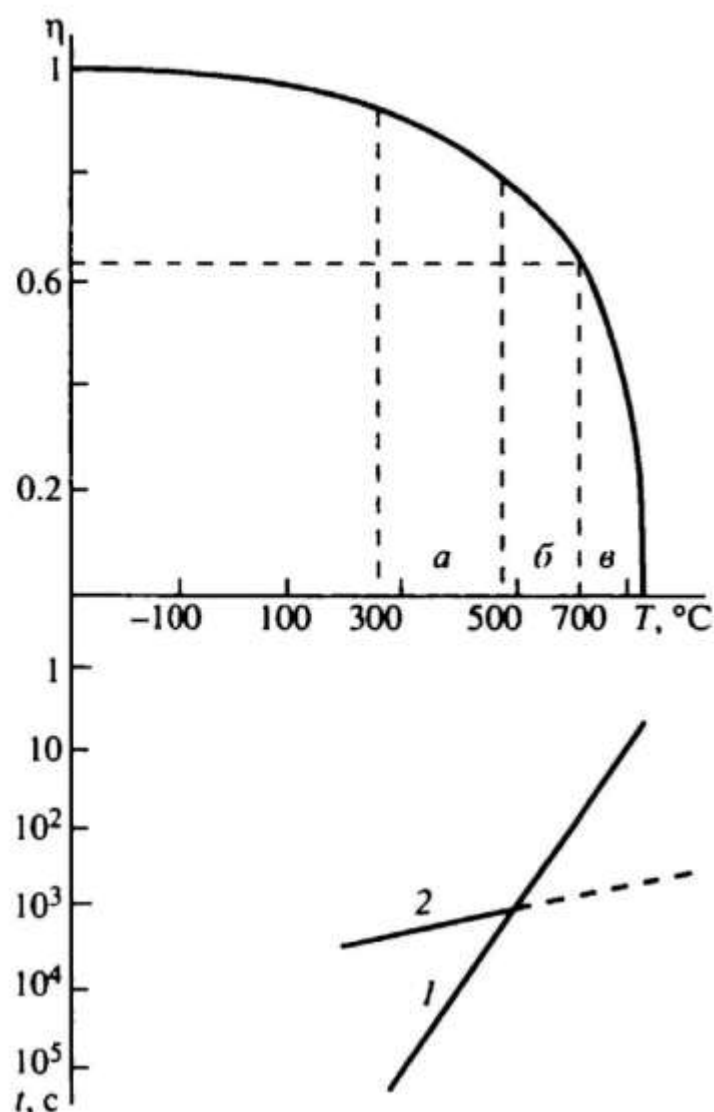


Рис. 14.6. Температурная зависимость равновесной степени дальнего порядка $\eta(T)$ [25], времени, необходимого для установления равновесной степени дальнего порядка (1) [14], и времени, определяющего перераспределение дислокаций (2)

лишь для температур, при которых она идет выше, чем кривая 1.

Можно предположить, что в интервале *a* рекристаллизация протекает следующим образом. Среди потенциальных зародышей рекристаллизации случайным образом может возникнуть такой, который одновременно является зародышем

упорядочения. В случае медленного упорядочения подвижные дислокации могут быть поглощены его поверхностью, что обеспечивает возможность его роста. Поверхность растущего зерна-домена представляет собой фактически “тандем”, образованный межфазной и большеугловой границами. Сила, обеспечивающая движение “тандема,” обусловлена тем, что граница разделяет не только области с высокой и низкой дислокационными плотностями, но также разупорядоченную и упорядоченную фазы. Соответственно два вклада P_p и P_η определяют полную движущую силу:

$$P = P_p + \Delta E, \quad P_p = \mu b^2 \rho, \quad (14.1)$$

где ρ — плотность дислокаций после холодной деформации; выигрыш энергии ΔE при упорядочении пропорционален величине (kT/a^3) , численные коэффициенты при этом зависят от типа сверхструктуры.

При $\rho \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ величина $P_p \approx 10^7 - 10^8 \text{ Н/м}^2$. Можно показать, что величина ΔE слабо зависит от температуры и превосходит P_p на два порядка. Таким образом, "тандем" может обеспечить большую движущую силу рекристаллизации. В том температурном интервале, где "тандем" образуется, упорядочение ускоряет рекристаллизацию. Это объясняет, в частности, тот факт, что рекристаллизация сплава FeCo—0.4Cr наблюдается при понижении температуры вплоть до 250 °C.

Действие тандема не зависит от типа сверхструктуры и может реализоваться, например, в тех сплавах типа $L1_2$, которые имеют медленную кинетику упорядочения. В этих сплавах температурный интервал, в котором замедлена рекристаллизация (заштрихованная полоса на рис. 14.5 для сплава Cu_3Au), с понижением температуры может сменяться, как в сплавах типа FeCo, на интервал, характеризуемый медленным упорядочением и мягким каркасом. В этом интервале, благодаря "тандему", упорядочение будет ускорять рекристаллизацию.

Сверхструктура $L1_0$. В отличие от рассмотренных выше сверхструктур, одиночные дислокации остаются скользящими и после того, как прошло упорядочение по типу $L1_0$. Поэтому понятно, почему в данной сверхструктуре рекристаллизация протекает легче, чем в других. Однако для группы сплавов, таких как NiPt, FePd, CoPt, в некотором температурном интервале ниже T_c было обнаружено существенное замедление рекристаллизации (заштрихованная полоса на рис. 14.5). Вопрос о причине этого будет обсуждаться ниже.

Известно, что упорядочение понижает диффузионную подвижность атомов. Это могло бы быть причиной замедления процесса рекристаллизации. Однако сложная немонотонная зависимость скорости рекристаллизации от температуры, которая схематически изображена на рис. 14.5, не может быть объяснена только изменением коэффициента диффузии при упорядочении.

Можно ожидать, что дислокационный каркас является значительно более мягким в длинопериодных сверхструктурах. Здесь наличие почти эквидистантных доменных границ, находящихся на расстояниях порядка одной или нескольких постоянных решетки, эффективно понижает энергию АФГ в плоскости скольжения, пересекаемой указанными границами.

В конце главы мы вернемся к обсуждению вопроса о роли подвижности дислокаций в процессе рекристаллизации и рассмотрим простую модель, поясняющую, почему подвижность дислокации, а точнее гибкость дислокационной линии, необходимы для протекания этого процесса.

14.3. ЭВОЛЮЦИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ СПЛАВА CuAu

Эволюция микроструктуры сплава, наблюдаемая при упорядочении, существенно меняется, если предварительно, в разупорядоченном состоянии, сплав подвергается холодной деформации. В этом случае расширяется набор микроструктур, сменяющих друг друга при упорядочении. Результаты, приведенные в обзоре Кана [26], отражают сложную природу исследуемого явления и трудности в его интерпретации. В зависимости от кинетики процессов упорядочения и рекристаллизации возможны различные варианты. В настоящем разделе исследована эволюция микроструктуры сплава CuAu при разных температурах и временах отжига после предварительной холодной деформации [27—29]. Выявлены температурные интервалы с различным поведением упорядочивающегося сплава. Получены электронно-микроскопические наблюдения, подтверждающие действие кооперативного механизма-тандема, содействующего образованию новых зерен. Выяснено влияние ламельной структуры на рекристаллизацию.

14.3.1. МАТЕРИАЛ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

В качестве материала исследования использовался сплав CuAu стехиометрического состава, который был приготовлен вакуумной плавкой из металлов чистотой 99,99 % (см. главу 3). Полученный слиток диаметром 4 мм гомогенизировали в вакууме 10^{-2} Па в течение 5 ч при температуре 800 °С, охлаждали до 450 °С и закаляли в ледяную воду. Затем сплав подвергался механико-термическому переделу на пластину толщиной 0,3 мм, отжигу в течение 3 ч при 600 °С в вакууме и закалке от 450 °С ($T_c = 410$ °С) на беспорядок в ледяную воду. После этого сплав был продеформирован прокаткой на 65 % (конечная толщина 0,1 мм) и отожжен в интервале температур 270...410 °С различное время. При этом для отжига

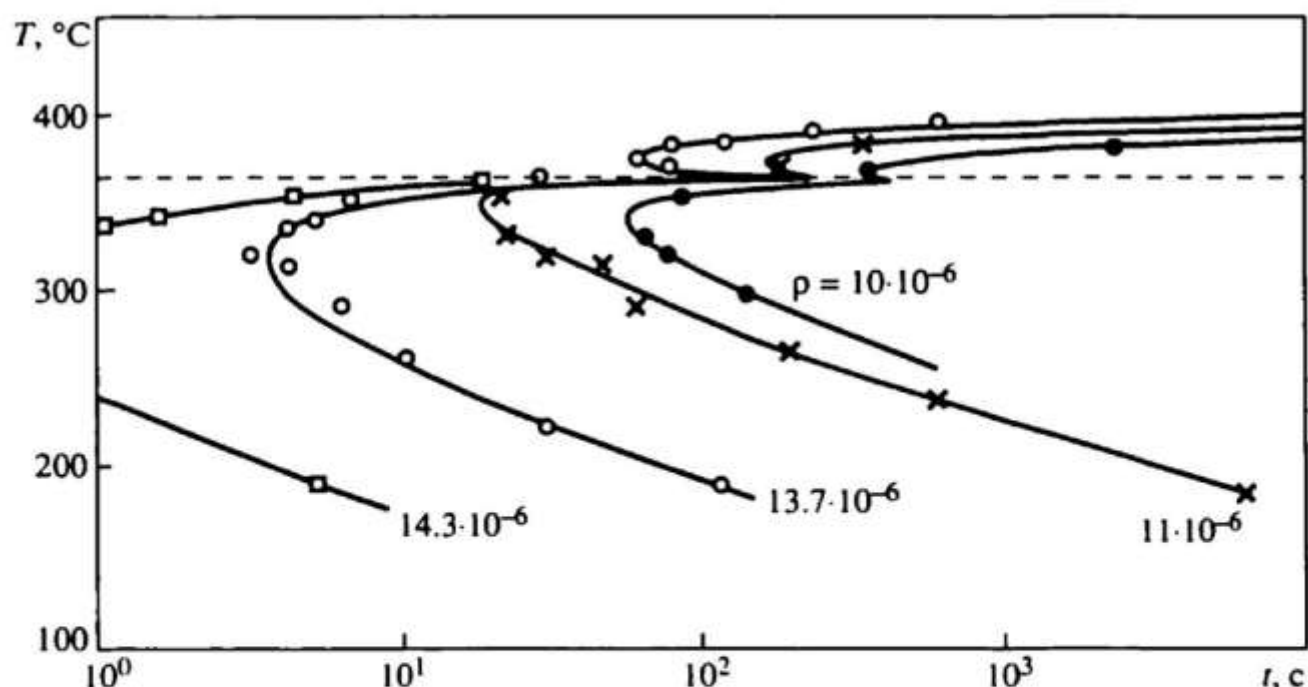


Рис. 14.7. С-образные кривые для сплава CuAu, предварительно разупорядоченного при 440 °С (по данным измерения электросопротивления при различных температурах и временах отжига) [30]

сплава в области температур до 350 °С использовали медленный нагрев (муфельная печь), а при более высоких температурах — быстрый нагрев (соляная ванна). Для оценки структурных изменений во время нагрева сплав от заданной температуры закалялся в ледяную воду. При выборе времени отжига использовались С-кривые [30], описывающие кинетику упорядочения (рис. 14.7). Рентгеновские исследования на аппарате ДРОН-3 в монохроматическом излучении CuK_α позволили провести фазовый анализ и оценить степень порядка и рекристаллизации сплава. Изменение степени порядка в процессе отпуска деформированного CuAu определяли по отношению интенсивностей сверхструктурной (001) и структурной (002) линий. Фольги для ТЭМ-исследования изготавливались электролитически [31].

ТЭМ-исследования проводились в Институте физики металлов УрО РАН на JEM-200CX и в лаборатории изучения микроструктур CNRS-ONERA на JEOL-4000FX и CM20-Philips.

14.3.2. ТЭМ-АНАЛИЗ МИКРОСТРУКТУРЫ

Исследовалась микроструктура холоднодеформированного сплава CuAu, упорядочивающегося при различных температурах (от 200 до 405 °С) и различных временах от-

жига. Можно выделить три температурных интервала с характерным поведением сплава в каждом из них. Полученные результаты далее будут последовательно изложены для каждого из этих интервалов.

Температура ниже 330 °С. На рис. 14.8 приведены микрофотографии структуры сплава после отжига при 270 °С в течение 1 ч (*а—в*) и 100 ч (*г*). Типичным элементом микроструктуры при малых временах отжига является зародыш рекристаллизации внутри твидовой структуры (см. рис. 14.8, *а, б*). Существенно, что новое зерно является упорядоченным и представляет собой один *c*-домен. Альтернативным образованию таких зерен-монодоменов является одновременно наблюдаемое в других областях кристалла формирование ламельной структуры. Первоначально она состоит из тонких пластин *c*-доменов (см. рис. 14.8, *в*). Здесь указаны направления, которые соответствуют следам плоскостей типа {110}. Согласно рентгеновским данным, сплав является упорядоченным, но имеет смешанную структуру, которая состоит из новых зерен, твидовой и ламельной структур. Обращает на себя внимание интересная деталь микроструктуры на рис. 14.8, *а, б*: это множество почти параллельных полос АФГ, которые обрываются на большеугловой границе нового зерна.

Увеличение времени отжига при 270 °С до 20 ч приводит к тому, что значительная часть объема оказывается рекристаллизованной. Однако в отдельных местах остается без каких-либо признаков рекристаллизации ламельная структура с довольно крупными доменами, имеющими ширину порядка 0.07 мкм. После 100-часового отжига рекристаллизованная структура занимает еще больший объем. Средний размер зерна составляет примерно 2—5 мкм. Однако и здесь можно обнаружить зажатые между новыми зернами микрообъемы с остатками ламельной структуры и удивительно высокой для столь длительного отжига дислокационной плотностью (см. рис. 14.8, *в*). Таким образом, хотя при 270 °С первые новые зерна появляются очень рано, до тех пор, пока сохраняется ламельная структура, рекристаллизация не заканчивается. Подобную картину мы наблюдали во всем указанном низкотемпературном интервале.

Температура 330...370 °С. Упорядочение при этих температурах сплава CuAu без предварительной деформации

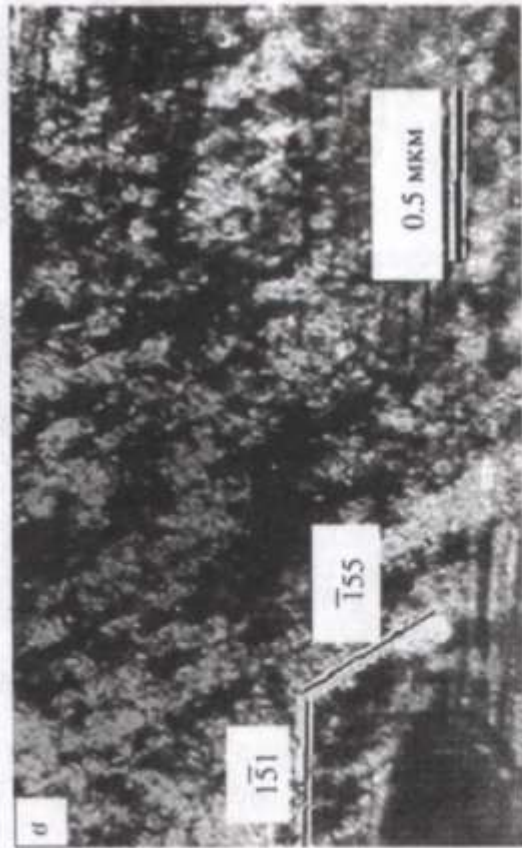
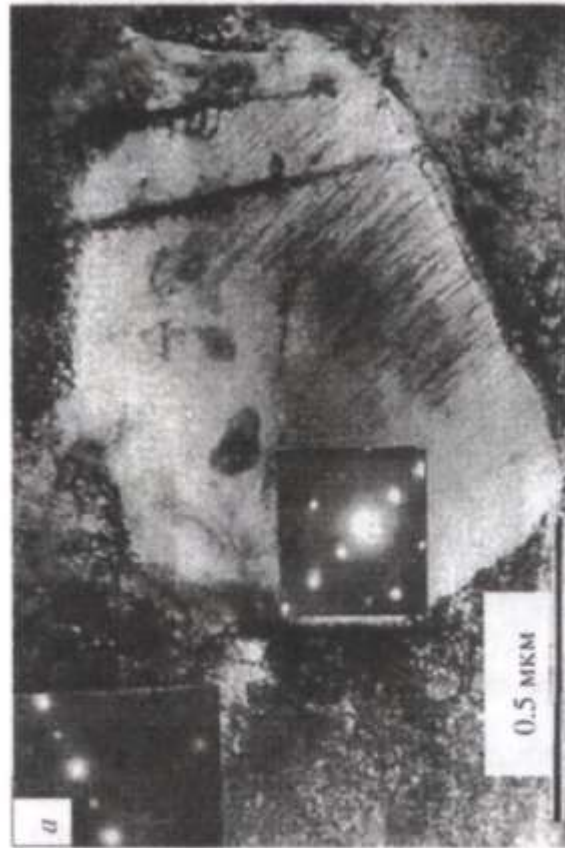


Рис. 14.8. Отжиг при 270 °C:

a — светлое изображение микроструктуры после отжига 1 ч, ось зоны (BD) для рекристаллизованного зерна вблизи $\langle 120 \rangle$, для матрицы — $\langle 001 \rangle$; *б* — темнопольное изображение рекристаллизованного зерна в сверхструктурном рефлексе $g = \langle 001 \rangle$; *в* — темнопольное изображение с-доменов после отжига 1 ч в рефлексе $g = \langle 001 \rangle$, BD вблизи $\langle 510 \rangle$; *з* — светлое изображение микроструктуры сплава после 100 ч отжига

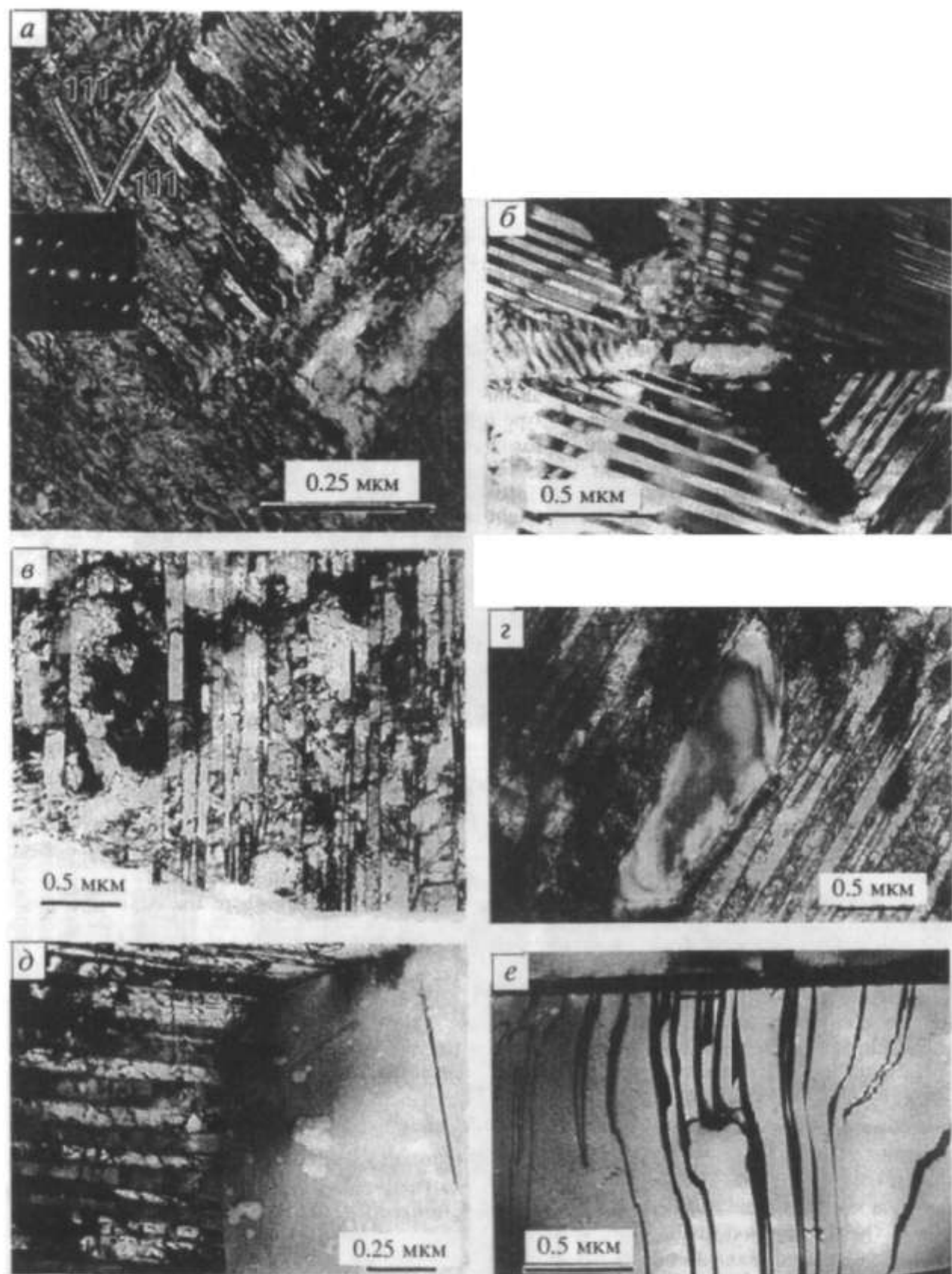


Рис. 14.9. Микроструктура сплава CuAu после отжига в интервале температур 350...370 °C:

a — светопольное изображение микроструктуры после 1 мин отжига при 350 °C. Видно образование мелкодисперсных *c*-доменов; *б* — *c*-доменная структура сплава CuAu после закалки на беспорядок и отжига при 375 °C в течение 7 суток; *в—е* — светопольные изображения микроструктур сплава CuAu после деформации и отжига при 360 °C в течение 10 ч

требует значительно меньшего времени, чем при низких температурах (см. рис. 14.7). Это остается справедливым и для упорядочения после холодной деформации. Уже через несколько минут отжига при указанных температурах наблюдается формирование ламельной структуры (рис. 14.9,а). Рентгеновские данные также свидетельствуют о достаточно высокой степени дальнего порядка, достигаемой при малых временах отжига, например через 15 мин при 350 °С. По мере роста продолжительности отжига при различных температурах из указанного интервала наблюдается почти одна и та же смена микроструктур.

С увеличением времени отжига продолжается развитие ламельной структуры и рост ширины доменов. Но наблюдаемая ламельная структура остается менее совершенной по сравнению с той, которая формируется при упорядочении недеформированного сплава. Микрофотография последней приведена на рис. 14.9,б. При упорядочении после холодной деформации в течение нескольких часов отжига внутри ламельной структуры не наблюдаются новые зерна и сохраняется высокая дислокационная плотность. При больших временах отжига наблюдается смешанная структура. На рис. 14.9,в показана такая микроструктура: отчетливо видны дислокации, полигональные сетки внутри с-доменов, субзерна, зажатые между доменными границами, и новые зерна-монодомены, поглощающие при своем распространении ламельную структуру. Одно из таких зерен, вытянутое вдоль доменной границы, представлено на рис. 14.9,г. Канныализм (если использовать выражение Кана [32]) растущего зерна-монодомена по отношению к ламельной структуре демонстрирует рис. 14.9,д. Набор полос АФГ на рис. 14.9,е подобен наблюдаемому на рис. 14.8,а, б и имеет, как мы полагаем, одинаковое происхождение, что будет обсуждаться в следующем разделе. Эти полосы в среднем перпендикулярны границе зерна, но некоторые из них, как видно на рис. 14.9,е, изогнуты и разбиты на отдельные сегменты.

Температура 380...407 °С. Указанный температурный интервал определяет область существования фазы CuAuII . В соответствии с С-кривыми при температурах выше 380 °С упорядочение существенно замедляется. Как показали рентгеновские исследования при температурах 380...390 °С (и тем более в остальной части указан-



Рис. 14.10. Микроструктура CuAu после отжига при 380...395 °C.

a — ламельная структура CuAu; *б* — светлоскопическое изображение микроструктуры после отжига при 390 °C в течение 15 мин, видно рекристаллизованное зерно в матрице с ближним порядком; *в* — темнопольное изображение зерна в матрице в сверхструктурном рефлекссе $g = \langle 110 \rangle$, ось зоны $\langle 112 \rangle$; *г* — светлоскопическое изображение ламельной структуры после отжига при 380 °C в течение 1 ч



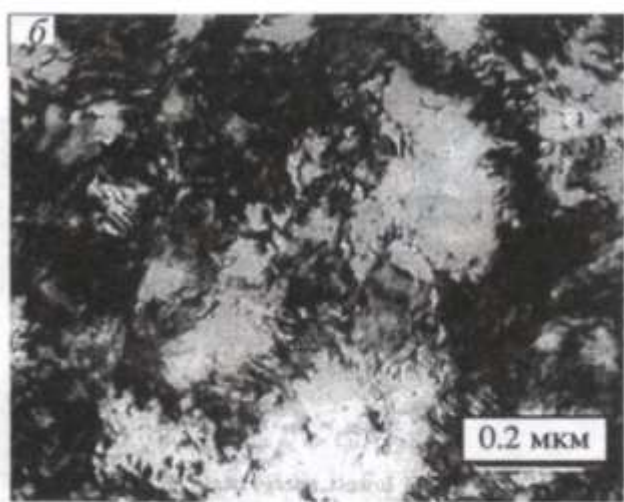
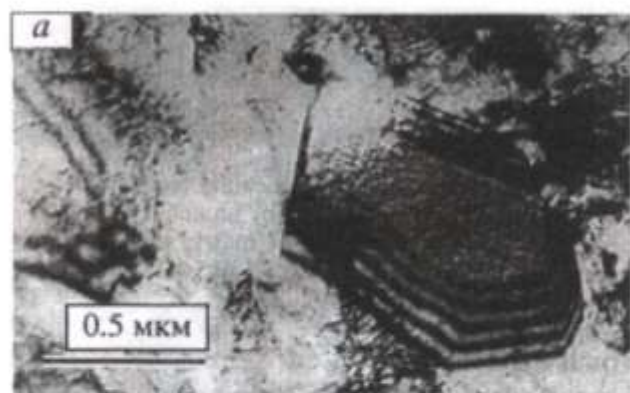


Рис. 14.11. Микроструктура CuAu после отжига при 405 °C (а) и 407 °C (б) в течение 15 мин (светлопольное изображение)

ного интервала), через 15 мин отжига сохраняется разупорядоченная ГЦК-фаза. При малых временах отжига наблюдается смешанная структура, содержащая области с ламельной структурой (рис. 14.10,а), новые зерна (рис. 14.10,б, в) и остатки почти неупорядоченной матрицы. Каждое зерно представляет собой с-домен, где степень дальнего порядка значительно выше, чем в окружающей матрице, имеющей лишь ближний порядок. После отжига в течение 1 ч при 380...395 °C сплав упорядочен и значительная часть его объема рекристаллизована. Но в отдельных местах сохраняется ламельная структура с доменами порядка 0,2 мкм (рис. 14.10,г). После отжига при 395 °C в течение 10 ч получаем полностью рекристаллизованный сплав CuAuII со средним размером зерна порядка 5 мкм. Совершенно другая структура возникает при медленном нагреве (муфельная печь) до 395 °C в течение 24 ч. При этом все еще сохраняется ламельная структура с очень широкими с-доменами порядка 0,1 мкм. Причина указанного различия микроструктур будет обсуждаться ниже.

На рис. 14.11 представлена микроструктура CuAu после отжига при 405...407 °C в течение 15 мин. Здесь видно образование в разупорядоченной матрице нового зерна, имеющего твидовую структуру. Для сравнения на рис. 14.12 приведена микроструктура сплава Cu₃Au, упорядочивающегося при 380 °C в течение 400 ч. Отчетливо видно, что несмотря на такой продолжительный отжиг, часть объема остается нерекристаллизованной и содержит высокую дислокационную плотность.

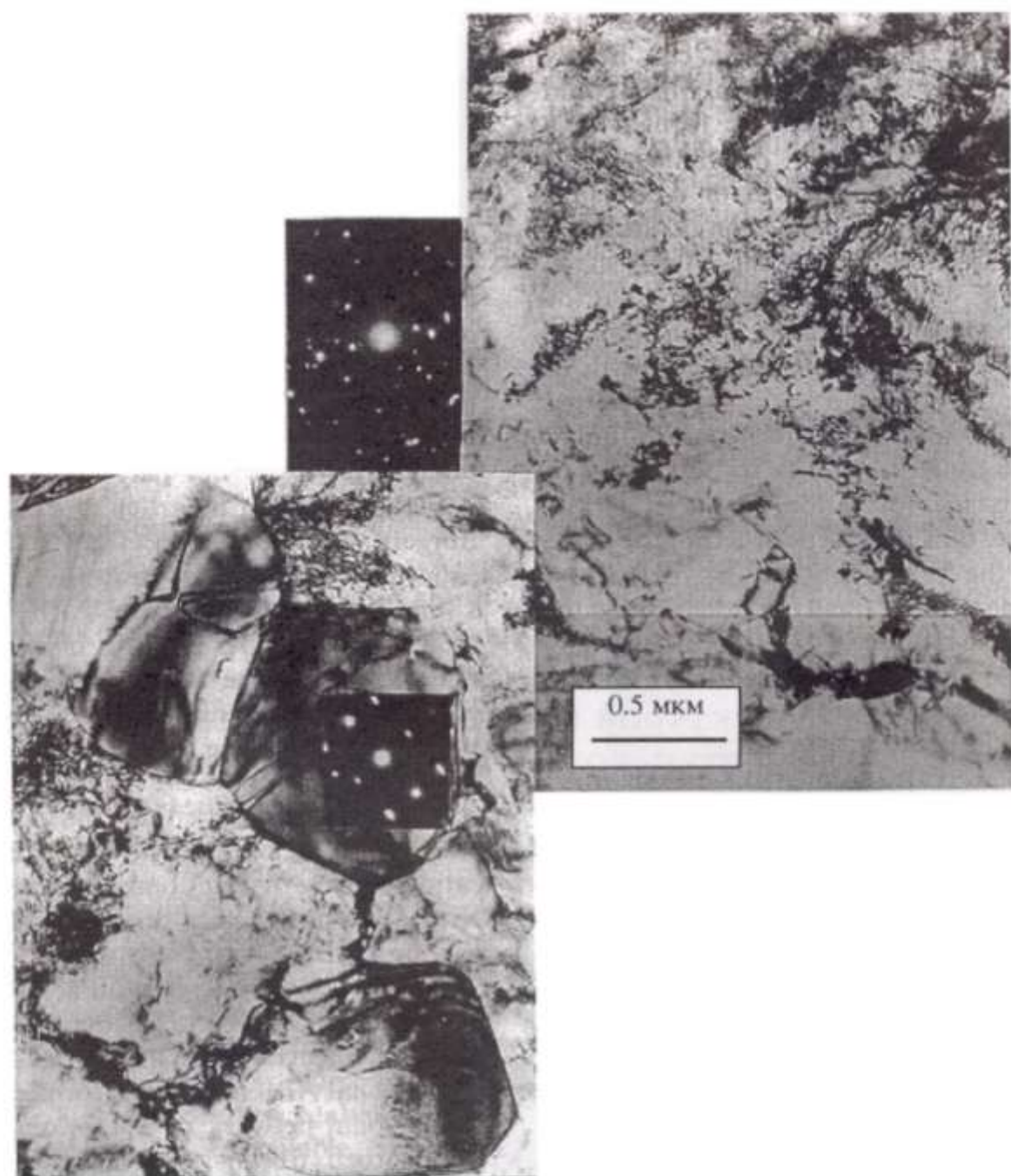


Рис. 14.12. Микроструктура сплава Cu_3Au после деформации на 70 % и отжига на упорядочение при 380 °С в течение 400 ч

14.3.3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При упорядочении по типу $L1_0$ упругие напряжения, обусловленные перестройкой ГЦК-решетки в ГЦТ, играют существенную роль в формировании микроструктуры. Именно конкуренция между энергией упругих напряжений и поверхностной энергией включения новой фазы определяет его форму и соответственно морфологию сплава (см. [4—6], глава 6). Упругие напряжения стимулируют “раскалывание” включения в тонкую пластину вдоль плоскости

оптимального сопряжения, тогда как понижение поверхностной энергии достигается при равноосной (или полиэдрической) форме включения. В зависимости от того, какой из этих факторов доминирует, реализуется та или иная микроструктура.

Ламельная структура в сплаве CuAuI наблюдалась в температурном интервале от 150 до 370 °С, а в CuAuII — 390...400 °С [33, 34]. Сам факт наблюдения ламельной структуры в широком температурном интервале свидетельствует о доминирующей роли, которую играют возникающие при упорядочении упругие напряжения в формировании микроструктуры сплава CuAu.

Последовательность микроструктур, сменяющих друг друга на ранних стадиях упорядочения, выглядит следующим образом. Вначале разупорядоченное состояние (которое для краткости будем обозначать как ds) сменяется хаотическим распределением микродоменов. Затем обнаруживается постепенное возрастание регулярности микродоменной структуры и ее превращение в “твидовую” (tw) структуру. Структура такого типа с преимущественным заполнением микродоменами (имеющими определенное направление тетрагональной c -оси) чередующихся слоев $\{110\}$ является предвестником ламельной (lm) структуры. Указанные состояния разделены энергетическими барьерами, но каждое последующее является энергетически более выгодным, чем предыдущее. Тогда, используя введенные выше обозначения для различных микроструктур, можно записать соотношения между их энергиями (на единицу объема) в следующем виде:

$$E_{ds} > E_{tw} > E_{lm} > E_{mn}. \quad (14.2)$$

При записи (14.2) добавлено еще очевидное соотношение между энергиями ламельной структуры и гипотетического c -монокристалла (mn).

В настоящей главе изучается упорядочение сплава CuAu после предварительной холодной деформации, в результате которой сплав в разупорядоченном состоянии содержит высокую дислокационную плотность. Тогда при последующем упорядочении морфология сплава определяется конкуренцией между упоминаемой выше энергией упругих напряжений, сопровождающих фазовое превраще-

ние, и энергией дислокационной структуры, созданной в результате предварительной деформации. Для реализации той или иной микроструктуры существенны кинетические факторы.

В температурном интервале 330...370 °С, как следует из приведенных выше данных, имеет место быстрое упорядочение, которое опережает процессы перераспределения дислокаций, наследуемых от разупорядоченной фазы. В любом *c*-домене одни дислокации, как уже говорилось, теряют свою подвижность из-за того, что становятся неполными при упорядочении, так что их перераспределение затруднено. Можно полагать, что именно такие дислокации оказываются "вмонтированными" в ламельную структуру. В результате, как видно из рис. 14.9, их плотность сохраняется и при длительном отжиге. Другие дислокации (с векторами Бюргерса, перпендикулярными оси *c*) являются полными внутри указанного домена. Соответственно их подвижность ограничена только его пределами. Возможно, что в определенных случаях перераспределение таких дислокаций оказывается достаточным для формирования субзерен внутри *c*-домена. Вследствие того, что доменные границы тормозят движение дислокаций, размеры субзерна ограничены шириной домена. Поэтому в ламельной структуре с тонкими *c*-доменами трудно ожидать образование достаточно больших субзерен, которые могли бы стать зародышами рекристаллизации. Это становится возможно по мере укрупнения *c*-доменов. При этом доменные границы оказывают сопротивление движению границы зерна, о чем говорит вытянутая форма зерна на рис. 14.9,2. Здесь же видно, как поглощение растущим зерном ламельной структуры создает возможность для его анизотропного роста.

Таким образом, ряд факторов последовательно тормозят рекристаллизацию в температурном интервале 330...370 °С, а именно: быстрое упорядочение препятствует рекристаллизации сплава в разупорядоченном состоянии; при последующем упорядочении такое же влияние оказывает потеря подвижности частью дислокационного каркаса, а затем и сопротивление доменных границ движению как дислокаций, так и границ новых зерен.

Ситуация меняется при выходе из указанного интервала, когда упорядочение замедляется. Тогда процессы перераспределения дислокаций, о которых говорилось выше,

могут опередить процесс упорядочения, что обеспечивает возможность интенсивного формирования зародышей рекристаллизации. Среди них преимущественные условия для роста имеют те, которые одновременно являются зародышами упорядочения. Это обусловлено тем, что движущая сила P для их роста включает в себя как упругую энергию, запасенную при холодной деформации, так и выигрыш энергии при упорядочении. Сила P , определяемая (12.1), обеспечивает движение тандема, образованного границами зародыша упорядочения и нового зерна.

Возможны различные варианты в зависимости от того, реализацией какого из неравенств (12.2) тандем является. Различные варианты тандема представлены на рис. 14.8,а, б, 14.10,в и 14.11,а, б. Величина ΔE соответственно имеет вид

$$\Delta E = E_{tw} - E_{mn}; \quad (14.3)$$

$$\Delta E = E_{ds} - E_{mn}; \quad (14.4)$$

$$\Delta E = E_{ds} - E_{tw}. \quad (14.5)$$

Согласно (14.2), для всех этих вариантов возникает дополнительный вклад $\Delta E > 0$ в движущую силу за счет упорядочения, что обеспечивает движение тандема. Однако при этом внутри зерна-монокристалла, как видно на рис. 14.8,а, б и 14.9,е, возникают полосы АФГ, перпендикулярные границе. Происхождение указанных АФГ может быть обусловлено тем, что, будучи уже принадлежащими границе зародыша, неполные дислокации тянут за собой хвосты АФГ. Это создает тормозящую силу, равную ζ/h (ζ — энергия АФГ, h — расстояние между полосами АФГ). Поскольку для тандема, представленного на рис. 14.8,а, б, при движении большеугловой границы образуется одномерная сетка АФГ, а поглощается трехмерная сетка границ микродоменов, то при близких значениях соответствующих поверхностных энергий движущая сила ΔE , определяемая (14.3), превосходит тормозящую силу. Тем более это справедливо для величины ΔE , определяемой (14.4).

На рис. 14.9,е видна упоминаемая выше изогнутая полоса АФГ, прикрепленная к большеугловой границе. Указанная полоса может возникнуть в том случае, когда неполная дислокация не только движется вместе с большеугловой

границей, но одновременно перемещается по ее поверхности. Возможно также, что перемещается не сама дислокация, а испущенная ею зернограничная частичная дислокация.

Итак, как при высоких, так и при низких температурах, вне интервала 330...370 °С образование новых зерен может быть ускорено, благодаря действию указанного кооперативного механизма-тандема. В результате первые новые зерна появляются очень рано, о чем говорилось выше. Но вследствие обусловленного сильной холодной деформацией пространственно-неоднородного распределения потенциальных зародышей рекристаллизации, в других областях реализуется альтернативный вариант, а именно формируется ламельная структура, которая тормозит движение рекристаллизационного фронта. Поэтому, хотя в обоих изучаемых температурных интервалах образование зародышей может быть облегчено, далее из-за ламельной структуры рекристаллизация протекает в стесненных условиях. И до тех пор, пока сохраняется ламельная структура, рекристаллизация не заканчивается.

Обратим внимание на следующий интересный момент. Когда возникает конфигурация, подобная той, что на рис. 14.9,е, то, благодаря оборванным доменным границам, примыкающим с одной стороны к большеугловой границе, возникает в соответствии с (14.2) дополнительная движущая сила для роста зерна, равная

$$\Delta E = E_{lm} - E_{mm}. \quad (14.6)$$

В отличие от рассмотренных выше вариантов (14.3)—(14.5), оба структурных состояния, которые фигурируют в (14.6), являются упорядоченными. Можно полагать, что их разделяет наиболее высокий энергетический барьер. Это следует из того, что именно ламельная структура оказывает наиболее сильное сопротивление росту зерен. И только когда ламельная структура теряет устойчивость, начинается быстрый рост зерен, которому способствует дополнительная движущая сила, определяемая (14.6).

Сравним поведение сплавов CuAuI и CuAuII при упорядочении после холодной деформации. Как следует из полученных выше данных, рекристаллизация сплава CuAuII протекает легче, чем CuAuI. Естественным объяснением

служит то, что фаза CuAuII является более высокотемпературной. Однако только этим нельзя объяснить, почему при переходе через температурную границу раздела фаз поведение сплава меняется столь радикально при незначительном повышении температуры. Это связано прежде всего с включением кооперативного механизма-тандема при указанном переходе, о чем говорилось выше. Подтверждаются также предположения о меньшей жесткости дислокационного каркаса в модулированной структуре. Кроме того, из приведенных данных следует, что ламельная структура является менее стабильной в сплаве CuAuII , чем в CuAuI .

14.4. РОЛЬ ПОДВИЖНОСТИ ДИСЛОКАЦИЙ В ПРОЦЕССЕ РЕКРИСТАЛЛИЗАЦИИ

Основной результат обсуждаемых выше исследований поведения сплавов при упорядочении после сильной холодной деформации можно кратко сформулировать следующим образом: существенное замедление рекристаллизации вследствие упорядочения в некотором температурном интервале. Из всех рассмотренных выше вариантов самый простой реализуется для Cu_3Au : при переходе через температуру упорядочения скорость рекристаллизации падает на несколько порядков (см. рис. 14.4,а). Мы связываем это с потерей дислокациями подвижности при упорядочении. Но тогда возникает общий вопрос о том, почему подвижность дислокаций вообще может влиять на рекристаллизацию. Возможный механизм такого влияния мы и попытаемся выяснить, не погружаясь в детали процесса рекристаллизации.

В результате сильной деформации возникают дислокационная структура с высокой плотностью и отдельные микрообъемы, значительно разориентированные относительно матрицы. Это потенциальные зародыши рекристаллизации. Поверхности, ограничивающие их и разделяющие области с высокой и низкой дислокационной плотностью, представляют собой будущие большеугловые границы, пока еще не сформировавшиеся. Для того чтобы эти границы сформировались, а их движение могло обеспечить рост нового зерна, необходимо поглощение ими дислокаций из объема, а для этого в свою очередь необходимо, чтобы дислокационная линия оказалась на указанной поверхности.

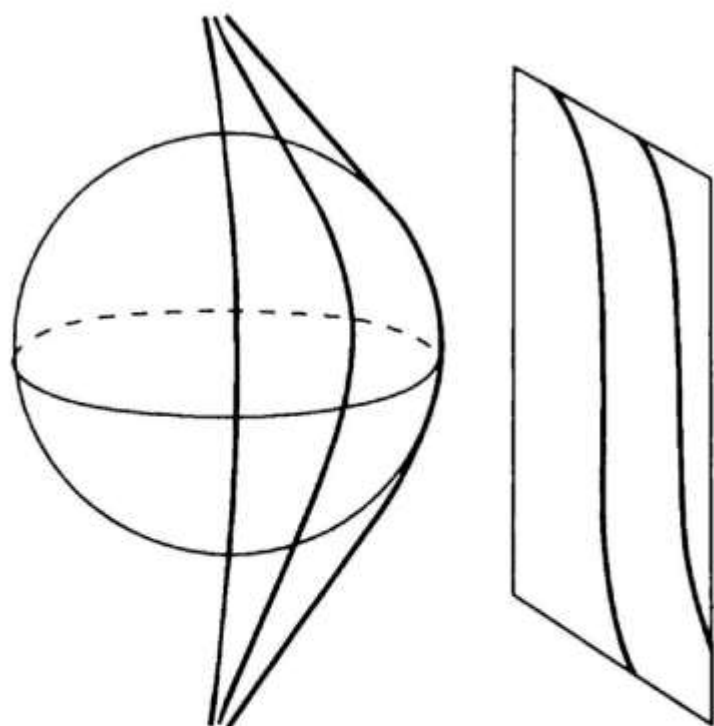


Рис. 14.13. Схематическое изображение зародыша рекристаллизации и дислокаций, упавших из объема на его поверхность

Однако нет никакой корреляции между формой, которую имеет дислокационная линия, и формой поверхности, ограничивающей зародыш рекристаллизации. Поэтому возникает вопрос о том, каким образом дислокационной

линии удастся преодолеть топологический запрет и оказаться на поверхности, имеющей произвольную форму (частный случай: прямая линия и сферическая поверхность). Для этого необходимо изменение формы дислокационной линии в соответствии с формой указанной поверхности. На рис. 14.13 изображена некоторая замкнутая поверхность типа сферы, а на ней — кривые линии. Поверхность имитирует границу зародыша рекристаллизации, а кривые линии — дислокации. Изменение формы дислокационной линии происходит легко только в плоскости скольжения, где дислокационная линия является гибкой. Здесь же речь идет об изменении формы дислокационной линии в пространстве, требующем выхода дислокации из плоскости скольжения. Это может быть обеспечено посредством таких процессов, как поперечное скольжение, переползание и т. д. Указанные процессы являются термоактивированными, так что вероятность их протекания имеет сильную зависимость от температуры. Реально они становятся возможными лишь при высоких температурах.

Далее, когда дислокационная линия уже оказалась на поверхности, необходима интеграция дислокации в структуру границы. Для этого решеточная дислокация превращается в зернограничную, образуются зернограничные дефекты упаковки, уступы (ledges) на границе и т. д. Некоторые из этих процессов также являются термоактивированными. Однако в любом случае дислокация прежде всего должна попасть на

границу. Контролирующими при этом являются упоминаемые выше процессы поперечного скольжения и переползания, которые делают возможным подстройку формы дислокационной линии к заданной форме поверхности.

При упорядочении, как уже говорилось в разделе 14.1, такие процессы затруднены. В конечном счете это связано с тем, что дислокации являются неполными в сверхрешетке. Поэтому затруднено даже обычное скольжение, поскольку и в этом случае требуется образование полосы АФГ. Затруднение этих процессов приводит к тому, что дислокационная линия становится жесткой и не может изменить соответствующим образом свою форму, чтобы упасть на поверхность зародыша рекристаллизации. При этом ситуация, изображенная на рис. 14.13, не реализуется. Другими словами, при упорядочении из-за изменения типа дислокации происходит потеря гибкости дислокационной линии. В результате дислокация не может быть поглощена границей и рекристаллизация будет замедлена. В предельном случае рекристаллизация вообще не наблюдается.

В заключение мы хотели бы обратить внимание на следующее. Фактически эксперименты по исследованию упорядочения после сильной холодной деформации сыграли роль критических экспериментов, позволивших выяснить роли подвижности дислокаций в рекристаллизации. Действительно, в этих экспериментах была использована уникальная возможность практически в одинаковых условиях (один и тот же сплав, одна и та же степень предварительной деформации, близкие температуры) проследить за тем, как происходит рекристаллизация в разупорядоченном и упорядоченном состояниях.

Выстраивается следующая цепочка событий, происходящих при упорядочении после сильной деформации:

- меняется тип дислокации;
 - существенно замедляются процессы поперечного скольжения и переползания;
 - дислокационные линии становятся жесткими и не меняют свою форму;
 - поглощение дислокации границей зародыша рекристаллизации затруднено;
 - рекристаллизация замедлена или подавлена.
-

КОМПОЗИТОПОДОБНОЕ ПОВЕДЕНИЕ СПЛАВОВ СО СВЕРХСТРУКТУРОЙ $L1_0$

Замедление рекристаллизации при упорядочении после сильной деформации (см. главу 14) дает возможность получить высокую прочность в сочетании с хорошей пластичностью для группы сплавов со сверхструктурой $L1_0$, таких как NiPt, FePd, CoPt, CuAu. Для этих сплавов после предварительного волочения на 60—95 % подобраны такие режимы последующего отжига, при которых предел прочности составляет 1500—2200 МПа, а пластичность — 25—40 %. Проведено электронно-микроскопическое изучение эволюции микроструктуры FePd при изменении температуры и длительности отжига. Предложена модель композитоподобного поведения сплавов со сверхструктурой $L1_0$. Указанные сплавы и сплавы на их основе применяются в качестве контактных и резистивных материалов (NiPt, FePd, CuAu), магнито жестких (CoPt, FePd), пружинных материалов (NiPt). Кроме того, эти сплавы на основе благородных металлов имеют высокую стойкость к коррозии, сохраняемую и в жестких условиях эксплуатации. Стабильность их структуры и свойств обеспечивают высокую надежность контактных и упругих элементов, что делает целесообразным использование этих сплавов в ответственных узлах и приборах. Повышение уровня их свойств путем введения в обработку сильной холодной деформации позволяет расширить область их использования.

15.1. МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПРИ УПОРЯДОЧЕНИИ ПОСЛЕ СИЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Фундаментальные представления о влиянии сильной предварительной деформации на процессы упорядочения были разработаны Каном [1, 2]. Эта проблема включает

целый круг вопросов: замедляет или ускоряет пластическая деформация последующее упорядочение, как влияет упорядочение на рекристаллизацию, при каких условиях один из этих процессов опережает другой, как меняются при этом свойства сплавов и т. д. Обсуждение этих вопросов, начатое в главе 14, будет продолжено в настоящей главе.

На рис. 15.1 приведены деформационные кривые для сплавов NiPt ($T_c = 645^\circ\text{C}$) [3], FePd ($T_c = 650^\circ\text{C}$) [4], CoPt ($T_c = 805^\circ\text{C}$) [5] и CuAu ($T_c = 410^\circ\text{C}$)¹. Кривые 1 соответствуют разупорядоченному сплаву после предварительного сильного волочения. В этом случае наблюдается наименьшее удлинение до разрыва, т. е. наименьшая пластичность δ . Это самые короткие деформационные кривые на рис. 15.1. Если отжиг проводится при $T > T_c$, то достаточно быстро происходит рекристаллизация разупорядоченного сплава. В результате резко падает предел текучести σ_y и существенно возрастает пластичность δ . Кривые 8 расположены ниже всех кривых на рис. 1.

В том случае, когда отжиг проводится при $T < T_c$, то, как уже говорилось выше, в некотором температурном интервале вблизи T_c рекристаллизация замедлена. Именно в этом температурном интервале при соответствующей длительности отжига удастся получить оптимальное структурное состояние, характеризующееся высокой прочностью и достаточной пластичностью: $\sigma_u = 1600$ МПа, $\delta = 25\%$ для сплава FePd; $\sigma_u = 2250$ МПа, $\delta = 25\%$ — CoPt; $\sigma_u = 2200$ МПа, $\delta = 40\%$ — NiPt; $\sigma_u = 1400$ МПа, $\delta = 33\%$ — CuAu. Этому состоянию соответствуют самые длинные деформационные кривые среди полученных для упорядоченного сплава. При более низких температурах отжига рекристаллизация ускорена (см. рис. 14.5, в). Здесь проявляется аномалия температурного хода скорости рекристаллизации при упорядочении. Соответственно уровень свойств падает по сравнению с наблюдаемым для оптимального состояния.

Для различных исследуемых сплавов изменение деформационных характеристик при оптимальной температуре с увеличением времени отжига t происходит одинаково. Типичные кривые приведены на рис. 15.2 для сплава FePd.

¹Данные по механическим свойствам CuAu (см. рис. 15.1, з), а также Cu₃Au (см. рис. 15.6, а), любезно предоставлены Р. А. Сасиновой.

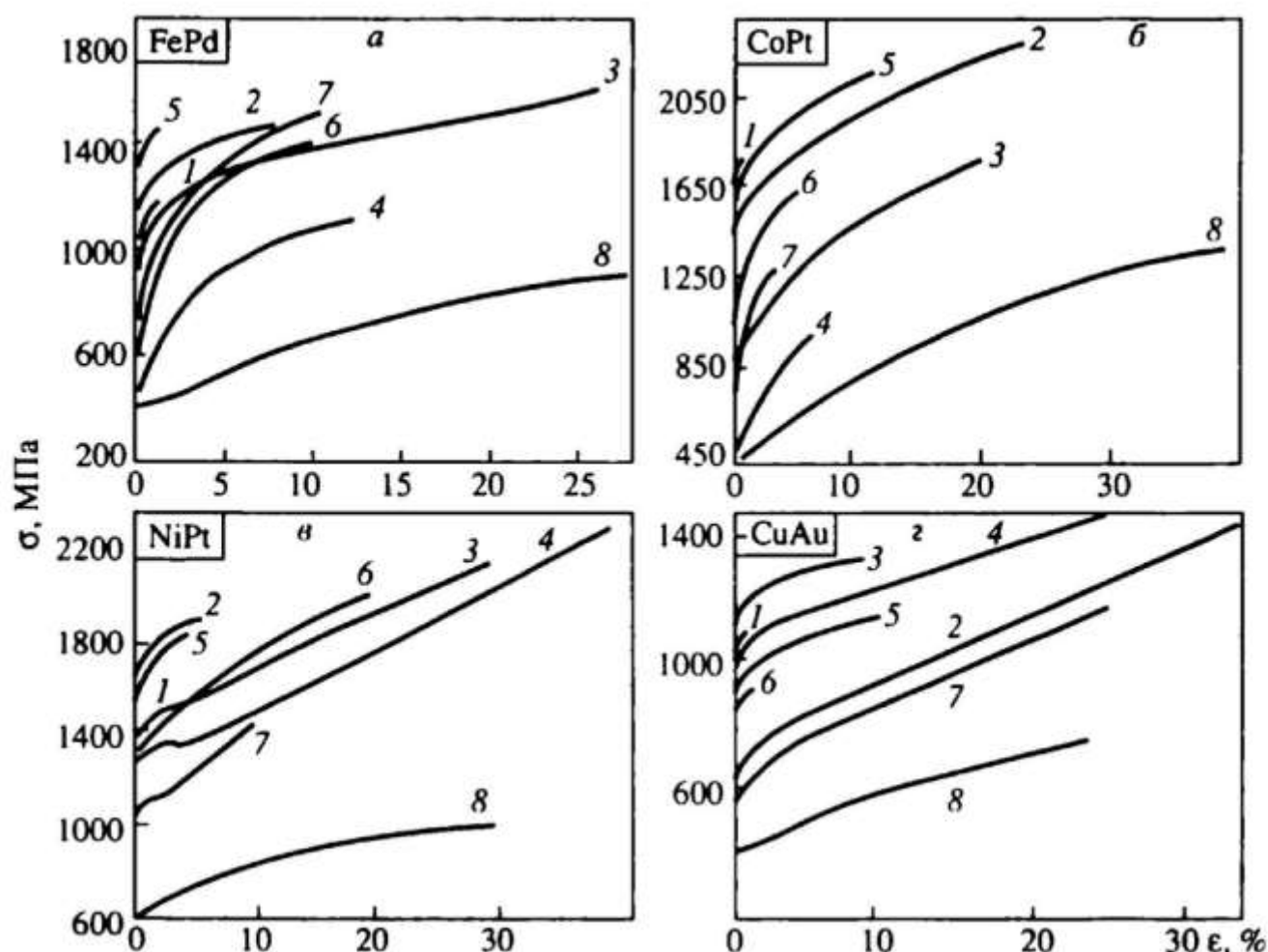


Рис. 15.1. Деформационные кривые сплавов.

a — [4]: 1 — холодная деформация волочением (х. д.) 90 %; отжиг при 600 °С, ч: 2 — 0.25, 3 — 1, 4 — 100; отжиг при 500 °С, ч: 5 — 0.25, 6 — 20, 7 — 100; 8 — закалка от 800 °С 1 ч;

б — [5]: 1 — х. д. 96 %; отжиг при 800 °С, ч: 2 — 0.5, 3 — 5, 4 — 24; отжиг при 650 °С, ч: 5 — 0.5, 6 — 5, 7 — 24; 8 — закалка от 1000 °С 0.5 ч;

в [3]: 1 — х. д. 75 %; отжиг при 600 °С, ч: 2 — 3, 3 — 24, 4 — 80; отжиг при 550 °С, ч: 5 — 3, 6 — 12, 7 — 80 ч; 8 — закалка от 800 °С 1 ч;

г: 1 — х. д. 75 %; 2 — отжиг при 370 °С 0.5 ч; 3 — 300 °С 0.25 ч; 4 — 300 °С, 0.5 ч; 5 — закалка от 450 °С, 1 ч + 300 °С, 0.5 ч; 6 — закалка от 450 °С, 1 ч + 250 °С, 0.5 ч; 7 — закалка от 450 °С, 1 ч + 370 °С, 0.5 ч; 8 — закалка от 450 °С, 1 ч

При заданной температуре отжига с увеличением t пластичность растет, достигает максимума и далее падает. При максимальном значении δ одновременно достигается и максимальное значение предела прочности σ_B . Предел текучести в этом случае также достаточно высок, но ниже, чем для сильно деформированного разупорядоченного сплава.

Фактически, следует говорить не об одной оптимальной температуре, а о некотором температурном интервале, в котором наблюдаются подобные структуры. Для температур из этого интервала зависимость деформационных характеристик от времени отжига имеет вид, аналогичный приведенному на рис. 15.2, так что существует время отжи-

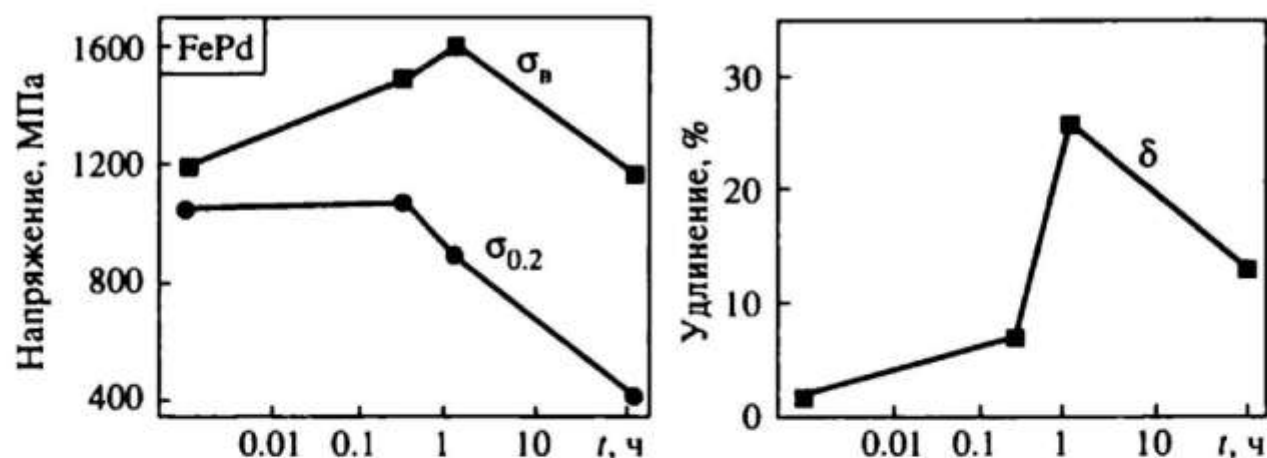


Рис. 15.2. Зависимость предела прочности $\sigma_{\text{в}}$, предела текучести $\sigma_{0.2}$ и удлинения δ сплава FePd [4] от времени отжига при 600 °С

га, при котором достигается высокий уровень свойств, но несколько различный для разных температур.

На рис. 15.3 представлена зависимость деформационных характеристик от времени отжига для сплава CoPt при различной степени волочения [5]. На рис. 15.3, а, б приведены результаты для температуры отжига, равной 750 °С, а на рис. 15.3, а', б' — 650 °С. Пунктирные кривые 1 соответствуют отжигу закаленного сплава. Как видно из рис. 15.3, а, б, высокие значения прочности и пластичности получены при упорядочении после 60—90 % волочения. Вне этого интервала величина пластичности становится меньше. При более низкой температуре отжига не удастся получить таких высоких значений величин σ_y и δ , как при оптимальном режиме обработки.

Рис. 15.4 демонстрирует стабильность микроструктуры, полученной при оптимальном режиме. Испытания проводились следующим образом [6]: вначале различной длительности отжиг сплава CoPt при 790 °С, а затем — при 600 °С. Плато на кривых $\sigma_{0.2}(t)$ и $\delta(t)$ показывает, что оптимальное структурное состояние является устойчивым при такой двойной обработке. Действительно, при 100-часовом отжиге все еще сохраняются высокие свойства. Заметим, что если бы после холодной деформации проводился отжиг только при 600 °С, то быстро бы прошла рекристаллизация и свойства упали. Подобные кривые для отжига при 650 °С приведены на рис. 15.3, а', б'.

Далее для сравнения мы приведем результаты исследования механических свойств сплавов со сверхструктурой $L1_2$. Эти результаты убедительно доказывают, что в

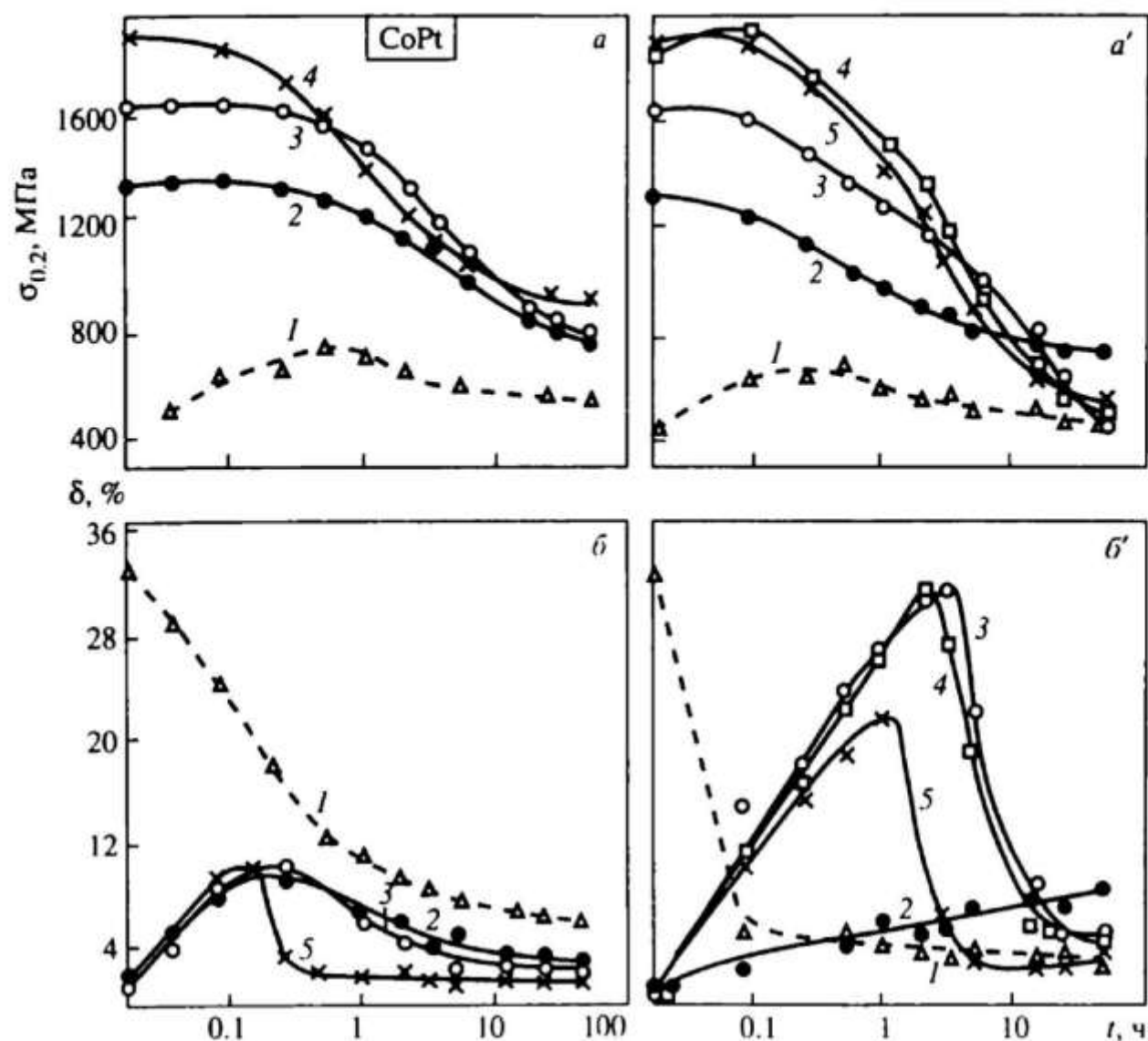


Рис. 15.3. Зависимость предела текучести $\sigma_{0.2}$ и удлинения δ сплава CoPt [5] от времени отжига при 750 °C (a—б) и 650 °C (a', б'): 1 — закалка от 1000 °C, 1 ч; 2 — х. д. 20 %; 3 — х. д. 60 %; 4 — х. д. 90 %; 5 — х. д. 96 % [5]

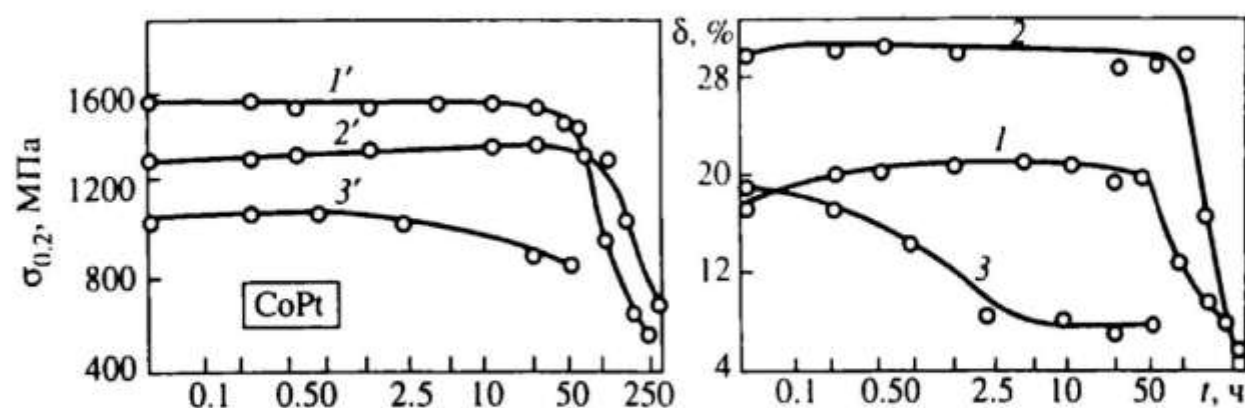


Рис. 15.4. Зависимость предела текучести $\sigma_{0.2}$ (кривые 1'—3') и удлинения δ (1—3) сплава CoPt [6] от времени отжига при 600 °C после предварительного упорядочения при 790 °C в течение 5 (1', 1), 45 мин (2', 2) и 4 ч (3', 3)

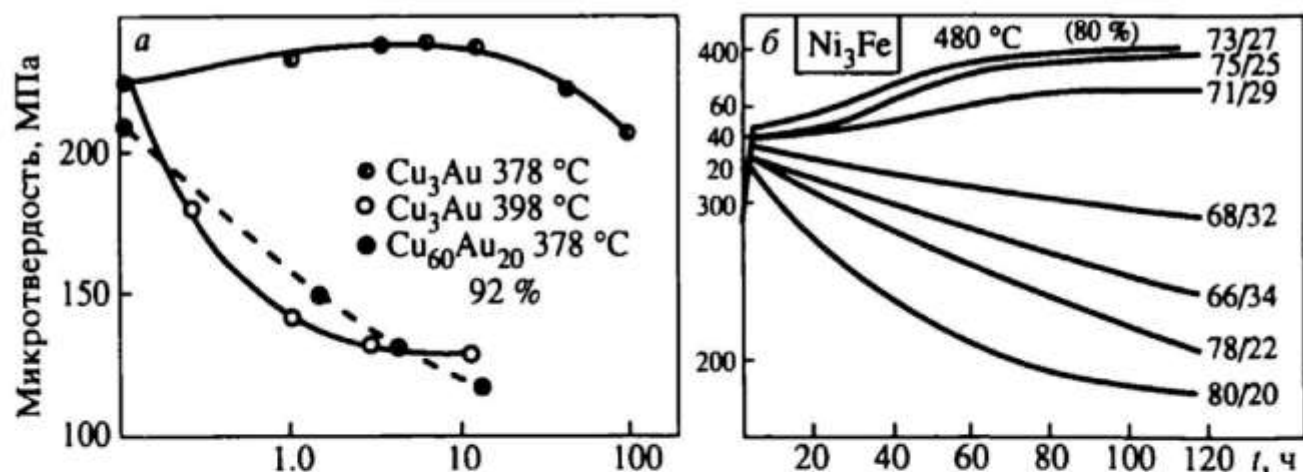


Рис.15.5. Изотермические кривые твердости сплавов, отожженных после х. д. [1]:

a — волочение, 92 %, *б* — прокатка, 80 %, отжиг при 480 °C

сверхструктуре $L1_2$ наследуемый дислокационный каркас является значительно более жестким, чем в сверхструктуре $L1_0$. Это сразу можно видеть на примере изотермических кривых твердости сплавов Cu_3Au и $\text{Ni}-\text{Fe}$, отожженных после сильной деформации (рис. 15.5) [1]. Здесь те кривые, которые имеют падающий ход, соответствуют либо отжигу выше температуры упорядочения, либо отжигу сплава, который не упорядочивается из-за отхода от стехиометрии. Обратим внимание на ход верхней кривой на рис. 15.5, *a* и трех верхних кривых на рис. 15.5, *б*. Все они соответствуют упорядочению после сильной деформации. Для сплава Cu_3Au наблюдается падение твердости, но лишь после длительного отжига, что связано с началом рекристаллизации (см. рис. 14.4, *a*). Для сплава Ni_3Fe падение твердости так и не наступает. Этот сплав не рекристаллизуется в упорядоченном состоянии, о чем уже говорилось выше.

Как видно из деформационных кривых сплава Cu_3Au , приведенных на рис. 15.6, *a*, даже после отжига в течение 120 ч (при 350 °C) предел текучести лишь незначительно падает по сравнению с пределом текучести холоднодеформированного сплава. Аналогичное поведение обнаруживают при упорядочении после холодной деформации сплавы Pd_3Fe ($T_c \cong 650$ °C, рис. 15.6, *б*) [7] и Pt_3Co ($T_c \cong 750$ °C, рис. 15.7) [8]. Кривые 1 и 2 на рис. 15.7 относятся к отжигу ниже и выше температуры упорядочения, соответственно. Как видно из кривых 1, вплоть до времени отжига, равного 300 ч, величины $\sigma_{0.2}$ и σ_B практически не

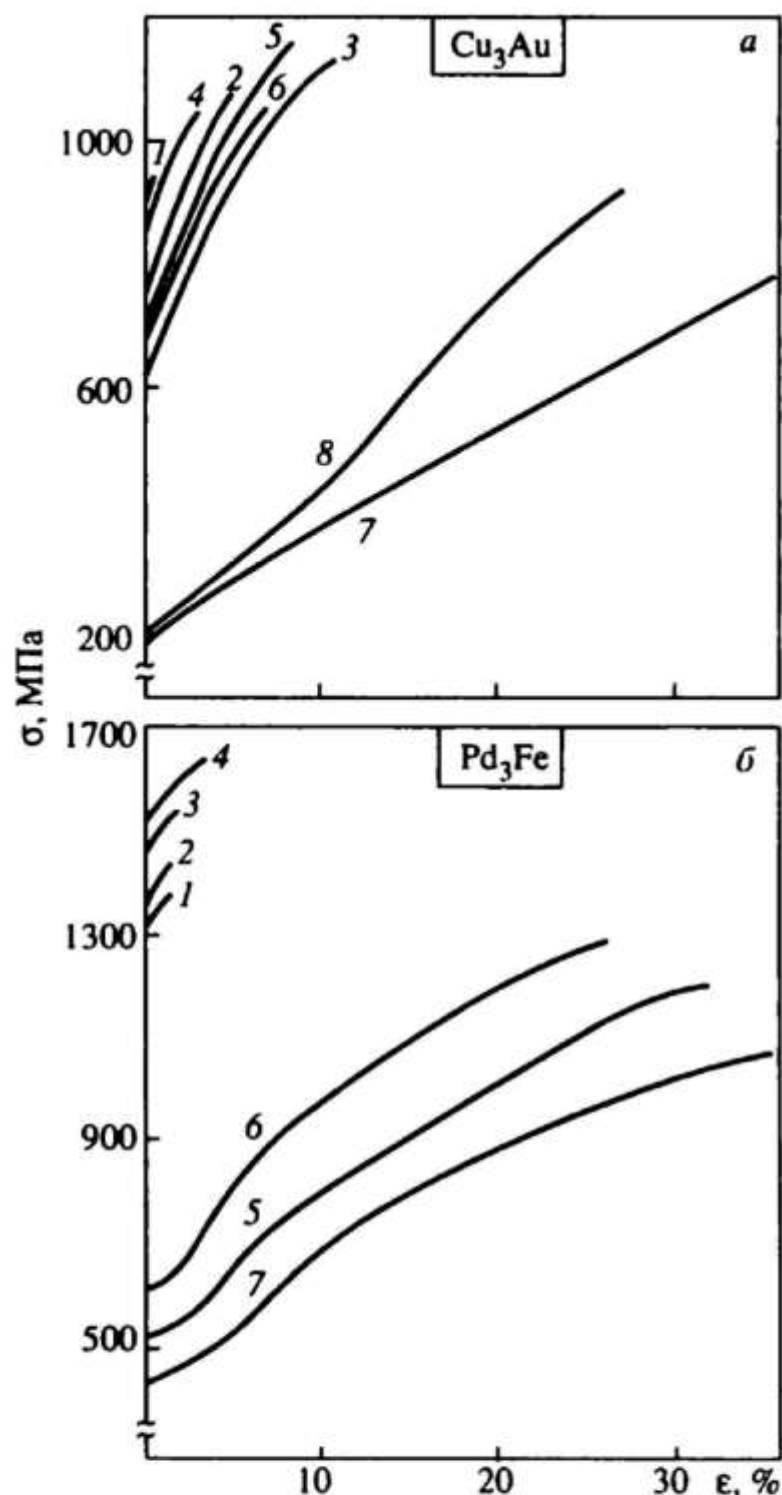


Рис. 15.6. Деформационные кривые сплавов:

a — Cu_3Au : 1 — х. д. 75 %; 2 — отжиг при 350 °С, 1 ч; 3 — 120 ч; 4 — отжиг при 300 °С, 1 ч; 5 — 120 ч; 6 — отжиг 375 °С, 1 ч; 7 — закалка от 650 °С, 1 ч; 8 — закалка от 650 °С, 1 ч + 300 °С, 120 ч;

б — Pd_3Fe [7]: 1 — х. д. 75 %; 2 — отжиг при 500 °С, 1 ч; 3 — 450 °С, 1 ч; 4 — 450 °С, 72 ч; 5 — 500 °С, 72 ч; 6 — закалка от 800 °С, 1 ч + 450 °С, 72 ч; 7 — закалка от 800 °С, 1 ч

меняются; величина δ выходит на плато через 3—5 ч и далее также не меняется.

Если сравнивать деформационное поведение сплавов со сверхструктурами $L1_2$ и $L1_0$, то сразу видно существенное различие, наблюдаемое в том температурном интервале, где рекристаллизация замедлена и предел текучести меняется слабо. Для сплавов со сверхструктурой

$L1_0$ значительно растут пластичность и прочность (см. рис. 15.1), достигая наибольших значений для упоминаемого выше оптимального структурного состояния. Этого не происходит в сплавах со сверхструктурой $L1_2$. Можно назвать композитоподобным поведение сплавов со сверхрешеткой $L1_0$, в которых, как будет показано ниже, ответственными за высокую прочность являются одни элементы структуры, а за достаточную пластичность — другие.

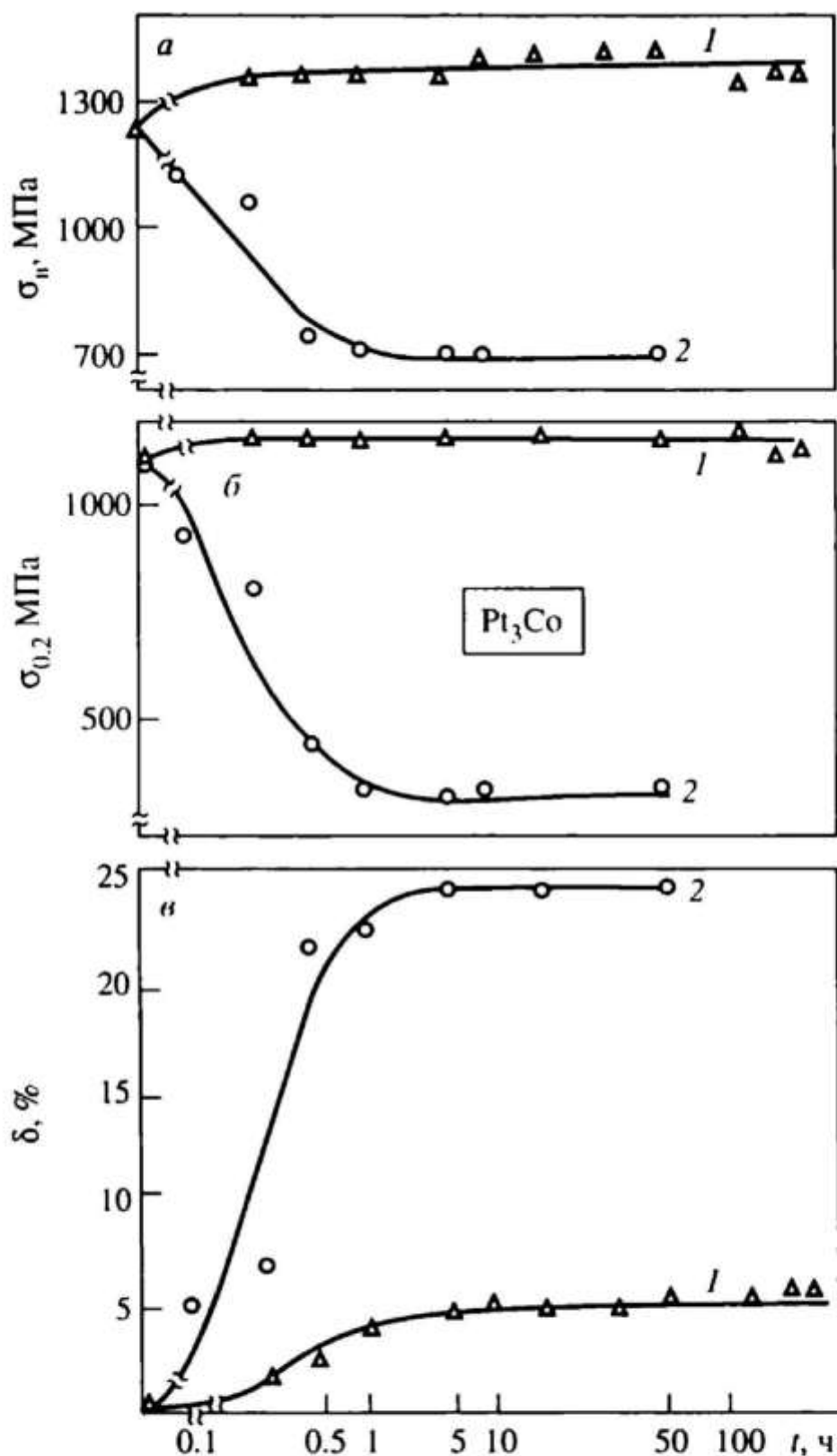


Рис. 15.7. Зависимость предела текучести $\sigma_{0.2}$ (1'—3') и удлинения δ (1—3) сплава Pt_3Co [8] от времени отжига при 600 °С после предварительного упорядочения при 790 °С в течение 5 (1', 1), 45 мин (2', 2) и 4 ч (3', 3)

15.2. ТЭМ АНАЛИЗ МИКРОСТРУКТУРЫ СПЛАВА FePd

Для выяснения причин возникновения оптимального структурного состояния сплавов со сверхструктурой $L1_0$ была исследована эволюция микроструктуры сплава FePd при отжиге после сильного волочения [9].

15.2.1. МАТЕРИАЛ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Эквиатомный сплав FePd (34,4 мас. % Fe) выплавляли в атмосфере аргона в индукционной печи из палладия и спеченного в водороде карбонильного железа чистотой 99,8 и 99,92 % соответственно. Передел осуществляли методом холодного волочения с промежуточными отжигами 900 °С до диаметра проволоки 0,5 мм, конечная деформация составляла 75 %. Электронно-микроскопические исследования структуры проводили в просвечивающем электронном микроскопе JEM 200СХ. Для получения тонких фольг проволоку сначала механически утоняли, а затем полировали в электролите, состоящем из хлорной и уксусной кислот в объемном отношении 1:4, при плотности постоянного тока ≈ 40 мА/мм² ($V = 200\text{—}230$ В). На заключительном этапе применяли химическую полировку в подогретой до 60—70 °С царской водке. Изучались фольги, сделанные с продольного сечения.

На рис. 15.8 приведены *С*-кривые, описывающие изотермический отжиг сплава FePd после волочения. Здесь также приведена *С*-кривая (пунктирная линия) для FePd, упорядочивающегося без предварительной деформации. Из сравнения кривых, соответствующих 90 %-ной доле упорядоченной фазы, видно, что пунктирная линия практически целиком сдвинута вправо, т. е. в сторону большего времени отжига. Это означает, что в рассматриваемом случае деформация ускоряет упорядочение. Как уже говорилось в разделе 14.1, возможны варианты, когда ситуация является иной.

15.2.2. ЭВОЛЮЦИЯ МИКРОСТРУКТУРЫ

На микрофотографиях, приведенных на рис. 15.9, показана исходная микроструктура, т. е. микроструктура сильно деформированного разупорядоченного сплава. В оптический микроскоп наблюдается волокнистая структура

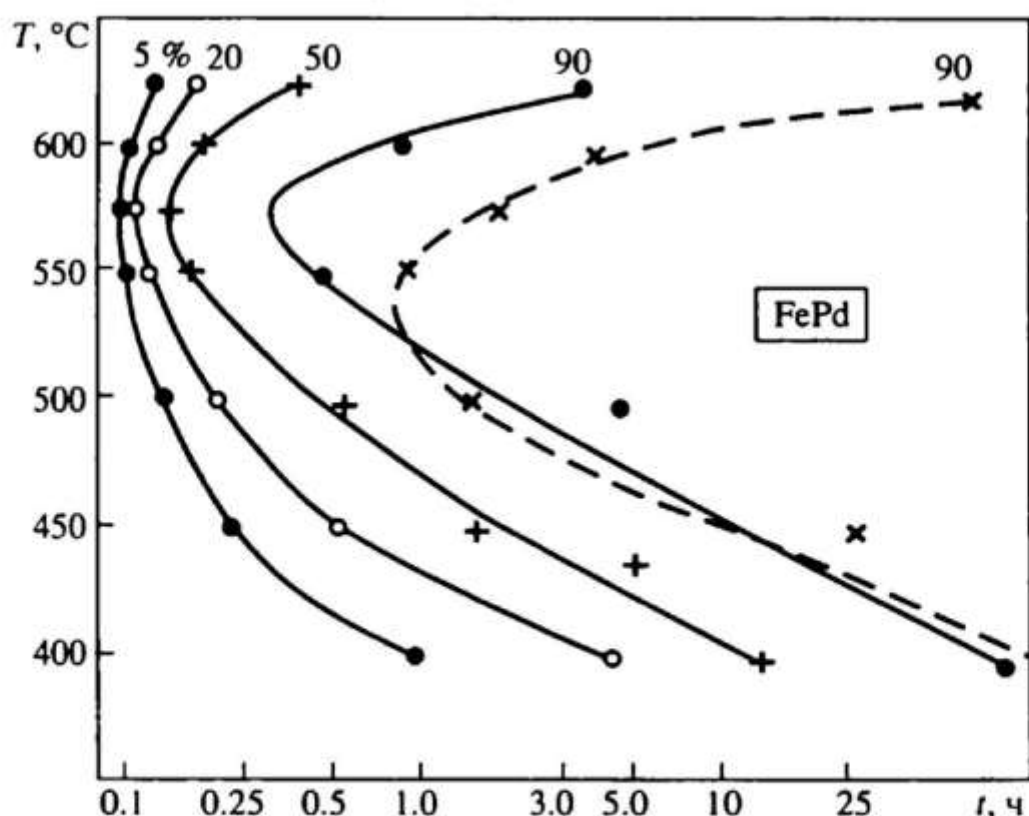


Рис. 15.8. Кинетические С-кривые для сплава FePd [7], упорядоченного после волочения на 90 %.

Пунктирная линия соответствует упорядочению сплава FePd, закаленного от 800 °С

(продольное сечение), вытянутая вдоль оси проволоки (рис. 15.9,а). Средний поперечный размер волокна составляет 5—10 мкм. ТЭМ изображение вытянутой ячеистой структуры, наблюдаемой внутри волокон, приведено на рис. 15.9,б. Масштаб ячеистой структуры на порядок меньше, чем волокнистой.

Электронно-микроскопическое изучение микроструктуры образцов, отожженных после предварительной деформации при 600 °С, проводилось для времен отжига, равных 1, 3, 6, 14 и 24 ч. Обнаружено, что отжиг при 600 °С в течение 1, 3, 6 ч не приводит к рекристаллизации. По-прежнему сохраняются волокнистая и ячеистая структуры. Но уже начиная с 1 ч отжига внутри ячеек наблюдается ламельная структура. Типичные микрофотографии приведены на рис. 15.10. Ламельная структура, как и в сплаве CuAu (см. раздел 12.3), представляет собой колонии двойниково-подобных с-доменов, границы между которыми параллельны плоскости типа {101}. Для темнопольного изображения, приведенного на рис. 15.10,в, электронограмма содержит сверхструктурные рефлексy. Но и само наблюдение ламельной структуры является прямым доказательством

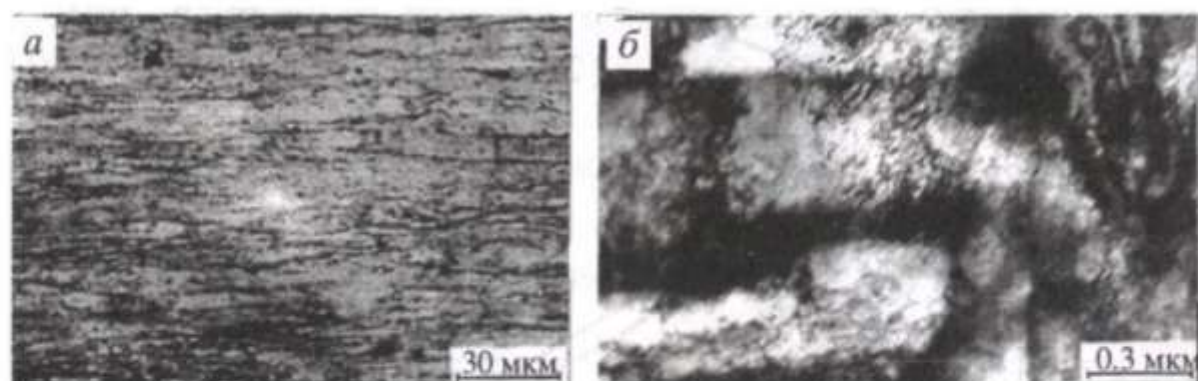


Рис. 15.9. Структура разупорядоченного сплава FePd после волочения на 75 %:

а — оптическая микрофотография волокнистой структуры (продольное сечение);
б — ТЭМ-микрофотографии ячеистой структуры

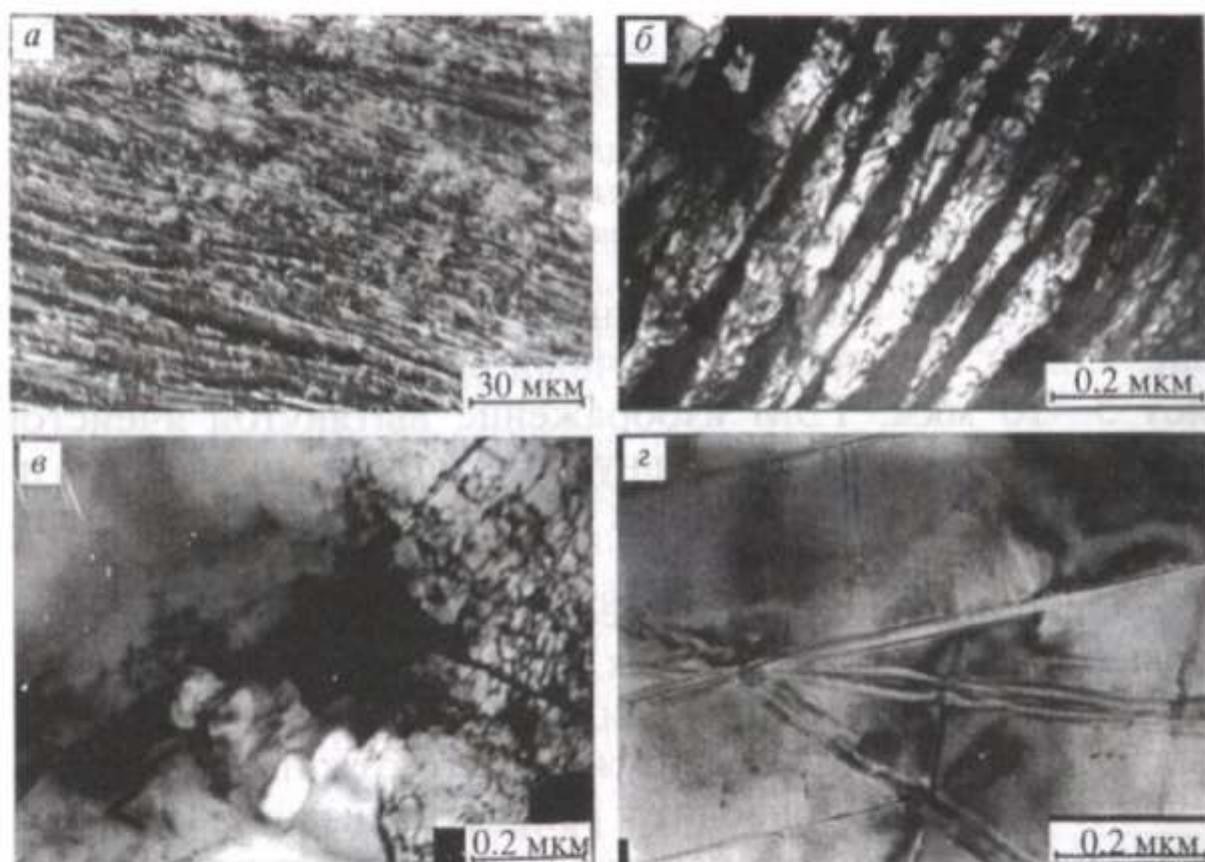


Рис. 15.10. Структура сплава FePd, отожженного при 600 °С после волочения на 75 %:

а — оптическая микрофотография (продольное сечение), *б* — темнопольное изображение ламельной структуры после 3 ч отжига; *в* — мелкие рекристаллизованные зерна после 14 ч отжига; *г* — рекристаллизованная часть объема после 24 ч отжига



Рис. 15.11. Структура деформированного сплава FePd, отожженного при 575 °С, 2ч

упорядочения. Отсюда сразу следует, что при сохранении волокнистой и ячеистой структур оптимальное состояние, о котором говорилось выше, является упорядоченным. Но с увеличением продолжительности отжига начинается рекристаллизация. На рис. 15.10,д видны отдельные рекристаллизованные зерна после отжига при 600 °С в течение 14 ч. На рис. 15.10,е показан фрагмент рекристаллизованной структуры после отжига при 600 °С в течение 24 ч. Тем не менее часть объема остается нерекристаллизованной.

После отжига при 575 °С также наблюдается ламельная структура и замедлена рекристаллизация. Эволюция микроструктуры подобна наблюдаемой при 600 °С, но, по-видимому, при 575 °С рекристаллизация наступает быстрее. Панорама на рис. 15.11 состоит из фрагментов, полученных после отжига при 575 °С в течение 2 ч. На некоторых из них отчетливо видны стенки ячеек. Можно видеть, что колонии с-доменов внутри разных ячеек имеют различную ориентировку. Видны редкие мелкие зерна. Но уже после 4 ч отжига при 575 °С значительная часть объема рекристаллизована, хотя в отдельных областях наблюдается ламельная структура (рис. 15.12,а). Если сравнивать микрост-

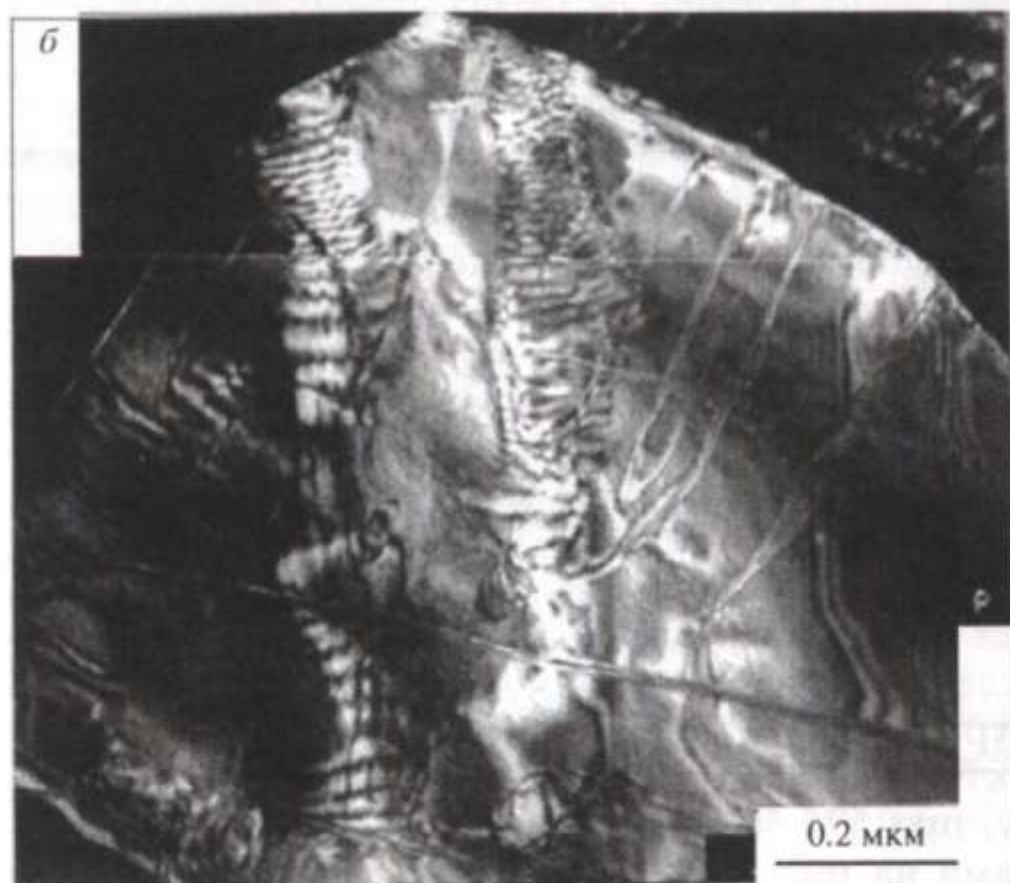
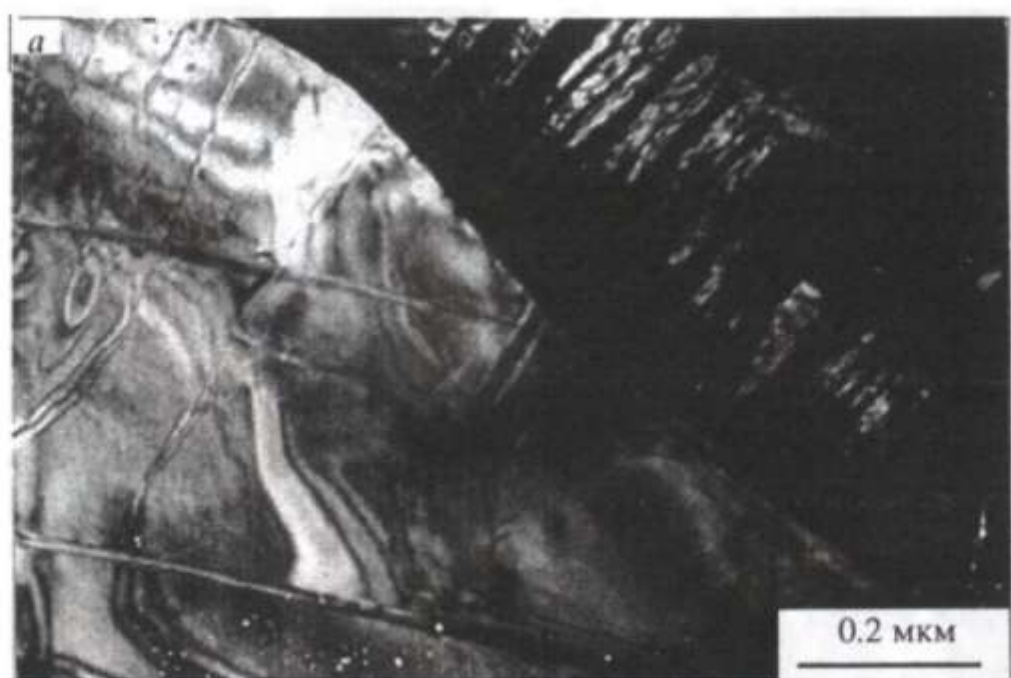


Рис. 15.12. Структура деформированного сплава FePd, отожженного при 575 °С, 4 ч:
 а — стык рекристаллизованного зерна и колонии с-доменов; б — параллельные полосы АФГ, идущие от границы зерна

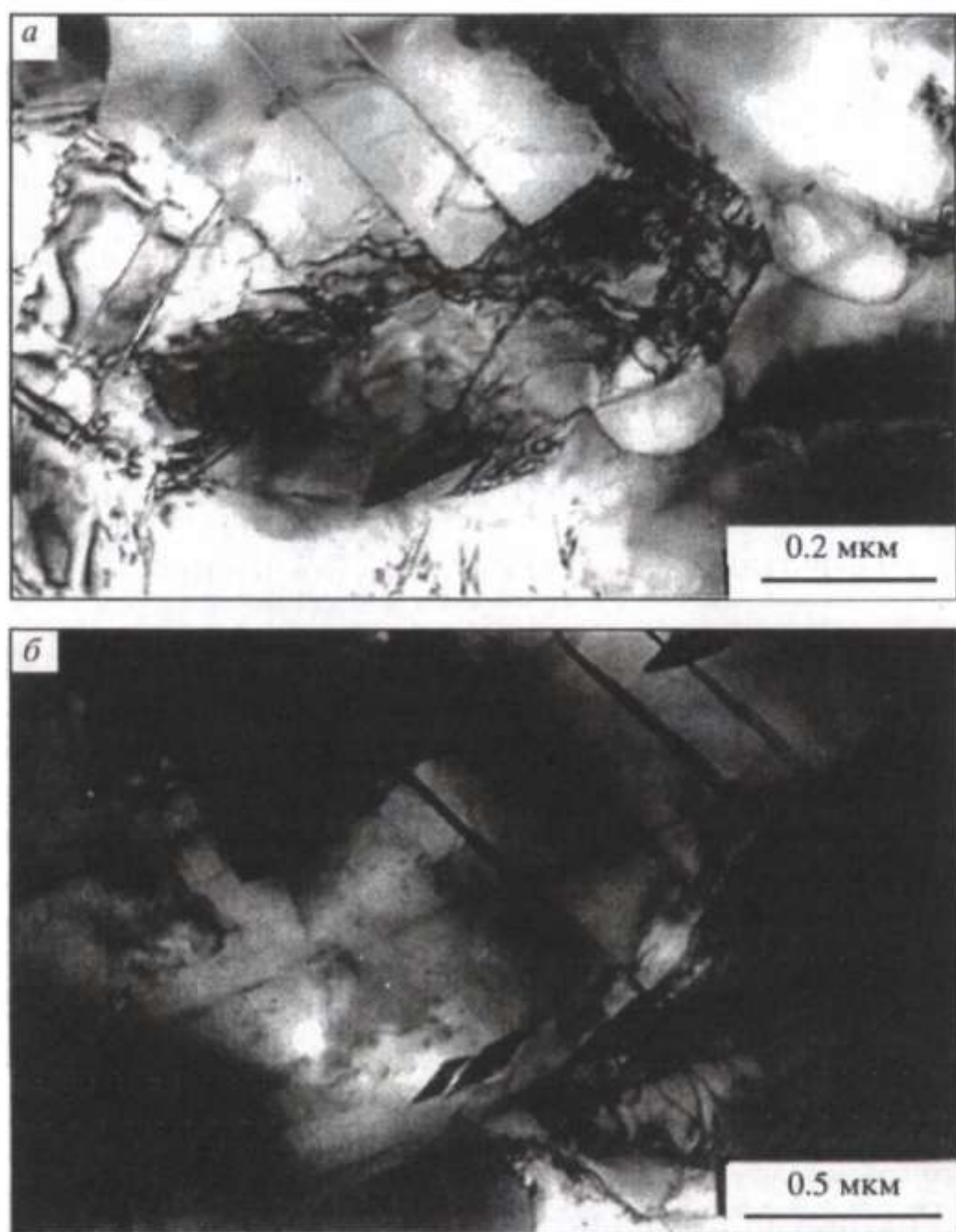


Рис. 15.13. Структура деформированного сплава FePd, отожженного при 500 °С: 8 ч (а), 24 ч (б)

руктуры, наблюдаемые после отжига при 600 и 575 °С, то доля рекристаллизованного объема при 575 °С в течение 4 ч близка к полученной при 600 °С в течение 14 ч.

Внутри новых зерен видны антифазные домены (15.12,а). На рис. 15.12,б видны параллельные полосы АФГ, одним своим концом прикрепленные к границе зерна. Такая конфигурация-граница и перпендикулярные к ней полосы АФГ типичны для микроструктуры сплава, упорядоченного после холодной деформации. На это обратил внимание Кан в своем обзоре (см. рис. 5,а [1]). Мы наблюдали такую же конфигурацию при упорядочении CuAu

после холодной деформации (см. рис. 14.8,а, б и 14.9,е). Как говорилось выше, происхождение указанных АФГ обусловлено тем, что, будучи уже принадлежащими границе зародыша рекристаллизации, неполные дислокации тянут за собой хвосты АФГ.

После отжига при 500 °С предварительно деформированных образцов lamellarная структура не наблюдалась. Значительная часть объема рекристаллизована после отжига в течение 24 ч (рис. 15.13).

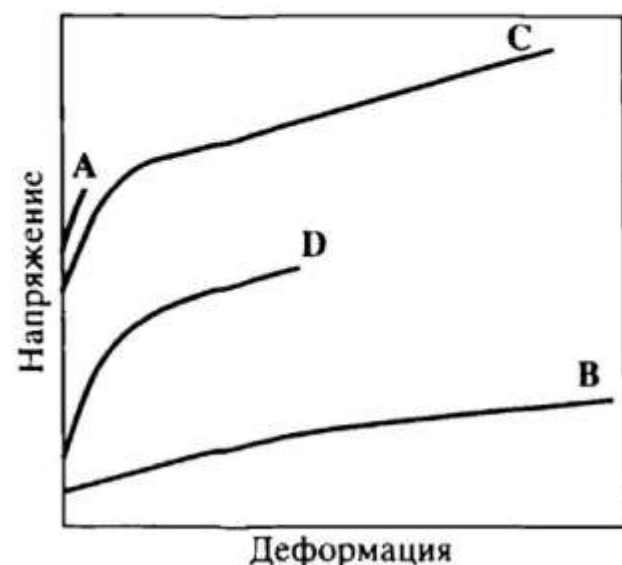
15.3. МОДЕЛЬ ДЕФОРМАЦИОННОГО ПОВЕДЕНИЯ

15.3.1. НАБОР ТИПИЧНЫХ СТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЙ

При использовании различных режимов термомеханической обработки, как показано выше, получены многочисленные структурные состояния, которым соответствуют различные деформационные кривые. Выделим ряд типичных структурных состояний, для которых деформационные кривые схематически изображены на рис. 15.14. Далее значения деформационных характеристик и масштабы микроструктуры приводятся для сплава FePd.

А. Разупорядоченное состояние сплава, подвергнутого сильной холодной деформации (см. рис. 15.1,а, кривая 1). Волокнистая структура и ячейки внутри волокон (см. рис. 15.9). Высокое значение предела текучести (1000 МПа), близкое к пределу прочности, и низкая пластичность ($\delta \approx 2.5\%$).

В. Рекристаллизованное состояние разупорядоченного сплава (см. рис. 15.1,а, кривая 8). $\sigma_{0.2} \approx 400$ МПа, $\sigma_B \approx 950$ МПа, $\delta \approx 27\%$.



С. Оптимальное структурное состояние сплава, упорядоченного после сильной деформации (см. рис. 15.1,а, кривая 3). Волокнистая и ячеистая структуры, lamellarная

Рис. 15.14. Схематическое изображение деформационных кривых для типичных структурных состояний

структура внутри ячеек (см. рис. 15.10). Толщина ламелей не превышает 0.05 мкм. Существенного изменения размеров волокон и ячеек по сравнению с состоянием А не обнаружено. Тем не менее происходит некоторый возврат, и предел текучести несколько меньше, чем в случае А.

Д. Рекристаллизованное состояние упорядоченного сплава (см. рис. 15.1,а, кривая 4). Ламельная структура не наблюдается. Деформационные характеристики имеют следующие значения: $\sigma_{0.2} \cong 400$ МПа, $\sigma_B \cong 1100$ МПа, $\delta \cong 12$ %.

Таким образом, как следует из сравнения свойств для типичных структурных состояний, в оптимальном из них (С) почти сохраняется предел текучести предварительно деформированного разупорядоченного сплава (А), но прочность и пластичность существенно увеличиваются и превосходят значения, получаемые для других упорядоченных состояний. Иными словами, при сохранении высокого предела текучести наблюдается пластификация сплава при упорядочении в оптимальном режиме после сильной деформации.

15.3.2. ПРИЧИНЫ ПЛАСТИФИКАЦИИ СПЛАВА

Вопрос о способе повышения пластичности сплавов, упорядочивающихся по типу $L1_0$, возник в связи с тем, что пластичность поликристалла в упорядоченном состоянии (Д) значительно ниже, чем в разупорядоченном (В). Это наблюдается для всех изучаемых здесь сплавов, что видно из сравнения двух нижних кривых рис. 15.1,а—г. Предполагается, что указанное понижение пластичности связано с зернограничным охрупчиванием из-за вытеснения примесных атомов на границы зерен в процессе упорядочения. Зернограничное охрупчивание вследствие сегрегации примесных атомов имеет место, как известно, и в интерметаллидах, таких как Ni_3Al (см. главу 2). В этом случае существенное повышение пластичности достигнуто либо за счет микролегирования, либо при переходе к монокристаллам. Однако поликристаллы исследуемых сплавов, которые, в отличие от интерметаллидов, имеют и разупорядоченное состояние, удастся пластифицировать именно за счет того, что сплав в разупорядоченном состоянии может быть сильно продеформирован.

Влияние сильной деформации проявляется прежде всего в изменении структуры границ зерен. После волочения наблюдается волокнистая структура (см. рис. 15.9). Волокна различаются поворотом вокруг оси, параллельной оси проволоки. Границы волокон имеют другую структуру, чем границы зерен, и значительно большую суммарную поверхность, что снимает опасность охрупчивания по границам волокон при последующем упорядочении.

Влияние сильной деформации проявляется в создании высокой дислокационной плотности. Ячеистая структура, наблюдаемая (см. рис. 15.9) в исходном состоянии (А), является типичной для сильной холодной деформации и принадлежит к так называемым низкоэнергетическим дислокационным структурам (LEDS). Понижение энергии обеспечивается вследствие экранировки упругих полей напряжений, когда дислокации собираются в стенки ячеек [10]. Наиболее полной экранировке содействует двумерный характер распределения дислокаций в стенке ячейки, а также наличие дислокаций с различными векторами Бюргерса.

Муграби [11] предложил рассматривать микроструктуру сильно деформированного материала как композитоподобную: одна компонента (стенки ячеек) содержит высокую дислокационную плотность, другая (объем внутри ячеек) — свободна от дислокаций. Схематически такая композитоподобная структура изображена на рис. 15.15. В исходном состоянии (А), как уже говорилось выше, деформационные кривые являются самыми короткими из тех, что приведены на рис. 15.1. Это означает, что, хотя структуру можно считать композитоподобной, свойственного композиту сочетания высокой прочности с достаточной пластичностью в данном состоянии получить не удастся, т. е. деформационное поведение не является композитоподобным.

При “быстром” упорядочении дислокационная структура оказывается вмонтированной в упорядоченную матрицу и образует жесткий каркас (см. раздел 14.1). В результате рекристаллизация существенно замедлена, поскольку необходимым условием рекристаллизации является подвижность дислокаций (см. раздел 14.4). Вследствие этого сохраняется высокий предел текучести как при упорядочении по типу $L1_0$, так и по типу $L1_2$. Однако при этом для сплавов со сверхструктурой $L1_2$ деформационные кривые (см. рис.

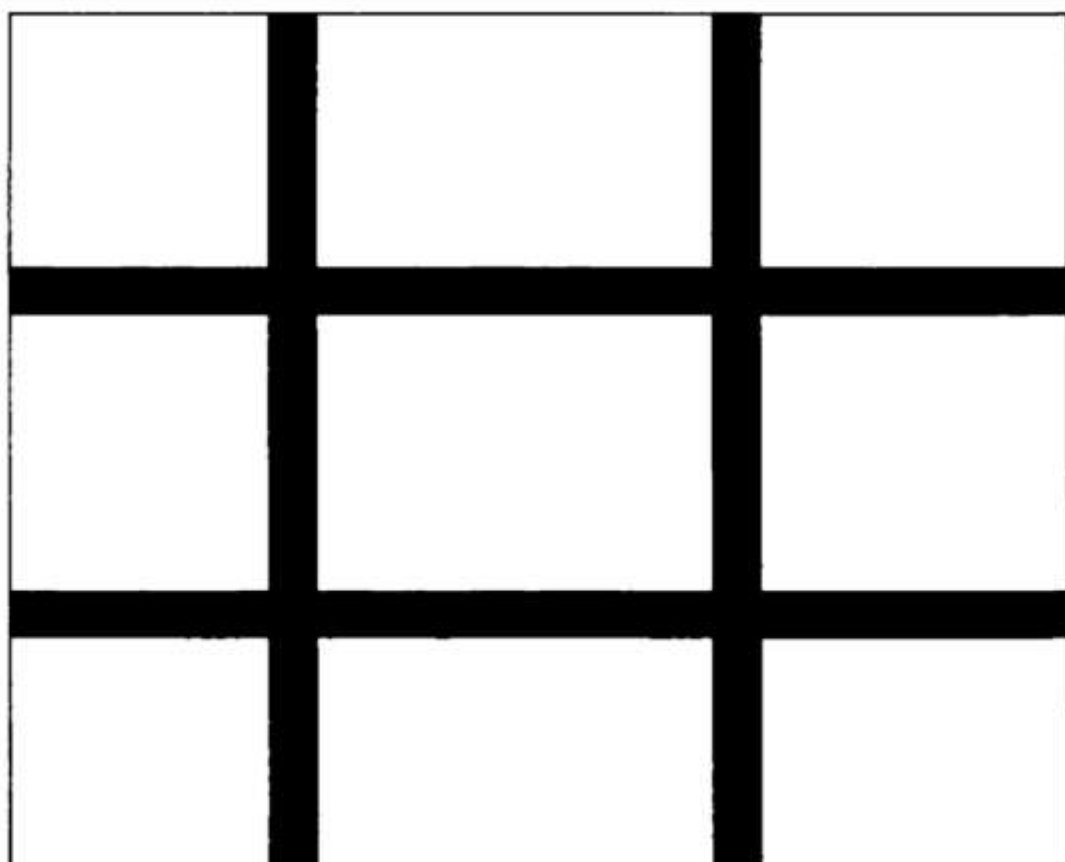


Рис. 15.15. Схематическое изображение композитоподобной структуры

15.6, 15.7), хотя и удлиняются по сравнению с исходным состоянием, остаются короткими, особенно для Pd_3Fe и Pt_3Co . Тем не менее некоторый возврат и пластификация по сравнению с исходным состоянием имеют место. Это связано с легкими процессами перестройки каркаса (см. раздел 14.1). Кроме того, при отжиге, как обычно, происходит залечивание микротрещин диффузионным путем [12]. Но в любом случае для сплавов со сверхструктурой $L1_2$ деформационное поведение не является композитоподобным.

Таким образом, если сравнивать сплавы, упорядочивающиеся после холодной деформации по типу $L1_2$ или $L1_0$, то возникает следующее противоречие: основные элементы микроструктуры — волокна и ячейки — сохраняются; дислокации, образующие стенки ячеек, теряют подвижность, но при этом подобрать оптимальный режим удастся только для сплавов со сверхструктурой $L1_0$. Естественно предположить, что за различие в деформационном поведении может быть ответственным некий элемент микроструктуры, который существует в сплавах типа $L1_0$, но не существует в $L1_2$. На основе ТЭМ данных (см. раздел 15.2.2) можно ожидать, что речь идет о ламельной структуре.

Как известно (см. главу 6), ламельная структура, а точнее, набор параллельных границ ϵ -доменов, оказывает противодействие движению дислокаций. Это связано с тем, что при переходе из одного ϵ -домена в другой меняется тип дислокаций, причем наиболее тяжелой является перестройка одиночных дислокаций в сверхдислокации. Существенно, что доменная граница в изучаемых сплавах параллельна плоскости $\{101\}$, тогда как в интерметаллиде TiAl — плоскости $\{111\}$. Поэтому в изучаемых сплавах, в отличие от TiAl , каждая из плоскостей скольжения $\{111\}$ пересекает доменную границу, так что в любом случае дислокация испытывает торможение на доменных границах. Это проявляется еще при отжиге, приводя к локализации одиночных дислокаций внутри одного домена, в результате чего подвижности одиночных дислокаций оказывается недостаточно, чтобы обеспечить рекристаллизацию. Выше, при исследовании эволюции микроструктуры CuAu (см. раздел 14.3.2), были получены наблюдения, подтверждающие, что рост ϵ -доменов опережает рост зародыша рекристаллизации.

Под действием внешнего напряжения становится возможным прорыв дислокаций через доменные границы и тогда ламельная структура может сыграть неожиданную роль в процессе пластической деформации, а именно роль “волнореза” для пластического течения, что схематически изображено на рис. 15.16.

Пусть источники дислокаций, находящиеся в стенке ячейки, выпускают группы дислокаций. Если нет ламельной структуры, то указанные группы, будучи остановленными другой стенкой или их стыком, создают концентрацию напряжений, которая зависит от масштаба ячеистой структуры и соответственно от числа дислокаций в группе. Ситуация меняется при наличии ламельной структуры. В этом случае группы дислокаций разбиваются на подгруппы, остановленные доменными границами. С ростом деформации подгруппа отрывается от доменной границы и бежит до следующей остановки. Фактически движение группы осуществляется посредством независимого движения подгрупп, которые не собираются вместе. Поэтому в тот момент, когда ведущая подгруппа достигает ближайшей стенки ячейки, остальные продолжают тормозиться доменными границами. В результате на стенку ячейки действует напряжение меньше того, которое создавало бы

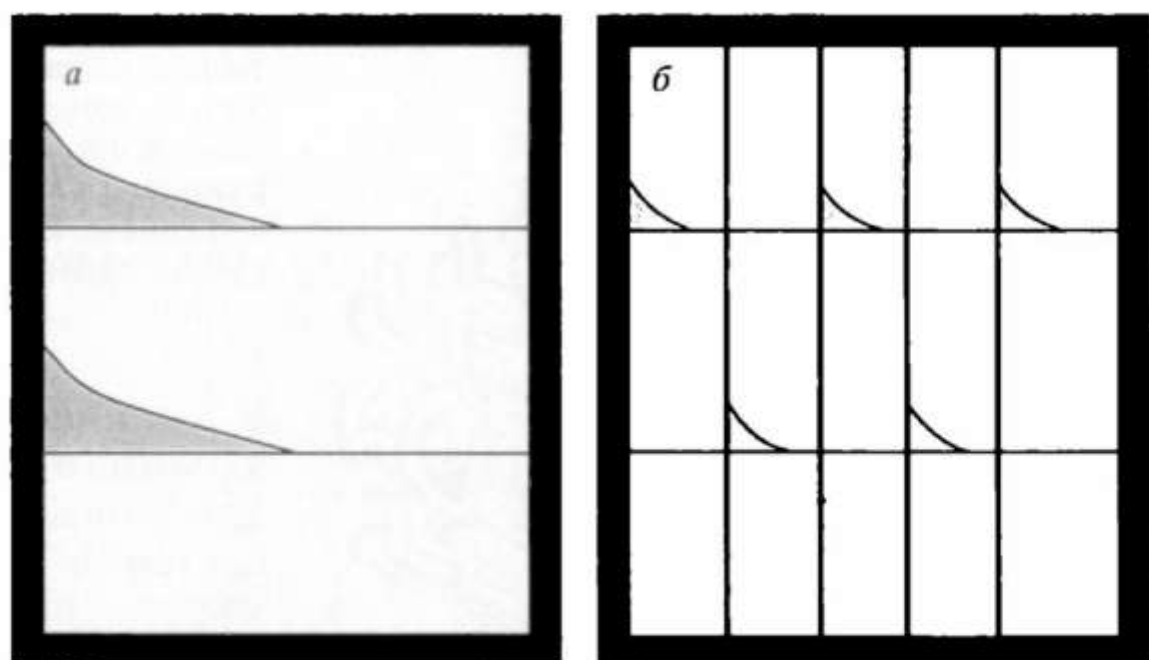


Рис. 15.16. Схема действия ламельной структуры как “волнореза”: *а* — концентрация напряжений на стенках ячейки без ламельной структуры; *б* — снижение концентрации напряжений при наличии границ ламелей

полное скопление, не рассыпающееся на подгруппы. Таким образом, ламельная структура препятствует возникновению концентрации напряжений на стенках ячеек, т. е., действительно, играет роль “волнореза”.

Однако против предлагаемой модели может быть выдвинуто следующее возражение: не является ли ситуация более простой и не реализуется ли здесь прочность самой ламельной структуры? Для обоснования модели мы используем данные, любезно предоставленные Майковым [13]: прочность полидомена CoPt (1000 МПа) оказалась значительно ниже прочности сплава в оптимальном состоянии, превышающей 2000 МПа (см. рис. 15.3).

Итак, оптимальное структурное состояние возникает благодаря тому, что, во-первых, замедление рекристаллизации при упорядочении практически сохраняет исходную микроструктуру сильно деформированного сплава (волокна, ячейки); во-вторых, потеря дислокациями подвижности при упорядочении делает стенки ячеек более жесткими; в-третьих, образование ламельной структуры открывает возможность для реализации высокой прочности стенок ячеек.

Попытаемся найти среди многочисленных классов композитов тот, аналогом которого является изучаемая здесь структура в оптимальном режиме. Наибольшее сходство исследуемая нами структура обнаруживает с ткаными (текстильными — textile) конструкционными композитами [14].

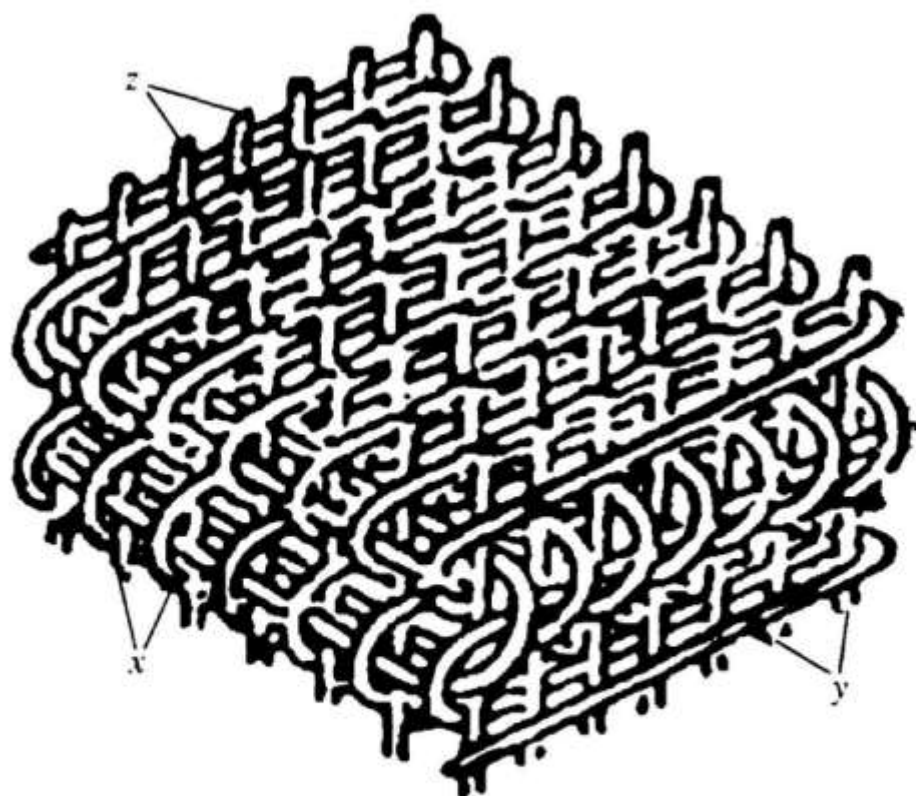


Рис. 15.17. Схематическое изображение пространственного армирующего каркаса в тканом конструкционном композите [14]

В отличие от композитов, армированных системой прямых нитей [15], тканые композиты имеют пространственный

армирующий каркас, получаемый методами, используемыми в текстильной промышленности. Армирующие каркасы различаются способами пространственного плетения. На рис. 15.17 схематически изображен один из типов армирования. Существенным является подбор пары каркас—матрица. Используются металлическая, керамическая и другие типы матриц. С инженерной точки зрения, основной задачей является достижение согласованности реакции композита на внешние воздействия по всему объему. Если минимальные структурные элементы (ячейки) нагружены неоднородно, то области с наибольшей деформацией могут стать очагами повреждения и последующего катастрофического разрушения. Для обеспечения согласованности реакции минимальные структурные элементы в критических зонах композита (поверхности) должны быть соответствующим образом интегрированы с армирующим каркасом в целом. Взаимодействие на поверхности раздела каркас—матрица играет особо важную роль в условиях динамического нагружения. В формировании свойств тканого композита существенна конфигурация нити (ориентация, линейность, жесткость), а также типы узлов плетения. Еще раз подчеркнем, что однородность и минимально возможный размер пространственно армированной ячейки необходимы, чтобы обеспечить согласованность поведения всех элементов.

Упорядоченный после сильной деформации сплав со сверхрешеткой $L1_0$, имеющий оптимальную структуру, представляет собой самый микромасштабный из композитов, армированных пространственным каркасом. Как и в тканых конструкционных композитах, каркас образован переплетениями нитей, уложенными в стенки ячеек, но только нитями здесь являются дислокации. Средний поперечный размер ячейки составляет 0.5 мкм. Вместо текстильной технологии здесь использована сильная холодная деформация, когда и дислокации создаются, и их переплетение осуществляется. Действие множественного скольжения приводит к наличию многих ориентаций дислокаций в стенках ячеек. Выбор типа каркаса включая тип переплетения диктуется тем, насколько изменяется энергия при образовании той или иной низкоэнергетической дислокационной структуры.

Учитывая механические свойства сплавов со сверхструктурой $L1_2$ (см. рис. 15.6, 15.7), для которых не удастся получить сочетание высоких значений прочности и пластичности, можно сделать вывод о том, что, хотя сама по себе матрица является пластичной, она не подходит для данного армирующего каркаса. При упорядочении же по типу $L1_0$ ламельная структура матрицы защищает каркас от действия концентраторов напряжения. Это и есть проявление той согласованности поведения всех элементов композита в ответ на внешние воздействия, о которой говорилось выше.

Естественно возникает вопрос, могут ли быть получены оптимальные структурные состояния в других сверхструктурах? Это возможно при одновременном выполнении следующих условий:

- в разупорядоченном состоянии сплав должен быть пластичным, чтобы можно было осуществить сильную холодную деформацию;

- упорядочение в некотором температурном интервале должно быть настолько быстрым, чтобы дислокации потеряли подвижность; в результате и рекристаллизация будет подавлена, и каркас станет жестким;

- упорядоченная матрица должна иметь особую структуру, которая снижает опасность возникновения концентрации напряжения на границе каркас—матрица, что позволяет реализовать высокую прочность каркаса.

СИНТЕЗ ИНТЕРМЕТАЛЛИДОВ ПУТЕМ ВЗРЫВНОГО НАГРУЖЕНИЯ

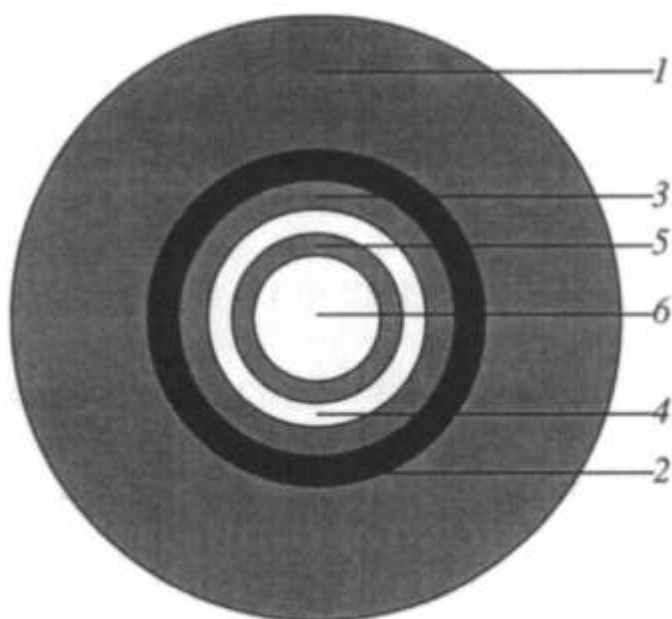
Метод взрывного нагружения порошков может быть использован как для их компактирования, так и для получения новых материалов. Это могут быть, например, быстрозакаленные металлические сплавы (аморфные или микрористаллические) [1]. В работах [2—12] сделана попытка получить этим методом интерметаллиды из порошков исходных металлов. Специфика этого метода состоит в сверхвысоких скоростях нагрева и последующего охлаждения, а также в высокой скорости деформации. В результате после синтеза наблюдается многообразие фаз, которые лишь отдаленно напоминают те, что возникают при равновесных условиях в соответствии с фазовой диаграммой. Кроме того, наблюдается многообразие микроструктур. Однако среди них можно выделить некоторые характерные микроструктуры и использовать их в качестве свидетелей того, что происходит при ударно-волновом нагружении. В результате удастся восстановить временную последовательность процессов, протекающих при синтезе, и объяснить “пестрый комплекс явлений” [13], сопровождающих ударно-волновое сжатие. Эксперименты по ударно-волновому нагружению осуществлены в ВНИИТФ-РФЯЦ, Снежинск. Исследование структуры синтезированных материалов проведено в ИФМ УрО РАН, Екатеринбург.

16.1. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА

В настоящей работе использовалась квазисферическая схема нагружения (рис. 16.1). Порошки чистых металлов помещали в шарообразную капсулу сохранения из стали диаметром 18 мм с толщиной стенки 0.2 мм. Капсула размещалась в центре массивного составного шара диаметром

Рис. 16.1. Схема нагружения порошков:

1 — стальной корпус; 2 — взрывчатое вещество; 3 — сталь; 4 — латунь; 5 — стальной чехол; 6 — порошок (алюминий + титан, алюминий + никель)



60 мм. Прилегающий к капсуле сферический слой был сделан из латуни для предотвращения разрушения шара. Инициирование сферического заряда толщиной 10 мм осуществлялось в 12 точках, равномерно расположенных на шаре, с разновременностью, не превышающей 10^{-7} с. Заряд был окружен стальным тяжелым корпусом, который увеличивал длительность импульса давления и делал его более пологим при разгрузке. В такой схеме нагружения ударная волна, входящая в порошок, имела форму, близкую к сферической. Амплитуда этой волны в стенке капсулы составляла $\sim 50 \pm 5$ ГПа. В результате взрывного нагружения капсула с образцом слегка деформировалась с уменьшением диаметра. Сохраненные после опыта образцы имели форму шара диаметром ~ 15 мм. Далее их разрезали на две равные половины и проводили исследования. Оказалось, что стальная оболочка “приваривается” к синтезированному материалу. Возникает некоторый промежуточный слой, который по составу и микроструктуре отличается от остального образца. В центральной части образцов образуется полость неправильной формы (диаметром 5—7 мм), что является следствием кумуляции энергии в центре образца.

Для синтеза брали порошки титана и алюминия от фирм “HC Starck” и “Eckart” с частицами неправильной формы размерами < 63 мкм в соотношениях: для первого образца 50 ат. % Ti и 50 ат. % Al, для второго образца — 75 ат. % Ti и 25 ат. % Al. В первом случае суммарная масса порошковой смеси была 6.52 г, ее плотность 2.13 г/см³, а во втором — 6 г и 1.96 г/см³ соответственно. Кроме того, использовали порошки никеля и алюминия в соотношении 75 ат. % Ni и 25 ат. % Al, плотность порошковой смеси была 2.83 г/см³. Использовались методы оптической микроскопии (NEOPHOT), рентгенодифрактометрии (ДРОН-3М

в монохроматизированном CuK_α -излучении), сканирующей (СЭМ) электронной микроскопии и микроанализа (JSV-U3 и JСХА-733), просвечивающей (ТЭМ) электронной микроскопии (JEM-200СХ).

16.2. АНАЛИЗ ФАЗ И ФАЗОВЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

С помощью указанных методов был проведен анализ фаз и микроструктур синтезированных материалов. Необходимо было выяснить ряд ключевых моментов и прежде всего какой из вариантов реализуется: либо плавление осуществляется лишь по периферии исходных частиц и в результате происходит их компактирование, либо весь порошок расплавляется и далее образуются новые фазы на основе твердого раствора. Если реализуется последний вариант, то необходимо найти пути, по которым осуществляются фазовые превращения, т. е. выяснить, какие высокотемпературные фазы возникают из расплава и какие последующие превращения они испытывают.

Ниже излагаются результаты, полученные для различных составов синтезированных образцов.

16.2.1. СОСТАВ Ti—50 ат. % Al

На рентгеновских дифрактограммах этих образцов наблюдаются три системы линий. Одна система (узкие и сильные линии) принадлежит γ -фазе TiAl с низкой степенью дальнего порядка $S \approx 0.5$. Другая — более слабые линии — связана с присутствием слабоупорядоченной гексагональной α_2 -фазы Ti_3Al . Третья — принадлежит пока еще нерасшифрованной фазе, обогащенной железом, о чем будет идти речь ниже.

Сосуществование двух фаз ($\gamma + \alpha_2$) для состава Ti—50 ат. % Al после взрывного нагружения не было неожиданным. Об этом уже сообщалось в [14], где также использовалась схема взрывного нагружения, но не сферическая, а цилиндрическая. Кроме того, при быстрой закалке (из расплава в тонкую фольгу на наковальне) наблюдался [15] сдвиг области существования γ -фазы (49—56 ат. % Al для равновесной диаграммы) в сторону больших концентраций Al (55—62 ат. % Al). Соответственно при быстрой закалке область

существования двух фаз ($\gamma + \alpha_2$) значительно расширилась в сторону, богатую алюминием, и стала включать в себя эквивалентный состав.

Для синтезированного сплава характерна дендритная структура (рис. 16.2). Как показывает исследование ее радиального изменения, размеры дендритов уменьшаются по мере приближения к центру образца. Наблюдение дендритной структуры и отсутствие на рентгеновских дифрактограммах линий чистых металлов (Ti и Al) свидетельствуют о том, что произошло расплавление порошка. И только в промежуточном слое шириной примерно 500 мкм, непосредственно прилегающем к стальной оболочке, сохраняются отдельные частицы порошка, причем почти чистого титана. Присутствие длинных стреловидных дендритов (вдали от центра) свидетельствует о больших скоростях роста кристалла, что в свою очередь вызвано очень сильным переохлаждением расплава.

Обращают на себя внимание следующие особенности дендритной структуры. Как видно на оптической микрофотографии (рис. 16.2,а), ветви дендрита неортогональны его стволу. Конфигурация дендрита может быть использована для идентификации фазы, его образующей (см., например, [16]). На СЭМ микрофотографии (рис. 16.2,б, в) прослойки между ветвями другого цвета, чем сам дендрит. Это означает, что дендрит и междендритные прослойки образованы различными фазами. Здесь же видно, что объем, занятый прослойками, значительно меньше объема самого дендрита. Микроанализ в излучении Ti и Al показал, что относительное их содержание примерно одинаково внутри дендритов и в междендритных прослойках. С помощью микроанализа в излучении Fe обнаружено, что концентрация Fe возрастает к центру образца. Показано, что внутри дендрита концентрация Fe составляет примерно 1—3 ат. % в зависимости от места нахождения анализируемого участка, тогда как в междендритных прослойках — существенно выше и составляет 5—10 ат. %. Можно полагать, что вследствие обогащения междендритных прослоек железом возникает упоминаемая выше фаза с нерасшифрованной системой линий на рентгеновских дифрактограммах. Именно эта фаза видна на ТЭМ микрофотографии (рис. 16.3,а) в виде вытянутых белых областей.

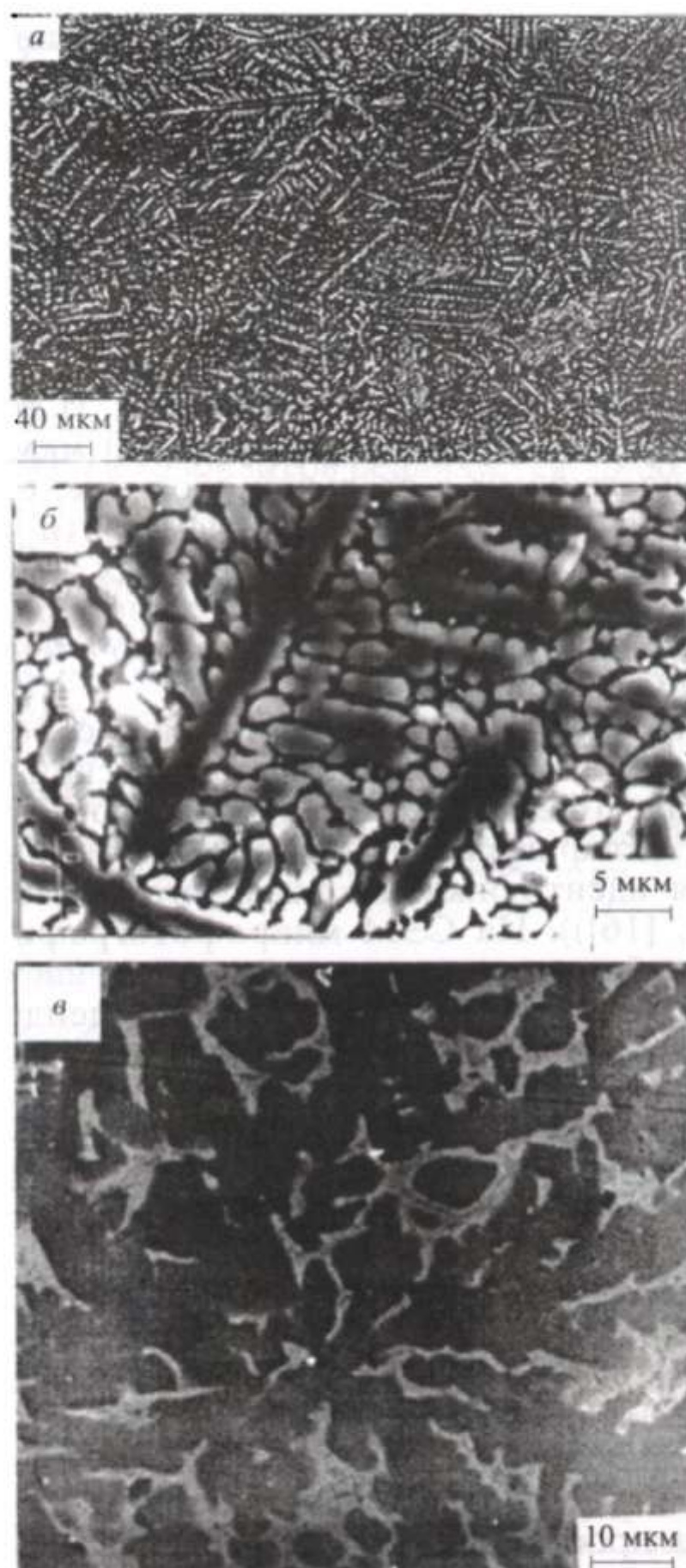


Рис. 16.2. Дендритная структура образца
 Ti—50 ат. % Al:
 а — оптическая микрофотография, б — СЭМ изображение в режиме вторичных электронов с травленого и
 в — нетравленого шлифа

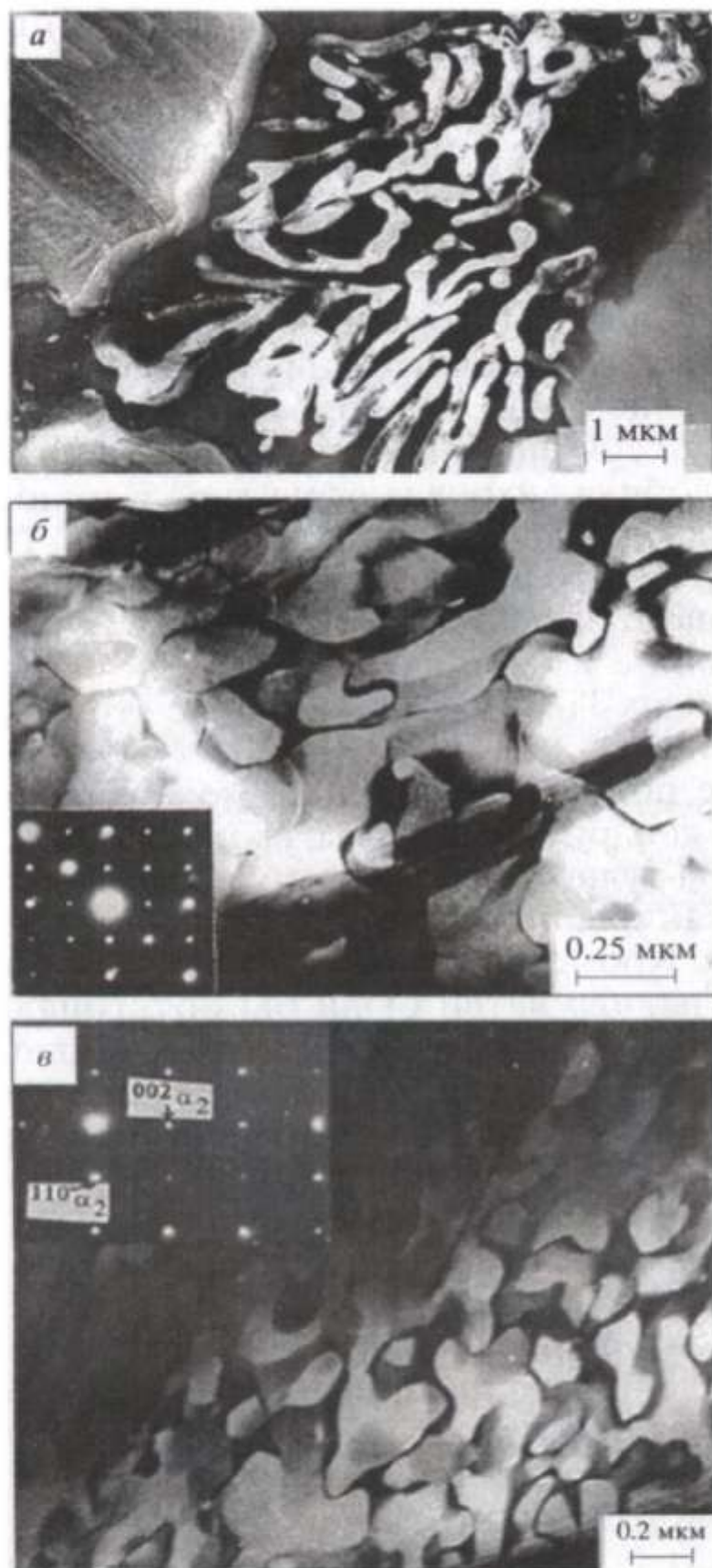


Рис. 16.3. Темнопольное изображение структуры сплава Ti—50 ат. % Al:
a — междендритная область в структурном рефлексе χ_{Fe} -фазы; *б* — γ -фаза в рефлексе 011_{γ} , ось зоны $[100]_{\gamma}$; *в* — α_2 -фаза в сверхструктурном рефлексе 110_{α_2} , ось зоны $[110]_{\alpha_2}$

На ТЭМ микрофотографиях (рис. 16.3,б) видна доменная структура внутри дендрита. Такая структура обычно называется вихревой, в отличие от лабиринтной, когда домены имеют огранку по определенным кристаллографическим плоскостям. На электронограмме видна квадратная сетка из сильных структурных и более слабых сверхструктурных рефлексов. Как показала расшифровка электронограммы, наблюдаемая доменная структура принадлежит γ -фазе TiAl. Подчеркнем, что речь идет об антифазных доменах, а не о c -доменах, многократно обсуждаемых выше. Обращают на себя внимание необычно широкие границы доменов. Подобная вихревая структура с такими же широкими доменными границами показана на рис. 16.3,в. Оказалось, однако, что это не γ -фаза, а α_2 . Такие вихревые структуры наблюдаются обычно на ранних стадиях упорядочения в сплавах, не имеющих анизотропии энергии АФГ. В интерметаллидах TiAl и Ti₃Al подобные структуры никогда не наблюдались.

На основе полученных данных можно провести выбор образующей дендрит фазы из возможных высокотемпературных фаз. Трудно ожидать, что это может быть ОЦК β -фаза, так как она не обнаружена ни одним из используемых методов. Кроме того, если дендрит состоял бы из кубической фазы, его ветви были бы ортогональны стволу, поскольку оси дендрита были бы параллельны направлениям типа $\langle 001 \rangle$. Но тогда это не может быть и ГЦК-фаза. Мы полагаем, что первичной высокотемпературной фазой, растущей из расплава L в форме дендрита, является разупорядоченная α -фаза с ГПУ-решеткой.

Эволюцию микроструктуры можно описать реакцией $L \rightarrow L + \alpha \rightarrow \alpha + X_{Fe}$, где α -фаза образует дендрит, X_{Fe} -фаза заполняет междендритное пространство. Именно такая структура была бы зафиксирована в результате сверхбыстрой закалки, если далее не наступала бы стадия медленного охлаждения (остаточные температуры). На этой стадии происходит упорядочение и в результате $\alpha \rightarrow \gamma + \alpha_2$. Обе фазы содержат большое число доменов с искривленными границами. Это свидетельствует о том, что обе фазы являются слабоупорядоченными. Кроме того, типичной для интерметаллида TiAl ламельной структуры, состоящей из слоев γ -фазы, разделенных слоями α_2 -фазы, не обнаружено. Вместо этого наблюдается неравновесная гетерофаз-

ная структура, состоящая из отдельных микрообластей γ - и α_2 -фаз. Длительность эксперимента с ударно-волновым нагружением оказывается недостаточной ни для того, чтобы получить полное упорядочение, ни для того, чтобы достичь той морфологии гетерофазной структуры, которая наблюдается в случае равновесной фазовой диаграммы.

Таким образом, при используемых параметрах взрывного нагружения из расплава возникают неупорядоченные фазы и только при остаточных температурах происходят их последующие превращения. Хотя эти превращения и размывают наблюдаемую картину, характерная микроструктура синтезированного образца, а именно дендрит с прослойками, обогащенными железом, остается.

16.2.2. СОСТАВ Ti—25 ат. % Al

На рентгеновских дифрактограммах этих образцов наблюдаются две системы линий. Одна — это относительно слабые линии, принадлежащие ОЦК β -фазе, слабо упорядоченной по типу *B2*. Другая — все структурные линии, принадлежащие гексагональной α_2 -фазе. Однако сверхструктурные линии этой фазы полностью отсутствовали. С помощью микроанализа в излучениях Ti, Al, Fe показано, что синтезированный образец по всему объему, за исключением промежуточного слоя, примыкающего к стальной оболочке, имеет примерно одинаковое относительное содержание титана и алюминия с небольшой примесью (1—3 ат. %) железа. На оптической микрофотографии видны зерна удлиненной формы, вытянутые по радиусам образца (рис. 16.4,а), и только в промежуточном слое наблюдались более мелкие равноосные зерна. При большем увеличении (рис. 16.4,б) отчетливо видны пластины, как грубые, так тонкие. Следов дендритной структуры не обнаружено. Однако отсутствие на рентгеновских дифрактограммах линий чистых металлов и образование фаз на основе твердого раствора Ti—Al свидетельствуют о том, что, как и в предыдущем случае, произошло расплавление порошка.

На обзорной микрофотографии (рис. 16.5) хорошо видна мартенситоподобная структура. Удивительным является сходство этой структуры, включая размер пластин, с наблюдаемой в системе Ti—Al—Ru, где Ru — сильный β -стабилизатор [17]. Мартенситные пластины (рис. 16.5,а) явля-

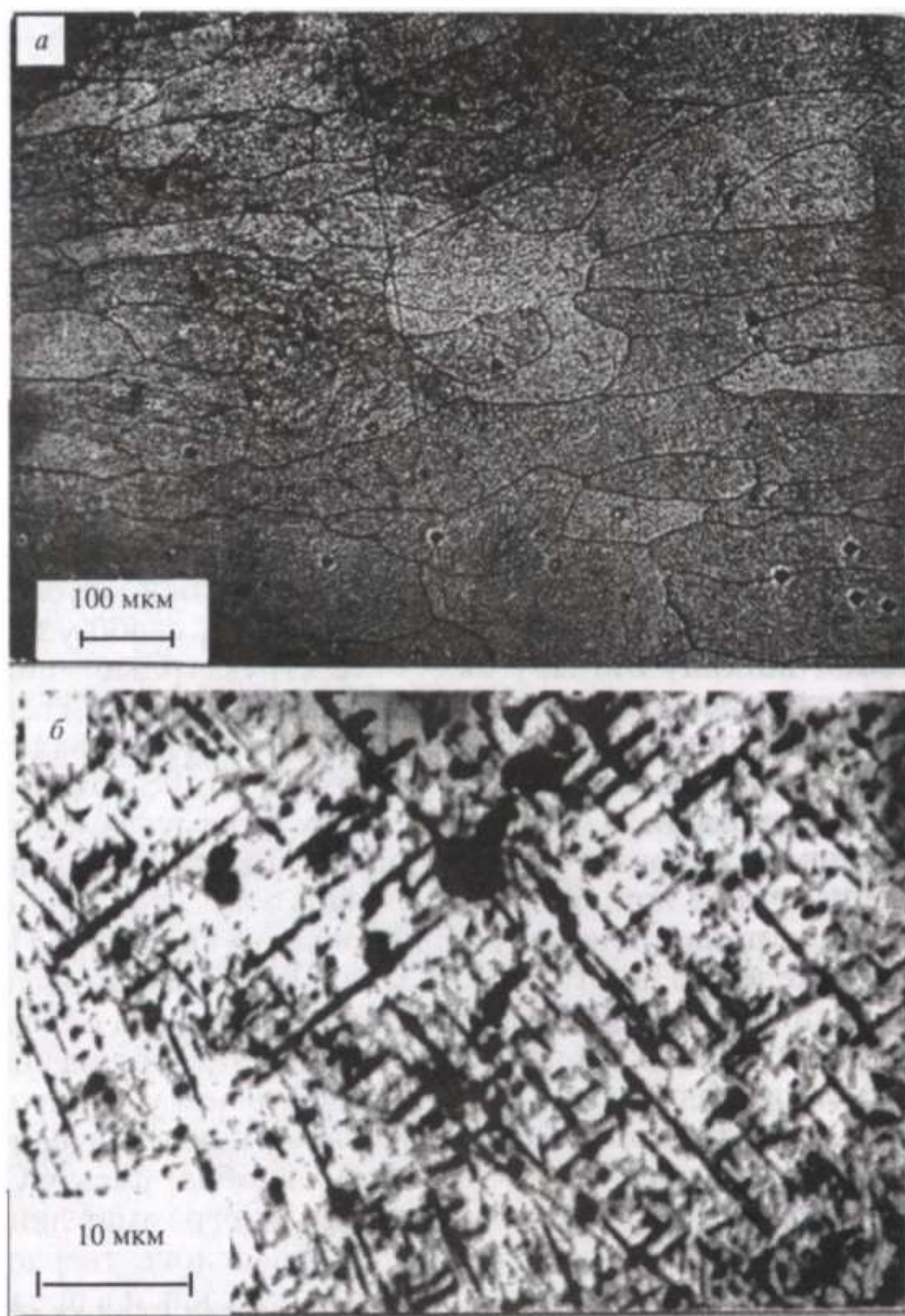


Рис. 16.4. Микроструктура сплава Ti—25 ат. % Al при различном увеличении

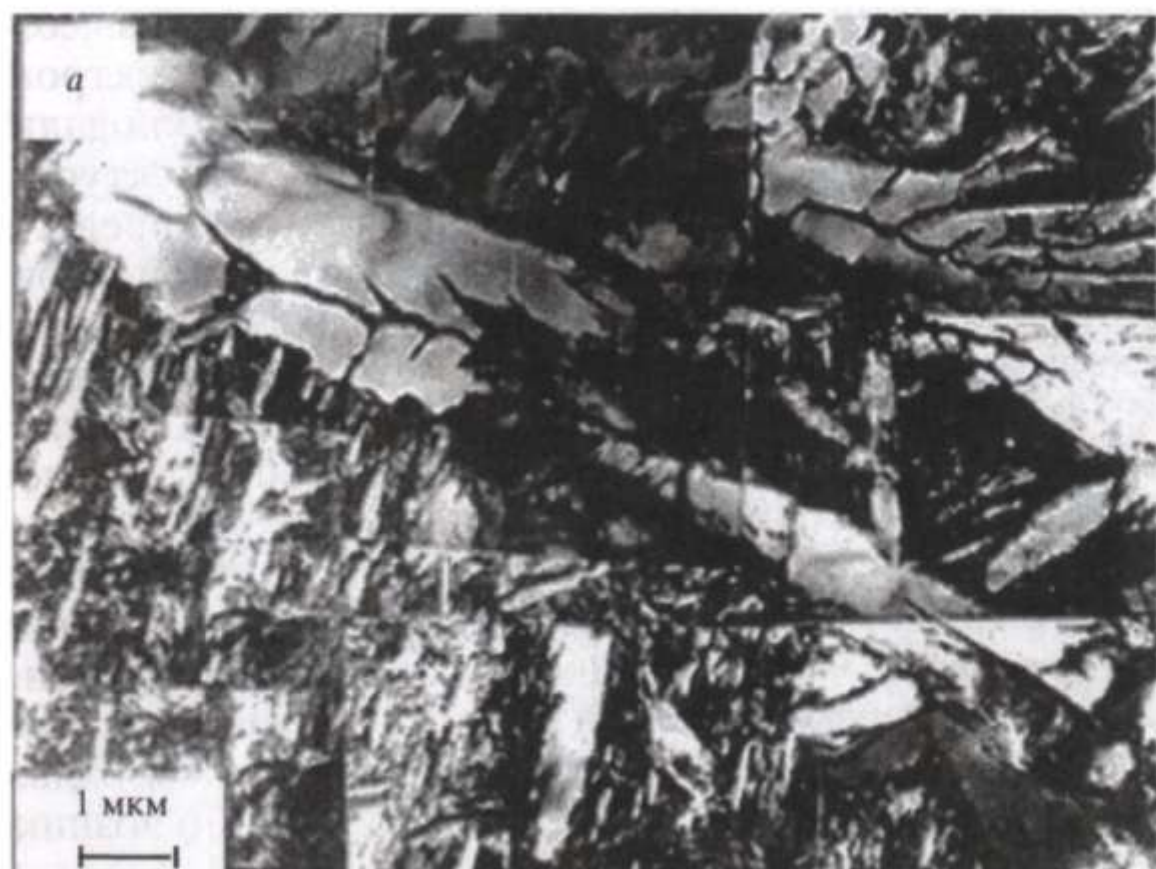


Рис. 16.5. Мартенситная структура образца Ti—25 ат. % Al:
a — светлопольное изображение; *б* — темнопольное изображение в сверх-
 структурном рефлексе 010_{α_2} , ось зоны $[100]^*_{\alpha_2}$

ются характерным элементом структуры. Именно они оказались свидетелями $\beta \rightarrow \alpha$ превращения первичной высокотемпературной β -фазы в α -фазу. Однако на электронограммах с таких участков практически всегда наблюдались рефлексы упорядоченной α_2 -фазы. В сверхструктурных рефлексах видны очень мелкие домены, которые представляют собой зародыши α_2 -фазы в неупорядоченной α -фазе (рис. 16.5,б). Упорядочение, как и в предыдущем случае, происходит, по-видимому, лишь при остаточных температурах. Отсутствие сверхструктурных линий на дифрактограммах говорит о том, что интегральная степень дальнего порядка очень низка.

Опуская детали проведенного анализа, запишем реакцию, описывающую эволюцию микроструктуры, в виде $L \rightarrow L + \beta \rightarrow \alpha + \beta$. Следует подчеркнуть, что мартенситное превращение происходит почти полностью, так что объем остаточной ОЦК-фазы мал. Далее при медленном охлаждении возможно превращение $\alpha + \beta \rightarrow \alpha_2 + B2$, но возникающие фазы являются слабоупорядоченными.

16.2.3. СОСТАВ Ni—25 ат. % Al

На рентгеновских дифрактограммах наблюдаются две системы линий. Одна система сильных линий принадлежит неупорядоченной γ -фазе и упорядоченной по типу $L1_2$ γ' -фазе, так что в среднем степень дальнего порядка $S \approx 0.5$. Другая — слабых линий — относится к β' -фазе, упорядоченной по типу $B2$ и имеющей состав, близкий к NiAl.

При металлографическом исследовании травленого шлифа оказалось, что структура сферического образца Ni—25 ат. % Al неоднородна по сечению. Выявлено два типа структур. Один тип структуры характерен для обширных областей, окружающих центральную пору. Это ярко выраженная дендритная структура (рис. 16.6,а). Отчетливо видно, что ветви дендрита ортогональны его стволу. Это говорит о том, что дендрит образован кубической фазой. Второй тип структуры наблюдается достаточно далеко от центра образца. На рис. 16.6,б видна группа “островов” в виде темных областей неправильной формы, ближе к округлой, с размерами, значительно превышающими междендритные прослойки центральной области. При большем увеличении (рис. 16.6,в) хорошо видно пластинчатое

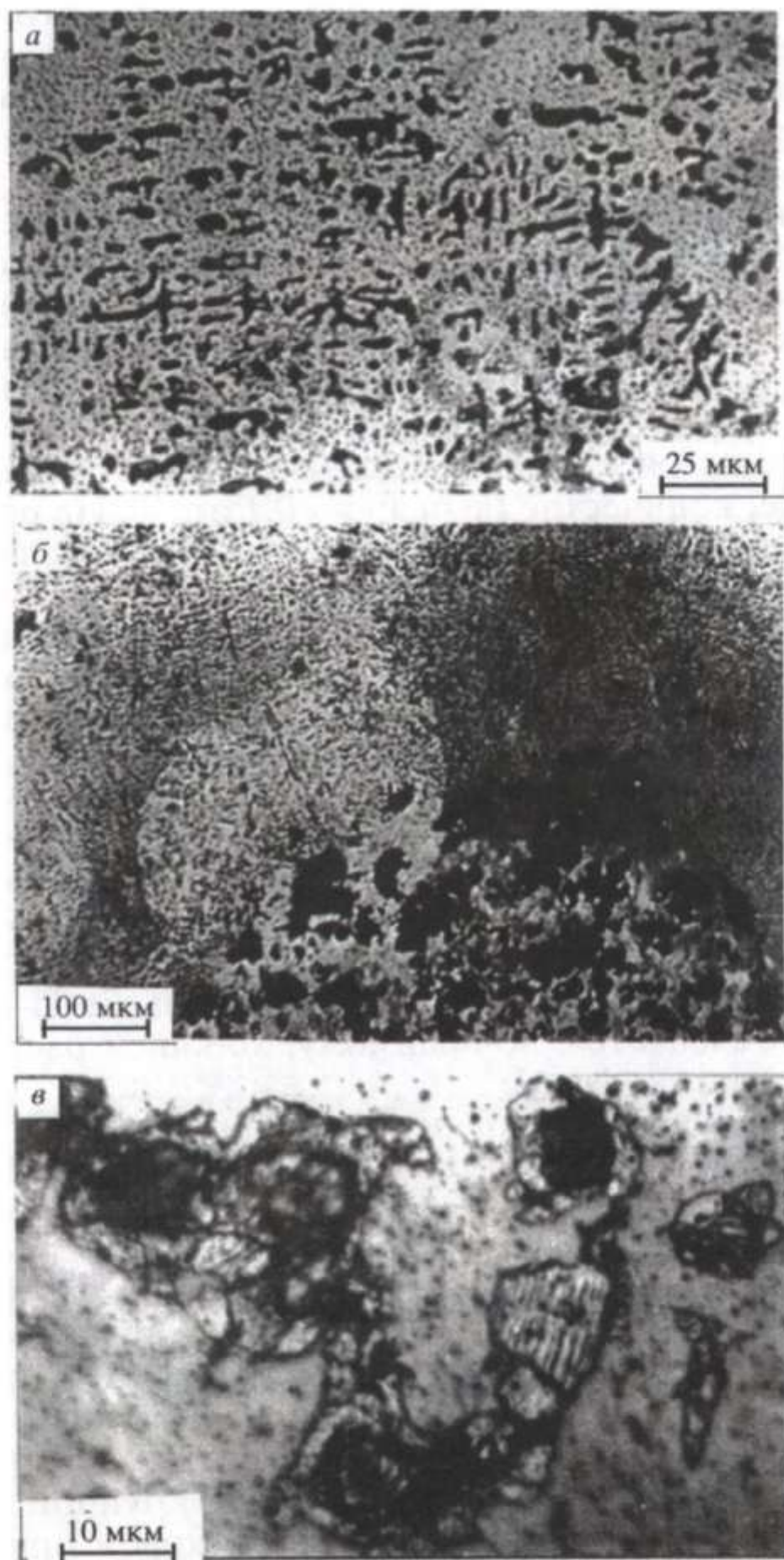


Рис. 16.6. Оптическая металлография синтезированного сплава Ni—25 ат. % Al:
a — дендритная структура; *б, в* — острова, имеющие пластинчатую структуру

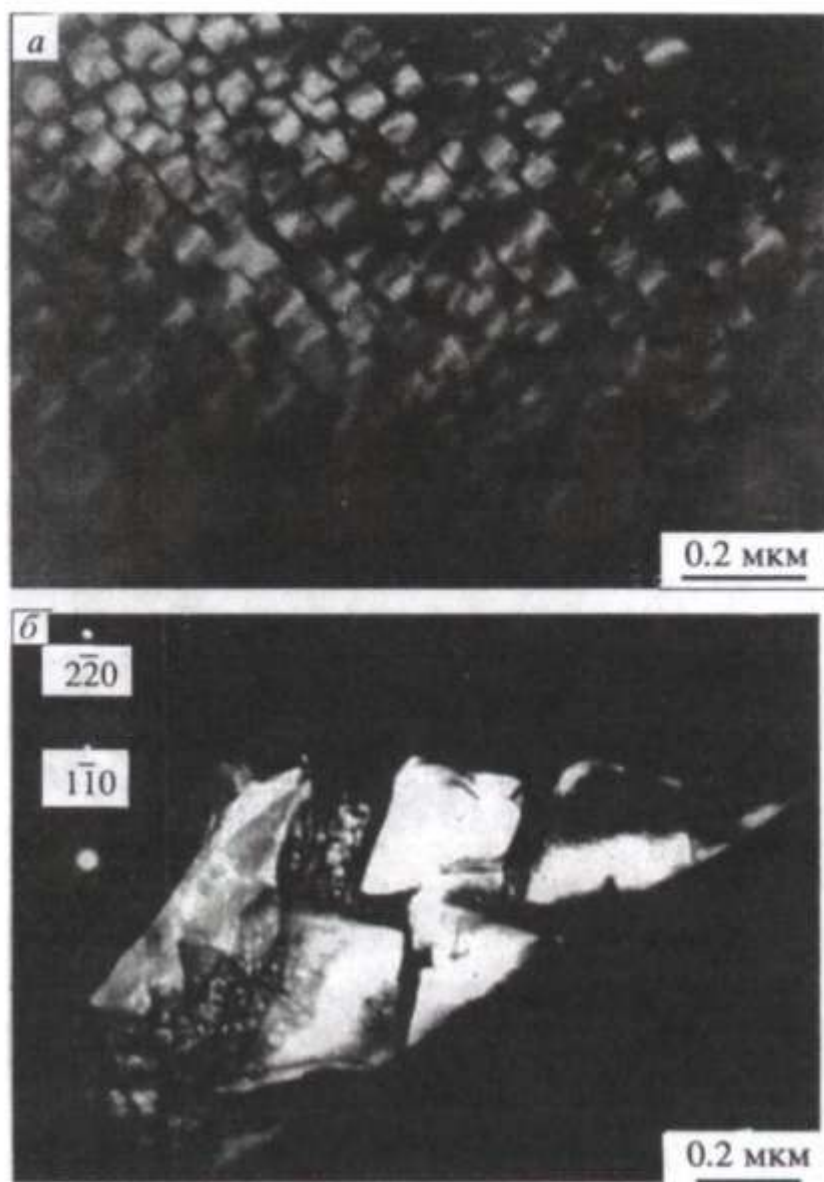
строение “острова”. Далее будет показано, что эта фаза возникает в результате мартенситного превращения.

Согласно результатам рентгеновского микроанализа, в дендритных стволах, расположенных в разных частях образца, содержится ~ 79 ат. % Ni и ~ 21 ат. % Al. В междендритных же прослойках Al значительно больше, чем в дендритных стволах, а именно 35—50 ат. %, Ni же много меньше. Причем это относится как к обычным междендритным прослойкам, так и к “островам”. Как и в случае алюминидов титана, обнаружено железо, инжектируемое в образец Ni_3Al во время взрыва. Непосредственно около стальной оболочки, на расстоянии нескольких десятков микрометров от нее, количество Fe равно ~ 0.1 ат. %. На расстоянии ~ 1 мм содержание Fe равно 2.3; 2.9 ат. % в зависимости от радиуса, вдоль которого производятся измерения. Это различие в распределении Fe по радиусам связано, как и раньше, с неравномерностью волновой нагрузки. По мере продвижения в глубь образца к центральной поре количество Fe нарастает до 3.50; 3.17 ат. % соответственно, т. е. имеется та же тенденция нарастания количества Fe по направлению к центру образца. Точечный рентгеновский микроанализ, выполненный для стволов дендритов и междендритных прослоек (включая “острова”), показал, что нет преимущественного выделения Fe в междендритных прослойках, как это было в синтезированном образце Ti—50 ат. % Al. Это объясняется, по-видимому, хорошей растворимостью Fe в решетке Ni_3Al .

Внутренняя структура дендрита видна на ТЭМ микрофотографиях (рис. 16.7). На темнопольном изображении видны сравнительно мелкие кубоиды γ' -фазы размером ~ 50 нм, которые располагаются в неупорядоченной γ -матрице (рис. 14.7,а). На электронограмме при этом присутствуют рефлексы γ' -фазы с четкими и сильными сверхструктурными отражениями. Наряду с этим, в отдельных участках внутри γ -фазы наблюдаются крупные немного искаженные кубоиды γ' -фазы (см. рис. 14.7,б). Одновременное свечение в темном поле частиц крупной и мелкой фракции свидетельствует об их одинаковой ориентации. Морфология крупных γ' -частиц в соседних зернах может существенно различаться. В одних зернах кубоиды сохраняют когерентную связь с матрицей, в других — эта связь утрачена.

Рис. 16.7. Тонкая структура синтезированного образца Ni—25 ат. % Al:

a — темнопольное изображение в сверхструктурном рефлексе 221 ось зоны $[110]_r$; *b* — темнопольное изображение в сверхструктурном рефлексе 110, ось зоны $= [114]_r$



Микрофотографии (рис. 16.8) показывают внутреннюю структуру междендритных прослоек. На рис. 16.8,*a* приведена электронограмма, на которой присутствуют четкие и сильные, приблизительно одинаковой интенсивности, рефлексы ОЦК и ГЦК фаз. Рефлексы ОЦК

фазы принадлежат плоскости обратной решетки $(\bar{1}11)^*_{\text{ОЦК}}$. В полном соответствии с кристаллографическими соотношениями, существующими между фазами при ОЦК $\rightarrow$ ГЦК мартенситном переходе — $(011)_{\text{ОЦК}} \parallel (111)_{\text{ГЦК}}$, $[11\bar{1}]_{\text{ОЦК}} \parallel [\bar{1}0\bar{1}]_{\text{ГЦК}}$, плоскость $(\bar{1}11)^*_{\text{ОЦК}}$ параллельна плоскости $(021)^*_{\text{ГЦК}}$ с сильным рядом рефлексов типа $200_{\text{ГЦК}}$. Отсутствие сверхструктурного отражения $100_{\text{ГЦК}}$ свидетельствует о том, что ГЦК-фаза находится в неупорядоченном состоянии. На электронограмме имеется еще один ряд рефлексов типа $111_{\text{ГЦК}}$, который связан с другой ориентировкой ГЦК-фазы, $[\bar{1}11]_{\text{ОЦК}} \parallel [10\bar{1}]_{\text{ГЦК}}$. На данной электронограмме можно также наблюдать длинные тонкие стержни интенсивности вдоль направлений типа $[110]^*_{\text{ОЦК}}$. Особенно хорошо они видны в левой части рис. 16.8,*a* (показано стрелками). Анализ темнопольных изображений в рефлексах $(110)_{\text{ОЦК}} + 200_{\text{ГЦК}}$, $(110)_{\text{ОЦК}} + 111_{\text{ГЦК}}$, $101_{\text{ОЦК}}$ позволил установить, что в данном участке наблюдаются две системы приближи-

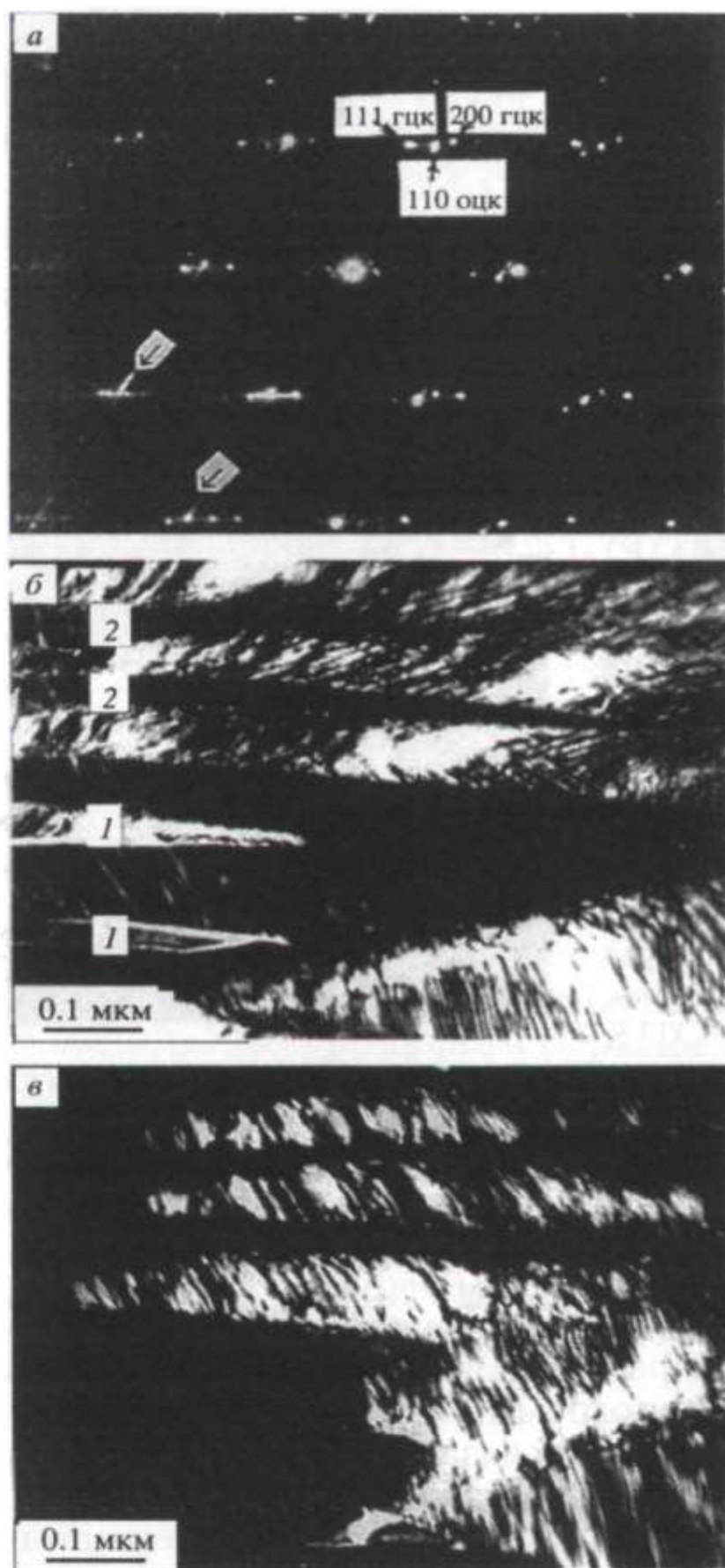


Рис. 16.8. ТЭМ изображение структуры образца Ni—25 ат. % Al:

a — электронограмма, ось зоны $[111]_{\text{оцк}}$; *б* — темнопольное изображение в рефлексах $(110_{\text{оцк}} + 200_{\text{гцк}})$, светятся иглы № 1 и матрица; *в* — темнопольное изображение в рефлексе $101_{\text{оцк}}$

тельно параллельных игл (мартенситных пластин) от двух ориентировок ГЦК-фазы (иглы № 1 и 2). Иглы № 1 связаны с ориентировкой $[021]_{\text{ГЦК}}$ (рис. 16.8,б); иглы № 2 “светятся” в рефлексе $111_{\text{ГЦК}}$ от другой ориентировки. Остальная часть рассматриваемой области принадлежит ОЦК-матрице (см. рис. 16.8,в). Наблюдение в синтезированных образцах Ni—25 ат. % Al неупорядоченного ГЦК-мартенсита с сохранением некоторого количества β -фазы является необычным. Как отмечается в [18], получить неупорядоченный интерметаллид Ni_3Al с помощью традиционных методов невозможно. Кроме того, при исследовании [18] интерметаллида Ni_3Al с добавкой Fe (в количестве 10—15 ат. %) ГЦК-мартенсит не наблюдался. Образование неупорядоченного ГЦК-мартенсита в присутствии небольшого количества Fe следует связать с особенностями применяемого метода синтеза.

В результате эволюцию микроструктуры можно представить следующим образом. Из расплава растет дендрит, образованный некоторой кубической фазой, обедненной Al. Мы полагаем, что это неупорядоченная γ -фаза, так что реакция имеет вид $L \rightarrow L + \gamma$. Междендритное пространство, богатое Al, заполняется β -фазой, которая может испытывать мартенситное превращение в γ -фазу, так что $L \rightarrow L + \beta \rightarrow \gamma + \beta$. При остаточных температурах внутри дендрита в результате $\gamma \rightarrow \gamma'$ превращения возникают кубоиды γ' -фазы. Но γ -мартенсит не испытывает $\gamma \rightarrow \gamma'$ превращения, оставаясь неупорядоченным, как и сохраняющаяся внутри “островов” β -фаза. В то же время β -фаза, не испытывавшая мартенситного превращения, при остаточных температурах упорядочивается, т. е. $\beta \rightarrow \beta'$.

16.3. ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ СИНТЕЗИРОВАННЫХ СПЛАВОВ

Вблизи стальной оболочки синтезированный образец, как уже говорилось выше, содержит промежуточный слой. Толщина его колеблется и составляет 50—250 мкм в образце Ti—25 ат. %Al и 500—600 мкм в Ti—50 ат. %Al. На рис. 16.9 приведены СЭМ изображения промежуточного слоя. В нем присутствуют частицы почти чистого Ti. Они отчетливо видны на рис. 16.9,б. В целом для промежуточного слоя характерно пониженное содержание Al. При исследовании образ-

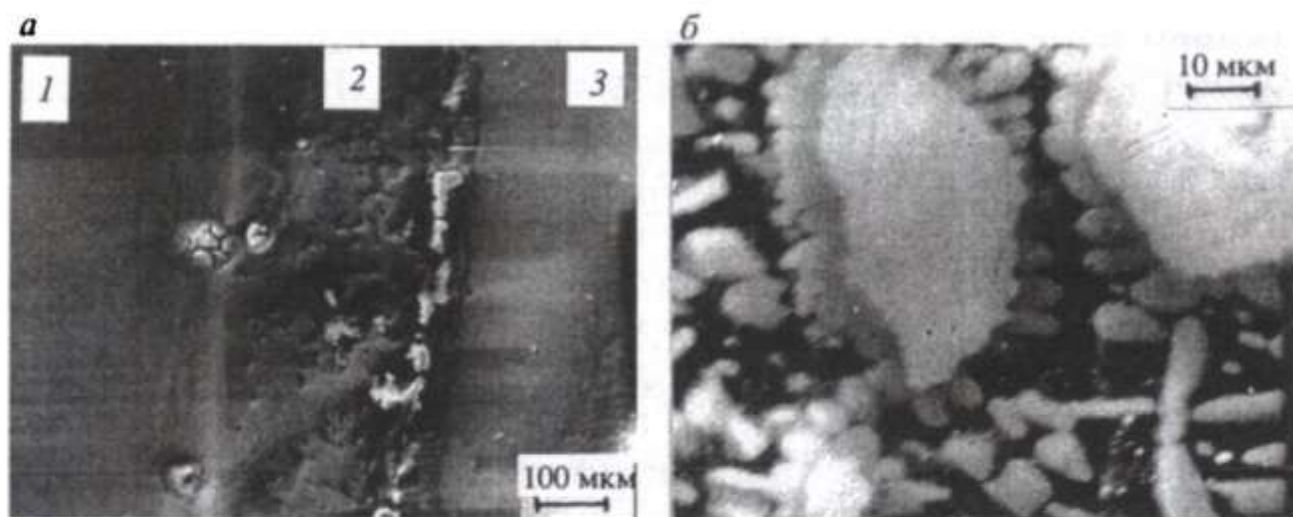


Рис. 16.9. СЭМ-изображения промежуточного слоя, полученные в режиме вторичных электронов:
а — сплав Ti—25 ат. % Al: 1 — образец, 2 — промежуточный слой, 3 — стальная оболочка; *б* — сплав Ti—50 ат. % Al

цов в сканирующем микроскопе-микроанализаторе обнаружено практически полное отсутствие Fe в промежуточном слое, что отмечалось выше. Далее, по мере приближения к центру, концентрация Fe растет. Из всех синтезированных сплавов наибольшая концентрация, достигаемая на поверхности поры, получена для сплава Ti—50 ат. % Al и составляет 10 %. Эти данные свидетельствуют о том, что при взрывном нагружении частицы Fe “летят” из стальной оболочки внутрь синтезируемого образца. Отсутствие атомов Fe в поверхностном слое показывает, что ни подплавление стальной оболочки, ни диффузия атомов Fe не могут быть ответственны за проникновение Fe внутрь образца. В обоих случаях слой, примыкающий к стальной оболочке, был бы обогащен атомами Fe. Пролет частиц Fe реализуется прежде всего до расплавления, поскольку в порошке много пустот. Возможно, пролет частиц Fe еще продолжается, когда за фронтом ударной волны начинается расплавление порошка.

В результате проведенного анализа синтезированных образцов выявлены характерные микроструктуры. Это дендритные, мартенситные и доменные вихревые структуры. Наблюдаемые микроструктуры могут быть использованы как свидетели тех явлений, которые происходят в камере сохранения при взрывном нагружении. Наблюдение дендритной структуры и отсутствие на рентгеновских дифрактограммах линий чистых металлов (Ti, Ni и Al) свидетельствуют о том, что произошло расплавление порошка. И только в промежуточном слое сохраняются отдельные частицы порошка.

Последующую эволюцию микроструктуры мы попытались описать с помощью определенных реакций. Для каждого из синтезированных сплавов восстановлена своя цепочка превращений. Но в любом случае цепочка начинается с превращения расплава в неупорядоченные фазы. Конфигурация дендрита (ортогональность его ветвей и ствола) помогает выявить, являются ли образующие дендрит фазы кубическими или гексагональными. Именно структура, включающая неупорядоченные фазы, была бы зафиксирована в результате сверхбыстрой закалки, если бы далее не наступала стадия медленного охлаждения (остаточные температуры). Только на этой стадии происходит упорядочение. Но мартенситные пластины, оставаясь по-прежнему разупорядоченными, являются свидетелями того, что разупорядоченными были высокотемпературные первичные фазы, возникшие из расплава. Действительно, как показано в [19], в результате мартенситного превращения из упорядоченной фазы возникает упорядоченная, из разупорядоченной — разупорядоченная.

Многообразие фаз и микроструктур после ударно-волнового нагружения является следствием процессов, последовательно развивающихся при расплавлении, кристаллизации и охлаждении до комнатной температуры. Кроме того, мы до сих пор не говорили о дислокационной структуре. Как видно из рис. 16.10, характерным элементом дислокационной структуры являются заблокированные дислокации, наблюдаемые в виде длинных прямолинейных сегментов. Причины блокировки пока однозначно установить не удастся. Можно было думать, что блокировка происходит, когда остаточные температуры опускаются ниже температуры пика предела текучести и тогда включаются механизмы блокировки, типичные для интерметаллидов. Однако оказалось, что сверхструктурные рефлексы для изучаемого зерна в обоих случаях едва заметны. Можно предположить, что заблокированные дислокации являются дислокациями, наследуемыми от высокотемпературной фазы и потерявшими подвижность вследствие изменения типа решетки при фазовом превращении. Необходима детальная расшифровка дислокаций, чтобы проверить, какой из вариантов реализуется.



Рис. 16.10. Дислокационная структура синтезированных образцов:

a — темнопольное изображение, γ -фаза, состав Ti — 50 ат. % Al; *б* — светловольное изображение, α_2 -фаза, состав Ti—25 ат. % Al

Синтезированные образцы, благодаря сложной гетерофазной структуре, содержат большое количество внутренних поверхностей (interfaces). Это не только межфазные границы, но и границы между областями, имеющими различную микроструктуру. В результате можно ожидать повышения микротвердос-

ти синтезированных образцов по сравнению с наблюдаемой в соответствующих сплавах, полученных традиционными способами. Кроме того, необходимо учитывать эффект “принудительного” легирования вследствие инжектирования частиц Fe из камеры сохранения внутрь образца. В табл. 16.1 приведены результаты измерения микротвердости образцов Ti—50 ат. % Al и Ti—25 ат. % Al.

Приведенные в табл. 16.1 значения превышают микротвердость интерметаллидов TiAl и Ti₃Al, которая находится в пределах 1000—2700 МПа. Однако микротвердость двухфазного ($\alpha_2 + \gamma$) сплава может достигать 4000 МПа.

Представленные в настоящей работе результаты экспериментов, проведенных при давлении 50 ГПа, существенно отличаются от полученных в [1] при взрывном нагружении порошков Ti и Al, осуществленном при давлениях, меньших 25 ГПа. В последнем случае, как видно из оптической мик-

Таблица 16.1

Микротвердость (МПа) образцов Ti—50 ат. % Al и Ti—25 ат. % Al, синтезированных методом ударно-волнового сжатия порошков (даны средние значения по 10 отпечаткам)

Образец	Середина радиуса	Центр образца	Промежуточный слой
TiAl	4188.7	4086.9	2078—4274
Ti ₃ Al	4774.0	4492.1	1929—4552

рофотографии (рис. 16.11), образуется компакт из частиц исходных металлов. Изменения, которые произошли, связаны с расплавлением поверхностного слоя частиц, что обеспечило затекание пор. Таким образом, при возрастании давления происходит переход от компактирования к интерметаллической реакции. Аналогичный переход был обнаружен для тех же материалов при использовании цилиндрической схемы нагружения [14].

Строго говоря, если понимать под интерметаллической реакцией образование упорядоченной фазы из расплава без промежуточной разупорядоченной фазы, то интерметаллическая реакция при взрывном нагружении не происходит. Из-за высокой скорости охлаждения реализуется то метастабильное состояние, которое оказывается динамически достижимым. Таким оказалось разупорядоченное состояние сплава. Циркуляция ударных волн приводит к перемешиванию расплава, что в свою очередь обеспечивает выравнивание состава твердого раствора. Исследуемая система как бы попадает в ловушку, не достигая равновесного состояния. Это явление известно как “disorder trapping” (см., например, [15, 16]). Из разупорядоченной фазы состоит дендрит, мартенситные пластины также образованы разупорядоченными фазами. И лишь при остаточных температурах происходит упорядочение, но при этом не хватает реального времени эксперимента, чтобы получить полностью упорядоченное состояние. Подавление упорядочения в тех же материалах

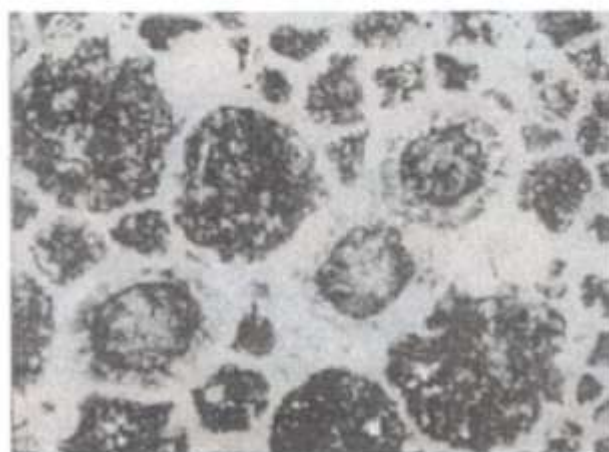


Рис. 16.11. Микроструктура сплава на основе TiAl, компактированного путем ударно-волнового нагружения [1]

наблюдалось и в обычных экспериментах, в которых применялась быстрая закалка [20, 21]. Длительность эксперимента с ударно-волновым нагружением оказывается недостаточной и для того, чтобы произошла самоорганизация гетерофазной структуры. Другими словами, динамически недостижимой оказывается та морфология гетерофазной структуры, которая наблюдается в случае равновесной фазовой диаграммы.

Таким образом, фазовая диаграмма при ударно-волновом нагружении, если судить по тем ее фрагментам, которые мы попытались восстановить, далека от равновесной.

К главе 1

1. Stead J. B. // J. Soc. Chem. Ind. 1897. Vol. 16. P. 200.
2. Westbrook J. H. // Metall. Trans. A. 1977. Vol. 8A. N 9. P. 1327—1360.
3. Sauthoff G. // Zs. Metallkunde. 1989. Bd 80. N 5. S. 337—344.
4. Yamaguchi M., Umakoshi Y. // Progress in Mat. Sci. 1990. Vol. 34. N 1. P. 1—148.
5. Varin R. A., Winnicka M. B. // Mater. Sci. Eng. A. 1991. Vol. A 137. P. 93—103.
6. Fleischer R. L., Dimiduk D. M., Lipsitt H. A. // Ann. Rev. Mater. Sci. 1989. Vol. 19. P. 231—263.
7. Aoki K., Izumi O. // Nippon Kinzoku Gakkaishi. 1979. Vol. 43. P. 1190.
8. Liu C. T., Inouye H. // Metall. Trans. A. 1979. Vol. 10A. P. 1575.
9. Takasugi T., Izumi O. // Acta Met. 1985. Vol. 33. P. 30.
10. Takasugi T., Izumi O., Masahashi N. // Acta Met. 1985. Vol. 33. P. 1259.
11. Guard R. W., Westbrook J. H. // Trans. AIME. 1959. Vol. 215. P. 807—814.
12. Pope D. P., Garin J. L. // J. Appl. Cryst. 1977. Vol. 10. P. 14—17.
13. Noguchi O., Oya Y., Suzuki T. // Metall. Trans. A. 1981. Vol. 12A. P. 1647.
14. Mishima Y., Ochiai S., Yodagawa Y. M. // Trans. JIM. 1986. Vol. 27. P. 41—50.
15. Liu C. T. // Structural Intermetallics / Ed. R. Darolia et al. Publ. TMS. Warrendale, PA, USA, 1993. P. 365—377.
16. George E. P., Liu C. T., Pope D. P. // Ibid. P. 431—436.
17. Hirano T., Mavari T. // Ibid. P. 437—443.
18. Pope D. P., Ezz S. S. // Int. Metal. Rev. 1984. Vol. 29. N 3. P. 136—167.
19. Lin T. L., Zhang Y. // Structural Intermetallics / Ed. R. Darolia et al. Publ. TMS. Warrendale, PA, USA, 1993. P. 445—452.
20. Dimiduk D. M., Mcquay P. A., Kim Y.-W. // Titanium '99: Science and Technology / Ed. I. V. Gorynin et al. 2000. Vol. 1. P. 259—268.
21. Yamaguchi M., Inui H. // Structural Intermetallics / Ed. R. Darolia et al. Publ. TMS. Warrendale, PA USA, 1993. P. 127—142.
22. Kim Y.-W., Dimiduk D. M. // JOM. 1991. Vol. 43. N 8. P. 40.

23. Dimiduk D. M., Mendiratta M. G., Subramanian P. R. // *Structural Intermetallics* / Ed. R. Darolia et al. Publ. TMS. Warrendale, PA, USA, 1993. P. 619—630.
24. Ishikawa Y., Maruyama K. Oikawa H. // *Mater. Trans. JIM*. 1992. Vol. 33. P. 1182—1184.
25. Viswanathan G. B., Vasudevan V. K. // *Gamma Titanium Aluminides (ISGTA '95)* / Ed. Y.-W. Kim et al. TMS Warrendale, PA, USA, 1995. P. 967—974.
26. Emura S., Hagiwara M. // *Titanium '99: Science and Technology* / Ed. I. V. Gorynin et al. 2000. Vol. I. P. 298—305.

К главе 2

1. Westbrook J. H. // *Trans. AIME*. 1957. Vol. 209. N 7. P. 898—904.
2. Wee D. M., Suzuki T. // *Trans. JIM*. 1979. Vol. 20. N 11. P. 634—646.
3. Flinn P. A. // *Trans. AIME*. 1960. Vol. 218. N 7. P. 145.
4. Thornton P. H., Davies R. G. // *Metall. Trans.* 1970. Vol. 1. N 2. P. 549—555.
5. Wee D. M., Noguchi O., Oya Y., Suzuki T. // *Trans. JIM*. 1980. Vol. 21. N 4. P. 237—247.
6. Thornton P. H., Davies R. G., Johnston T. L. // *Metall. Trans.* 1970. Vol. 1. N 1. P. 207—218.
7. Mulford R. A., Pope D. P. // *Acta Met.* 1973. Vol. 21. P. 1375—1380.
8. Pak H.-r., Saburi T., Nenno S. // *Trans. JIM*. 1977. Vol. 18. P. 617—626.
9. Suzuki T., Mishima Y., Miura S. // *ISIJ International* 1989. Vol. 29. N 1. P. 1—23.
10. Veyssier P., Saada G. // *Dislocations in Solids* / M. Duesbery, F. R. N. Nabarro, Elsevier Sci. Publ. (Amsterdam: North Holland), 1996. Chapter 53. P. 255.
11. Dimiduk D. M. // *Report WRDC-TR-89-4106*. 1989. P. 1—234.
12. Pope D. P., Ezz S. S. // *Int. Metal. Rev.* 1984. Vol. 29. N 3. P. 136—167.
13. Lall C., Chin S., Pope D. P. // *Metall. Trans. A*. 1979. Vol. 10a, N 9. P. 1323—1332.
14. Staton-Bevan A. E., Rawlings R. D. // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1975. Vol. 29. P. 613—621.
15. Kuramoto E., Pope D. P. // *Acta Met.* 1978. Vol. 26. P. 207—210.
16. Takeuchi S., Kuramoto E. // *Acta Met.* 1973. Vol. 21. N 4. P. 415—425.
17. Takasugi T., Izumi O. // *Acta Met.* 1985. Vol. 33. N 1. P. 39—48.
18. Ezz S. S., Pope D. P., Paidar V. // *Acta Met.* 1982. Vol. 30. P. 921—926.
19. Aoki K., Izumi O. // *Trans. JIM*. 1978. Vol. 19. N 4. P. 203—210.
20. Wee D. M., Suzuki T. // *Trans. JIM*. 1981. Vol. 22. N 3. P. 163—172.

21. Wee D. M., Pope D. P., Vitek V. // *Acta Met.* 1984. Vol. 32. N 6. P. 829—836.
22. Koehler J. S., Seitz F. // *J. Appl. Mech.* 1947. Vol. 14. N 3. P. 217—228.
23. Марцинковский М. Дж. // *Электронная микроскопия и прочность кристаллов.* М., 1978. С. 215—320.
24. Kear В. Н., Wilsdorf Н. G. // *Trans. Met. Soc.* 1962. Vol. 224. P. 382.
25. Sastry S. M. L., Ramaswami B. // *Phil. Mag. A.* 1975. Vol. 32. N 4. P. 801—813.
26. Hemker K. J. Dissertation. Department of Mater. Sci. Stanford Univer., 1990.
27. Гринберг Б. А., Яковенкова Л. И. // *ФММ.* 1973. Т. 36. N 6. С. 1166—1176.
28. Greenberg B. A., Yakovenkova L. I. // *Phys. Stat. Sol.* 1973. Vol. 18. P. K129—133.
29. Greenberg B. A., Yakovenkova L. I. // *Phys. Stat. Sol.* 1973. Vol. 20. P. K53—56.
30. Greenberg B. A., Yakovenkova L. I., Gornostirev Yu. N. // *Phys. Stat. Sol.* 1975. Vol. 29. P. K133—135.
31. Гринберг Б. А., Горностырев Ю. Н., Яковенкова Л. И. // *ФММ.* 1975. Т. 39. № 5. С. 960—971.
32. Гринберг Б. А., Иванов М. А., Горностырев Ю. Н., Яковенкова Л. И. // *ФММ.* 1978. Т. 46. № 4. С. 813—838.
33. Горностырев Ю. Н., Гринберг Б. А., Яковенкова Л. И. // *ФММ.* 1981. Т. 51. № 2. С. 422—430.
34. Горностырев Ю. Н., Гринберг Б. А., Яковенкова Л. И. // *ФММ.* 1981. Т. 51. № 4. С. 867—877.
35. Гринберг Б. А., Сюткина В. И. *Новые методы упрочнения упорядоченных сплавов.* М.: Металлургия, 1985. 176 с.
36. Блисс Г. А. *Лекции по вариационному исчислению.* М.: Изд-во иностр. лит., 1950. 189 с.
37. Dimiduk D. M. // *J. Phys. III.* 1991. Vol. 1. N 6. P. 1025—1053.

К главе 3

1. Lipsitt H. A., Schechtman D., Schafrie R. E. // *Metall. Trans. A.* 1975. Vol. 6. P. 1991—1996.
2. Lipsitt H. A. // *High Temperature Ordered Intermetallic Alloys* // Eds. C. C. Kock et al. Pittsburg MRS, 1985. Vol. 39. P. 351—364.
3. Greenberg B. A. // *Phys. Stat. Sol.* 1970. Vol. 42. P. 459—468.
4. Greenberg B. A. // *Phys. Stat. Sol. (b)* 1973. Vol. 55. P. 59—67.
5. Гринберг Б. А., Иванов М. А. *Упорядочение атомов и свойства сплавов* // *Мат-лы VI Всесоюз. совещан.* Киев, 1979. С. 56—67.
6. Greenberg B. A., Gornostirev Yu. N. // *Scripta Met.* 1982. Vol. 16. N 1. P. 15—22.
7. Kawabata T., Kanai T., Izumi O. // *Acta Met.* 1985. Vol. 33. P. 1355—1366.

8. Kawabata T., Abumiya T., Kanai T., Izumi O. // *Acta Met. Mater.* 1990. Vol. 38. P. 1381.
9. Weihs T. P., Zinoviev V., Viens D. V., Schulson E. M. // *Acta Met.* 1987. Vol. 5. P. 1109.
10. Huang S. C. // *Scripta Met.* 1988. Vol. 22. P. 1885.
11. Rao P. P., Tangri K. // *Mater. Sci. Engr.* 1991. Vol. A132. P. 49.
12. Vasudevan V. K., Court S. A., Kurath P., Fraser H. L. // *Scripta Met.* 1989. Vol. 23. P. 467—469.
13. Huang S. C., Hall E. L. // *Scripta Met. Mater.* 1991. Vol. 25. P. 1805—1812.
14. Inui H., Matsumuro M., Wu D.-H., Yamaguchi M. // *Phil. Mag. A.* 1997. Vol. A75. P. 395—422.
15. Greenberg B. A., Antonova O. V., Volkov A. Yu. // *Intermetallics.* 1999. Vol. 7. P. 1219—1225.
16. Антонова О. В., Волков А. Ю., Гринберг Б. А. // *ФММ.* 2001. Т. 91. № 2. С. 95—105.

К главе 4

1. Greenberg B. A., Antonova O. V., Indenbaum V. N. et al. // *Acta Met. Mater.* 1991. Vol. 39. N 2. P. 233—242.
2. Greenberg B. A., Antonova O. V., Indenbaum V. N. et al. // *Acta Met. Mater.* 1991. Vol. 39. N 2. P. 243—254.
3. Greenberg B. A., Antonova O. V., Karkina L. E. et al. // *Acta Met. Mater.* 1992. Vol. 40. N 4. P. 815—822.
4. Greenberg B. A., Antonova O. V., Karkina L. E. et al. // *Acta Met. Mater.* 1992. Vol. 40. N 4. P. 823—830.
5. Инденбаум В. Н., Гринберг Б. А., Горностырев Ю. Н., Карькина Л. Е. // *ФММ.* 1985. Т. 59. № 2. С. 269—281.
6. Еньшина Н. А., Кобытев В. С., Шалыгина Т. А., Попов Л. Е. // *Структура и пластическое поведение сплавов.* Томск, 1983. С. 163—191.
7. Kawabata T., Takezono Y., Kanai T., Izumi O. // *Acta Met.* 1988. Vol. 36. P. 963.
8. Greenberg B. A., Gornostirev Yu. N. // *Scripta Met.* 1988. Vol. 22. P. 853—857.
9. Гринберг Б. А., Анисимов В. И., Горностырев Ю. Н., Талуц Г. Г. // *Письма в ЖТФ.* Т. 13. № 10. С. 577—580.
10. Greenberg B. A., Anisimov, V. I., Gornostirev Yu. N., Taluts G. G. // *Scripta Met.* 1988. Vol. 22. P. 859—864.

К главе 5

1. Schechtman D., Blackburn M. J., Lipsitt H. A. // *Metall. Trans.* 1974. Vol. 5. P. 1373—1381.
2. Hug G., Loiseau A. Lasalmonie A. // *Phil. Mag. A.* 1986. Vol. 54. N 1. P. 47—63.

3. Hug G., Loiseau A., Veyssiere P. // *Phil. Mag. A*. 1988. Vol. 57. N 3. P. 499—523.
4. Hahn Y. D., Whang S. H. // *Scripta Met. Mater.* 1990. Vol. 24. P. 139—144.
5. Morris M. A. // *Phil. Mag. A*. 1993. Vol. 68. P. 259—278.
6. Morris M. A. // *Phil. Mag. A*. 1994. Vol. 69. P. 129—150.
7. Morris M. A. // *Phil. Mag. A*. 1993. Vol. 68. P. 237—257.
8. Court S. A., Vasudevan V. K., Fraser H. L. // *Phil. Mag. A*. 1990. Vol. 61. N 1. P. 141—158.
9. Viguier B., Hemker K. J., Bonneville J. et al. // *Phil. Mag. A*. 1995. Vol. 71. P. 1295.
10. Sriram S., Dimiduk D. M., Hazzledine P. M., Vasudevan V. K. // *Phil. Mag. A*. 1997. Vol. 76. P. 965.
11. Greenberg B. A., Antonova O. V., Karkina L. E. et al. // *Proc. Inter. Conf. on Intermetallic Compounds / Ed. O. Izumi. JIM*. 1991. Sendai. P. 355—360.
12. Гринберг Б. А., Антонова О. В., Инденбаум В. Н. и др. // *ФММ*. 1992. № 4. С. 24—32.
13. Kawabata T., Izumi O. // *Scripta Met.* 1987. Vol. 21. P. 433—434.
14. Zhang Y. G., Chaturvedi M. C., Chen C. Q. // *Phil. Mag. A*. 1993. Vol. 67. N 4. P. 979—989.
15. Hug G., Loiseau A., Veyssiere P. // *Revue Rhys. Appl.* 1988. Vol. 23. P. 673.

К главе 6

1. Pashley D. W., Presland A. E. B. // *J. Inst. Metals*. 1958. Vol. 87. P. 419.
2. Hirabayashi M., Weissmann S. // *Acta Met.* 1962. Vol. 10. P. 25.
3. Syutkina V. I., Yakovleva E. S. // *Phys. Stat. Sol.* 1967. Vol. 21. N 2. P. 465—480.
4. Хачатурян А. Г. Теория фазовых превращений и структура твердых растворов. М.: Наука, 1974. 384 с.
5. Roitburd A. L. // *Solid State Physics. Academic Press. New York*, 1978. Vol. 33. P. 317—390.
6. Khachaturyan A. G. *Theory of Structural Transformations in Solids*. John Wiley & Sons. Inc. New York, 1983. 574 p.
7. Гринберг Б. А., Сюткина В. И., Яковлева Э. С. // *ФТТ*. 1968. Т. 10. № 5. С. 1330—1339.
8. Adrianovski B. P., Greenberg B. A., Syutkina V. I. et al. // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1971. Vol. 6. N 1. P. 323—336.
9. Гринберг Б. А., Яковенкова Л. И. // *ФММ*. 1972. Т. 33, № 5. С. 1086—1089.
10. Гринберг Б. А., Сюткина В. И., Яковенкова Л. И. // *ФММ*. 1976. Т. 42. № 1. С. 170—189.
11. Горностырёв Ю. Н., Гринберг Б. А. // *ФММ*. 1982. Т. 53. № 5. С. 999—1011.

12. Гринберг Б. А., Горностырёв Ю. Н., Карькина Л. Е., Яковенкова Л. И. // ФММ. 1976. Т. 41. № 4. С. 714—723.
13. Pashley D. W., Robertson J. L., Stowell M. J. // Phil. Mag. 1969. Vol. 19. N 157. P. 83—98.
14. Келли А. Высокопрочные материалы / Пер. с англ. М., 1976. 259 с.

К главе 7

1. Greenberg B. A., Ivanov M. A. // Gamma Titanium Aluminides (ISGTA '95) / Ed. Y.-W. Kim et al. TMS Warrendale PA, USA, 1995. P. 299—306.
2. Гринберг Б. А., Иванов М. А. // Металлофизика и новейшие технологии. 1996. Т. 18. № 10. С. 50—62.
3. Greenberg B. A., Ivanov M. A. // Mat. Sci. Eng. 1997. Vol. A239. P. 813—818.
4. Гринберг Б. А., Иванов М. А. // Металлофизика и новейшие технологии. 1997. Т. 19. № 8. С. 70—79.
5. Saburi T., Nakano T., Nenno S., Pak H. // Japan J. Appl. Phys. 1977. Vol. 46. N 2. P. 267.
6. Umakoshi Y., Nakano T., Yamane T. // Proc. Inter. Symp. Sendai, Japan, 1991. P. 501.
7. Greenberg B. A., Ivanov M. A. // Structural Intermetallics / Ed. R. Darolia et al. TMS Publ. Warrendale, PA, USA, 1993. P. 293—298.
8. Minonishi Y. // Phil. Mag. A. 1991. Vol. 63. N 5. P. 1085—1093.

К главе 8

1. Бернер Р., Кронмюллер Г. // Пластическая деформация монокристаллов. М., 1969. 272 с.
2. Basinski S. J., Basinski Z. S. // Dislocation in Solids / Edited by F. R. N. Nabarro. North-Holland, Amsterdam, 1979. Vol. 4. P. 261—362.
3. Rollet A. D., Kocks U. F. // Dislocations 93 / Ed. J. Rabier et al. Scitec Publ. Switzerland, 1994. P. 1—18.
4. Greenberg B. A., Ivanov M. A., Gornostirev Yu. N., Karkina L. E. // Phys. Stat. Sol. (a). 1976. Vol. 38. P. 653—662.
5. Greenberg B. A., Ivanov M. A. // Phys. Stat. Sol. (a). 1978. Vol. 45. P. 403—410.
6. Greenberg B. A., Ivanov M. A., Gornostirev Yu. N., Karkina L. E. // Phys. Stat. Sol. (a). 1978. Vol. 47. P. 731—741.
7. Greenberg B. A., Ivanov M. A., Gornostirev Yu. N., Karkina L. E. // Phys. Stat. Sol. (a). 1978. Vol. 49. P. 517—528.
8. Gornostirev Yu. N., Greenberg B. A., Ivanov M. A. // Phys. Stat. Sol. (a). 1981. Vol. 66. P. 439—444.
9. Greenberg B. A., Ivanov M. A. // Mat. Sci. Eng. 1992. Vol. A153. P. 356—363.
10. Гринберг Б. А., Иванов М. А. // Физика реальных кристаллов. Киев, 1992. С. 132—149.

11. Гринберг Б. А., Иванов М. А. // ФММ. 1994. Vol. 78. № 3. С. 3—32.
12. Stauffer D. Scaling Theory of Percolation Clusters.—Physics Reports // Review Section of Physics Letters. 1979. Vol. 54. N 1. P. 1—74.

К главе 9

1. Иванов М. А., Гринберг Б. А., Барабаш Т. О. // ФММ. 1998. Т. 86. № 3. С. 24—38.
2. Saada G. // Dislocations 93 / Ed. J. Rabier et al. Scitec Publ., Switzerland, 1994. P. 87—100.
3. Alexander H. // Dislocations in Solids / Ed. F. R. N. Nabarro. Elsevier Sci. Publ., 1986. Vol. 7, ch. 35. P. 113—234.
4. Хакен Г. Синергетика. М.: Мир, 1980. 336 с.
5. Davies C. H. J. // Scripta Met. Mater. 1994. Vol. 30. N 3. P. 349—353.
6. Родес Р. Г. Несовершенства и активные центры в полупроводниках. М.: Металлургия, 1968. 372.

К главе 10

1. Ivanov M. A., Greenberg B. A., Kruglikov N. A. // Gamma Titanium Aluminides / Ed. Y.-W. Kim et al. TMS Warrendale PA, USA, 1999. P. 256—263.
2. Иванов М. А., Гринберг Б. А., Кругликов Н. А. // ФММ. 2000. Т. 89. № 6. С. 5—15.
3. Хоникомб Р. Пластическая деформация металлов. М.: Мир, 1972. 408 с.
4. Rabier J., George A. // Revue Phys. Appl. 1987. Vol. 22. N 11. P. 1327—1351.
5. Мильман Ю. В., Трефилов В. И. О физической природе температурной зависимости предела текучести // Механизм разрушения металлов. Киев, 1966. С. 59—76.
6. Зегер А. // Дислокации и механические свойства кристаллов. М., 1960. С. 179—264.

К главам 11, 12

1. Greenberg B. A., Ivanov M. A., Antonova O. V. // Titan-99: Proc. 9 World Conf. on Titanium, S—Pb, CRISM "Prometey". P. 339—346.
2. Greenberg B. A., Antonova O. V., Volkov A. Yu., Ivanov M. A. // Intermetallics. 2000. Vol. 8. N 8. P. 845—853.
3. Гринберг Б. А., Иванов М. А. // Успехи физики металлов. 2000. Т. 1, № 1. С. 5—46.
4. Escaig B. // J. Phys. C7. 1974. Vol. 35. P. 151—166.
5. Трефилов В. И., Мильман Ю. В., Фирстов С. А. // Физические основы прочности тугоплавких металлов. Киев, 1975.

6. Vitek V., Yamaguchi M. // Interatomic Potentials and Crystalline Defects / Ed. Lee J. K. TMS-AIME Publ., Warrendale, PA, USA, 1981. P. 223.
7. Rao S., Woodward C., Simmons J., Dimiduk D.M. // High Temperature Ordered Intermetallic Alloys VI. MRS Symp. Proc. 364, 1995.
8. Thomson R. M. Fracture ch. 23, in Phys. Metallurgy, Elsevier Sci. Publ. BV, 1983 / Ed. R. W. Cahn & P. Haasen. P. 1487—1551.
9. J. Di Persio and B. Escaig, in Dislocations / Ed P.Veyssiere et al, CNRS, Paris, France. 1984. P. 267.

К главе 13

1. Basinski S. J., Basinski Z. S // Dislocations in Solids: IV Dislocations in Metallurgy / Ed. F.R.N. Nabarro. Amsterdam, North-Holland, 1979. Vol. 4. P. 261—362.
2. Dimiduk M., Parthasarathy T. A. // Phil. Mag. Letters. 1995. Vol. 71. N 1. P. 21—31.
3. Shi X., Saada G., Veyssiere P. // Phil. Mag. A. 1996. Vol. 73. V. 1419—1438.
4. Бахтеева Н. Д., Гринберг Б. А., Немченко А. В., Акшенцев Ю. Н. // ФММ. 1998. Т. 85. Вып. 4. С. 149—161.
5. Бахтеева Н. Д., Гринберг Б. А., Немченко А. В. и др. // Изв. РАН. Сер. Физ. 1999. Т. 63. № 7. С. 1306—1311.
6. Ezz S., Hirsch P. B. // Phil. Mag. A. 1996. Vol. 73. P. 1069—1082.
7. Stucke M. A., Dimiduk D. M., Hazzledine P. M. // High Temperature Ordered Intermetallic Alloys V. MRS Symp. Proc. 1993. Vol. 228. P. 471—476.
8. Mahapatra R., Chou Y. T., Pope D. P. // Mat. Sci. Eng. A239, 1997. 456.
9. Inui H., Matsumuro M., Wu D.-H., Yamaguchi M. // Phil. Mag. A. 1997. Vol. 75. P. 395—422.
10. Ezz S., Hirsch P. B. // Phil. Mag. A. 1995. Vol. 72. P. 383—402.
11. Гринберг Б. А., Иванов М. А. // ФММ. 1995. Т. 79. № 4. С. 30—41.
12. Гринберг Б. А., Иванов М. А., Барабаш Т. О., Блохин А. Г. // ФММ. 1996. Т. 81. № 4. С. 29—41; 42—51.
13. Гринберг Б. А., Иванов М. А. // Металлофизика и новейшие технологии. 1999. Т. 21. № 7. С. 55—61.
14. Гринберг Б. А., Иванов М. А. // Металлофизика и новейшие технологии. 1999. Т. 21. № 8. С. 3—9.
15. Хирт Дж., Лоте И. // Теория дислокаций. М., 1972. 600 с.

К главе 14

1. Roessler B., Novick D. T., Bever M. B. // Trans. Met. Soc. AIME. 1963. Vol. 227. P. 985—991.
2. Ward A. L., Mikkola D. E. // Met. Trans. 1972. Vol. 3. P. 1479—1485.

3. Куранов А. А., Гринберг Б. А., Берсенева Ф. Н. // Субструктурное упрочнение металлов и дифракционные методы исследования. Киев, 1985. С. 67—70.
4. Гринберг Б. А., Горностырев Ю. Н. // ФММ. 1985. Т. 60. Вып. 1. С. 150—160.
5. Гринберг Б. А., Горностырев Ю. Н. // ФММ. 1985. Т. 60. Вып. 1. С. 161—170.
6. Greenberg B. A., Gornostirev Yu. N. // Scripta Met. 1985. Vol. 19. P. 1391—1396.
7. Greenberg B. A., Gornostirev Yu. N. // Scripta Met. 1985. Vol. 19. P. 1397—1401.
8. Гринберг Б. А. // Вопросы теории дефектов в кристаллах. Л., 1987. С. 116—132.
9. Yodogawa M., Wee D. M., Oya Y., Suzuki T. // Scripta Met. 1980. Vol. 14. P. 849—854.
10. Yokayama T. // J. Inst. Met. 1955. Vol. 22. P. 645—660.
11. Yokayama T. // J. Inst. Met. 1955. Vol. 22. P. 661—672.
12. Бородкина М. М., Детлаф Е. И., Селицкий Я. П. // ФММ. 1959. Т. 7. С. 214—224.
13. Davies R. G., Stoloff N. S. // Trans. Met. Soc. AIME. 1966. Vol. 236. P. 1605—1608.
14. Buckley R. A. // Met. Sci. 1975. Vol. 9. P. 243—247.
15. Buckley R. A. // Met. Sci. 1979. Vol. 13. P. 67—72.
16. Vidoz A. E., Lazarevic P. D., Cahn R. W. // Acta Met. 1963. Vol. 11. P. 17—33.
17. Hutchinson W. B., Besag F. M., Honess G. V. // Acta Met. 1973. Vol. 21. P. 1685—1691.
18. Takasugi T., Izumi O. // Acta Met. 1985. Vol. 33. P. 49—58.
19. Arunachalam V. S., Cahn R. W. // J. Mater. Sci. 1967. Vol. 2. P. 160.
20. Куранов А. А., Саханская И. Я., Тейтель Е. И., Литвинов В. С. // ФММ. 1982. Т. 54. С. 731—734.
21. Гушин Г. М., Куранов А. А., Берсенева Ф. Н. // ФММ. 1983. Т. 56. Вып. 4. С. 758—765.
22. Доэрти Р. Д. // Рекристаллизация металлических материалов / Под ред. Ф. Хесснера. М., 1969. С. 33—70.
23. Hornbogen E. // Met. Trans. 1979. Vol. 10A. P. 947—971.
24. Weisberg L. R., Quimby S. L. // Phys. Rev. 1958. V. 110. P. 338—348.
25. Гоманьков В. И., Литвин Д. Ф., Дошманов А. А. и др. // Кристаллография. 1962. Т. 7. С. 778—780.
26. Cahn R. W. // High Temperature Aluminides & Intermetallics / Ed. S. H. Whang et al. TMS Warrendale, USA, 1990. P. 245—270.
27. Greenberg B. A., Hug G., Antonova O. V. et al. // Intermetallics. 1997. V. 5. P. 297—309.
28. Антонова О. В., Бояршинова Т. С., Волков А. Ю. и др. // ФММ. 1996. Т. 82. Вып. 5. С. 142—153.
29. Саханская И. Н., Гринберг Б. А., Антонова О. В. и др. // Производство и эксплуатация изделий из благородных металлов. Екатеринбург, 1997. С. 150—172.

30. Kuczynski G. C., Hochman R. F., Doyama M. // J. Appl. Phys. 1955. Vol. 26. N 7. P. 871—878.
31. Шашков О. Д., Сюткина В. И., Руденко В. К. // ФММ. 1974. Т. 37. Вып. 4. С. 783—789.
32. Cahn R. W. // Physical Metallurgy / Ed. R. W. Cahn and P. Haasen. Elsevier Science BV, Amsterdam, 1983. P. 1596.
33. Tendeloo G., Amelinckx S., Jeng S. J., Wayman C. M. // J. Mater. Sci. 1986. Vol. 21. N 12. P. 4395—4402.
34. Tanaka Y., Uboh K.-L., Hisatsune K., Yasuda K. // Phil. Mag. A. 1994. Vol. 69. N 5. P. 925—938.

К главе 15

1. Cahn R. W. // High Temperature Alluminides & Intermetallics / Ed. S. H. Whang et al. TMS Warrendale, USA, 1990. P. 245—270.
2. Cahn R. W. // Intermetallic Compounds JIMIS-6 / Ed. O. Izumi Sendai. Japan, 1991. P. 771—778.
3. Куранов А. А., Саханская И. Н., Берсенева Ф. Н. // ФММ. 1982. Т. 54. Вып. 6. С. 1173—1179.
4. Гущин Г. М., Куранов А. А., Тейтель Е. И. // ФММ. 1986. Т. 62. Вып. С. 595—603.
5. Гроховская Л. Г., Гринберг Б. А., Ермаков А. Е., Адриановский Б. П. // ФММ. 1988. Т. 65. Вып. 5. С. 1007—1015.
6. Гроховская Л. Г., Гринберг Б. А., Ермаков А. Е. и др. // ФММ. 1989. Т. 67. Вып. 5. С. 983—992.
7. Гущин Г. М. Дис. ... канд. техн. наук. Свердловск, 1988. 187 с.
8. Инденбаум В. Н., Горностырев Ю. Н., Гринберг Б. А. и др. // ФММ. 1989. Т. 68. Вып. 2. С. 382—392.
9. Гринберг Б. А., Волков А. Ю., Кругликов Н. А. и др. // ФММ. 2001. Т. 92. № 2. С.
10. Hansen N., Kuhlman-Wilsdorf D. // Mater. Sci. Eng. 1986. V. 81. P. 141—161.
11. Mughrabi H., Ungar T., Kienle W. & Wilkens M. // Phil. Mag. A. 1986. V. A53. P. 793—798.
12. Владимиров В. И. Физическая природа разрушения металлов. М.: Металлургия, 1984. 280 с.
13. Майков В. В. Дис. ... канд. физ-мат. наук. Свердловск, 1991. 129 с.
14. Тканые конструкционные композиты / Под ред. Т.-В. Чу и Ф. Ко. М.: Мир, 1991. 429 с.
15. Композиционные материалы. Справочник / Под ред. Д. М. Карпиноса. Киев: Наук. думка, 1985. 592 с.

К главе 16

1. Нестеренко В. Ф. Импульсное нагружение гетерогенных материалов. Новосибирск: Наука, 1992. 198 с.
2. Гринберг Б. А., Бояршинова Т. С., Панова Е. В. и др. // Междунар. конф. IV Забабахинские науч. чтения: Тез. докл. Снежинск, 1995. С. 222.

3. Shorokhov E. V., Greenberg B. A., Yermakov A. E. // Proc. ISMANAM-96, Rome, Italy, 1996. P. 279—284.
 4. Шорохов Е. В., Гринберг Б. А., Бояршинова Т. С. и др. // ФММ. 1997. Т. 83. Вып. 4. С. 145—154.
 5. Сударева С. В., Антонова О. В., Бояршинова Т. С. и др. // ФММ. 1997. Т. 83. Вып. 6. С. 93—102.
 6. Shorokhov E. V., Greenberg B. A., Boyarshinova T. S. et al. // J. Phys IV. France. 1997. Vol. 7. P. C. 3—7 — C3—12.
 7. Shorokhov E. V., Greenberg B. A., Sudareva S. V. et al. // Mat. Sci. Eng. A. 1997. Vol. 239—240. P. 688—693.
 8. Shorokhov E. V., Litvinov B. V., Buzanov V. N. et al. // Mat. Sci. Forum. 1997. Vol. 235—238. P. 279—284.
 9. Бояршинова Т. С., Сударева С. В., Гринберг Б. А. и др. // ФММ. 1998. Т. 85. Вып. 4. С. 121—128.
 10. Шорохов Е. В., Бузанов В. И., Гринберг Б. А. и др. // Междунар. конф. V Забабахинские науч. чтения: Тез. докл. Снежинск, 1998. С. 193.
 11. Бахтеева Н. Д., Сударева С. В., Гринберг Б. А. и др. // ФММ. 1999. Т. 87. Вып. 3. С. 59—64.
 12. Greenberg B. A., Romanov E. P., Sudareva S. V. et al. // Investigations and applications of severe plastic deformation, NATO Science Series. 3. High Technology / Ed. T. G. Lowe, R. Valiev. 2000. Vol. 80. P. 109—114.
 13. Дремин А. Н., Бреусов О. Н. // Успехи химии, 1968. Т. 37. Вып. 5. С. 898—916.
 14. Kochsiek D., Preummer R., Brunold A. // Metall. 1995. Vol. 49, N. 3. P. 168—172.
 15. Vujic D., Li. L., Whang S. H. // Metall. Trans. 1988. Vol. 19a, N 10. P. 2445—2455.
 16. Jung J. Y., Park J. K., Chun C. H. // Gamma Titanium Aluminides / Ed. Y.-W. Kim et. al. TMS, Warrendale, PA, USA, 1995. P. 459—466.
 17. Khataee A., Flower H. M., West D. R. F. // Mater. Sci. Technol. 1989. Vol. 5, N 9. P. 873—881.
 18. Horton J. A., Liu C. T., Santella M. L. // Metal. Trans. A. 1987. Vol. 18, N 6. P. 1265—1276.
 19. Варлимонт Х., Дилей Л. Мартенситные превращения в сплавах на основе меди, серебра и золота. М.: Наука, 1980. 204 с.
 20. Shao G., Tsakiroopoulos P., Miodownik A. P. // Gamma Titanium Aluminides / Ed. Y.-W. Kim et al. TMS, Warrendale, PA, USA, 1995. P. 173—180.
 21. Assari H., Barth M., Greer A. L., Herlach D. M. // Acta Mater. 1998. Vol. 46, N 2. P. 491—500.
-

Научное издание

**Бэлла Александровна ГРИНБЕРГ
Михаил Алексеевич ИВАНОВ**

**ИНТЕРМЕТАЛЛИДЫ Ni_3Al И $TiAl$:
МИКРОСТРУКТУРА, ДЕФОРМАЦИОННОЕ
ПОВЕДЕНИЕ**

Рекомендовано к изданию
Ученым советом Института физики металлов
и НИСО УрО РАН
по плану выпуска 2002 г.

Редакторы **Е. Л. Горбунова, Л. А. Урядова**
Технический редактор **Е. М. Бородулина**
Корректоры **Г. Н. Старкова, Н. В. Каткова, Е. Л. Горбунова**
Компьютерная верстка **Ю. Г. Овчинниковой**

НИСО УрО РАН № 100(01)—47Д. Сдано в набор 22.03.02.
Подписано в печать 05.08.02. Формат 60×90 1/16. Бумага типограф-
ская. Печать офсетная. Гарнитура Times New Roman. Усл. печ. л. 22,5.
Уч.-изд. л. 25. Усл. кр.-отт. 23,38. Тираж 300. Заказ 95.

620219, Екатеринбург, ГСП-169,
ул. С. Ковалевской, 18. Типография УрО РАН.