

Б.А. ГРИНБЕРГ, В.И. СЮТКИНА

НОВЫЕ МЕТОДЫ УПРОЧНЕНИЯ УПОРЯДОЧЕННЫХ СПЛАВОВ



Б.А. ГРИНБЕРГ, В.И. СЮТКИНА

НОВЫЕ МЕТОДЫ УПРОЧНЕНИЯ УПОРЯДОЧЕННЫХ СПЛАВОВ



МОСКВА "МЕТАЛЛУРГИЯ" 1985

УДК 548.4 + 548.313.3 + 699.017.3.

Р е ц е н з е н т: проф., докт. физ-мат. наук ..Н.Орлов

УДК 548.4 + 548.313.3 + 699.017.3.

Новые методы упрочнения упорядоченных сплавов. Г р и н б е р г Б.А., Сюткина В.И. М.: Металлургия, 1985. 174 с.

Монография посвящена физике деформационного упрочнения упорядоченных сплавов. Рассмотрены типы дислокаций в сверхструктурах. Приведена феноменологическая схема описания пластической деформации с учетом нескольких типов дислокационных превращений. Исследована физическая природа явления термического упрочнения упорядоченных сплавов. Описан эффект доменнограницочного упрочнения в слоистых сверхструктурах, на основе которого разработаны сплавы с высокими прочностными свойствами.

Для научных и инженерно-технических работников — металловедов и металлофизиков. Ил. 105. Табл. 8. Библиогр. список: 212 назв.

Г 2605000000-192
040 (01) -85 121-85

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	4
Глава I. Дислокационные превращения в упорядоченных сплавах	5
1. Расщепление сверхдислокаций	5
2. Сверхдислокации в структуре $L1_2$	9
3. Сверхдислокации в структуре $L1_0$	19
4. Пересечение сверхдислокаций	29
5. Дислокационные реакции	31
6. Дислокационные превращения и полюсные источники двойникования сверхструктур	35
Глава II. Анализ экспериментальных данных и дислокационных превращений при термическом упрочнении сверхструктуры $L1_2$	41
1. Дислокационная структура и механические свойства	42
2. Теоретические модели дислокационных превращений	54
3. Энергия активации дислокационных превращений	56
Глава III. Особенности пластической деформации при термическом упрочнении сверхструктуры $L1_2$	63
1. Феноменологическая схема описания пластической деформации с учетом нескольких типов дислокационных превращений	64
2. Температурный пик деформирующего напряжения	74
3. Анализ экспериментальных данных по температурным аномалиям	77
4. Геометрия скольжения	79
5. Особенности низкотемпературной ползучести	84
6. Термическое упрочнение в различных сверхструктурах	88
Глава IV. Доменнограничное упрочнение слоистых сверхструктур	94
1. Формирование доменной структуры в сплаве Cu Au	94
2. Пластическая деформация	100
3. Взаимодействие дислокаций с доменными границами	104
4. Распространение двойников через доменные границы	120
5. Теория доменнограничного упрочнения	123
6. Суперпозиция доменнограничного и термического упрочнения	132
Глава V. Упрочнение сверхструктур, содержащих каркас выделений на доменных границах	136
1. Выделение фазы на доменных границах в упорядоченных сплавах типа Cu_3Au	136
2. Смена механизмов распада при атомном упорядочении	140
3. Совмещение упрочнения от распада пересыщенного твердого раствора и атомного упорядочения	148
4. Доменнограничное упрочнение модулированных сверхструктур	153
5. Выделение фазы на доменных границах в упорядоченных сплавах типа $CuAu$	159
Библиографический список	168

ПРЕДИСЛОВИЕ

В последние годы резко возрос интерес к упорядоченным сплавам благодаря открывшимся возможностям их использования в новых областях техники. Среди фазовых превращений атомное упорядочение занимает особое место, так как при установлении дальнего порядка в расположении атомов разного сорта происходит радикальное изменение механических, магнитных, тепловых, электрических, коррозионных и других свойств сплава, что является основой для разработки материала с комплексом оптимальных характеристик.

Носителями пластической деформации в упорядоченных сплавах являются сверхдислокации. Превращение скользящих сверхдислокаций в барьеры является причиной температурных аномалий деформационных характеристик упорядоченных сплавов. С повышением температуры такие сплавы самоупрочняются, так как их предел текучести, сопротивление деформированию и коэффициент упрочнения в определенном температурном интервале растут.

Интерпретация обширного экспериментального материала, накопленного к настоящему времени по термическому упрочнению, требует развития соответствующих теоретических представлений. С этой целью была разработана феноменологическая схема описания процесса пластической деформации, которая позволяет учитывать несколько типов дислокационных превращений. Эта схема оказалась эффективной при разработке теории термического упрочнения, объясняющей совокупность экспериментальных данных по температурным аномалиям деформационных характеристик, дислокационной структуре и геометрии скольжения.

Своеобразие пластического поведения упорядоченных сплавов определяется не только особенностями сверхдислокаций и испытываемых ими превращений, но и спецификой тех препятствий, которые встречают дислокации в кристалле. Наиболее сильное противодействие движению дислокаций может оказаться тот естественный каркас, существующий в упорядоченных сплавах, который образован границами доменов. В то время как антифазные границы сдвигового типа практически прозрачны для дислокаций, границы двойниколободных доменов в слоистых сверхструктурах образуют жесткий каркас. Взаимодействие дислокаций с таким каркасом является причиной доменнограницочного упрочнения. Обнаружение и детальное исследование этого эффекта было проведено авторами книги. В результате были выявлены элементарные процессы, ответственные за доменнограницочное упрочнение, и построена теория этого эффекта.

Каркас из антифазных границ сдвигового типа может стать значительно более жестким, если при легировании сплава удастся получить на этих границах выделения новой фазы. Это может быть реализовано при экспериментальном исследовании стареющих упорядоченных сплавов с различными сверхструктурами. В результате проведенного исследования было установлено, что использование каркаса доменных границ как естественного, так и содержащего выделения фазы, является перспективным способом разработки сплавов с высокими прочностными свойствами. В данной книге обсуждается также возможность сочетания в одном и том же упорядоченном сплаве термического и доменнограницочного упрочнения.

Авторы этой книги – теоретик и экспериментатор. Это определило характер изложения и структуру книги, которая содержит как результаты теоретических расчетов, так и результаты экспериментальных исследований.

Авторы выражают глубокую и искреннюю благодарность профессору, доктору физико-математических наук А.Н.Орлову за детальный просмотр рукописи и критические замечания, которые помогли улучшить книгу. Авторы также весьма признательны Ю.Н.Горностыреву за помощь в оформлении рукописи.

Глава I. ДИСЛОКАЦИОННЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В УПОРЯДОЧЕННЫХ СПЛАВАХ

Дислокационная структура кристалла многообразна. Ее нельзя представить себе как набор некоторых заданных неизменных элементов. Напротив, под влиянием внешних воздействий (упругие напряжения, температура, облучение) дислокации перестраиваются, изменяют свою внутреннюю структуру, взаимодействуют между собой, превращаются одни в другие.

Разнообразие типов дислокаций в кристалле обусловлено не только возможными векторами Бюргерса и плоскостями скольжения, но также и расщеплениями дислокаций, приводящими к образованию различных их конфигураций, которые могут быть как скользящими (*glissile*), так и неподвижными или сидячими (*sessile*). Расщепление в тех случаях, когда его величина соизмерима с шириной ядра дислокации, определяет тонкую структуру ядра, которое также может принимать скользящие или сидячие конфигурации.

Непрерывно происходящие в процессе пластической деформации превращения различных конфигураций дислокации, обусловленные либо изменением типа ее расщепления, либо перестройкой ядра, являются неотъемлемой чертой, присущей любому дислокационному ансамблю. Однако кроме таких превращений, испытываемых изолированной дислокацией, существенным является ее взаимодействие со своим окружением, включающим как остальные дислокации, так и другие дефекты кристалла. При этом дислокации испытывают превращения, которые вызваны либо реакциями между дислокациями различных систем скольжения, либо пересечениями с "лесом" дислокаций, либо остановками дислокаций на фиксированных препятствиях (границы зерен, доменов, выделений) и т.д.

1. РАСЩЕПЛЕНИЕ СВЕРХДИСЛОКАЦИЙ

Особенности пластической деформации упорядоченных сплавов обусловлены как многообразием типов сверхдислокаций и происходящих с ними превращений, так и спецификой препятствий, которые встречают дислокации при своем движении.

Понижение симметрии при упорядочении сопровождается увеличением векторов трансляции решетки и потерей некоторых элементов симметрии, характерных для решетки неупорядоченного сплава. Поэтому в упорядоченных сплавах, во-первых, дислокации в общем случае имеют большие (по сравнению с неупорядоченными сплавами) векторы Бюргерса; во-вторых, возможно расщепление дислокаций с образованием присущих сверхструктурм поверхностных дефектов (так называемых антифазных границ); в-третьих, дефекты упаковки, тождественные в неупорядоченных сплавах или чистых металлах, оказываются дефектами разных типов с различной поверхностной энергией.

Расщепление сверхдислокаций может привести в определенных случаях к образованию сидячих конфигураций, обладающих меньшей упру-

гой энергией по сравнению со скользящими. Такие превращения скользящих сверхдислокаций в барьеры определяют особенности пластического поведения упорядоченных сплавов. Скольжению в упорядоченных сплавах препятствуют также барьеры других типов. Некоторые из них, например дислокации леса, дислокации Ломер – Коттрелла – Хирта, существуют и в неупорядоченных сплавах, однако в упорядоченных сплавах конфигурация таких барьераов имеет свои особенности. В то же время существуют такие препятствия для движения дислокаций, которые присущи только сверхструктурам. Прежде всего это доменные границы. Соседние домены либо смещены один относительно другого на некоторый вектор, и тогда их разделяет антифазная граница сдвигового типа, либо разориентированы на определенный угол. В зависимости от типа доменных границ их вклад в упрочнение может быть существенно различным.

Таким образом, наследуемые от чистых металлов и твердых растворов механизмы упрочнения приобретают в упорядоченных сплавах дополнительные черты. Кроме того, появляются новые, специфические для сверхструктур механизмы упрочнения, которые при определенных условиях могут доминировать.

Келер и Зейтц [1] впервые высказали идею, что пластическая деформация упорядоченных сплавов осуществляется сверхдислокациями, расщепленными на дислокации, которые имеют меньшие векторы Бюргерса (\vec{b}) и связаны одна с другой антифазной границей (АФГ). В работе [1] было предложено расщепление сверхдислокации в сплавах типа β -латуни $a <111> = a/2 <111> + a/2 <111>$, которое соответствует скользящей конфигурации.

В общем случае сверхдислокация представляет собой комплекс дислокаций, содержащих полосы АФГ, и дефектов упаковки различных типов. Конфигурации скользящих и сидячих сверхдислокаций для различных сверхструктур схематически представлены в табл. 1.

Сверхструктура L_2 одна из немногих, в которой при упорядочении сохраняется эквивалентность систем скольжения. Но и в ней вследствие наличия различного рода поверхностных дефектов возможны сверхдислокации различных типов.

В большинстве сверхструктур при упорядочении системы скольжения перестают быть эквивалентными. В результаты, например, в таких сверхструктурах, как L_1_0 , Pt_2Mo , $CuPt$, скольжение должно осуществляться как сверхдислокациями, так и одиночными дислокациями.

Начиная с работы [1] предполагалось, что векторы Бюргерса сверхдислокаций являются кратными по отношению к наименьшему вектору, связывающему соседние атомы в направлении сдвига. Однако в работе [7] на примере сверхструктуры L_1_0 показано, что возможен другой тип скользящих сверхдислокаций с иным вектором Бюргерса. Вандершейв и Эске [16] обнаружили сверхдислокации с вектором Бюргерса типа $a/2 <112>$ в сплаве Ni_3V (сверхструктура DO_{22}). Ранее считалось [17, 18], что в этой сверхструктуре возможны лишь такие сверхдисло-

Таблица 1. Конфигурации сверхдислокаций

Сверх- структур	Плоскость скольжения,	Конфигурация		Библиог- рафия
		скользящая	сидячая	
<i>Г.ц.к. решетка</i>				
B1	$\{110\}$, $a < 100 >$		-	[2]
L1 ₂	$\{111\}$, $a/6 < 112 >$			[3-5]
L1 ₀	$\{111\}$, $a/6 < 112 >$			[3, 6, 7]
L1 ₁	$\{111\}$, $a/6 < 112 >$		-	[2]
Pt ₂ Mo	$\{111\}$, $a/6 < 112 >$		-	[8, 9]
Cu ₂ NiZn	$\{111\}$, $a/6 < 112 >$		-	[10]
<i>Г.п. решетка</i>				
DO ₁₉	$\{0001\}$, $a/3 < 10\bar{1}0 >$			[3, 11]
<i>О.ц.к. решетка</i>				
B2	$\{110\}$, $a/2 < 111 >$			[1, 3, 12, 14]
DO ₃	$\{110\}$, $a/2 < 111 >$			[3, 15]

Примечания: 1. Здесь и далее ξ и $\tilde{\xi}$ – энергии АФГ различных типов; γ – энергия дефекта упаковки, не содержащего полосы АФГ; $\gamma + \xi$, $\gamma + 2\xi$ – энергии различных дефектов упаковки. 2. Черными точками условно изображено расщепление ядра дислокации в о.ц.к. решетке.

кации, которые состоят в одних системах скольжения из четырех, а в других из двух дислокаций типа $a/2 < 110 >$

Конфигурация сверхдислокаций может быть либо симметричной, как в сверхструктурах $L1_2$, $B2$, либо асимметричной, как в структуре $L1_0$. В сплаве Cu_2NiZn , представляющем собой модифицированную сверхструктуру $L1_0$, различным направлениям сдвига $< 110 >$ соответствуют либо симметричная, либо асимметричная конфигурация сверхдислокации. Еще более сложная ситуация имеет место в сплавах типа Ni_4Mo , где дислокационные комплексы в одних системах скольжения состоят из одиночной и четверной, а в других – из двойной и тройной дислокаций [19, 20].

Экспериментально сверхдислокации с кратными векторами Бюргерса наблюдали во многих сплавах: двойные – в сплавах со сверх-

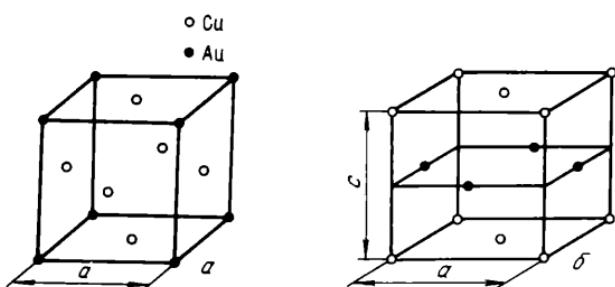


Рис.1. Элементарные ячейки сверхструктур $L1_2$ (а) и $L1_0$ (б)

структурами $L1_2$, $L1_0$ и β -латуни; тройные – в Ni_2Cr и Ni_2Mo ; четверные – в Fe_3Al . Однако сверхдислокации с большими векторами Бюргерса при достаточно высоких степенях деформации и малых размерах доменов распадаются на одиночные дислокации, оставляющие при своем движении полосы АФГ [20].

Собственные превращения скользящей сверхдислокации в сидячую могут быть обусловлены либо перерасщеплением образующих ее дислокаций, либо перестройкой всей сверхдислокации как целого.

Перестройка конфигурации сверхдислокации из скользящей в сидячую инициируется как возможность понижения упругой энергии взаимодействия образующих ее дислокаций при их уходе в пересекающиеся плоскости скольжения, так и возможностью понижения поверхностной энергии плоских дефектов, принадлежащих сверхдислокации. Так, в сверхструктуре $L1_2$ АФГ в плоскости куба имеет значительно более низкую энергию, чем в плоскости октаэдра. Это является стимулом к образованию сидячей винтовой конфигурации, которая содержит полосы АФГ в плоскости куба, соединяющую расщепленные в параллельных плоскостях октаэдра дислокации $a/2 < 110 >$. Такие заблокированные дислокации впервые наблюдали Кир и Вильсдорф в сплаве Cu_3Au [5]. Позднее они были обнаружены во многих сплавах со сверхструктурой $L1_2$.

Аналогичным образом в сверхструктуре DO_{19} , где энергия АФГ в плоскости призмы меньше, чем в базисной, согласно работе [11], может происходить перестройка скользящей конфигурации, принадлежащей плоскости базиса, в сидячую, лежащую в плоскости призмы.

Анизотропия энергии дефектов упаковки в сверхструктуре $L1_0$, где существуют частичные сдвиги $a/6 < 112 >$, не приводящие к возникновению АФГ, является причиной того, почему скользящие сверхдислокации могут быть энергетически менее выгодными, чем предложенные в работах [6, 7] сидячие конфигурации типа "крыши".

Далее будут исследованы только сверхструктуры $L1_2$ и $L1_0$ (рис. 1), так как именно в этих сверхструктурах обнаружены эффекты термического и доменнограницочного упрочнения, благодаря которым по прочностным свойствам соответствующие упорядоченные сплавы занимают особое положение среди широкого класса сплавов.

2. СВЕРХДИСЛОКАЦИИ В СТРУКТУРЕ $L1_2$

Экспериментально наблюдаемое многообразие элементов дислокационной структуры типа $L1_2$ требует выяснения условий, при которых могут реализоваться те или иные типы расщепления сверхдислокаций. Рассмотрим сначала различные скользящие конфигурации и найдем области их существования [21]. Исследуем процессы перестройки скользящих сверхдислокаций в барьеры и проанализируем условия, при которых сидячие конфигурации обладают меньшей энергией, чем скользящие [22].

Скользящие сверхдислокации

В сверхструктуре $L1_2$ (см. рис. 1, а) парную сверхдислокацию образуют дислокации с вектором Бюргерса $a/2 < 110 >$, связанные полосой АФГ. Энергию ξ такой АФГ можно определить следующим образом:

$$\xi = 2w\eta^2/a^2 \sqrt{3},$$

где $w = kT_c/0,82$ – энергия упорядочения; η – степень дальнего порядка; k – постоянная Больцмана; T_c – температура упорядочения.

Для обозначения векторов Бюргерса и плоскостей скольжения дислокаций в г.ц.к. кристалле будем использовать известную систематику Томпсона (рис. 2) [23]. Плоскости скольжения $\{111\}$ (см. рис. 2) являются гранями тетраэдра и обозначаются $a, b, c, d; \alpha, \beta, \gamma, \delta$ – центры граней. Векторы сдвига $a/2 < 110 >$ обозначены как BA, CB, CA, DA и т.д., а векторы частичных дислокаций $a/6 < 112 >$ – как $B\delta, A\delta, C\delta$ и т.д.

Конфигурация парной сверхдислокации, называемой далее сверхдислокацией I типа, с учетом кристаллографического расщепления образующих ее дислокаций представлена на рис. 3, а. Парные дислокации в сверхструктуре $L1_2$ были первыми сверхдислокациями, которые наблюдали экспериментально в сплаве Cu_3Au [3].

В сплавах типа $L1_2$ [4] при движении частичной дислокации $a/3 < 112 >$ возникает сверхструктурный дефект упаковки, энергия γ кото-

рого значительно меньше (на величину порядка энергии ζ), чем энергия комплексного дефекта упаковки, образованного при движении дислокации $a/6 < 112 >$. При этом сверхдислокация испытывает расщепление II типа на частичные дислокации $a/3 < 112 >$, окаймляющие дефект упаковки с энергией γ (рис. 3, б, в). Такие сверхдислокации наблюдали, например, в сплаве Zr_3Al [24].

Определим области существования скользящих сверхдислокаций различных типов. Запишем полную энергию сверхдислокации E в виде

$$E = E_0 + E_{\text{вз}} + E_\zeta,$$

где E_0 – собственные энергии образующих ее дислокаций; $E_{\text{вз}}$ – энергия их взаимодействия; E_ζ – энергия полосы принадлежащего сверхдислокации поверхностного дефекта.

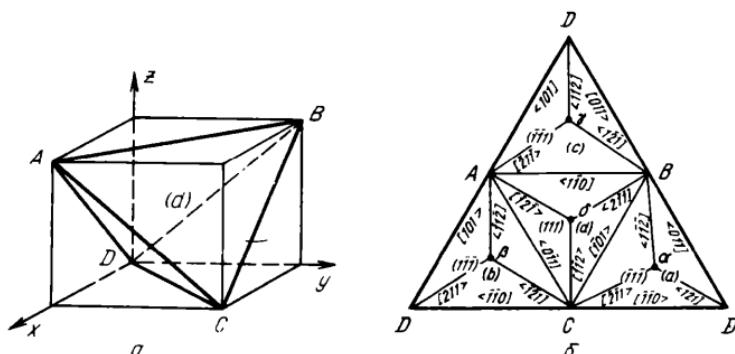


Рис.2 Тетраэдр Томпсона:
а – общий вид; б – развертка в точке D

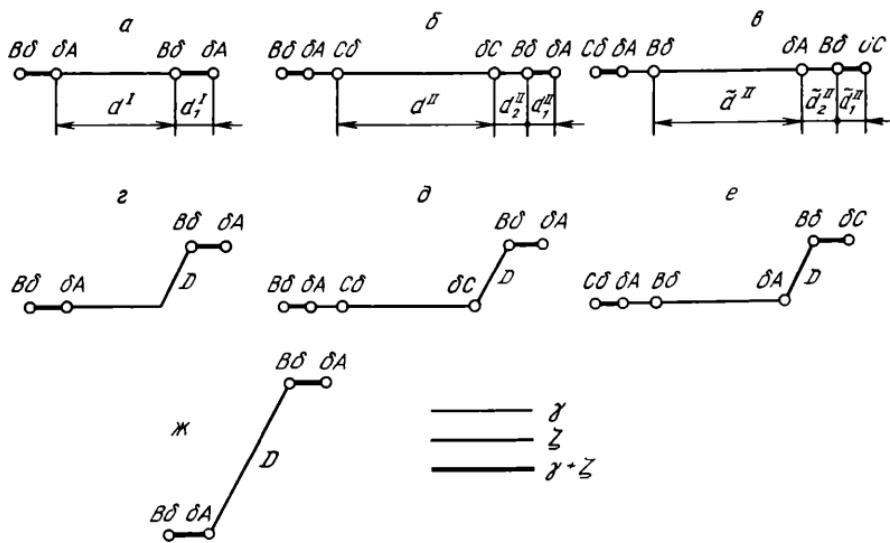


Рис.3. Типы конфигураций скользящих сверхдислокаций (а–е) и барьера (г–ж)

Минимизируем полную энергию по ширине сверхдислокации, пренебрегая расщеплением дислокаций $a/2 < 110 >$ и $a/3 < 112 >$ на частичные. Из условия равенства полной энергии сверхдислокаций двух типов $E^I = E^{II}$ получим следующее соотношение между энергиями ξ и γ :

$$\frac{\gamma}{\xi} = \frac{\psi^{II}}{er_0^{II}} - \left[\frac{r_0^{II}}{r_0^I} - \frac{er_0^{II}}{\psi^I} \right] \frac{\psi^I/\psi^{II}}{\xi} \frac{(\psi^I - \psi^{II})/\psi^{II}}{\xi}, \quad (1)$$

причем

$$\psi(\vec{b}_1, \vec{b}_2) = [\mu/2\pi(1-\nu)][(\vec{e}_1 \vec{e}_2) + (1-\nu)(\vec{s}_1 \vec{s}_2)], \quad (2)$$

где \vec{e} и \vec{s} – краевая и винтовая компоненты вектора Бюргерса соответственно; r_0 – радиус ядра дислокации; $\psi^I \equiv \psi(BA, BA)$, $\psi^{II} = \psi(2B\delta, 2\delta A)$ (индексы I и II относятся к соответствующим типам расщепления сверхдислокаций); μ – модуль сдвига; ν – коэффициент Пуассона.

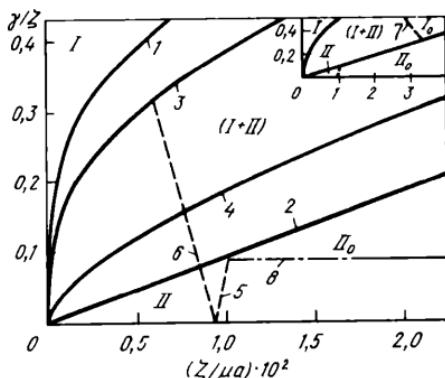


Рис.4. Области существования сверхдислокаций

Следуя работе [23], примем, что $r_0 = b/q$, где $q \approx 1 \div 4$. Далее представлены результаты расчета, проведенного в предположении, что $r_0^I = a/4 |<110>|$, $r_0^{II} = a/6 |<112>|$.

На рис. 4 зависимость отношения γ/ξ от величины ζ/ma , полученная с помощью выражения (1), представлена кривыми 1 – 4 для различных ориентаций сверхдислокаций (величину ν принимали равной 1/3). Эти кривые разделяют область существования прямолинейных сверхдислокаций I и II типов для краевой, винтовой, 60- и 30-град. ориентации соответственно. Линия 5 выделяет внутри области II область Π_0 , где винтовая дислокация $a/2 < 110 >$ не расщеплена. Аналогичную роль играют линии 6 и 7 для 60-град. и краевой сверхдислокаций соответственно.

Для каждой ориентации в области, лежащей выше соответствующей кривой, энергетически выгодным является расщепление I типа, ниже – II типа. В результате плоскость (γ/ξ , ζ) оказалась разделенной на область I (выше кривой 1), где независимо от ориентации сверхдислокации расщеплены по типу I; область II (ниже кривой 2), где сверхдислокации любой ориентации расщеплены по типу II, и область I + II (между кривыми 1 и 2), где существуют сверхдислокации обоих типов.

Как показано в работе [21], для квадратных петель, образованных

краевыми и винтовыми сегментами, линия, на которой происходит смена типа расщепления, попадает внутрь области I + II между кривыми 3 и 4. Предположим, что длины свободных пробегов краевых и винтовых сегментов различны. Тогда для петель, вытянутых вдоль винтовых сегментов, линия, на которой происходит смена типа расщепления, смещена по сравнению с линией для квадратных петель в области более низких значений γ , а для петель, вытянутых вдоль краевых сегментов, наоборот, — в область более высоких значений γ . Таким образом, в области I + II дислокации в зависимости от формы петли могут быть расщеплены как по типу I, так и по типу II.

До сих пор дислокации $a/2 < 110 >$ и $a/3 < 112 >$ входящие в состав сверхдислокаций, рассматривались как нерасщепленные. Однако при исследовании процессов перестройки скользящих конфигураций в дислокационные барьеры необходимо учитывать расщепление этих дислокаций. Процесс поперечного скольжения дислокации $a/2 < 110 >$ в плоскости куба может быть причиной блокировки как сверхдислокаций I типа, имеющих винтовую ориентацию, так и сверхдислокаций II типа с винтовой или 60-град. ориентацией. Если учитывать расщепление каждого комплекса с суммарным вектором Бюргерса $a/3 < 112 >$ то возможны четыре неэквивалентные конфигурации, отличающиеся последовательностью частичных дислокаций. Вычислив равновесные расстояния между частичными дислокациями, можно убедиться в том, что изображенные на рис. 3, б, в конфигурации имеют наименьшую энергию по сравнению с другими возможными конфигурациями винтовой и 60-град. сверхдислокаций. Величины расщепления винтовых сверхдислокаций I и II типов (d_1^I и d_1^{II}), а также сверхдислокаций II типа, имеющих 60-град. ориентацию (\tilde{d}_1^{II}) (см. рис. 3, а – в), в приближении $\gamma/\xi \ll 1$ определяют с помощью следующих выражений:

$$d_1^I = \frac{\psi_{12}}{\gamma + \xi/2}; \quad d_1^{II} = \frac{\psi_{12}(1 + \alpha + \beta)}{\xi(1 + \beta)} \left(1 + \frac{\gamma}{\xi}\delta\right);$$

$$\tilde{d}_1^{II} = \frac{\psi_{23}(1 + \alpha + \beta)}{\xi(1 + \beta)} \left[1 - \frac{\gamma}{\xi} \left(\delta + \frac{3(1 + \alpha + \beta)}{2(1 + \beta)}\right)\right],$$

где $\psi_{12} = \psi(\vec{b}_1, \vec{b}_2)$ и т.д.;

$$\delta = \frac{1}{2} + \frac{\psi_{11}}{2\psi_{12}} - \frac{3[\beta(2 + \alpha + \beta) + 1]}{2(1 + \beta)^2};$$

$$\vec{b}_1 = \delta A; \quad \vec{b}_2 = B\delta; \quad \vec{b}_3 = \delta C.$$

С помощью этих выражений отношения значений ширины расщепления сверхдислокаций различных типов можно записать в виде

$$d_1^I/d_1^{II} = 6(1 - 19\gamma/6\xi); \quad d_1^I/\tilde{d}_1^{II} = 6(1 - 7\gamma/6\xi).$$

Отсюда следует весьма существенная для исследуемых дислокационных превращений особенность сверхдислокаций II типа, а именно $d_1^{II} < d_1^I$, $\tilde{d}_1^{II} < d_1^I$. Связано это с тем, что, например, для винтовой сверх-

дислокации II типа дислокация BA входит в состав комплекса ($BA + \delta C$), а поскольку $\psi(B\delta, \delta C) = -\psi(\delta A, \delta C) = 2\psi(\delta A, B\delta)/(2-3\nu)$, то влияние дислокации δC на расщепление дислокации BA оказывается весьма значительным. Аналогичную роль для 60-град. сверхдислокации играет частичная дислокация δA . Поэтому можно ожидать, что дислокация $a/2 < 110 >$ становится стянутой в случае сверхдислокаций II типа при меньших значениях ζ , чем для сверхдислокаций I типа.

Вообще говоря, строго не определены расстояния между частичными дислокациями, при которых полную дислокацию следует считать снянутой. Будем полагать, что дислокация $a/2 < 110 >$ (независимо от того, принадлежит ли она сверхдислокациям I или II типов) является нерасщепленной, если ее ширина равна r_0^1 , т.е. $a \sqrt{2/4}$. Тогда получаем следующие соотношения между энергиями γ и ζ , при выполнении которых дислокации $a/2 < 110 >$ являются стянутыми в случае конфигураций, изображенных на рис. 3, a – в соответственно:

$$\frac{\gamma}{\zeta} = \frac{\psi_{12}}{r_0^1 \zeta} - \frac{1}{2}; \quad \frac{\gamma}{\zeta} = \frac{1}{\delta} \left[\frac{r_0^1 \zeta (1 + \beta)}{\psi_{12} (1 + \alpha + \beta)} - 1 \right];$$

$$\frac{\gamma}{\zeta} = \frac{1}{\delta + \frac{3(1 + \alpha + \beta)}{2(1 + \beta)}} \left[1 - \frac{r_0^1 \zeta (1 + \beta)}{\psi_{23} (1 + \alpha + \beta)} \right].$$

В результате внутри области II (см. рис. 4) кривая 5 выделяет область II_0 , где дислокация $a/2 < 110 >$, принадлежащая винтовой сверхдислокации, не расщеплена. В свою очередь на линии 6 становится стянутой дислокация $a/2 < 110 >$ в случае 60-град. сверхдислокации. Кривая 7 для винтовой сверхдислокации I типа и соответствующая область I_0 , где сверхдислокации I типа содержат стянутые $a/2 < 110 >$ дислокации, показаны в верхней части рис. 4. Заметим, что кривая 7 сдвинута по сравнению с кривыми 5 и 6 в область значительно больших ζ .

Таким образом, в зависимости от того, в какую область попадают величины γ и ζ , сверхдислокации имеют различную структуру и соответственно превращаются в барьеры различных типов. Проанализируем возможные конфигурации таких барьеров и сравним их энергии с энергиями скользящих сверхдислокаций.

Сидячие сверхдислокации

В случае сверхдислокаций I типа наименьшей энергией обладает не скользящая конфигурация (см. рис. 3, a), а барьер Кира – Вильсдорфа (рис. 3, ж) [5]. Это, в конечном счете, обусловлено тем, что типичным для данной сверхструктуры является следующее соотношение между энергиями ζ' и ζ АФГ в плоскостях куба и октаэдра соответственно: $\zeta' \ll \zeta$ (обычно считают, что $k = \zeta'/\zeta \approx 0,1$). Ситуация является более сложной для сверхдислокаций II типа, поскольку энергия ζ' может быть как меньше, так и больше γ .

Рассмотрим случай, когда дислокации $a/2 < 110 >$, принадлежащие

скользящим сверхдислокациям I или II типов, являются расщепленными. На рис. 3, г – е изображены конфигурации барьеров, возникших из соответствующих скользящих сверхдислокаций, при значениях ширины барьеров D , гораздо меньших величин d_1^I , d_2^{II} и d_2^{III} .

Запишем полную энергию сверхдислокации как функцию от расстояний между частичными дислокациями. После ее минимизации по этим переменным вычислим изменение энергии ΔE при перестройке скользящих сверхдислокаций различных типов в соответствующие барьеры. Результаты расчетов показаны на рис. 5, где для различных дислокацион-

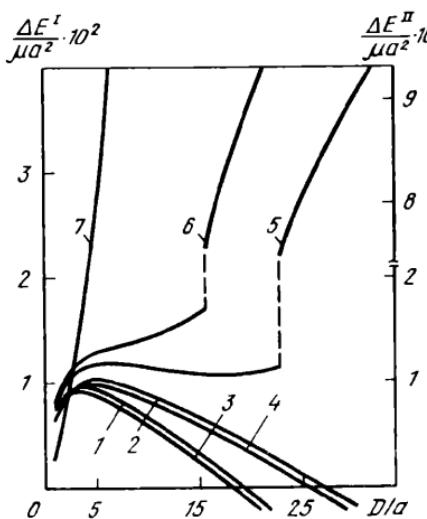


Рис.5. Выигрыш энергии $\Delta E^{II}(D)$ (1–6) и $\Delta E^I(D)$ (7) при перестройке скользящих сверхдислокаций в барьеры:

Номер кривой	$\Delta E(D)$	$(\xi/\mu a) \cdot 10^3 (\gamma/\mu a) \cdot 10^4$	
	$\Delta E^{II}(D) = \Delta \tilde{E}^{II}(D)$	8	0
1	$\Delta E^{II}(D) = \Delta \tilde{E}^{II}(D)$	8	0
2	$\Delta E^{II}(D) = \Delta \tilde{E}^{II}(D)$	6	0
3	$\Delta \tilde{E}^{II}(D)$	8	8

Номер кривой	$\Delta E(D)$	$(\xi/\mu a) \cdot 10^3 (\gamma/\mu a) \cdot 10^4$	
	$\Delta \tilde{E}^{II}(D)$	6	8
4	$\Delta \tilde{E}^{II}(D)$	6	8
5	$\Delta E^{II}(D)$	8	4
6	$\Delta E^{II}(D)$	8	6
7	$\Delta E^I(D)$	8	8

ных превращений приведена зависимость величины ΔE от ширины барьера D .

Кривые 1 и 2, построенные при $\gamma = 0$ и различных значениях ξ , характеризуют перестройку изолированной дислокации $a/3 < 112 >$ в сидячую и являются общими для винтовой и 60-град. сверхдислокаций II типа. Даже в этом предельном случае возникновение барьера является энергетически выгодным вплоть до значений $D \approx d_2^{II}/k$. Это связано с тем, что полоса АФГ шириной d_2^{II} (равной в данном случае \tilde{d}_2^{II}) исчезает и возникает новая полоса АФГ шириной D в плоскости куба. Выигрыш в энергии при образовании барьера определяется в основном величиной $d_2^{II}\xi - D\xi'$ так что вновь существенным, как и для сверхдислокаций I типа, является соотношение $\xi' \ll \xi$ между энергиями АФГ.

Кривые 3 и 4, определяющие величину $\Delta \tilde{E}^{II}(D)$ для 60-град. сверхдислокации при $\gamma \neq 0$, слабо отличаются от соответствующих кривых

1 и 2, поскольку в этом случае входящий в энергию взаимодействия дислокаций δA и BC множитель $\psi(\delta A, BC) = 0$. Как видно из сравнения кривых 1, 5 и 6, построенных при различных значениях γ , превращение винтовой сверхдислокации II типа в барьер при $\gamma \neq 0$ сопровождается дополнительным выигрышем в энергии, который связан с упругим взаимодействием между дислокациями BA , принадлежащими барьерау. На рис. 5 показан также выигрыш в энергии $\Delta E^I(D)$ (кривая 7) при перестройке сверхдислокации I типа в барьер.

Соответствующие винтовым сверхдислокациям величины $\Delta E^I(D)$ и $\Delta E^{II}(D)$ (кривые 5 – 7) испытывают скачок при тех значениях D , начиная с которых изображенные на рис. 3, г, д конфигурации теряют устойчивость и переходят в барьер Кира – Вильсдорфа (см. рис. 3, ж). Значительно больший скачок на кривых 5, 6 по сравнению со скачком на кривой 7 связан со следующим обстоятельством. В ходе перестройки сидячей конфигурации (см. рис. 3, д) в барьер Кира – Вильсдорфа происходит аннигиляция дислокаций $C\delta$ и δC , в то время как при перестройке конфигурации, изображенной на рис. 3, г, лишь исчезновение полосы АФГ

Следует подчеркнуть, что в отличие от винтовых сверхдислокаций I типа при определенных условиях скользящие сверхдислокации II типа могут быть энергетически более выгодными, чем рассматриваемые барьеры. Из условия равенства энергий винтовой сверхдислокации II типа и барьера Кира – Вильсдорфа (в их равновесных конфигурациях) получаем соотношение между величинами ξ' и γ , совпадающее с формулой (1), в которой ξ надо заменить на ξ' . Отсюда следует, что скользящая винтовая сверхдислокация II типа имеет энергию, меньшую, чем барьер Кира – Вильсдорфа, внутри чрезвычайно узкого треугольника, лежащего в области II ниже прямой $\gamma/\xi' = k^2 k \xi$ (k – коэффициент наклона линии 2 на рис. 4). В случае 60-град. сверхдислокаций (см. кривые 1 – 4 на рис. 5) барьеры начиная с определенных значений D также имеют более высокую энергию, чем скользящая конфигурация.

Важно подчеркнуть, что независимо от типа сверхдислокаций образование барьеров при малых значениях D является энергетически выгодным. Поэтому можно ожидать, что исследуемый процесс блокировки сверхдислокаций, содержащих расщепленные $a/2 < 110 >$ дислокации, должен быть эффективным механизмом упрочнения данных сплавов.

Перейдем к рассмотрению сверхдислокаций, содержащих нерасщепленные $a/2 < 110 >$ дислокации. В этом случае разность энергий скользящих сверхдислокаций и барьеров при $D \ll d$ можно записать в виде $\Delta E = K_{\text{эфф}} D$, где

$$K_{\text{эфф}}^I = \alpha \xi - \xi'; \quad K_{\text{эфф}}^{II} = [\psi(2\delta A, BA)/\psi(2\delta A, 2B\delta)]\alpha\gamma - \xi'$$

и
 $\tilde{K}_{\text{эфф}}^{II} = [\psi(2\delta A, BC)/\psi(2\delta A, 2B\delta)]\alpha\gamma - \xi'$
 для винтовых сверхдислокаций I и II типов, а также для 60-град. сверхдислокации II типа соответственно; $\alpha = 1/\sqrt{3}$.

Отсюда следует, что уход в плоскость куба всегда является энергетически выгодным для сверхдислокаций I типа (так как $\zeta'/\zeta \ll 1$) и энергетически невыгодным для 60-град. сверхдислокации [так как $\psi(\delta A, BC) = 0$]. Для винтовой сверхдислокации II типа существует полоса значений γ, ζ , при которых уход в плоскость куба является энергетически невыгодным. Эта полоса лежит в области // (см. рис. 4) ниже прямой δ , определяемой уравнением $\gamma/\zeta = 2k/\sqrt{3}$.

Отметим существенное отличие конфигурации на рис. 3, e от конфигураций на рис. 3, g и d, которые не являются сидячими, если дислокация $a/2 < 110 >$ продолжает оставаться стянутой при увеличении D . В то же время конфигурация, возникающая из 60-град. сверхдислокации, является барьером, даже если дислокация BC не расщеплена. Обусловлено это тем, что оставшийся в исходной плоскости скольжения комплекс дислокаций с суммарным вектором Бюргерса $3\delta A$ не может перейти в плоскость куба, а для своего движения в плоскости октаэдра требует создания полосы АФГ.

Для сплавов с высокой температурой упорядочения и соответственно высокой энергией ζ необходимы микроскопические расчеты ядра дислокации. Из сравнения результатов, полученных в рамках теории упругости, можно провести аналогию между расщеплениями дислокаций в упорядоченных сплавах и о.ц.к. металлах [25]. В результате можно ожидать, что особая структура ядра винтовой дислокации в упорядоченных сплавах, как и в о.ц.к. металлах, является причиной ее блокировки.

В работе [26] изучали структуру ядра нерасщепленной $a/2 < 110 >$ сверхдислокации, а в [27] исследовали устойчивость поверхностных дефектов различных типов. Было показано, что сверхструктурные дефекты упаковки с f -вектором $a/3 < 112 >$ и АФГ типа $a/2 < 110 > \{100\}$ всегда устойчивы. Однако комплексные дефекты упаковки с f -вектором $a/6 < 112 >$ и АФГ типа $a/2 < 110 > \{111\}$ могут быть неустойчивы. Кроме того, даже если эти дефекты устойчивы, их f -векторы отличаются от векторов $a/6 < 112 >$ и $a/2 < 110 >$ на малые Δf . Эти дополнительные векторы смещения параллельны направлению $< 112 >$ и перпендикулярны $< 110 >$ для комплексного дефекта упаковки и АФГ в плоскости октаэдра соответственно.

При различных парных межатомных потенциалах, которым соответствуют различные энергии ζ и γ' , а также фиксированном значении энергии γ в работе [28] проводили исследование структуры ядра винтовой дислокации. В соответствии с полученными в рамках теории упругости результатами оказалось, что при не слишком высоких значениях ζ реализуется расщепление I типа, т.е. сверхдислокация является парной. Ядро дислокации с вектором Бюргерса $a/2 < 110 >$ принадлежащей сверхдислокации, является плоским, как в обычной г.ц.к. решетке. Когда энергия ζ высока, дислокация расщепляется по II типу, а ее ядро с вектором Бюргерса $a/3 < 112 >$ не является плоским. По своей структуре оно напоминает конфигурации, схематически изображенные на

рис. 3, д, е. На плоскости $\{100\}$ сверхдислокация всегда диссоциирует на дислокации $a/2 < 110 >$, каждая из которых имеет некомпланарное ядро, размазанное по одной или двум плоскостям $\{111\}$.

Механизмы перерасщепления сверхдислокаций

Рассматриваемые выше превращения скользящих конфигураций в сидячие приводят, в конечном счете, к полной перестройке сверхдислокаций соответствующих ориентаций в барьерах. Однако, как было обнаружено в работе [29, 30], возможны локальные перестройки скользящих сверхдислокаций, в результате которых на некоторой длине происходит смена типа их расщепления. В работе [22] рассмотрены возможные механизмы локального перерасщепления сверхдислокаций, которые могут реализоваться в том случае, когда энергия γ и δ упорядоченного сплава попадают в область $I + II$ (см. рис. 4).

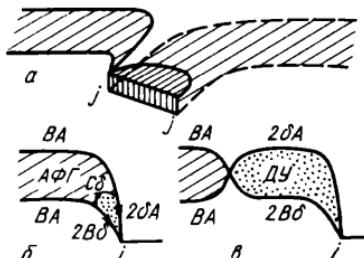


Рис.6. Локальное перерасщепление сверхдислокаций вблизи ступенек

Ниже приведены два возможных механизма такого перерасщепления. Первый (рис. 6, а) связан с образованием диполей ведомой и ведущей дислокациями, содержащими "несогласованные" ступеньки, которые не лежат на одной нормали к оси дислокации. Существенным для данного механизма является возникновение при движении сверхдислокации с фиксированными ступеньками четвертого узла (см. рис. 6, а), образованного дислокацией, а также ступенькой и сегментом диполя, принадлежащими ведущей дислокации. Поскольку в узле дислокационные сегменты имеют иную ориентацию, чем рассматриваемая сверхдислокация, то энергетически выгодным может быть другой тип расщепления. Начинающееся в узле перерасщепление, инициируемое наличием готовой перетяжки (см. рис. 6, б), распространяясь далее, приводит к замене на некоторой длине одного поверхностного дефекта другим (см. рис. 6, в). Наиболее благоприятные условия для такого перераспределения существуют внутри области $I + II$ и вблизи ее границ (см. рис. 4 кривые 1 и 2).

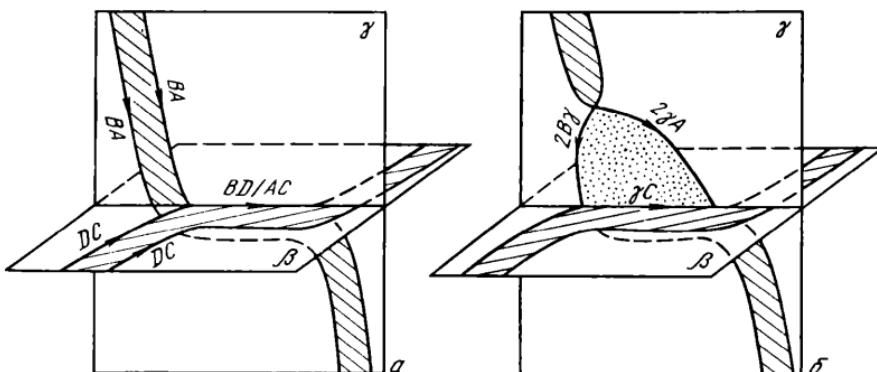


Рис. 7. Локальное перерасщепление сверхдислокаций, зарождающееся на дислокационных соединениях

Предположим, что для некоторого сплава параметры γ , ξ попадают в область $I + II$ вблизи линии 2. Тогда на винтовой сверхдислокации, расщепленной первоначально по I типу, может произойти локальное перерасщепление по описанному выше механизму. Действительно, как показано в работе [21], выигрыш энергии $E_e^I - E_e^{II}$, связанный с перестройкой краевых сегментов вблизи узла, в этом случае значительно превосходит проигрыш энергии $E_s^I - E_s^{II}$ при изменении типа расщепления винтовой сверхдислокации. Аналогично, если параметры сплава находятся в области $I + II$ вблизи линии 1, то возможно локальное перерасщепление краевой сверхдислокации, первоначально расщепленной по типу II.

Второй механизм локального перерасщепления связан с образованием дислокационных соединений (junction). Рассмотрим сверхдислокации с векторами Бюргерса $2BA$ (a) и $2DC$ (b), расщепленные по I типу. В результате реакции между ними на линии пересечения их плоскостей скольжения возникает дислокация с вектором Бюргерса $BA + DC = BD/AC$ (рис. 7, a). Расщепление указанной дислокации $BD/AC = \gamma C + 2\gamma A$, приводящее к образованию сверхструктурного дефекта упаковки, является энергетически выгодным. Дальнейшее распространение

дефекта упаковки (рис. 7, б) возможно в том случае, когда выигрыш энергии в результате расщепления дислокации BD/AC превосходит проигрыш энергии ($E^I - E^{II}$), сопровождающий перестройку исходных сверхдислокаций. Возможно, что наблюдаемая в работе [29] локальная перестройка сверхдислокаций I типа происходит в результате действия предложенных механизмов.

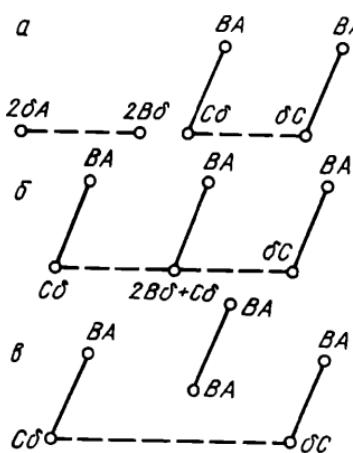


Рис.8. Коллективная перестройка сверхдислокаций II типа, приводящая к образованию протяженных полос дефектов упаковки

Рассмотрим коллективную перестройку группы сверхдислокаций, приводящую к уширению полосы дефекта упаковки. Предположим, что принадлежащая сверхдислокации дислокация $a/2 < 110 >$ является нерасщепленной. В результате ее спонтанного ухода в плоскость куба возникает конфигурация, изложенная на рис. 8, a. При этом частичные дислокации δC и δB не аннигилируют, поскольку из условия равновесия скользящих сверхдислокаций следует, что величина силы их упругого притяжения $|\psi(C\delta, \delta C)/d^{II}|$ меньше, чем поверхностное натяжение ξ полосы АФГ, которая должна создаваться при их движении. Рекомбинация $C\delta$ и дислокации $2B\delta$, принадлежащей последующей сверхдислокации (рис. 8, б), является энергетически выгодной ($2B\delta + C\delta = BA$). В результате чередующихся процессов ухода дислокаций $a/2 < 110 >$ в параллельные плоскости куба и рекомбинации скользящих дислокаций в плоскости октаэдра возникает дислокационная конфигурация, содержащая многократно уширенную по сравнению с шириной одной сверхдислокации полосу дефекта упаковки, и полосы АФГ (рис. 8, в). При этом частичные дислокации должны иметь векторы Бюргерса $\pm a/6 < 112 >$ и оси, параллельные $< 110 >$. Представляется возможным, что наблюдавшиеся в работе [30] конфигурации, образованные протяженными дефектами упаковки и антифазными границами, возникают по этому механизму.

Образование широких полос дефектов упаковки возможно также из конфигурации, изображенной на рис. 3, e. Это обусловлено асимметрией упомянутого выше

комплекса частичных дислокаций с суммарным вектором Бюргерса $3\delta A$ в поле внешних напряжений, проявляющейся в том, что вслед за ведущей дислокацией δA или $2\delta A$ создается соответственно полоса либо АФГ (что затруднено), либо дефекта упаковки с энергией γ . В результате можно ожидать возникновения широких полос дефектов упаковки, которые окаймлены частичными дислокациями с векторами Бюргерса $a/3 < 112 >$ и $a/6 < 112 >$, причем ось неподвижной частичной дислокации с вектором Бюргерса $a/6 < 112 >$ параллельна направлению $< 110 >$

Механизмы локального перерасщепления не исчерпываются рассмотренными примерами. Далее будет рассмотрено превращение тройной сверхдислокации, возникающей в результате реакции между сверхдислокациями I типа, в сверхдислокацию II типа.

3. СВЕРХДИСЛОКАЦИИ В СТРУКТУРЕ $L1_0$

Исследование дислокационной структуры упорядоченных сплавов типа $L1_0$ было вызвано трудностями, возникшими, во-первых, при расшифровке наблюдаемых электронно-микроскопически дислокационных конфигураций в этих сплавах; во-вторых, при анализе природы доменнограничного упрочнения; в-третьих, при выяснении причин хрупкости. Кроме известных ранее сверхдислокаций и одиночных дислокаций, были предложены новые типы сверхдислокаций, как скользящих [7], так и сидячих [6, 7], введение которых оказалось весьма существенным при анализе дислокационной структуры и особенностей пластического поведения этих сплавов.

Сверхдислокации и одиночные дислокации

Упорядоченные сплавы со структурой $L1_0$ образуют многочисленную группу сплавов с г.ц.к. решеткой, у которых в полностью упорядоченном состоянии атомы разного сорта (стехиометрического состава) расположены в чередующихся атомных плоскостях (см. рис. 1, б). Ось c , перпендикулярная плоскостям, содержащим одноименные атомы, параллельна направлению $< 100 >$. В сплавах данного типа кубическая решетка при упорядочении становится тетрагональной. В табл. 2 приведены различные сплавы со сверхструктурой $L1_0$ и указаны величины c/a , определяющие тетрагональность решетки. В настоящем разделе тетрагональность решетки не учитывается. Далее, в гл. 4, будет рассмотрен специфический механизм упрочнения сверхструктуры $L1_0$, обусловленный наличием тетрагональности решетки.

Таблица 2. Сплавы со сверхструктурой $L1_0$

Сплав	c/a	Сплав	c/a	Сплав	c/a	Сплав	c/a
TiAl	1,020	FePt	0,968	CuAl	0,920	PdHg	0,862
PtCr	1,000	FePd	0,966	PtMn	0,920	PtZn	0,860
GaTi	1,000	MgIn	0,960	PtCd	0,914	PdCd	0,845
TiAg	0,993	IrNb	0,958	PtHg	0,910	NiZn	0,830
NaBi	0,980	InBi	0,953	LiBi	0,894	PdZn	0,816
PdCr	0,975	NiMn	0,949	IrMn	0,890	RhTi	0,804
CoPt	0,973	NiPt	0,939	PdMn	0,880	CuTi	0,643

Благодаря слоистому расположению одноименных атомов различные направления сдвига $<110>$ в этих сплавах не являются эквивалентными. В каждой плоскости $\{111\}$ вдоль одного из направлений $<110>$, а именно направления, перпендикулярного оси c , вектором трансляции является вектор $a/2 <110>$, а вдоль двух других направлений $<110>$ – векторы типа $a <110>$. Поэтому в $L1_0$ сверхструктуре существуют как одиночные дислокации, так и сверхдислокации [3].

Из-за слоистой структуры данных сплавов неэквивалентными являются не только направления полного сдвига $<110>$, но и направления частичных сдвигов $<112>$. В каждой плоскости $\{111\}$ существует один f -вектор (перпендикулярный вектору Бюргерса одиночной дислокации), который описывает дефект упаковки с энергией γ , отличающейся от двух других дефектов упаковки, имеющих энергию γ' . В первом приближении с учетом взаимодействия ближайших соседей $\gamma' = \xi$, а $\gamma = 0$. В этом отношении дефект упаковки с энергией γ аналогичен дефекту упаковки, создаваемому дислокацией $a/3 <112>$ в сверхструктуре $L1_2$.

Энергия ξ типа $a/2 <110> \{111\}$ (т.е. границы, лежащей в плоскости $\{111\}$ и характеризуемой вектором сдвига $a/2 <110>$) может быть записана следующим образом: $\xi = 4w/\sqrt{3}a^2$, где энергия упорядочения w связана с температурой упорядочения T_c соотношением $w = kT_c/0,73$. Отсюда получаем, например для сплава CuAu ($T_c = 410^\circ\text{C}$), значение $\xi = 200 \text{ мДж}/\text{м}^2$.

Если ось c параллельна $[010]$, то вектор Бюргерса одиночной дислокации в плоскости (111) есть $BC(d)$, а сверхдислокаций – $2BA(d)$ и $2BC(d)$. Частичная дислокация, создающая при скольжении дефект упаковки с энергией γ и называемая далее особой частичной дислокацией, имеет в данном случае вектор Бюргерса δA . Поскольку векторы Бюргерса одиночной и особой дислокаций перпендикулярны, то послед-

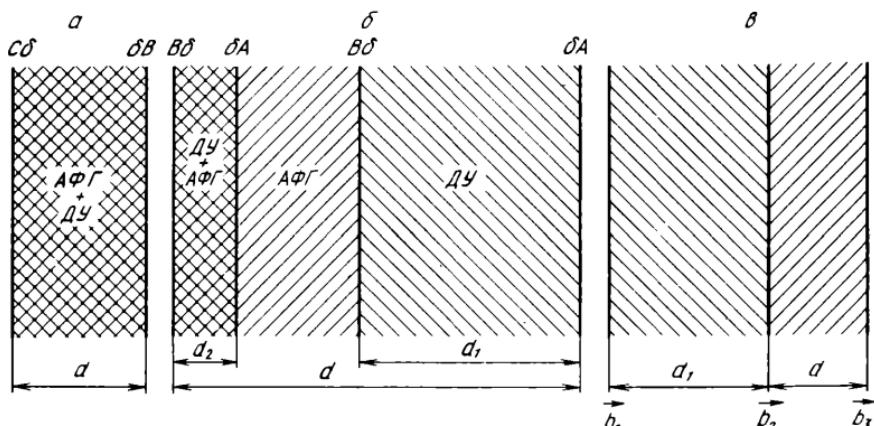


Рис.9. Скользящие дислокации в сверхструктуре $L1_0$:

a – одиночная дислокация; b, c – сверхдислокации, состоящие из дислокаций $a/2 <110>$

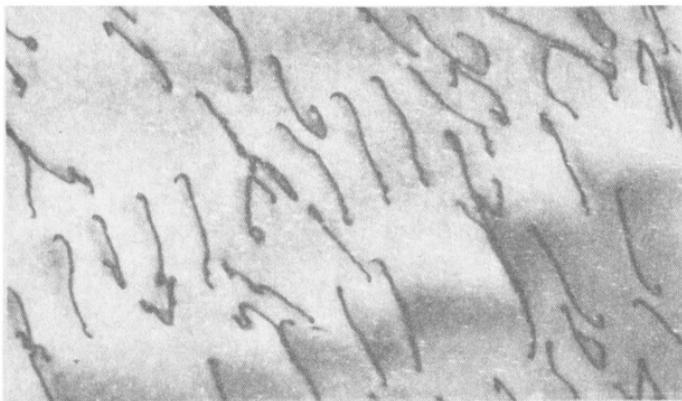


Рис.10. Одиночные дислокации в упорядоченном сплаве CuAu с размером доменов $\sim 0,5 \text{ мкм}$; $\epsilon = 1-3 \%$. $\times 50000$

няя не может возникать при расщеплении одиночной дислокации, в результате которого образуется дефект упаковки с энергией γ'

Конфигурация сверхдислокации схематически представлена на рис. 9. В работе [31] рассчитаны равновесные расстояния между частичными дислокациями, принадлежащими такой конфигурации. Сравним результаты, полученные для сплавов CuAu [31] и Cu₃Au [3]. Основной особенностью сверхдислокации в сплаве со структурой L1₀ является асимметрия ($d_1 \gg d_2$) расщепления входящих в ее состав дислокаций (рис. 9, б); в результате конфигурация сверхдислокации близка к схематически изображенной на рис. 9, в. Кроме того, если в сплаве со структурой L1₂ расстояние между расщепленными дислокациями значительно

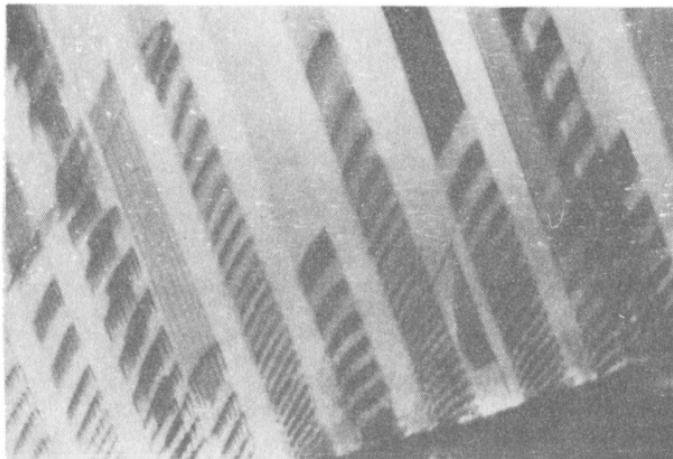


Рис.11. Сверхдислокации в упорядоченном сплаве CuAu с размером доменов $\sim 10 \text{ мкм}$ (ориентировка фольги [110], плоскость скольжения (111), $\epsilon = 3 \%$). $\times 50000$

больше, чем ширина самих расщепленных дислокаций (см. рис. 9, б), то в $L1_0$, напротив, величина d меньше, чем d_1 (см. рис. 9, в). В сплаве со структурой $L1_0$ ширина сверхдислокации очень слабо изменяется при уменьшении степени дальнего порядка, в то время как в сплаве с $L1_2$ она растет квадратично.

Электронно-микроскопическое исследование упорядоченного сплава CuAu показало, что деформация осуществляется одиночными дислокациями и сверхдислокациями [32 – 34]. На рис. 10 можно видеть большое количество одиночных дислокаций. При определении вектора Бюргерса темнопольным методом удалось установить, что у этих дислокаций он параллелен направлению $<110>$, заполненному атомами одного сорта. Наблюдаемые одиночные дислокации были нерасщепленными.

В отличие от одиночных, парные дислокации обычно имеют значительное кристаллографическое расщепление. На рис. 11 приведена микрофотография скоплений парных дислокаций у границы зерна в крупнодоменном сплаве. Выявление типа дефекта, заключенного между дислокациями, подтвердило, что он действительно является дефектом упаковки. Определение векторов Бюргерса дислокаций, окаймляющих дефект упаковки, показало, что одна из них является особой частичной дислокацией. Вектор Бюргерса другой дислокации однозначно не был определен, поскольку контраст от дислокации удалось погасить только в одном рефлексе.

По ширине парных дислокаций была проведена оценка энергии дефекта упаковки. Измерение производили на дислокациях, достаточно удаленных от вершины скопления, где их ширина практически постоянна. В разных скоплениях ширина дислокаций изменялась от 50 до 70 нм, что соответствует $\gamma < 10 \text{ мДж/м}^2$. Наблюдение многочисленных протяженных дефектов упаковки также указывает на низкое значение энергии γ . Однако энергия ζ , как уже говорилось выше, для сплава CuAu высока, и поскольку γ' и ζ одного порядка, то можно ожидать высокого значения γ' . Действительно, кристаллографического расщепления одиночных дислокаций не удалось обнаружить. Таким образом, для сплава CuAu можно считать справедливыми следующие соотношения: $\gamma \ll \zeta$ и $\gamma \ll \gamma'$.

Скользящие сверхдислокации различных типов

Как показано в работе [7, 35], из сверхдислокаций с двойным вектором Бюргерса в результате испытываемых ими превращений или взаимодействий с одиночными дислокациями могут возникать скользящие сверхдислокации нового типа. Рассмотрим вначале нерасщепленные сверхдислокации. Запишем дислокационную реакцию

$$2BA = (BA + CA) + BC. \quad (3)$$

Поскольку при выбранном направлении оси c , параллельном [010], векторы $2BA$ и BC являются векторами трансляции сверхрешетки, то вектор $BA + CA$, как видно из формулы (3), также является вектором трансляции сверхрешетки.

Запишем следующие векторы:

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

которые получены путем добавления к вектору BA векторов $a/2 < 110 >$, лежащих в плоскости (111). Вектор $BA + AC$ равен вектору Бюргерса BC одиночной дислокации; $BA + BC$ и $BA + CB$ не являются векторами трансляции сверхрешетки. Поэтому при введении в рассмотрение вектора $BA + CA$ учитываются все возможные векторы Бюргерса скользящих дислокаций в плоскости (111) в данном домене. Для краткости будем называть дислокации с векторами Бюргерса $2BA$ и $2CA$ сверхдислокациями A , а с вектором Бюргерса $BA + CA$ — сверхдислокацией A' . В каждой плоскости скольжения вектор Бюргерса сверхдислокации A' типа $a/2 < 112 >$ определяется соответствующей полусуммой векторов Бюргерса сверхдислокаций A .

Рассмотрим также следующие реакции:

$$(BA + CA) = 2BA + CB, \quad (4); \quad 2BA + CB = (BA + CA), \quad (4a);$$

$$(BA + CA) + BC = 2BA. \quad (4b).$$

Эти реакции описывают взаимные превращения сверхдислокаций A и A' , которые происходят либо в результате диссоциации сверхдислокаций [см. выражения (3) — (4)], либо в результате взаимодействия сверхдислокации с одиночной дислокацией [см. (4a), (4b)].

Изменение энергии ΔE в результате реакции $\vec{b}_3 = \vec{b}_1 + \vec{b}_2$ между дислокациями, оси которых параллельны, можно записать, ограничиваясь логарифмическими членами в выражении для собственной упругой энергии, в виде

$$\Delta E = \psi(\vec{b}_1, \vec{b}_2) \ln R/r_0, \quad (5)$$

где R — радиус кристалла.

При $\Delta E > 0$ реакция энергетически выгодна. Для реакции $BA = BC + CA$ получаем

$$\psi(BC, CA) = 3P[-(2 - \nu) - 2\nu \cos 2\varphi], \quad (6)$$

$$P = \mu a^2 / 2\pi(1 - \nu) 24;$$

где φ — угол между осью дислокации и вектором BA .

Поскольку при любых значениях φ величина $\psi(BC, CA) < 0$, а стало быть $\Delta E < 0$, эта реакция энергетически невыгодна.

Однако реакция (3) при определенных ориентациях дислокаций энергетически выгодна. Действительно:

$$\psi(BA + CA, BC) = 3P(-2\nu\sqrt{3}) \cos(2\varphi + \pi/6),$$

поэтому при $\pi/6 < \varphi < 2\pi/3$ изменение энергии $\Delta E > 0$. При таких ориентациях упругое отталкивание дислокаций BA и BC , характеризуемое величиной

$$\psi(BA, BC) = 3P[(2 - \nu) - 2\nu \cos(2\varphi + \pi/3)],$$

превосходит упругое притяжение дислокаций CA и BC , что приводит к выигрышу энергии в результате реакции (3). Поскольку изменение энергии в результате реакции (4) определяется величиной $\psi(2BA, CB)$, то она энергетически невыгодна при любых ориентациях дислокаций.

Следовательно, в результате диссоциации сверхдислокация A превращается при определенных ориентациях в A' , распад которой энергетически невыгоден. В результате реакций (4) и (4a) значения ΔE отличаются знаком, так что реакция (4a) при любых ориентациях сопровождается выигрышем энергии. Поскольку изменения энергии в результате реакций (3) и (4b) также отличаются знаком, то последняя энергетически выгодна при $0 < \varphi < \pi/6$ и $2\pi/3 < \varphi < \pi$.

Таким образом, в результате взаимодействия с одиночной дислокацией превращение $A \rightarrow A'$ возможно при любой, а $A' \rightarrow A$ только при определенной ориентации дислокаций.

Нетрудно показать, что эти выводы остаются справедливыми и для реакции $2CA = (CA + BA) + CB$, а также реакций, аналогичных (4) — (4b).

Существенным моментом, подтверждающим возможность существования сверхдислокаций A' , является то, что они в отличие от A имеют меньший вектор Бюргерса (отношение квадратов их векторов Бюргерса составляет 0,75).

Выясним, не влияет ли расщепление на полученные выше выводы. Учитывая приведенные ранее соотношения между энергиями поверхностных дефектов, можно ограничиться рассмотрением конфигураций сверхдислокаций A и A' , изображенных на рис. 12, а, б. В действительности дислокации с векторами Бюргерса $B\delta + BA$ и $B\delta + CA$ ($C\delta + BA$) представляют собой комплексы из частичных дислокаций (рис. 12, в, г).

Равновесные значения ширины сверхдислокаций A и A' соответственно равны

$$d_A = \psi(\delta A, B\delta + BA) / \gamma; \quad d_{A'} = \psi(\delta A, B\delta + CA) / \gamma,$$

где $\psi(\delta A, B\delta + BA) = P \left[(2 - \nu) 4 - 2\nu [\cos 2\varphi + \sqrt{3} \sin(2\varphi + \pi/3)] \right]^{\frac{1}{2}}$;
 $\psi(\delta A, B\delta + CA) = P \left[(2 - \nu) 4 - 2\nu [\cos 2\varphi + \sqrt{3} \sin 2\varphi] \right]^{\frac{1}{2}}$.

Отсюда $d_A - d_{A'} = \psi(\delta A, BC) / \gamma$.

Вычисленное выше изменение энергии ΔE в результате реакции (3) можно

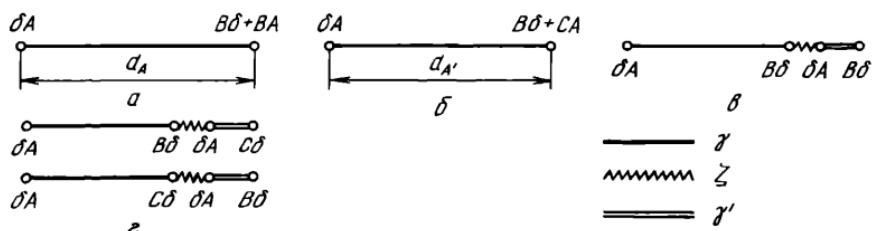


Рис.12. Скользящие A - и A' -сверхдислокации без учета (а, б) и с учетом (в, г) антифазного расщепления соответственно

представить в виде $\Delta E = 3\psi(\delta A, BC)\ln R/r_0$. Отсюда получаем, что $d_A \geq d_{A'}$ в интервале $\pi/6 \leq \varphi \leq 2\pi/3$, в котором $\Delta E \geq 0$ (рис. 13)

С учетом расщепления сверхдислокаций реакцию (3) можно записать в следующем виде:

$$[\delta A + (B\delta + BA)] = [\delta A + (B\delta + CA)] + BC.$$

Изменение энергии ΔE в результате этой реакции можно определить по формуле

$$\Delta E = \psi(\delta A, BC) [2\ln(R/r_0) + \ln(R/d_A) + 1] - \psi(\delta A, B\delta + CA)\ln d_A/d_{A'},$$

так что $\Delta E = 0$ при $\varphi = \pi/6, 2\pi/3$.

Используя данные, приведенные на рис. 13, можно показать, что последнее слагаемое не является существенным и $\Delta E > 0$ при $\pi/6 < \varphi < 2\pi/3$.

Проводя аналогичное рассмотрение для реакций (4) – (6), приходим к заключению, что учет расщепления не изменяет полученных выше выводов относительно $A \rightleftharpoons A'$ превращений.

Запишем реакцию (3) в виде $2BA + (AB+AC) + CB = 0$. Левую часть этого равенства можно рассматривать как сумму векторов Бюргерса трех дислокаций (двух сверх- и одной одиночной дислокаций), встречающихся в узле (рис. 14).

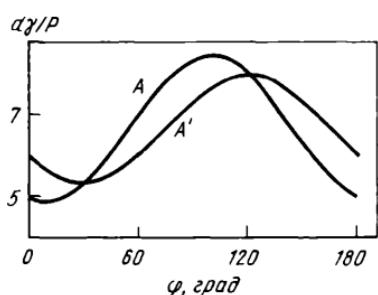


Рис.13. Зависимость равновесной ширины A - и A' -сверхдислокаций от угла φ

Введение в рассмотрение сверхдислокаций A' дает возможность получить тройной узел дислокационной сетки в сплаве со структурой $L1_0$. Используя известную реакцию $BA + AC + CB = 0$, которая описывает сумму векторов Бюргерса дислокаций в тройном узле для г.ц.к. решетки, и ограничиваясь рассмотрением лишь сверхдислокаций A и одиночных дислокаций, можно получить лишь четверной узел дислокационной сетки в данных сплавах.

При электронно-микроскопическом исследовании дислокационной структуры упорядоченных сплавов CuAu [32 – 34] и TiAl [36, 37] было установлено, что сверхдислокации состоят из связанных полосой дефекта упаковки особой час-

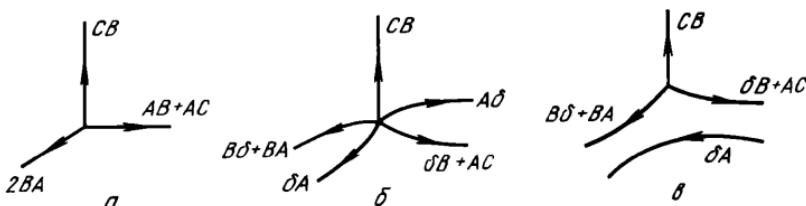


Рис.14. Дислокационные узлы:

а — тройной, образованный нерасщепленными дислокациями; *б* — сжатый;
в — растянутый

тичной дислокации и некоторой дислокации с большим вектором Бюргерса, которая не была идентифицирована. Попытка доказать, что она имеет вектор Бюргерса типа $a/2 < 514 >$, каким он должен быть в случае сверхдислокации A , оказалась безрезультатной. Но и прямого доказательства того, что это вектор Бюргерса $a/3 < 112 >$ и соответственно сверхдислокация является сверхдислокацией A' -типа, пока не получено.

Сидячие сверхдислокации

Общим для рассмотренных выше сверхдислокаций A и A' является то, что они расщеплены в одной плоскости и являются скользящими. В работах [6, 7, 35, 38] указывается на возможность расщеплений сверхдислокаций одновременно в двух пересекающихся плоскостях. Так, сверхдислокация, имеющая винтовую ориентацию, может расщепляться согласно реакции



Ограничимся, как и ранее, учетом расщепления с образованием сверхструктурного дефекта упаковки. Образующаяся при этом сидячая конфигурация, далее называемая сверхдислокацией B , изображена на рис. 15, а. Легко показать, что ее конфигурация является симметричной. Равновесные значения ширины сверхдислокаций A и B , имеющих винтовую ориентацию (для суммарного вектора Бюргерса), соответственно равны

$$d_A = P(8 - 9\nu)/\gamma; \quad d_B = 5P(8 - 9\nu)/6\gamma. \quad (8)$$

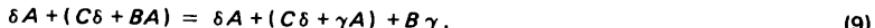
Отсюда следует, что отношение $d_B/d_A = 5/6$. Используя выражения (8), выигрыш энергии при переходе от A - к B -расщеплению можно записать в виде

$$E_A - E_B = P \frac{2}{3} (8 - 9\nu) \left[\ln \frac{d_A}{r_0} - 1 + \frac{5}{2} \ln \frac{5}{6} + \frac{1}{2} \ln \frac{2}{\sqrt{3}} \right].$$

Основной вклад в выигрыш энергии $E_A - E_B$ дает изменение взаимодействия дислокаций $B\gamma$ и $B\delta + \gamma A$. Заметим, что дислокация $B\gamma$ испытывает со стороны дислокации $B\delta$ более сильное упругое отталкивание [$\psi(B\gamma, B\delta) = P(10 - 9\nu/3)$, чем со стороны γA дислокации [$\psi(B\gamma, \gamma A) = P(2 - 3\nu)$]. Поскольку упругое взаимодействие дислокаций $B\gamma$ и γA определяет выигрыш энергии при расщеплении дислокации BA в чистом металле, то становится понятным, почему величина

$E_A - E_B$ при превращении $A \rightarrow B$ значительно больше, чем при расщеплении винтовой дислокации BA в чистом металле.

Аналогично превращению $A \rightarrow B$ сверхдислокация A' также может превратиться в сверхдислокацию B' согласно реакции



При этом ось дислокации с вектором Бюргерса $BA + CA$ параллельна BA , так что дислокация не является в этом случае винтовой. Поскольку $\psi(B\gamma, C\delta + \gamma A) = P(4 - 9\nu)/3$; $\psi(\delta A, C\delta + \gamma A) = P(16 - 9\nu)/3$, т.е. $\psi(B\delta, C\delta + \gamma A) \neq \psi(\delta A, C\delta + \gamma A)$, то конфигурация B' в отличие от конфигурации B является несимметричной (рис. 15, б), причем легко показать, что $d_B^{(2)} \ll d_B^{(1)}$. Из уравнений равновесия сразу имеем

$$d_B^{(1)} = P(8 - 6\nu)/\gamma; \quad d_B^{(2)} = P \frac{3(8 - 6\nu)(4 - 9\nu)}{(64 - 45\nu)} \frac{1}{\gamma}$$

Отсюда получаем, что $d_B^{(2)}/d_B^{(1)} = 3/49$ при $\nu = 1/3$. Превращение $A' \rightarrow B'$ энергетически выгодно, а изменение энергии равно

$$E_{B'} - E_{A'} \approx \psi(B\gamma, C\delta + \gamma A) \left[\ln(d_B^{(2)}/r_0) - 1 \right].$$

Величина $E_{B'} - E_{A'}$ при тех же значениях параметров меньше, чем выигрыш энергии в результате расщепления винтовой дислокации в чистом металле, и еще

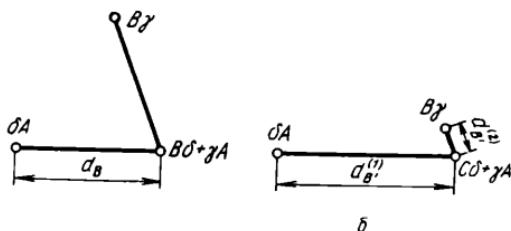


Рис.15. Сидячие сверхдислокации B (а) и B' -типа (б)

меньше, чем выигрыш энергии в результате превращения $A \rightarrow B$. Обусловлено это упругим притяжением дислокации $B\gamma$ к дислокации $C\delta$, лежащей в вершине B -конфигурации.

Сверхдислокация A' , ось которой параллельна CA , может превратиться в B' по реакции



Можно показать, что результаты, полученные для реакции (9), справедливы и для реакции (10).

На рис. 16 приведены полученные в работе [34] микрофотографии барьеров в сплаве CuAu, имеющих конфигурацию типа "крыши". Можно полагать, что они возникли в результате превращения $A \rightarrow B$. Заблокированные сверхдислокации в сплаве TiAl наблюдались в работах [36, 37]. Однако расшифровка таких конфигураций и определение векторов Бюргерса образующих их дислокаций в достаточной степени сложны и пока не дали результатов.

При взаимодействии разноименных сверхдислокаций на параллельных плоскостях в результате рассмотренных выше реакций могут возникнуть Z-образные дислокационные диполи, которые содержат три полосы дефекта упаковки с энергией γ и ограничены особыми частичными и вершинными дислокациями. В отличие от расщепленных диполей в чистом металле с г.ц.к. решеткой [23] образование рассматриваемых диполей в упорядоченном сплаве происходит в результате превращений $A \rightarrow B$ и $A' \rightarrow B'$, которые сопровождаются выигрышем энергии.

Остановимся еще на одном возможном следствии дислокационных превращений

в сверхструктуре $L1_0$. Предположим, что каким-либо способом произошла рекомбинация особой частичной дислокации с вершинной и последующее расщепление дислокации $B\bar{A}$ в наклонной плоскости $\{111\}$. В результате возникла новая сидячая конфигурация, содержащая две полосы дефекта упаковки в параллельных наклонных плоскостях, ограниченные дислокациями $B\gamma$ и $\gamma\bar{A}$. Если эти полосы лежат в соседних плоскостях, то конфигурация представляет собой двуслойный двойник, рост которого происходит в результате последовательных превращений, испытываемых каждой скользящей сверхдислокацией при подходе к вершине скопления. Возникающие указанным способом двойники являются несовершенными, так как не все дефекты упаковки лежат обязательно в соседних плоскостях. Таким

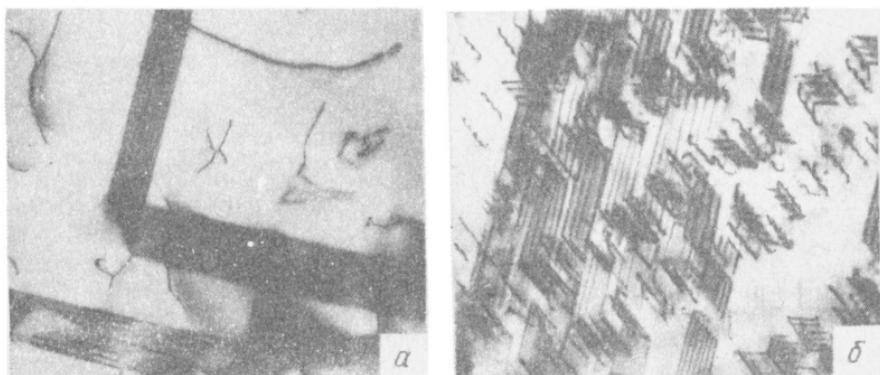


Рис.16. Дислокационные барьеры типа "крыши":
а – $\times 100000$; б – $\times 50000$

образом, исследуемые дислокационные превращения обеспечивают один из возможных способов образования двойников в упорядоченных сплавах, которые при определенных условиях деформируются двойникование [39].

В сверхструктуре $L1_0$, кроме превращений $A \rightarrow B$ и $A' \rightarrow B'$, возможна также перестройка сверхдислокаций, связанная с уходом дислокации в плоскость куба. Одна из таких конфигураций изображена на рис. 17. В отличие от барьера Кира – Вильсдорфа в сверхструктуре $L1_1$ (см. рис. 3, ж) она содержит на параллельных плоскостях $\{111\}$ полосы сверхструктурного дефекта упаковки. Поскольку для такой конфигурации не проводили расчет энергии, зависящей от параметров γ , ξ и ξ' , то остается пока не выясненным вопрос о том, при каких условиях эта конфигурация является энергетически более выгодной, чем барьеры B и B' .

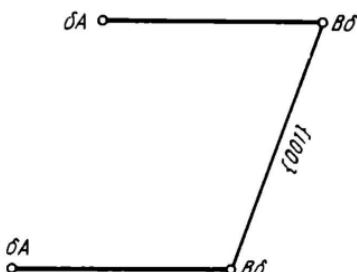


Рис. 17. Сидячая конфигурация барьера Кира – Вильсдорфа

Уход винтовых дислокаций в плоскость куба в сплаве CuAu показан на рис. 18. Однако для этого сплава такие наблюдения являются чрезвычайно редкими. Тем не менее, можно полагать, что для других сплавов со сверхструктурой $L1_0$ блокировка сверхдислокаций в результате этого процесса может приводить к особенностям пластического течения, подобным тем, которые обнаружены для сверхструктуры $L1_2$.



Рис.18. Уход винтовых дислокаций в плоскость куба. X 100000 [32]

Особенности собственных дислокационных превращений

Конфигурации сверхдислокаций B и B' в значительной степени аналогичны сидячим конфигурациям, возникающим при расщеплении винтовой дислокации в о.ц.к. металле. Характерная особенность исследуемых барьеров в сверхструктуре $L1_0$ состоит в том, что превращения $A \rightarrow B$ и $A' \rightarrow B'$, в результате которых образуются барьеры, являются термически активированными процессами в отличие от происходящих в о.ц.к. металлах превращений скользящих конфигураций в сидячие.

Можно показать, что энергия активации превращения $A' \rightarrow B'$ выше, чем $A \rightarrow B$, так как энергия рекомбинации частичных дислокаций при таких превращениях близки, а необходимая для ухода дислокации в наклонную плоскость энергия выше при $A' \rightarrow B'$, чем при $A \rightarrow B$ превращении. Действительно, прогибу дислокационного сегмента в этой плоскости способствует упругое отталкивание со стороны вершинной дислокации, характеризуемое величиной $\psi(B\gamma, C\delta + \gamma A)$ при превращении $A' \rightarrow B'$ и $\psi(B\gamma, B\delta + \gamma A)$ при $A \rightarrow B$. Можно записать

$$\psi(B\gamma, C\delta + \gamma A) = P(4 - 9\nu)/3 \text{ и } \psi(B\gamma, B\delta + \gamma A) = P(8 - 9\nu)/3.$$

Поскольку $\psi(B\gamma, C\delta + \gamma A) / \psi(B\gamma, B\delta + \gamma A) < 1$ ($\sim 1/10$), то энергия активации при превращении $A' \rightarrow B'$ выше, чем при $A \rightarrow B$.

Напротив, рекомбинация при превращении $B \rightarrow A$ затруднена по сравнению с $B' \rightarrow A'$ и энергия активации $B \rightarrow A$ выше, чем $B' \rightarrow A'$. Связано это с тем, что ширина d_B значительно больше $d_{B'}^{(2)}$ ($d_{B'}^{(2)} / d_B \approx 0,09$ при $\nu = 1/3$)

Не останавливаясь на деталях дислокационных превращений в сверхструктуре $L1_0$, подчеркнем их существенную особенность, заключающуюся в том, что энергия активации образования барьеров ниже энергии активации их разрушения. Обусловлено это тем, что рекомбинация частичных дислокаций, являющаяся необходимым этапом процессов, определяется энергией γ' или ξ при образовании барьеров и гораздо меньшей энергией γ , а стало быть значительно большей величиной расщепления при обратном превращении барьера в скользящую дислокацию. Указанное соотношение между энергиями активации, как будет показано в гл. 3, является необходимым условием образования температурного пика деформирующего напряжения $\sigma(T)$. При выполнении этого соотношения существует температурный интервал, в котором барьеры образуются термофлуктуационным путем, но не разрушаются, в результате чего напряжение σ растет с ростом температуры, т.е. $\sigma(T)$ имеет аномальный ход. Последующее разрушение барьеров приводит к падению напряжения с ростом температуры.

Следует подчеркнуть, что в сплавах со структурой $L1_0$ должна наблюдаться

сильная ориентационная зависимость деформационных характеристик, поскольку, во-первых, при определенных ориентациях деформация осуществляется одиночными дислокациями, которые не образуют барьеров типа "крыши". Во-вторых, если деформация осуществляется сверхдислокациями, должна возникнуть асимметрия деформационных характеристик при смене знака внешнего напряжения. Действительно, для сидячих конфигураций B и B' угол при вершине является вполне определенным и поэтому, если некоторое внешнее напряжение способствует уходу особой частичной дислокации в соответствующую полуплоскость, то при смене знака внешнего напряжения образование барьера затруднено. Можно показать, что в этом случае, когда внешнее напряжение действует в двойниковом направлении (может вызвать двойникование в первичной плоскости с помощью особой частичной дислокации), образование барьера происходит легче и деформирующее напряжение выше, чем для антидвойникового направления.

Температурные пики деформирующего напряжения могут не наблюдаться, если энергии γ' и δ недостаточно высоки, так что образование барьера не происходит при температурах ниже температуры упорядочения или, наоборот, настолько высоки, что барьеры образуются почти спонтанно, без термической активации. Можно полагать, что в первом случае будет наблюдаться обычная температурная зависимость, характерная для г.ц.к. металлов, в то время как во втором случае вследствие термофлуктуационного характера разрушения барьера следует ожидать сильного падения предела текучести с температурой, как в о.ц.к. металлах.

В заключение рассмотрим некоторый предельный случай, когда исследуемые дислокационные превращения могут оказаться причиной хрупкости сплава со структурой L_1 . Речь идет о спонтанном образовании барьера, которые остаются неразрушающими вплоть до температуры упорядочения. При этом из-за малой длины свободного пробега сверхдислокации могут превращаться в барьеры типа "крыши" непосредственно вблизи своих источников и блокировать их упругим полем. В результате системы скольжения, связанные со сверхдислокациями, оказываются заторможенными. В монодомене это не должно приводить к хрупкости, поскольку деформация может осуществляться одиночными дислокациями. Но в полидомене и в поликристалле систем скольжения, связанных с одиночными дислокациями, оказывается недостаточно для совместной деформации по всему образцу, и тогда можно ожидать возникновения хрупкости.

4. ПЕРЕСЕЧЕНИЕ СВЕРХДИСЛОКАЦИЙ

В упорядоченных сплавах, кроме известного механизма торможения дислокаций вследствие неконсервативного движения ступенек [23], существует весьма своеобразный механизм, связанный с образованием трубок АФГ. Этот механизм был предложен Видошем и Брауном [40], а также Васильевым и Орловым [41]. В том случае, когда в результате пересечения сверхдислокаций на ведущей и ведомой дислокациях возникают несогласованные ступеньки (рис. 19, а), при движении сверхдислокаций образуется трубка из полос АФГ (рис. 19, б). Мы не обсуждаем здесь деталей, связанных с тем, на какой из сверхдислокаций (первичной или сверхдислокации леса) возникли ступеньки, какая из них была подвижной, успело ли произойти продвижение сверхдислокации за время одного пересечения. Существенным является возникновение несогласованных ступенек и трубок АФГ вслед за ними.

Энергия E_{tp} , требуемая для образования трубы со средней шириной d_{tp} , равна $2\zeta d_{tp}$. Введя коэффициент $\lambda = d_{tp}/d$ (d — ширина сверхдислокации) и коэффициент β_0 , равный 1 или $(1 - \nu)$ для винтовой и краевой дислокации соответственно, а также учитывая, что $d = \mu b^2/(2\pi\beta_0\zeta)$, получим для E_{tp} следующее выражение: $E_{tp} = \lambda\mu b^2/\pi\beta_0$.

Напряжение $\Delta\tau$, необходимое для движения сверхдислокации, вдоль которой трубы распределены с линейной плотностью p , равно $\Delta\tau = p\lambda\mu b/2\pi\beta_0$.

Таким образом, напряжение, необходимое для движения сверхдислокации с образованием трубок АФГ, не зависит от энергии АФГ, степени дальнего порядка

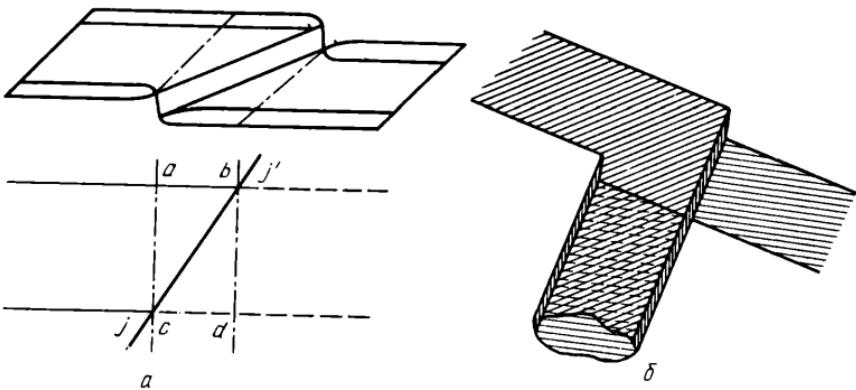


Рис.19. Пересечение сверхдислокаций:

а – ступеньки на сверхдислокациях (сплошные и пунктирные линии соответствуют отрезкам дислокаций, лежащим в параллельных плоскостях); *б* – трубка АФГ

и слабо зависит от температуры (повторяя температурную зависимость величины μb). Поскольку процесс образования трубки АФГ не является термически активированным, а напряжение $\Delta \tau$ слабо зависит от температуры, то данный механизм упрочнения не может быть ответственным за температурные аномалии деформационных характеристик сплава. Заметим, что термически активированным является процесс переползания ступенек, обеспечивающих их выстраивание вдоль одной и той же нормали к оси сверхдислокации, в результате чего исчезает необходимость в образовании трубок АФГ.

Как следует из многочисленных работ по электронно-микроскопическому исследованию дислокационной структуры сплавов со сверхструктурой $L1_2$ (см. гл. 2), трубки АФГ в них не наблюдаются. Поэтому можно предположить, что существуют альтернативные механизмы, например образование диполей при движении дислокации с фиксированной ступенькой. Такой механизм, хорошо известный для г.ц.к. металлов, имеет свои особенности в сверхструктурах. Так, авторы данной книги полагают, что при образовании диполей вблизи четвертого дислокационного узла (см. рис. 6) может начаться перерасщепление сверхдислокации.

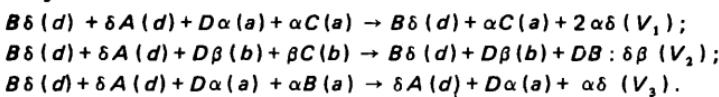
Возможно также, что пересечение сверхдислокаций и образование жестко закрепленных несогласованных ступенек инициируют процесс поперечного скольжения. Зародышем такого процесса могут служить те дислокационные сегменты (*ab* и *cd*), которые примыкают к ступенькам и лежат в различных октаэдрических плоскостях (см. рис. 19, *a*). Поперечному скольжению таких сегментов способствует прежде всего наличие у них уже готовой перетяжки, возникновение которой при пересечении дислокаций было облегчено благодаря их контактному взаимодействию. Кроме того, анизотропия энергии АФГ также содействует поперечному скольжению, которое происходит в той плоскости, где энергия АФГ является наименьшей. Одновременное наблюдение в сплавах типа $L1_2$, заблокированных винтовых дислокаций и кратных ступенек, возможно, объясняется именно тем, что ступеньки инициировали поперечное скольжение в плоскости куба. Поскольку этот процесс оказывается конкурирующим по отношению к скольжению сверхдислокации в плоскости октаэдра с образованием трубок АФГ, то становится понятным, почему последние не были обнаружены, хотя наблюдалось большое количество ступенек. Далее при анализе стадии линейного упрочнения в сплавах со сверхструктурой $L1_2$ с аномально зависящим от температуры коэффициентом упрочнения в диаграмму превращений пересечение дислокаций будет включено как процесс, инициирующий их уход в плоскость куба.

5. ДИСЛОКАЦИОННЫЕ РЕАКЦИИ

Дислокационные реакции между сверхдислокациями приводят к образованию комплексных дислокаций, имеющих V-образную или плоскую конфигурации. Упрочнение за счет таких барьеров не является специфическим механизмом для упорядоченных сплавов. Однако упорядоченные сплавы представляют собой весьма удобный объект для анализа дислокационных реакций, так как благодаря широким полосам поверхностных дефектов, принадлежащих исходным сверхдислокациям, ширины комплексных дислокаций таковы, что могут быть разрешены электронно-микроскопически.

Дислокационные барьеры в структуре L1₂

Как показал анализ возможных дислокационных реакций в Г.ц.к. металле, к образованию прочных дислокационных барьеров приводят две реакции Хирта, далее обозначаемые как V_1 и V_2 , и реакция Ломер – Коттрелла, обозначаемая как V_3 .



Будем считать, что ось результирующей дислокации направлена по линии пересечения плоскостей скольжения исходных дислокаций, а оси остальных дислокаций, участвующие в реакции, ей параллельны. В систематике Хирта угол между плоскостями скольжения взаимодействующих дислокаций (θ) является вполне определенным. Каждой реакции соответствует либо угол $\theta_1 = 70^\circ 32'$, либо $\theta_2 = 109^\circ 28'$. Например, для V_1 и V_3 реакций $\theta = \theta_1$, а для V_2 $\theta = \theta_2$. В случае парных дислокаций, как легко показать, для одной и той же реакции угол θ может принимать любое из этих значений.

Конфигурации комплексной дислокации, возникающей в результате реакции между сверхдислокациями, принадлежащими различным системам скольжения, изображены на рис. 20. Для каждой из исследуемых реакций комплексная дислокация симметрична, т.е. значения ширины полос АФГ на пересекающихся плоскостях равны.

Результаты расчета равновесной ширины d комплексной дислокации, а также значения d/d' (d' – ширина исходной сверхдислокации, имеющей 60-град. ориентацию), полученные в рамках анизотропной теории упругости, без учета кристалло-

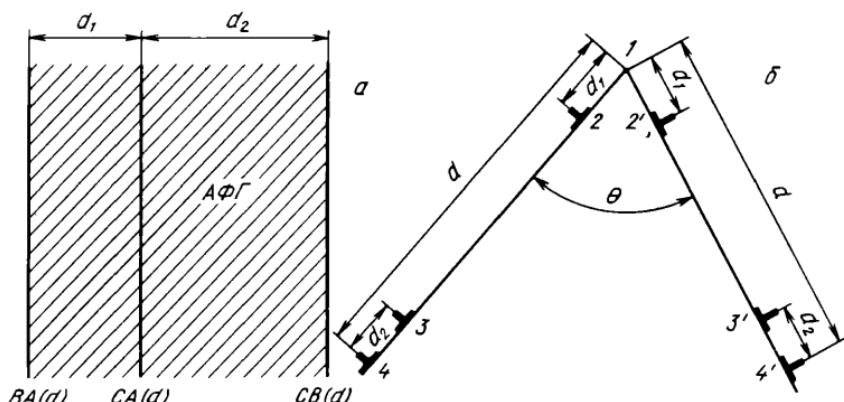


Рис.20. Плоская (а) и V-образная (б) конфигурации, возникающие в результате реакций между парными сверхдислокациями

графического расщепления образующих барьер дислокаций, для полностью упорядоченного сплава Cu₃Au, приведены ниже [42, 43]:

Тип реакции	V_1	V_2	V_3
d , нм при			
θ_1	8,33	11,4	3,66
θ_2	8,46	11,5	3,80
d/d' при			
θ_1	0,843	1,15	0,370
θ_2	0,857	1,16	0,395
d_{ii} , нм	8,26	10,8	3,03
d_{ii}^* , нм	10,0	13,2	4,10

Для сравнения здесь также приведены значения d_{ii} , вычисленные с учетом изотропной теории упругости и d_{ii}^* — с учетом кристаллографического расщепления. Видно, что для Cu₃Au учет анизотропии не приводит к существенному изменению результатов. Следует подчеркнуть, что ширина комплексных дислокаций в значительной мере зависит от типа реакции: разница между значениями ширины различных комплексных дислокаций такова, что может быть обнаружена электронно-микроскопически. Это дает возможность по ширине комплексных дислокаций определить тип реакции, в результате которой данная дислокация возникла. Заметим, что значения ширины дислокации V_3 и исходной парной сильно отличаются ($d/d' = 0,370$), в то время как для других комплексных дислокаций это отличие гораздо меньше.

В работе [42] для изотропной среды исследовано равновесное расположение частичных дислокаций, принадлежащих комплексным дислокациям, и показано, что ширина вершинной дислокации равна 1,4 нм для реакции V_1 и 2,1 нм для V_2 ; для V_3 вершинная дислокация настолько узка, что практически является нерасщепленной. Для сравнения отметим, что значения ширины расщепленных дислокаций, принадлежащих 60-град. сверхдислокациям, составляют 1,6 и 1,6 нм (в общем случае парная дислокация несимметрична).

В работе [44] рассмотрены реакций между сверхдислокациями, скользящими в плоскостях куба и октаэдра. При этом возникает большой набор дислокационных барьера. Однако, как следует из экспериментальных данных, приведенных в гл. 3, температурный интервал сосуществования октаэдрического и кубического скольжения является очень узким и локализован вблизи температуры пика T_p деформирующего напряжения.

Как показано в работе [42], реакции между парными дислокациями могут привести к образованию не только V-образных, но и плоских конфигураций. Рассмотрим дислокационную реакцию $BA(d) + CB(d) \rightarrow CA(d)$, в которую вступают дислокации, принадлежащие сверхдислокациям $2BA(d)$ и $2CA(d)$. Как и в чистом металле, эта реакция в упорядоченном сплаве не приводит к образованию барьера. Однако в упорядоченном сплаве при этом возникает необычная скользящая конфигурация, представляющая собой тройную дислокацию, содержащую полосу АФГ (рис. 20, б). Образование такой конфигурации сопровождается уменьшением ширины образующих ее парных дислокаций.

В Cu₃Au наименьшую ширину ($d \approx 1$ нм) имеет тройная дислокация, возникающая в результате указанной реакции между дислокациями, оси которых составляют с вектором BA угол $x = 2\pi/3$. При этом образуется почти нерасщепленная дислокация с вектором Бюргерса $2CA(d)$, для которой энергетически выгодным будет распад на две дислокации $CA(d)$, связанные полосой АФГ. Наибольшая ширина тройной дислокации соответствует углу $x = \pi/6$ и составляет 8 нм; в этом случае тройная дислокация симметрична, т.е. $d_1 = d_2$. При этом ширина исходных парных дислокаций уменьшается вдвое.

Перестройка тройной дислокации может привести к смене типа расщепления. Действительно, возможно следующее превращение: $BA + CA + CB \rightarrow (BA + C\delta) + (\delta A + CB) \rightarrow 2\delta A + 2C\delta$, где дислокации $2\delta A$ и $2C\delta$ связаны полосой дефекта

упаковки с энергией γ . Такое перерасщепление тройной дислокации было использовано Киром с сотрудниками [4] при введении сверхдислокаций II типа.

В сплавах со сверхструктурой L_1 , наблюдалась комплексные дислокации, возникающие в результате рассмотренных выше реакций. Такие барьеры обнаружены, например, в деформированном монокристалле Cu_3Au с осью $<100>$, благоприятной для множественного скольжения [45]. Микрофотографии дислокационной структуры приведены на рис. 21. Буквой С отмечены дислокации, возникшие в результате реакции.

При взаимодействии скользящих сверхдислокаций с притягивающимися дислокациями леса в результате рассмотренных выше реакций образуются дислокацион-



Рис.21. Дислокационная структура в плоскости (111) монокристалла упорядоченного сплава Cu_3Au с ориентировкой [001]

ные соединения (junction). Детальный анализ соединений, образованных парными дислокациями, проведен в работе [46]. В результате расчета напряжения, необходимого для разрушения дислокационных соединений, выявлены наиболее прочные из них; также оценена средняя прочность сверхдислокационных соединений, которая оказалась значительно выше, чем соединений одиночных дислокаций.

Дислокационные барьеры в структуре L_1

Свообразие дислокационной структуры данных сплавов, включающей в себя как одиночные дислокации, так и сверхдислокации, приводит к интересным особенностям дислокационных реакций. Кроме того, как указывалось выше, сверхдислокация образована частичными дислокациями и нерасщепленной дислокацией с полным вектором Бюргерса $a/2 <110>$ (см. рис. 9, б). Поэтому в зависимости от того, какие из дислокаций, образующих сверхдислокацию, непосредственно вступают в реакцию, следует ожидать реакций, характерных как для материалов с большой шириной расщепленных дислокаций, так и для материалов, дислокации в которых практически не расщеплены.

Можно полагать, что поскольку сверхдислокации являются по существу тройными дислокациями (см. рис. 9, в), причем все три вектора Бюргерса (b_1, b_2, b_3) различны, то для каждой из реакций реализуется большое число разнообразных конфигураций комплексных дислокаций. Однако, как будет показано ниже, существует лишь определенная, характерная для данной реакции конфигурация комплексной дислокации. Это обусловлено теми ограничениями, которые налагаются на конфигурации исходных дислокаций правило Томпсона [23], определяющее последовательность образующих расщепленную дислокацию частичных дислокаций и сформулированное выше правило, определяющее какой вектор Бюргерса может иметь особая частичная дислокация.

Рассмотрим вначале реакцию V_3 . Можно сразу отметить, что в $L1_0$ сверхструктуре такая реакция между одиночными дислокациями невозможна. Это объясняется тем, что векторы Бюргерса одиночных дислокаций параллельны одной грани куба, а в реакцию Ломмер – Коттрелла вступают лишь дислокации с векторами Бюргерса, принадлежащими разным граням куба.

В результате реакции V_3 между одиночной дислокацией и сверхдислокацией



возникает комплексная дислокация, представленная схематически на рис. 22, а. Оказалось, что ширина сверхдислокации (12 нм) значительно уменьшается (до 7 нм) при взаимодействии с одиночной дислокацией.

Можно показать, что для любой реакции между сверхдислокацией и одиночной дислокацией при любом направлении оси c возникает конфигурация, в которой частичная дислокация с краевой ориентацией играет роль дислокации с вектором Бюргерса \vec{b}_2 (см. рис. 9, в). Значения ширины таких комплексных дислокаций

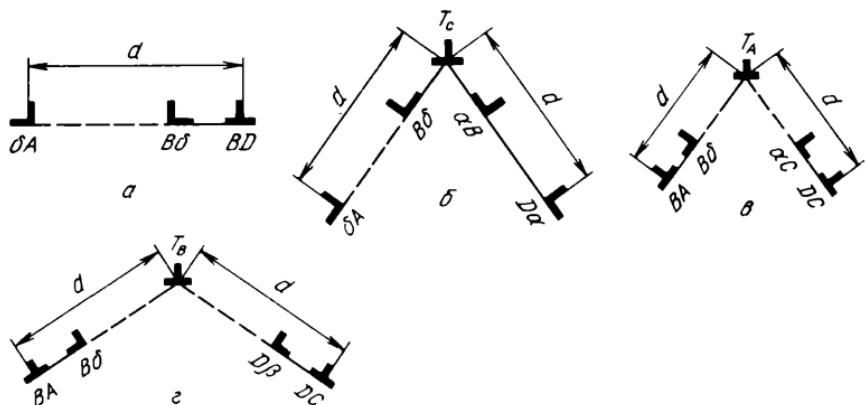


Рис.22. Комплексные дислокации, возникающие в результате реакций между одиночной дислокацией и сверхдислокацией (а) и между сверхдислокациями (б–г)

одинаковы и совпадают с приведенной выше. При рассмотрении комплексных дислокаций важно, какое положение в конфигурации занимают частичные дислокации с краевой ориентацией. Для удобства на рис. 22 векторы Бюргерса таких дислокаций подчеркнуты чертой.

Комплексные дислокации, образующиеся в результате исследуемых реакций между сверхдислокациями, представлены на рис. 22, б – г. Для реакций V_1 , V_2 и V_3 векторы Бюргерса \vec{T} вершинных дислокаций равны $a/3 [101]$, $a/3 [100]$ и $a/2 [101]$, а оси комплексных дислокаций есть BC , AC и AB соответственно.

В качестве примера рассмотрим конфигурацию комплексной дислокации V_1 (рис. 22, в). Во-первых, в реакцию непосредственно вступают особые частичные дислокации, так что к вершинной дислокации на каждой пересекающейся плоскости скольжения примыкает полоса дефекта упаковки с энергией γ . Во-вторых, используя правило Томпсона, можно показать, что угол, образованный плоскостями $\{111\}$ в вершине комплексной дислокации, является острым. В-третьих, поскольку особые краевые дислокации прореагировали с образованием вершинной, то комплексная дислокация уже не содержит частичных дислокаций, имеющих краевую ориентацию.

Рассматривая и анализируя реакции V_1 между различными сверхдислокациями, можно установить, что при этом конфигурации комплексных дислокаций имеют те же особенности, что и приведенная на рис. 22, в. Аналогично, характерные конфигурации комплексных дислокаций, соответствующие реакциям V_2 и V_3 ,

подобны тем, которые представлены на рис. 22, г, б. Непосредственным расчетом легко показать, что рассматриваемые комплексные дислокации симметричны.

Значения ширины комплексных дислокаций d , исходных сверхдислокаций d' и отношения d/d_1 (d_1 — ширина полосы АФГ в комплексных дислокациях) для полностью упорядоченного сплава приведены ниже:

Тип реакции	V_1	V_2	V_3
$d, \text{ нм} \dots \dots$	9,0	12,0	10,0
$d/d_1 \dots \dots$	4,8	5,0	13
$d', \text{ нм} \dots \dots$	13,5	12,0	13,5

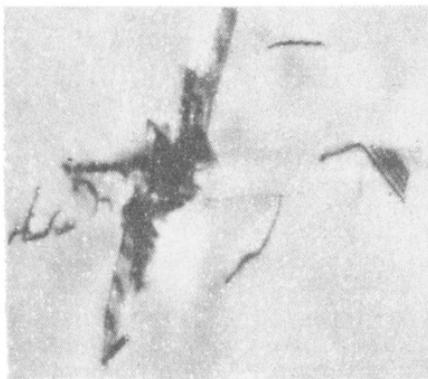


Рис.23. Дислокационные барьеры, возникшие в упорядоченном сплаве CuAu при взаимодействии сверхдислокаций различных систем скольжения.
X 100000

На рис. 23, а показано образование барьера в результате дислокационной реакции. Такой барьер удерживает большее количество дислокаций, что приводит к концентрации напряжений.

6. ДИСЛОКАЦИОННЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И ПОЛЮСНЫЕ ИСТОЧНИКИ ДВОЙНИКОВАНИЯ СВЕРХСТРУКТУР

Собственные дислокационные превращения, приводящие к блокировке скользящих сверхдислокаций, могут при определенных условиях инициировать двойникование. Рассмотрим полюсные источники двойникования сверхструктур L_{12} и L_{10} , в основу действия которых положены рассмотренные выше превращения. Сформулируем вначале условия, необходимые для создания полюсным источником совершенного двойника и позволяющие определить, какие из известных полюсных моделей могут быть действующими, а также проверить, могут ли предлагаемые полюсные источники двойникования сверхструктур обеспечить образование совершенного двойника.

Необходимое условие образования совершенного двойника полюсным источником

Полюсный источник двойникования представляет собой такую дислокационную конфигурацию, в которой частичная дислокация вращается вокруг фиксированной (полюсной) дислокации и образует спираль, создавая в каждой плоскости скольжения дефект упаковки, т.е. генерируя совершенный двойник [23]. На рис. 24 схематически изображены дислокационные конфигурации, являющиеся полюсными источниками.

В полюсном механизме Коттрелла – Билби дислокация $a/2 [111]$ в о.ц.к. кристалле расщепляется согласно реакции

$$a/2 [111] = a/6 [111] + a/3 [112]. \quad (11)$$

Сегмент частичной дислокации $a/6 [111]$ после поперечного скольжения по наклонной плоскости закручивается вокруг полюсной дислокации $a/3 [112]$, образуя дефекты упаковки в параллельных плоскостях, т.е. генерируя двойник. Известна также модификация полюсной модели Коттрелла – Билби, в которой источником двойникования служит кратная ступенька (см. рис. 24, а) на дислокации $a/2 <111>$, расщепленная по реакции (11).

Аналогичный механизм двойникования был предложен для г.ц.к. металлов Венеблзом. В результате реакции $AC = \alpha C + A\alpha$ (12) возникает двойникующая дислокация αC , которая может закручиваться вокруг полюсной дислокации αC с образованием двойника.

В качестве источника двойникования Слизвик [47] использует обычный тройной узел (см. рис. 24, б), в котором одна из дислокаций расщепляется на частичные по реакции

$$BA + A\beta + \beta C + CB = 0. \quad (13)$$

Каждая из частичных дислокаций $A\beta$ и βC может, закручиваясь вокруг полюсных дислокаций CB и BA соответственно, создавать двойник.

В процессе развернувшейся между Слизвиком [47] и Венеблзом [48] дискуссии по поводу полюсных механизмов не удалось выяснить вопрос о возможности

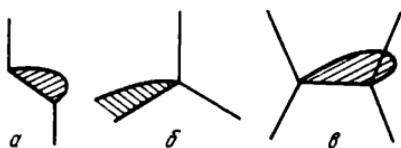


Рис.24. Дислокационные конфигурации, являющиеся полюсными источниками:
а — ступенька; б — изолированный узел; в — пара узлов

образования совершенного двойника тем или иным источником. Попытаемся сформулировать условия работы полюсного источника, но прежде остановимся на определении величин, характеризующих двойниковый дефект упаковки.

Как известно, поверхностные дефекты, создаваемые частичной дислокацией с вектором Бюргерса \vec{b} при движении в противоположных направлениях, в общем случае не являются тождественными. Один из таких дефектов имеет меньшую энергию, чем другой, и образование такого дефекта происходит при двойниковании. Например, в г.ц.к. кристалле это дефект упаковки вычитания в отличие от дефекта упаковки, имеющего высокую энергию несовпадения. Будем характеризовать двойниковый дефект упаковки вектором сдвига, равным вектору Бюргерса \vec{b} частичной дислокации, и единичным вектором нормали \vec{n}_{dv}^{β} , который можно определить следующим образом. В г.ц.к. кристалле двойниковый дефект упаковки, создаваемый дислокацией с вектором Бюргерса, например, δA , характеризуется вектором \vec{n}_{dv}^{β} , равным $\vec{D}\delta$, но не $\delta\vec{D}$ (обращаем внимание на последовательность римских и греческих индексов при записи \vec{b} и \vec{n}_{dv}^{β}). Здесь $\vec{D}\delta$ означает единичный вектор в направлении $D\delta$. В о.ц.к. кристалле вектору \vec{b} , равному, например, $a/6 [111]$, т.е. $1/2 D\delta$, соответствует один из трех возможных векторов \vec{n}_{dv}^{β} , равных $1/\sqrt{6} [121]$, $1/\sqrt{6} [2\bar{1}\bar{1}]$, $1/\sqrt{6} [\bar{1}\bar{1}2]$ или в обозначениях Томпсона $A\delta$, $B\delta$, $C\delta$ соответственно.

Независимо от используемой модели полюсный источник содержит узел, образованный полными дислокациями. В случае кратной ступеньки это двойной узел; в других случаях это может быть тройной узел и т.д. Одна из полных дислокаций генерирует частичную двойникующую дислокацию, а другая, являясь полюсной, закручивает вокруг себя двойникующую дислокацию. Запишем сумму векторов Бюргерса дислокаций, выходящих из узла, в виде $\vec{b} + \vec{\beta} + \vec{\Delta} = 0$ (14), где \vec{b} , $\vec{\beta}$ и $\vec{\Delta}$ — векторы полюсной, частичной двойникующей и остальных дислокаций, встречающихся в узле, соответственно.

Для того чтобы подвижный конец частичной дислокации после каждого оборота переходил в плоскость, которая вновь пересекается осью полюсной дислокации, частичная дислокация должна вращаться в определенном направлении. Однако она должна вращаться вокруг полюсной дислокации таким образом, чтобы оставлять за собой двойниковый дефект упаковки. Как показано в работе [49], эти требования одновременно удовлетворяются, если

$$(\vec{b}\vec{n}_{dv}^{\beta})_{dv} = h(15); (\vec{\epsilon}\vec{n}_{dv}^{\beta})_{dv} \neq 0, \quad (15a)$$

где h — расстояние между ближайшими плоскостями двойникования; $\vec{\xi}$ — единичный вектор вдоль оси полюсной дислокации.

Равенство (15) отличается от использованного ранее при рассмотрении полюсных источников двойникования выражения $|(\vec{b}_s \vec{n})| = h$, где \vec{b}_s — винтовая компонента вектора Бюргерса полюсной дислокации. Во-первых, выражение (15) содержит полный вектор Бюргерса полюсной дислокации, а не его винтовую компоненту, а во-вторых, когда полюсная дислокация является винтовой, для выполнения полученного из (15) условия $(\vec{b}_s \vec{n}_{\text{дв}}^{\beta}) = h$ необходимо, чтобы проекция вектора Бюргерса на определенным образом выбранную нормаль $\vec{n}_{\text{дв}}^{\beta}$ к плоскости двойникования была положительной.

Используя выражение Пича — Келера [23] для силы, действующей на дислокацию, можно показать, что частичная дислокация, двигаясь под действием внешних напряжений, создает дефект упаковки, характеризуемый векторами $\vec{\beta}$ и $\vec{n}_{\text{дв}}^{\beta}$ если $\sigma_{\beta} \vec{n}_{\text{дв}}^{\beta} > 0$ (16).

В том случае, когда условие (16) выполняется для дислокации с вектором Бюргерса $\vec{\beta}$, оно выполняется также и для дислокации с вектором Бюргерса $-\vec{\beta}$, поскольку при замене $\vec{\beta}$ на $-\vec{\beta}$ вектор $\vec{n}_{\text{дв}}^{\beta}$ изменяется на $-\vec{n}_{\text{дв}}^{\beta}$. Отметим, что при обсуждении асимметрии деформационных характеристик (см. разд. 3, гл. I) условие (16) уже использовалось, но там был приведен лишь окончательный результат.

Возвращаясь к условиям (15), (15а), добавим, что они позволяют проверить, может ли та или иная дислокационная конфигурация быть использована в качестве полюсного источника двойникования. Для этого записывают реакцию (14) для каждой из исследуемых дислокационных конфигураций, находят с помощью предложенного выше способа вектор $\vec{n}_{\text{дв}}^{\beta}$ соответствующий вектору Бюргерса $\vec{\beta}$ двойникующей дислокации, и проверяют справедливость выражений (15), (15а).

Ниже представлены векторы \vec{b} , $\vec{\beta}$ и $\vec{n}_{\text{дв}}^{\beta}$ для различных реакций, приведенных к виду (14):

Номер реакции	(11)	(12)	(13)	(13)
$\vec{b} \dots \dots \dots$	$a/2 [\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$	AC	CB	BA
$\vec{\beta} \dots \dots \dots$	$a/6 [111]$	$C\alpha$	$A\beta$	βC
$\vec{n}_{\text{дв}}^{\beta} \dots \dots \dots$	$1/6 [\bar{1}\bar{2}\bar{1}],$ $1/6 [\bar{2}\bar{1}\bar{1}],$ $1/6 [\bar{1}\bar{1}\bar{2}]$	$\widetilde{\alpha A}$	$\widetilde{\beta B}$	$\widetilde{B\beta}$

Легко видеть, что для реакций (11) и (12) условия (15), (15а) не выполняются, так что двойник не образуется. В то же время предложенный Слизвиком в качестве полюсного источника дислокационный узел описываемый реакцией (13), действительно может обеспечить образование совершенного двойника.

Подобный анализ различных реакций в г.ц.к. и о.ц.к. металлах, проведенный в работе [49], позволяет выяснить вопрос о возможности использования соответствующих дислокационных конфигураций в качестве полюсных источников двойникования.

Двойникование упорядоченных сплавов со сверхструктурой L_1

В результате электронно-микроскопических исследований сплавов Ni_3Al [50] и Cu_3Au [51] было обнаружено наличие двойников. Рассмотрим возможный полюсный источник двойникования для сверхструктуры L_1 . Будем использовать в качестве двойникующих частичные дислокации, при скольжении которых образуется дефект упаковки с наименьшей энергией. В исследуемых сверхструктурах L_1 и L_0 , такими являются дислокации, которые не образуют полосы АФГ. В отличие от сверхструктуры L_0 , в сверхструктуре L_1 , при скольжении любой частичной дислокаций с вектором Бюргерса $a/6 < 112 >$ образуется дефект упаковки, содержащий АФГ.

Предположим, что двойникование осуществляется частичными дислокациями с векторами Бюргерса типа $a/3 < 112 >$. Необходимо найти такую дислокационную конфигурацию, в которой расщепление некоторого дислокационного сегмента происходит с образованием не обычной частичной дислокации, а дислокации с вектором Бюргерса $a/3 < 112 >$. Кроме того, рассматриваемая конфигурация должна содержать определенную полюсную дислокацию. Легко показать, что если полюсной дислокацией является дислокация с вектором Бюргерса, параллельным $< 110 >$, то она должна быть одиночной. Действительно, для сверхдислокации с вектором Бюргерса $2a/2 < 110 >$ условие (15) не выполняется, поскольку $|(\vec{b}_n^{\text{дв}})| = 2h$ (h – расстояние между соседними плоскостями октаэдра).

Рассмотрим конфигурацию, содержащую пару узлов (см. рис. 24, в), которая возникла в результате реакции между скользящей сверхдислокацией и одиночной дислокацией. Принадлежавшая ранее сверхдислокации, скользившей в плоскости октаэдра, одиночная дислокация оказалась в плоскости куба в результате процесса поперечного скольжения. Благодаря последующему расщеплению одиночной дислокации стала неподвижной. Запишем следующую дислокационную реакцию:

$$BA + DC = BD/AC = B\beta + 2D\beta. \quad (17)$$

Пусть дислокация BA является одиночной, а DC входит в состав сверхдислокации, скользящей, например, в плоскости (a) . Тогда при взаимодействии дислокаций возникает сегмент вдоль линии пересечения плоскостей куба и октаэдра, т.е. в данном случае вдоль DC , имеющий вектор Бюргерса $a [100]$. В результате расщепления возникает частичная дислокация $2D\beta$, скользящая в плоскости (b) .

Можно записать аналогичные реакции и для других вариантов взаимодействия дислокаций:

$$BA + DC = \alpha A + 2\alpha C; \quad (18)$$

$$BA + DC = D\delta + 2B\delta; \quad (19)$$

$$BA + DC = \gamma C + 2\gamma A. \quad (20)$$

Ниже для реакций (17) – (20) приведены векторы Бюргерса, а также плоскости скольжения (p) исходных сверхдислокаций и оси \vec{t} дислокационных сегментов, возникающих в результате реакций:

Номер реакции	(17)	(18)	(19)	(20)
$\vec{b} \dots \dots \dots$	BA	BA	DC	DC
$(p) \dots \dots \dots$	(a)	(b)	(c)	(d)
$\vec{t} \dots \dots \dots$	DC	DC	BA	BA
$\vec{\beta} \dots \dots \dots$	$2D\beta(b)$	$2\alpha C(a)$	$2B\delta(d)$	$2\gamma A(c)$
$\vec{n}_{\text{дв}}^{\beta} \dots \dots \dots$	$B\beta$	$\widetilde{\alpha A}$	$\widetilde{D\delta}$	$\widetilde{\gamma C}$

Используя эти данные, сразу можно убедиться в том, что для всех рассматриваемых вариантов условие (15) выполняется, т.е. при закручивании частичной дислокации с вектором Бюргерса типа $a/3 < 112 >$ вокруг полюсной дислокации, имеющей вектор Бюргерса $a/2 < 110 >$, образуется совершенный двойник.

Таким образом, оказалось возможным найти такую дислокационную конфигурацию, которая удовлетворяет сформулированным выше требованиям и может обеспечить двойникование сплавов со сверхструктурой $L1_2$.

Двойникование упорядоченных сплавов со сверхструктурой $L1_0$

Рассмотрим узел (см. рис. 24, б), образованный одиночной дислокацией и сверхдислокациями A и A' , который в домене с осью c , $[010]$, описывается одной из следующих реакций:

$$CB + 2BA + (AB + AC) = 0; \quad (21)$$

$$CB + 2AC + (BA + CA) = 0. \quad (22)$$

Будем полагать, что сверхдислокации испытывают различного рода расщепления, но при этом генерируют частичные дислокации, которые при определенных условиях могут быть двойникующими. Как уже отмечалось в разд. 3 гл. I, винтовая сверх-

дислокация $2BA$ может расщепляться в пересекающихся плоскостях по реакции (7), которая сопровождается выигрышем энергии. Кроме того, возможны также следующие реакции:



Расщепление сверхдислокации с вектором Бюргерса ($AB + AC$) описывается реакцией (9), если ось дислокации параллельна AB , и (10), если AC .

Следует заметить, что поскольку в рассматриваемой ранее конфигурации A' (см. рис. 12) частичные дислокации с параллельными векторами Бюргерса типа $a/6 < 112 >$ и $a/3 < 112 >$ окаймляют полосу дефекта упаковки с разных сторон, то соответствующие им векторы $\vec{p}_{\text{дв}}^{\beta}$ имеют разные знаки, так что, например, для используемых далее векторов Бюргерса $B\gamma$, $2B\gamma$ и γB векторы $\vec{p}_{\text{дв}}^{\beta}$ есть γC , $C\gamma$ и $C\gamma$.

Выберем в качестве полюсной одиночную нерасщепленную дислокацию с вектором Бюргерса $C\beta$. Легко показать, что условие (15) не выполняется для частичной дислокации $B\gamma$, но выполняется для частичных дислокаций γB и $2B\gamma$. При этом компонента внешних напряжений $\sigma_{\beta} \vec{p}_{\text{дв}}^{\beta}$, действующая на дислокацию γB , отличается по знаку от соответствующей компоненты, действующей на дислокацию $2B\gamma$. Поэтому, если в некотором внешнем поле напряжений условие (15) выполняется для одной из этих дислокаций, то оно не выполняется для другой. Таким образом, для узла, описанного уравнением (21), возможно двойникование либо с помощью дислокации $2B\gamma$, либо с помощью дислокации γB . Соответственно для узла, описанного уравнением (22), двойникующими дислокациями являются дислокации $C\beta$ или $2\beta C$.

Предлагаемые полюсные источники обеспечивают двойникование не только с помощью обычных частичных дислокаций, имеющих вектор Бюргерса $a/6 < 112 >$, но также с помощью частичных дислокаций с вектором Бюргерса $a/3 < 112 >$.

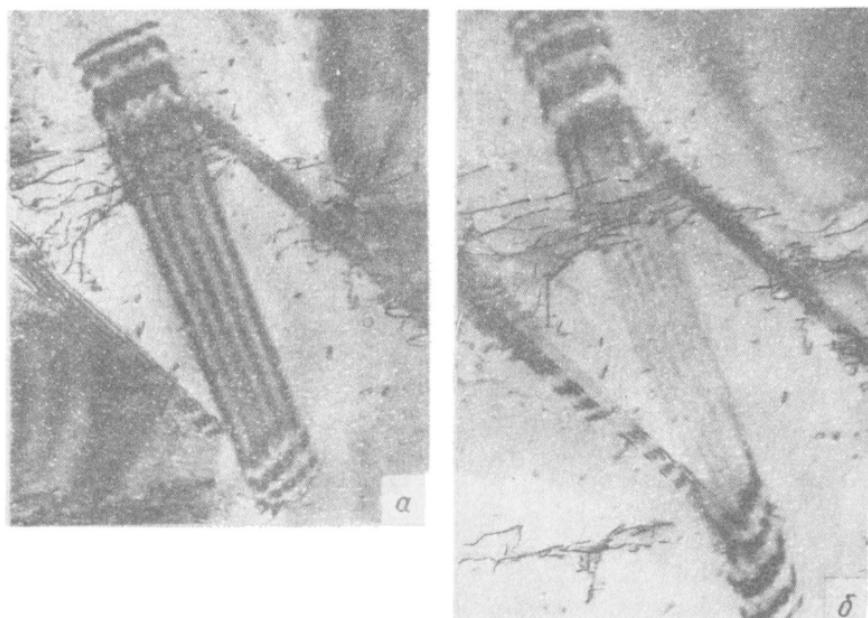


Рис.25. Образование микродвойника внутри домена упорядоченного сплава CuAu (ориентировка фольги $[31\bar{2}]$, плоскость микродвойника (111)). X 50000:
α, β — последовательные моменты роста двойника

Это может оказаться существенным, если учесть, что двойники, как показывают электронно-микроскопические наблюдения [34, 39], распространяются через границы многих доменов, а особенность дислокаций с векторами Бюргерса $a/3 < 112 >$ состоит именно в том, что для них доменные границы являются прозрачными (см. гл. IV).

На рис. 25 показано образование микродвойника внутри домена упорядоченного сплава CuAu. Двойники возникли в двух плоскостях скольжения $(11\bar{1})$ и $(1\bar{1}1)$. Поскольку плоскость $(11\bar{1})$ слабо наклонена к поверхности фольги, то рост двойника в ней наблюдается более отчетливо. На рис. 25, а зафиксирован момент генерирования источником двойникования дислокаций в десяти последовательных плоскостях; толщина образовавшейся при этом двойниковой пластинки ~ 2 нм. На обоих концах микродвойника можно видеть характерную смену интерференционного контраста от пересекающихся дефектов упаковки, расположенных в последовательных плоскостях. На рис. 25, б показан следующий момент развития двойника. В процессе двойникования вовлечены еще пять плоскостей. В дальнейшем двойник продолжал расти и одновременное наблюдение за обими его концами стало невозможным. Поэтому за ростом двойника следили по одному из его концов до толщины пластин ~ 15 нм. Смена дифракционного контраста при прохождении каждой последующей дислокации свидетельствует о том, что возникновение двойника обусловлено действием полюсного источника.

Рассматриваемые выше сидячие сверхдислокации B и B' , будучи изолированными, могут также привести к образованию микродвойников. Как уже рассматри-

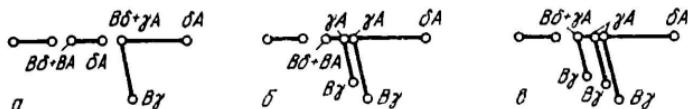


Рис.26. Двойникование сверхструктурь $L1_0$ в результате коллективной перестройки скопления сверхдислокаций:
а, б, в – конфигурации в конце первой, второй и третьей стадий соответственно

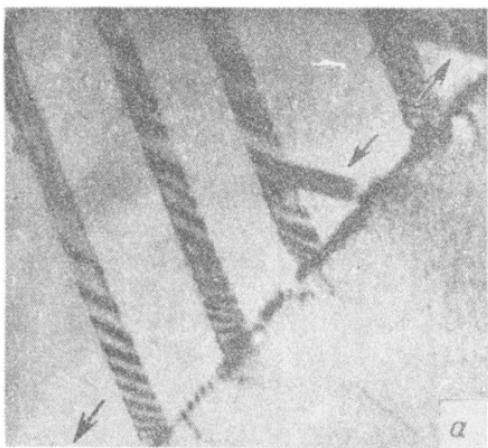


Рис.27. Образование микродвойников в упорядоченном сплаве CuAu из скопления сверхдислокаций:
а – начальная стадия; б – многослойный микродвойник

валось выше, сидячая дислокационная конфигурация под действием напряжений может перестраиваться в двуслойный двойник.

В том случае, когда остановленные некоторым препятствием, например доменной границей, скользящие сверхдислокации образуют скопление, в результате их превращений в сидячие конфигурации может образоваться двойник. Такая модель двойникования была развита в работе [52]. Последовательные стадии процесса коллективной перестройки скопления сверхдислокаций в двойник схематически изображены на рис. 26.

Наиболее трудным является процесс ухода частичной дислокации из скопления на второй (любой четной) стадии, который включает рекомбинацию частичных дислокаций, принадлежащих разным сверхдислокациям. Как показал расчет энергии активации этого процесса, действие рассматриваемого механизма ограничено, поскольку требует высокой концентрации напряжений в вершине скопления.

На рис. 27, а показана начальная стадия образования микродвойника в результате перестройки некоторых парных дислокаций, принадлежащих скоплению. Образовавшиеся микродвойники указаны на снимке стрелками. Многослойный двойник, возникший подобным способом, показан на рис. 27, б. Дифракционный контраст от такого двойника не имеет столь правильного чередования интенсивности полос, который характерен для двойника, созданного полюсным источником.

Сравнивая различные механизмы двойникования, можно заметить, что основу их составляют предложенные выше превращения скользящих сверхдислокаций в сидячие. При этом полюсный источник представляется более предпочтительным, поскольку требует для своего действия по существу единственного превращения сверхдислокации, которое в конечном счете обеспечивает образование совершенного двойника. В то же время для работы остальных механизмов необходимы многократные превращения, а также процессы рекомбинации с высокой энергией активации в случае совершенного двойника.

Глава II. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ ПРИ ТЕРМИЧЕСКОМ УПРОЧНЕНИИ СВЕРХСТРУКТУРЫ $L1_2$

Удивительной особенностью упорядоченных сплавов со сверхструктурой $L1_2$ являются температурные аномалии их деформационных характеристик и связанный с ними эффект термического упрочнения. С повышением температуры предел текучести, сопротивление деформированию и коэффициент упрочнения данных сплавов растут (что является аномальным по сравнению с изменением этих величин, наблюдаемым в чистых металлах и твердых растворах) и проходят через максимум, достигая при этом значений, существенным образом превосходящих соответствующие значения при низких температурах. Благодаря этому исследуемые сплавы имеют важное практическое значение, тем более, что эффект термического упрочнения сохраняется и в том случае, когда упорядоченная фаза существует в виде выделений.

Впервые обнаруженный Вестбруком и Гаярдом [53, 54] в сплаве Ni_3Al , а затем еще в некоторых сплавах с этой сверхструктурой (Ni_3Si , Co_3Ti , Ni_3Ga , Ni_3Ge) эффект термического упрочнения считался уникальной особенностью, присущей лишь нескольким сплавам. Однако в последние годы температурные аномалии деформационных характеристик были обнаружены более чем у десяти сплавов с данной сверхструктурой, а также у сплавов с другими сверхструктурами.

Вопрос о природе термического упрочнения окончательно не решен и полемика по этому поводу продолжается до сих пор. Поэтому далее при анализе экспериментальных результатов специально будут рассмотрены некоторые дискуссионные вопросы, касающиеся ориентационной зависимости деформационных характеристик, смены систем скольжения, особенностей пластического поведения монокристаллов с некоторыми ориентировками, например $<100>$ и др.

При объяснении температурных аномалий будут рассмотрены различные, в том числе предложенная одним из авторов данной книги, теоретические модели. На основе расчета энергии активации дислокационных превращений оказалось возможным выявить те из них, которые ответственны за температурные аномалии деформационных характеристик, и объяснить совокупность экспериментальных данных, включая особенности дислокационной структуры и геометрии скольжения.

1. ДИСЛОКАЦИОННАЯ СТРУКТУРА И МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал по пластической деформации упорядоченных сплавов со структурой L_1 , обнаруживающих температурные аномалии деформационных характеристик (табл. 3) [53 – 92].

В табл. 4 представлены результаты исследований предела текучести $\sigma_{0,2}$ для монокристаллов различных ориентировок и поликристаллов. Приведены температуры пиков T_p и отношение напряжения $\sigma_p = \sigma(T_p)$ к соответствующему значению напряжения σ' при низких температурах. В тех случаях, когда наблюдалось лишь аномальное возрастание $\sigma(T)$, приведена температура, до которой проводили испытание (указана в скобках). Указаны кубические плоскости скольжения, которые сменяют октаэдрические при $T > T_p$.

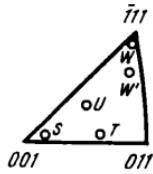
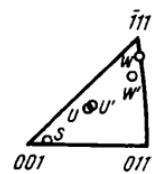
В табл. 5 даны результаты исследований коэффициента θ стадии

Таблица 3. Сплавы со сверхструктурой L_1 , обладающие термическим упрочнением

Сплав	T_c	Библиография	Сплав	T_c	Библиография
$Ni_3 Al$	1668	[53–66]	$Pt_3 Ga$	1647	[89, 90]
$Ni_3 (Al, Nb)$	—	[59, 63, 67]	$Pt_3 In$	1731	[89, 90]
$Ni_3 (Al, Ti)$	—	[59, 60, 63, 68–72]	$Pt_3 Sn$	1683	[89, 90]
$Ni_3 (Al, W)$	—	[59, 73–75]	$Pt_3 Ti$	2223	[89, 90]
$Ni_3 Al +$ добавки	—	[59, 63, 70, 76, 77]	$Pt_4 Sb$	1028	[89, 90]
$Ni_3 Ga$	1483	[78–81]	$Al_3 Li$	873	[91]
$Ni_3 Ge$	1423	[82–84]	$Co_3 Ti$	1473	[88–90]
$(Ni, Co)_3 Ge$	—	[85, 86]	$Cu_3 Au$	664	[56, 92]
$(Ni, Fe)_3 Ge$	—	[87]	$Fe_3 Ga$	883	[89, 90]
$Ni_3 Si$	1308	[88–90]	$Pd_3 Pb$	1493	[89, 90]
$Pt_3 Cr$	1348	[89, 90]	$Pd_4 Ti$	1723	[89, 90]

Таблица 4. Экспериментальные данные по температурным и ориентационным зависимостям предела текучести

Сплав	Ориен-тировка	T_p , К	σ_p/σ'	Плоскость скольжения при $T > T_p$	Примечание	
<i>Монокристаллы</i>						
Ni_3Al	S	1080	6	—	Сжатие [57] Растяжение [66]	
	V	1030	7	—		
	W	890	5	—		
	S'	880	6	—		
$Ni_3(Al, Nb)$	S	(950)	—	—	Сжатие; 75,5 Ni–20,1 Al – 4,4Nb [67]	
	S'	(950)	—	—		
	U	700	1,93	(001)		
	V	700	2,06	(001)		
	W	700	1,22	(001)		
$Ni_3(Al, Ti)$	S	(1270)	—	—	Сжатие; 75,7Ni – 19,2Al – 5,1Ti [68, 69] Сжатие; 10,5Ti [59]	
	U	720	5	(010), (001)		
	V	—	—	(001)		
	W	—	—	(010), (001)		
$Ni_3(Al, W)$	S	(1070)	—	—	Сжатие; 75,7Ni – 21,4Al – 2,9W [74]	
	T	870	6	(001)		
	U	670	5	(001)		
	W	570	2,5	(001)		
	V	930	—	—	Сжатие; 75Ni – 22Al – 3W [75]	
Ni_3Ga	S	930	7	—	Сжатие [79] Сжатие [81]	
	T	850	7	(010), (001)		
	U'	770	7	(010), (001)		
	U	770	5,3	(010), (001)		
—						

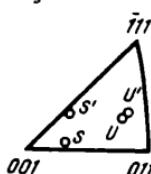
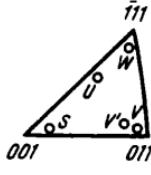
Сплав	Ориен-тировка	T_p , К	σ_p/σ'	Плоскость скольжения при $T > T_p$	Примечание
Ni_3Ge	S T U W W'	870 670 670 290 420	5,5 4,5 4,5 2 3	— (001) (001) (001), (010) (001), (010)	Сжатие [82]
					
$(\text{Ni}, \text{Co})_3\text{Ge}$	S U' W W' U	(870) 440 300 350 —	— 3,75 2,3 2,9 —	— (001), (010) (001), (010) (001), (010) (010)	Сжатие; 76,2Ni–0,6Co–23,2Ge [85]
					Rастяжение; 69,1Ni–5Co–25,9Ge [86]
<i>Поликристаллы</i>					
Ni_3Si	—	670	2	—	Сжатие [88]
Pt_3Cr	—	750	3,25	—	Сжатие [90]
Pt_3Ga	—	770	1,05	—	
Pt_3In	—	770	1,05	—	
Pt_3Sn	—	560	1,25	—	
Pt_3Ti	—	700	2,16	—	
Pt_4Sb	—	300	1,03	—	
Co_3Ti	—	1050	2,5	—	Сжатие [88]
Fe_3Ga	—	600	1,15	—	Сжатие [90]
Pd_3Pb	—	600	1,21	—	
Pd_4Ti	—	700	1,32	—	

П р и м е ч а н и я: 1. В таблице изменены используемые в цитируемых работах обозначения ориентировок; для близких ориентировок введены одинаковые обозначения. 2. Состав дан в % (ат.).

линейного упрочнения. Приведены температуры пика T_p и отношения $\theta_p = \theta(T_p)$ к соответствующему значению при низких температурах θ' .

В значительно более слабой степени, чем для сплавов, указанных в табл. 3 – 5, температурные аномалии проявляются в Ni_3Fe [93], Ni_3Mn [94], Pt_3Al [90], а в сплаве Ir_3Cr они вообще не обнаружены [57].

Таблица 5. Экспериментальные данные по температурной зависимости коэффициента упрочнения сплавов со сверхструктурой L_2

Сплав	Ориен-тировка	$T_p, \text{К}$	θ_p/θ'	Библиография
Ni_3Al	S	1020	3	[57]
	U	920	20	[57]
	S'	670	8	[61]
	U'	670	5	[61]
				
Cu_3Au	S	300	2	[92]
	S	500	2	[92]
	U	300	2.8	[92]
	V'	300	3	[92]
	V'	470	2.3	[92]
	W	300	2.8	[92]
	W	470	2	[92]
	V	350	2.2	[56]
				
Примечание. В работе [57] испытание проводили на сжатие, а в остальных — на растяжение.				

Температурные аномалии

Для сплавов, обладающих температурными аномалиями деформационных характеристик, микропредел текучести ($\epsilon \approx 10^{-6}$) имеет нормальный температурный ход [59, 73]. С ростом величины ϵ деформирующее напряжение начинает обнаруживать аномальную температурную зависимость. Так, при $\epsilon \approx 10^{-4}$ наблюдается температурный пик деформирующего напряжения в сплавах Ni_3Al [59] и $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Cr})$ [77]. Для всех исследуемых сплавов (см. табл. 3), кроме Cu_3Au , зависимости предела текучести $\sigma_{0,2}$, а также деформирующего напряжения σ от температуры имеют максимум. В сплаве Cu_3Au предел текучести имеет еще нормальный температурный ход [95] и лишь при более высоких ϵ возникают температурные аномалии деформирующего напряжения и соответственно коэффициента упрочнения [56, 92].

Температурная зависимость предела текучести сплавов со структурой L_2 приведена на рис. 28 (поликристаллы) и на рис. 29 (моноокристаллы). Как видно из сравнения кривых $\sigma_{0,2}(T)$, аномальному подъему может предшествовать слабое (см. рис. 28, а) или сильное (см. рис. 28, б) падение $\sigma_{0,2}$ с температурой. Кроме того, в сплавах Zr_3Al [96] и Zr_3In [90] кривая $\sigma_{0,2}(T)$ имеет в широком температурном интервале плато со слабым температурным подъемом.

Для моноокристаллов различных ориентировок одного и того же сплава, как видно на рис. 29, наименьшей является температура пика для ориентации $<111>$, а наибольшей для $<100>$. Значения критического сдви-

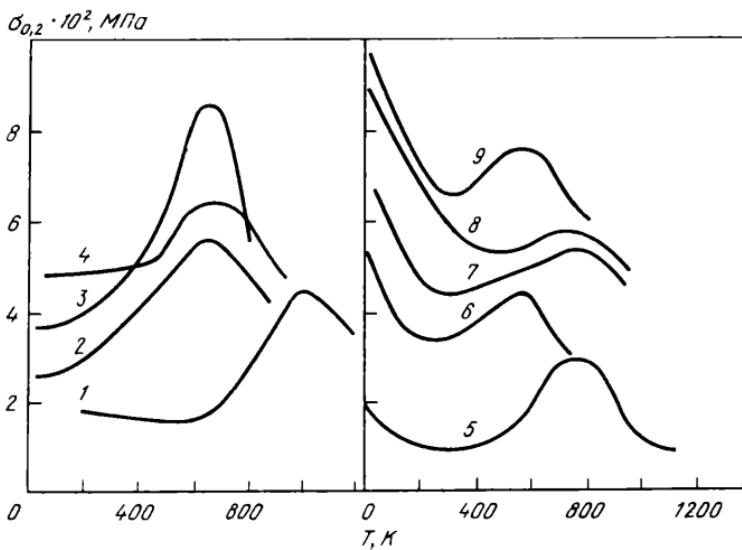


Рис.28. Температурная зависимость предела текучести поликристаллов различных сплавов по данным работ [88] (1, 3) и [90] (4–9) :
 1 – Co_3Ti ; 2 – Pt_3Ti ; 3 – Ni_3Si ; 4 – Pd_4Ti ; 5 – Pt_3Cr ; 6 – Pt_3Sn ; 7 – Pt_3In ;
 8 – Pt_3Ga ; 9 – Fe_3Ga

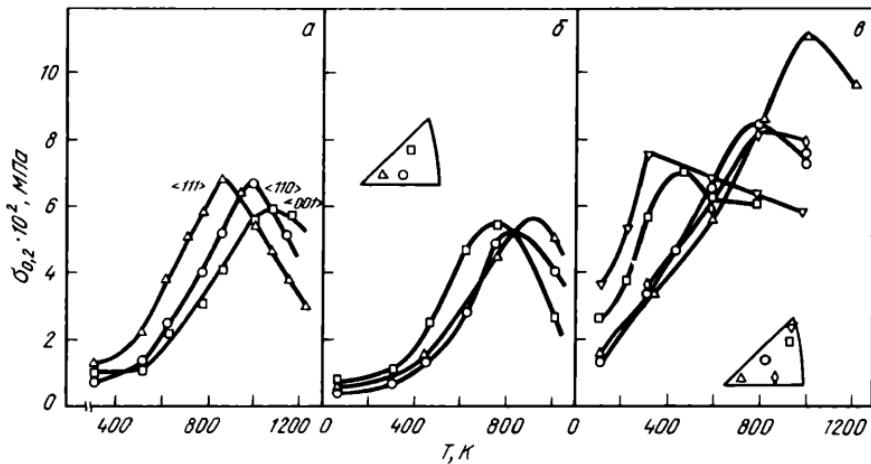


Рис. 29. Температурная зависимость предела текучести монокристаллов:
 а – Ni_3Al [57]; б – Ni_3Ga [79]; в – Ni_3Ge [82]

вого напряжения [57, 79, 82] (соответствующие октаэдрической системе скольжения) в области аномального подъема, напротив, являются наибольшими для ориентировки $<111>$, а наименьшими для $<100>$

Следует заметить, что экспериментальные результаты, полученные разными авторами для ориентировки $<100>$, несколько расходятся

между собой. В то время как в ряде работ был обнаружен температурный пик, в других наблюдали лишь аномальное возрастание $\sigma_{0,2}$ с температурой.

Общей особенностью исследованных сплавов является то, что температурные аномалии предела текучести, обнаруженные для поликристаллов или монокристаллов с какой-либо ориентировкой, не исчезают при других ориентировках.

Легирование данных сплавов различными добавками приводит к изменению параметров пика (см. табл. 4). Например, при легировании сплава Ni₃Ge кобальтом температура пика предела текучести падает [85], в то время как при легировании сплава Ni₃Al титаном она растет [59]. При

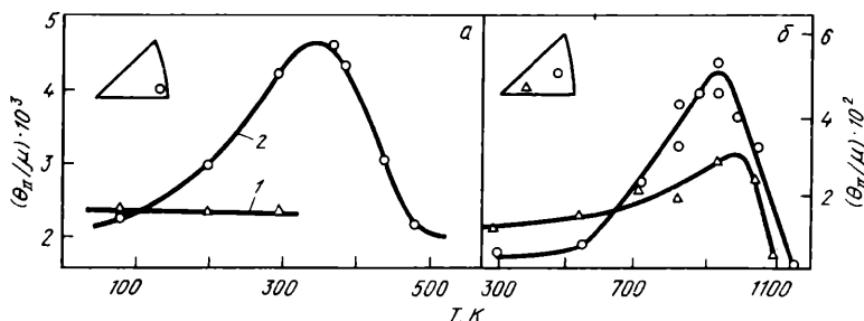


Рис. 30. Температурная зависимость коэффициента упрочнения для монокристаллов Cu₃Au (а) [56] и Ni₃Al (б) [57]:
1 – разупорядоченное состояние; 2 – упорядоченное состояние

исследовании псевдобинарного сплава Ni₃Ge–Fe₃Ge [87] был обнаружен при концентрации железа ~ 31 % (ат.) переход от аномальной температурной зависимости предела текучести, свойственной Ni₃Ge, к характерной для Fe₃Ge – нормальной.

При изучении влияния предварительной деформации на температурную зависимость предела текучести было установлено [59], что разность ($\sigma_p - \sigma'$) между максимальным пределом текучести и его значением при низких температурах существенным образом падает, если сплав подвергался предварительной деформации.

Деформационные кривые $\sigma(\epsilon)$ монокристаллов исследуемых сплавов состоят из протяженной стадии II линейного упрочнения и стадии III с меньшим коэффициентом упрочнения; стадия I легкого скольжения практически не наблюдается. Коэффициент θ_{II} стадии линейного упрочнения обнаруживает температурные аномалии [56, 57, 61, 64, 92]. На рис. 30 представлена температурная зависимость θ_{II} для монокристаллов Cu₃Au [56] и Ni₃Al [57]. При определенных ориентировках монокристаллов Cu₃Au на кривой $\theta_{II}(T)$ наблюдается второй максимум [92].

Геометрия скольжения

Для монокристаллов, обладающих температурными аномалиями деформационных характеристик, на основе анализа следов скольжения обнаружена характерная смена систем скольжения: октаэдрическое скольжение, имеющее место при $T < T_p$, сменяется кубическим при $T > T_p$ (см. рис. 4). Определение действующих систем скольжения осложняется наличием множественного октаэдрического, а также кубического скольжения.

С ростом температуры меняется характер следов скольжения: следы октаэдрического скольжения при низких температурах являются грубыми и образуют полосы, а при температурах, близких к T_p , становятся тонкими и однородно распределенными; кубическое скольжение имеет тонкие следы.

Ниже приведены октаэдрические и кубические системы скольжения, имеющие большие по сравнению с другими системами факторы Шмида:

O_1	O_2	O_3	K_1	K_2	K_3
[101]	[110]	[101]	[101]	[110]	[101]
(111)	(111)	(111)	(010)	(001)	(010)
$BC(d)$	$BA(d)$	$DA(b)$	$BC(010)$	$BA(001)$	$DA(010)$

Среди октаэдрических систем скольжения максимальным фактором Шмида обладает система O_1 , а среди кубических K_2 . Системы скольжения K_1 , K_2 и K_3 являются системами поперечного скольжения по отношению к O_1 , O_2 и O_3 соответственно.

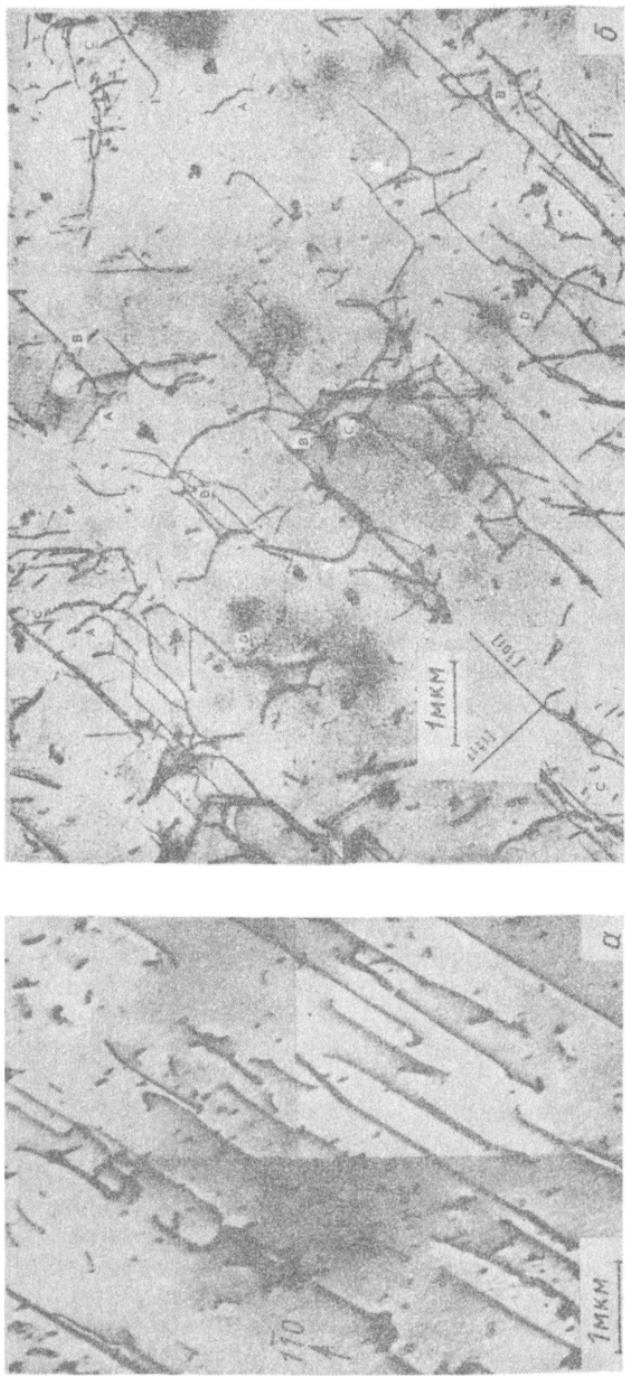
Для большинства исследуемых ориентировок на смену множественному октаэдрическому скольжению O_1 , O_2 и т.д. приходит кубическое скольжение в системе K_2 . По мнению авторов работ [67], макроскопическое кубическое скольжение вообще не наблюдается в системе K_1 . Однако для определенных ориентировок монокристаллов Ni_3Ge [82], $(Ni, Co)_3Ge$ [85] и Ni_3Ga [79, 81] наблюдали скольжение в системах K_1 и K_2 . Более того, как показано в работе [86], для ориентировки, обозначенной U в табл. 4, скольжение при $T > T_p$ осуществляется лишь в системе K_1 . Для ориентировок, близких к $<100>$, независимо от того, наблюдался ли температурный пик или имело место аномальное возрастание предела текучести, макроскопическое скольжение не было обнаружено.

Дислокационная структура

Как впервые было показано Киром и Вильсдорфом [5], а затем подтверждено результатами многочисленных электронно-микроскопических исследований, основным элементом дислокационной структуры при температурах, меньших T_p , являются длинные прямолинейные заблокированные винтовые сегменты, плотность которых гораздо выше плотности краевых дислокаций (рис. 31).

Однако при очень низких температурах ($T < 100K$) или малых деформациях (микропредел текучести) дислокационная структура не обнаруживает указанных особенностей и состоит из примерно равного количе-

Рис.31. Дислокационная структура монокристаллов упорядоченных сплавов, деформированных при комнатной температуре:
а — $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$, $\epsilon = 6\%$, ось скатия U , плоскость фольги (001) [69]; б — Cu_3Au , $\epsilon = 8\%$, ось скатия S , плоскость фольги (111) [45]



ства винтовых и краевых дислокационных сегментов [73, 74, 80 – 82]. Малфорд и Поуп [73] наблюдали вызванную деформацией при комнатной температуре перестройку дислокационных сеток, характерных для очень низких температур, в ряде прямолинейных длинных винтовых дислокаций. При температурах, больших T_p , также не наблюдается какая-либо преобладающая ориентация дислокационных сегментов.

Существенную деталь дислокационной структуры данных сплавов составляют также многочисленные кратные ступеньки, обнаруженные на винтовых заблокированных дислокациях при $T < T_p$. Такие ступеньки, отмеченные буквами A, B, C, D , отчетливо видны на рис. 31. Кроме того, были обнаружены диполи краевой ориентации, связанные с кратными ступеньками на винтовых дислокациях [45, 59, 61].

Расшифровка дислокационной структуры данных сплавов осложняется тем, что возможны два типа расщепления сверхдислокаций, которые ранее были детально рассмотрены (см. гл. I разд. 2). Конфигурации таких сверхдислокаций представлены на рис. 3. Протяженные дефекты упаковки были обнаружены в сплавах Ni_3Al , Ni_3Ga и Zr_3Al .

Сплав Zr_3Al является пока, по-видимому, единственным, где реализуется расщепление сверхдислокаций II типа, в то время как расщепление I типа вообще не наблюдается [24]. В известной мере противоположный случай представляют собой сплавы Cu_3Au и Ni_3Ge , в которых не обнаружены дефекты упаковки и наблюдаются парные дислокации, содержащие АФГ (I тип расщепления). В то же время, как показано в работе [85], легирование сплава Ni_3Ge кобальтом привело к возникновению многочисленных дефектов упаковки.

Детальный анализ структуры сверхдислокаций в сплаве Ni_3Al , проведенный Таунтом и Ральфом [97] методом автоионной микроскопии, показал, что сверхдислокации расщепляются по I типу. Одновременно существуют сверхструктурные дефекты упаковки, которые тянутся за дислокациями с векторами Бюргерса $a/3 < 112 >$. Аналогичная картина имеет место в сплаве Ni_3Ga [80, 98], причем в работе [30] непосредственно под электронным пучком наблюдали перестройку полос АФГ в протяженные дефекты упаковки. В этих же сплавах было обнаружено [29] локальное перерасщепление прямолинейных винтовых дислокаций, происходящее с образованием сверхструктурных дефектов упаковки (см. разд. 2 гл. I).

Элементарные процессы блокировки скользящих сверхдислокаций, связанные с поперечным скольжением в плоскости куба, наблюдались в сплаве $Ni_3(Al, Ti)$ методом электронной микроскопии [99]. Внутренняя структура заблокированных сегментов была исследована в сплавах Ni_3Ga [79, 98] и Cu_3Al [45, 100, 101]. Было обнаружено, что заблокированные сверхдислокации состоят из двух дислокаций $a/2 < 110 >$, лежащих в плоскости куба K_1 . Изображения таких парных дислокаций, полученные методом слабых пучков, приведены в работе [99]. По изменениям ширин сверхдислокаций были вычислены значения энергии АФГ в плоскости куба в сплаве Ni_3Ga $\zeta' = 40 \text{ мДж/м}^2$ [79] или $17 \pm$

± 5 мДж/м² [99]; в сплаве Cu₃Au 10 – 20 мДж/м² [100] или 29 \pm 13 мДж/м² [101] и в сплаве Ni₃Fe 47 – 64 мДж/м² [101].

Следует подчеркнуть, что в сплавах Ni₃Fe и Ni₃Mn со слабо выраженной температурной аномалией деформирующего напряжения, в которых наблюдались парные сверхдислокации, не было обнаружено преобладание винтовых сегментов, заблокированных в плоскости куба.

Используя экспериментальные данные по дислокационной структуре сплавов со сверхструктурой L1₂ и приведенные на рис. 4 результаты расчета, можно оценить энергии γ и ζ . Например, в сплавах Cu₃Au и Ni₃Ge не наблюдалось расщепление II типа. Поэтому можно считать, что их параметры находятся в области I. Тогда с помощью кривой 1 (см. рис. 4) оценим нижнюю границу значений γ . Для сплава Cu₃Au, принимая $\zeta = 70$ мДж/м², $\mu = 47$ ГПа и $a = 0,375$ нм [102], получаем, что $\gamma > 25$ мДж/м². Используя для полностью упорядоченного сплава Ni₃Ge теоретическое значение энергии $\zeta = 200$ мДж/м², находим, что $\gamma > 100$ мДж/м² при $\mu = 50$ ГПа.

Можно показать (см. рис. 4), что параметры сплава, принадлежащие области I при $\eta = 1$, остаются в той же области, если степень дальнего порядка понижается при повышении температуры, поскольку $\zeta(T) \sim \eta^2(T)$, $\gamma(T) \approx \text{const}$. Однако, если степень дальнего порядка понижается за счет легирования, то возможно возникновение расщепления II типа, так как меняются оба параметра γ и ζ . По-видимому, это имеет место в сплаве Ni₃Ge при легировании кобальтом [85].

В сплаве Zr₃Al не было обнаружено расщепление I типа. Используя экспериментальные значения $\gamma = 70 \div 90$ мДж/м² [24], можно с помощью кривой 2 (рис. 4) показать, что $\zeta > 380$ мДж/м².

В отличие от рассмотренных выше сплавов значения энергий γ и ζ в сплавах Ni₃Ge и Ni₃Al, в которых одновременно со сверхдислокациями I типа наблюдаются протяженные дефекты упаковки, лежат в области I + II. В этом случае, используя кривые 1 и 2 (см. рис. 4), можно оценить границы значений γ . Для сплава Ni₃Ga, где $\zeta \approx 110$ мДж/м² [99], находим $10 < \gamma < 44$ мДж/м² ($a = 0,385$ нм, $\mu = 55$ ГПа [102]), а для Ni₃Al, где $\zeta \approx 300$ мДж/м² [97], получаем $50 < \gamma < 180$ мДж/м² ($a = 0,356$ нм [102], $\mu = 62$ ГПа [103]).

Сравнивая полученные значения, можно видеть, что если для этих сплавов $100 < \gamma < 180$ мДж/м², то возможно следующее соотношение $\gamma_{\text{Ni}_3\text{Al}} > \gamma_{\text{Ni}_3\text{Ge}}$, хотя расщепление II типа, не наблюдавшееся в Ni₃Ge, обнаружено в Ni₃Al.

С помощью рис. 4 можно также определить, являются ли расщепленными дислокации $a/2 < 110 >$, принадлежащие сверхдислокациям различных типов. Оказалось, что в сплавах Cu₃Au и Ni₃Ge, у которых γ и ζ попадают в область I, указанные дислокации являются расщепленными. Напротив, параметры сплава Zr₃Al находятся в области II₀, так что дислокации $a/2 < 110 >$ являются стянутыми. Более сложная ситуация реализуется в сплавах Ni₃Ga и Ni₃Ge. Для обоих сплавов дислокации $a/2 < 110 >$, входящие в состав сверхдислокации I типа, расщеп-

лены. В то же время дислокации $a/2 < 110 >$, принадлежащие сверхдислокациям II типа, являются расщепленными в сплаве Ni_3Ga и стянутыми в сплаве Ni_3Al .

Скачки напряжения

В результате исследования скачков напряжений $\Delta\sigma$ при быстром изменении скорости деформации $\dot{\epsilon}$ было обнаружено, что скоростная зависимость $\Delta\sigma$ является нормальной ($\Delta\sigma > 0$ при $\Delta\dot{\epsilon} > 0$), а величина $\Delta\sigma$ сильно зависит от температуры (при $T < T_p$ она пренебрежимо мала, но затем резко увеличивается с ростом температуры) [58, 59, 79, 104, 105].

Как показано в работе [59], для сплава Ni_3Al ($T_p \approx 700^\circ\text{C}$) при $t \leq 600^\circ\text{C}$ и $\dot{\epsilon}_1/\dot{\epsilon}_0 = 100$ отношение $\Delta\sigma/\sigma \approx 0,01$, что существенно ниже, чем для чистых металлов, где это значение достигается уже при $\dot{\epsilon}_1/\dot{\epsilon}_0 = 10$.

Временной ход $\Delta\sigma$ существенно зависит от температуры [59, 105] и ориентации монокристалла [104]. Форма скачка меняется при температуре вблизи T_p . Следует отметить, однако, что нет полного соответствия между кривыми, описывающими форму скачка в сплавах Ni_3Al [59] и $\text{Ni}_3\text{Al} - 10\%(\text{at.})\text{Fe}$ [105].

В отличие от результатов других исследователей Поповым с сотрудниками [64] была получена аномальная скоростная зависимость величины $\Delta\sigma$ при $T < T_p$ для сплава Ni_3Al при значениях $\dot{\epsilon}$, близких к использованным в работе [59].

Пластичность и разрушение

Подъем прочностных свойств сплавов со сверхструктурной $L1_2$ с возрастанием температуры сопровождается потерей пластичности. Это было впервые обнаружено для сплава Ni_3Al [57, 58]. Позже детальное исследование разрушения было проведено Аоки и Изуми для монокристаллов сплавов Ni_3Al [66], $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ [72] и Ni_3Ge [84]. В результате были установлены следующие закономерности:

пластичность δ , определяемая как удлинение до разрушения, для сплавов типа $L1_2$, обнаруживающих температурный пик предела текучести, имеет минимум вблизи T_p (рис. 32);

напряжение разрушения σ_f остается почти постоянным до T_p , а затем заметно падает с ростом температуры;

напряжение σ_f возрастает (при фиксированной температуре $T < T_p$) с увеличением угла между направлением $<001>$ и осью деформации;

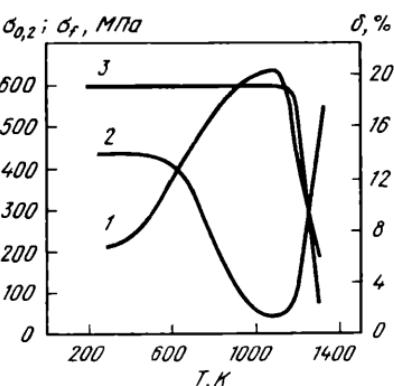
разрушение наступает после значительной пластической деформации и при $T < T_p$ является по своему характеру хрупким; при $T > T_p$ разрушение становится вязким;

хрупкое разрушение происходит сколом по плоскости $\{001\}$; в сканирующем микроскопе на плоскости $\{001\}$ наблюдаются ступени скола и речной узор.

Пластические свойства поликристаллов и монокристаллов исследуемых сплавов существенно различны. Так, в отличие от монокристаллов

сплава Ni_3Al , для которых $\delta \approx 100\%$ при $T \leq 300\text{ K}$, литые гомогенизированные поликристаллы при растяжении не обнаруживают какого-либо удлинения, а при сжатии δ достигает лишь нескольких процентов. При этом, как показала фрактография в сканирующем микроскопе, разрушение является межзеренным. Низкая пластичность поликристаллов ограничивает возможность широкого промышленного использования сплавов со сверхструктурой L_{12} . Полагая, что хрупкость поликристаллов не является свойством, присущим данной сверхструктуре, а вызвана сегре-

Рис.32. Температурная зависимость $\sigma_{0,2}$ (1), δ (2), σ_f (3) моно- кристаллов $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$ с ориен- тировкой [001] [72]



гацией примесных атомов на границах зерен, Аоки и Изуми [66] предложили использовать рекристаллизационный отжиг холоднокатанных монокристаллов для повышения пластичности поликристаллов Ni_3Al . Как видно из фрактограмм, после такой обработки наблюдается наряду с межзеренным также внутризеренное разрушение. При этом удалось достичь 15 %-ного удлинения при растяжении.

Ползучесть

Выше были изложены результаты исследования пластического поведения упорядоченных сплавов при активном нагружении ($\dot{\epsilon} = \text{const}$). В работах [59, 76, 106] изучали пластическую деформацию этих сплавов при ползучести ($\sigma = \text{const}$). Торnton и др. [59], при исследовании сплава $\text{Ni}_3\text{Al} + 2\%(\text{ат.})\text{Cr}$ ($T_p \approx 900^\circ\text{C}$), обнаружили для напряжений, близких к пределу текучести, два типа временной зависимости неустановившейся ползучести (сохраняющейся до 626°C), смена которых происходит при $480 - 500^\circ\text{C}$. При температурах выше 626°C наблюдается стационарная ползучесть.

Как установлено Никольсом и Ролингсом [106], для сплава $\text{Ni}_3\text{Al} + 10\%(\text{ат.})\text{Fe}$ ($T_p \approx 700^\circ\text{C}$) [105] в интервале $530^\circ\text{C} < T < 930^\circ\text{C}$ ползучесть имеет стационарную стадию. При $T \approx 628^\circ\text{C}$ происходит смена механизмов, контролирующих ползучесть: на смену недиффузионному процессу (каким, по мнению автора работы [106], может быть поперечное скольжение в плоскость куба) приходит диффузионный процесс, определяющий переползание дислокаций и имеющий значительно более высокую энергию активации. Диффузионную ползучесть того же сплава при $T > 816^\circ\text{C}$ ранее исследовал Флинн [76].

Результаты проведенного Киром исследования высокотемпературной ползучести сплава $\text{Mar} < \text{M}200$, содержащего выделения γ' -фазы

$\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$, систематизированы в обзоре [107], где они сопоставлены с данными по активному нагружению этого сплава.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Наиболее существенная идея для объяснения причин исследуемых температурных аномалий была выдвинута Флинном [76]. Состоит она в том, что блокировка сверхдислокаций обусловлена потерей принадлежащими ей дислокациями общей плоскости скольжения. Согласно существующим представлениям, это может происходить в результате либо их переползания [76], либо поперечного скольжения [5]. В работе [76] предполагается также, что подъем $\sigma_{0,2}(T)$ при очень низких температурах возможен благодаря тому, что вакансии, необходимые для переползания дислокаций, генерируются в процессе самой пластической деформации. При высоких температурах становится возможным активированное образование АФГ вслед за дислокациями, которые при этом начинают скользить по параллельным плоскостям, что вызывает спад $\sigma_{0,2}$ при $T > T_p$.

Попов и др. [64] предполагают, что переползание при достаточно низких температурах осуществляется посредством парных вакансий или межузельных атомов, а при более высоких температурах, вплоть до T_p , – за счет миграции одиночных вакансий.

Шек и Перец [108] связывают блокировку дислокаций с образованием ступенек в результате пересечения дислокаций различных систем скольжения. Как уже отмечалось ранее, особенность ступенек на сверхдислокации состоит в том, что если ступеньки на ведущей и ведомой дислокациях не лежат на одной и той же нормали к оси сверхдислокации (см. рис. 20), то при ее движении должна возникать трубка, образованная полосами АФГ. Согласно работе [108], с ростом температуры роль вторичных систем скольжения возрастает, что приводит к температурному подъему $\sigma_{0,2}$. Последующий спад $\sigma_{0,2}$ при $T > T_p$ обусловлен выстраиванием ступенек на краевой сверхдислокации путем переползания.

Общим для развивающихся в работах [64, 76, 108] представлений является существенная роль переползания краевых дислокаций (ступенек на них), определяющего возрастание [64, 76], а согласно [108], напротив, – падение деформирующего напряжения с температурой. В результате преобладающим элементом дислокационной структуры должны быть заблокированные вследствие переползания краевые дислокации, последующее освобождение которых при $T > T_p$ должно приводить вновь к первичному октаэдрическому скольжению, что противоречит изложенным выше экспериментальным данным.

Наблюдаемые при $T < T_p$ длинные прямолинейные сегменты винтовой ориентации, согласно предположению, впервые выдвинутому Киром и Вильсдорфом [5], возникают в результате поперечного скольжения одной из дислокаций, принадлежащей винтовой сверхдислокации, из плоскости октаэдра в плоскость куба и последующего расщепления ее в плоскости, параллельной исходной плоскости скольжения. Образующаяся при этом дислокационная конфигурация является заблокирован-

ной. Такеучи и Курамото [79] развили модель, в которой заблокированные таким способом сегменты рассматриваются как точки закрепления винтовых дислокаций в плоскости октаэдра. Шек [109], используя аналогию с поперечным скольжением в гексагональных металлах, считает, что энергия активации такого процесса в сверхструктуре L_{12} должна быть высока (~ 2 эВ). Однако, согласно расчетам (см. разд. 3, гл. II), энергия активации образования барьера оказалась гораздо ниже ($\sim 0,2 \div 0,5$ эВ).

Для объяснения температурных аномалий используют также представления, связанные с размытыми АФГ, вблизи которых происходит релаксация степени дальнего порядка, а в сплавах нестехиометрического состава сегрегация атомов одной из компонент. Напряжение σ_ξ , необходимое для того, чтобы заторможенная сверхдислокация начала скользить, пропорционально разности энергии ξ АФГ, возникающей в результате жесткого сдвига, и энергии ξ АФГ с учетом релаксации, т.е. $\sigma_\xi = (\xi - \tilde{\xi})/2b$. Можно показать, что зависимость $\sigma_\xi(T)$ имеет максимум. В сплавах нестехиометрического состава эта зависимость обусловлена сегрегацией на АФГ атомов избыточной компоненты [110, 111].

Ранее Вестбрук и Гаярд [53, 54] выдвинули в качестве возможного объяснения температурных аномалий в упорядоченных сплавах деформационное старение, вызванное присутствием примесей внедрения.

Указанные механизмы, так же как и рассмотренные выше модели, связанные с переползанием, не могут, однако, объяснить преобладания винтовых сегментов в дислокационной структуре данных сплавов и наблюдалемую смену октаэдрического скольжения кубическим.

Необходимым для действия всех рассмотренных механизмов, за исключением поперечного скольжения, является протекание диффузионных процессов. Однако трудно предположить, чтобы они могли обеспечить начиная с температур порядка 100 К аномальное возрастание $\sigma(T)$; это подтверждается также результатами обработки экспериментальных данных в работах [112, 113]. Найденные значения энергии активации ($\sim 0,1 \div 0,3$ эВ) оказались значительно меньше, чем энергии миграции и образования вакансий.

Следует упомянуть еще некоторые механизмы, действие которых могло бы привести к температурным аномалиям. Прежде всего это механизм, связанный с диссоциацией сверхдислокаций на единичные вследствие понижения степени дальнего порядка (η). В зависимости от изменения $\eta(T)$ этот механизм может проявляться как непосредственно вблизи T_c , так и при более низких температурах.

Были предложены также механизмы торможения дислокаций, связанные с изменением ближнего порядка. При движении дислокации в сплаве с ближним порядком требуются дополнительные напряжения, обусловленные необходимостью создания полосы поверхностного дефекта (типа АФГ). Кроме того, поле напряжений краевой дислокации может инициировать возникновение областей ближнего порядка (атмосферы Сумино), определенным образом ориентированных и локализованных вблизи оси дислокации, что приводит к блокировке краевых дислокаций. Напряже-

ние отрыва краевой дислокации от атмосферы Сумино имеет максимум вблизи T_c . Согласно данным работ [114] и [115], известный механизм торможения дислокаций в кристалле с изменяющимся модулем сдвига (механизм Флейшера) может быть применен к упорядоченным сплавам, если учесть, что локальные разупорядоченные области имеют другие упругие константы, чем упорядоченная матрица.

Перечисленные выше механизмы, связанные с изменением порядка, не могут быть ответственными за температурные аномалии сплавов со сверхструктурой L_1_2 , поскольку в этих сплавах, как было показано в результате тщательных измерений (как рентгеновским методом, так и по электросопротивлению), степень дальнего порядка вплоть до температур, значительно превышающих температуру пика, остается постоянной. Например, в сплаве Ni_3Al не были замечены [116, 117] какие-либо изменения степени дальнего порядка до температур ~ 1300 К, что примерно на 300 К выше, чем T_p .

Как показывает анализ экспериментальных данных, изложенных в первом разделе этой главы, теоретическая модель должна объяснять следующие закономерности:

температурный пик деформационных характеристик и его параметры;

преобладание в дислокационной структуре при $T < T_p$ длинных заблокированных винтовых сегментов;

характерную смену систем скольжения, а именно октаэдрического скольжения, наблюдаемого при $T < T_p$, кубическим при $T > T_p$.

Указанные закономерности не могут быть поняты в рамках моделей, связанных с переползанием дислокаций или с размытием АФГ. В настоящее время более или менее удовлетворительное объяснение совокупности экспериментальных данных по температурным аномалиям может быть получено лишь на основе представления о блокировке сверхдислокаций, обусловленной поперечным скольжением. Эти идеи положены в основу развитой Б.А.Гринберг теоретической схемы, которая включает в себя как микроскопические расчеты энергии активации процессов образования и разрушения барьеров Кира – Вильсдорфа, так и решение полученного в рамках феноменологического подхода уравнения пластической деформации, обусловленной этими процессами.

3. ЭНЕРГИЯ АКТИВАЦИИ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

По мнению авторов данной книги процессами, контролирующими пластическое течение в упорядоченных сплавах, являются следующие термоактивированные дислокационные превращения: 1) образование барьеров в результате поперечного скольжения дислокации с вектором Бюргерса $a/2 < 110 >$ принадлежащей скользящей сверхдислокации, в плоскость куба; 2) разрушение барьеров посредством поперечного скольжения также в плоскость куба дислокаций $a/2 < 110 >$, принадлежащих барьеру. При этом процессы образования барьеров являются ответственными за аномальный подъем $\sigma(T)$ (при $T < T_p$), а процессы разрушения – за температурный спад при $T > T_p$.

Как следует из приведенных ранее экспериментальных данных, ано-

мальный подъем начинается при очень низких температурах (~ 200 К) и продолжается в широком интервале температур (порядка нескольких сотен градусов). При этом наблюдаются заблокированные винтовые сегменты. Следует подчеркнуть, что аномальный подъем $\sigma(T)$ и соответственно заблокированные винтовые сегменты были обнаружены также и для ориентировки кристалла $<100>$, при которой компоненты внешнего напряжения в любой плоскости куба равны нулю.

Таким образом, расчет энергии активации образования и разрушения барьеров должен дать ответ на следующие вопросы: почему процессы образования барьеров протекают достаточно интенсивно уже при низких температурах; почему эти процессы проходят также и при $<100>$ ориентировке; почему разрушение барьеров затруднено по сравнению с их образованием и проявляется при более высоких температурах.

Метод расчета

Расчет энергии активации дислокационных превращений был проведен нами для сверхдислокаций I [119–123] и II типов [22].

Образование и разрушение дислокационных барьеров рассматривали в рамках одной и той же модели [124], описывающей превращение некоторой начальной конфигурации в конечную. Этот процесс включает в себя рекомбинацию соответствующих дислокаций вдоль линии пересечения первичных и вторичных плоскостей скольжения и прогиб возникшего в результате рекомбинации дислокационного сегмента во второй плоскости скольжения (рис. 33).

Энергия активации W складывается из энергии перетяжки W_c и энергии U . В случае сверхдислокаций ($-U$) представляет собой разность энергий следующих двух конфигураций: начальной, образованной прямолинейными дислокациями, и конфигурации, содержащей как изогнутый сегмент, так и оставшиеся прямолинейными дислокации.

В рамках приближений, сформулированных в работах [120, 122], энергия U может быть записана как функционал:

$$U = g(m) + \int_0^m V(y, y') dx; \quad V(y, y') = 2[\rho(y) + E(y')^2/2],$$

где $g(m)$ – изменение энергии начальной конфигурации при рекомбинации расщепленной дислокации на длине $2m$; E – линейное напряжение;

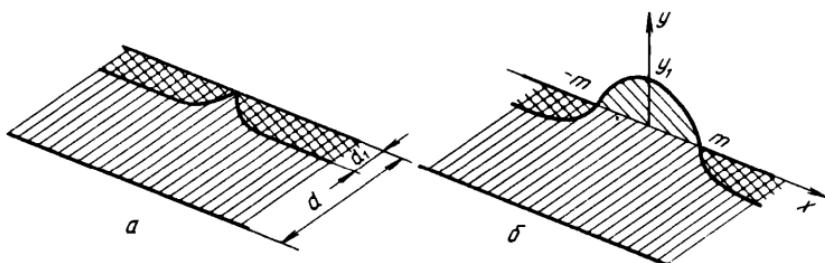


Рис. 33. Перетяжка (а) и прогиб (б) дислокационного сегмента

y — величина прогиба; $y' = dy/dx$. Вычисление энергии U с неизвестным параметром m сводится к решению так называемой вариационной задачи Больца [125]. В результате получаем

$$U = g(m) + 2p(y_1)m + 2\sqrt{2E} \int_0^{y_1} \sqrt{p(y) - p(y_1)} dy. \quad (23)$$

Критическая величина пробега y_1 находится из уравнения

$$(dg/dm) + 2p(y_1) = 0. \quad (24)$$

Нетрудно показать, что энергия перетяжки W_c определяется выражением (23), в котором значение y_1 равно равновесному расстоянию между частичными дислокациями, которые затем испытывают рекомбинацию.

В том случае, когда функция $p(y)$ может быть линеаризована и представлена как $p(y) = -K_{\text{эф}}y$ (25), формулы (23) и (24) принимают вид

$$U = g(m) - 2K_{\text{эф}}y_1m + 4/3\sqrt{2K_{\text{эф}}E}y_1^{3/2}; \quad (26)$$

$$(dg/dm) - 2K_{\text{эф}}y_1 = 0. \quad (27)$$

В этих выражениях $K_{\text{эф}}$ — эффективная сила, действующая на единицу длины прогибающегося дислокационного сегмента.

Вычислив для каждого дислокационного превращения функции $g(m)$, $p(y)$ и определив из уравнений (24) или (27) критическую величину прогиба, можно, используя (23) или (26), найти энергию активации соответствующих процессов.

Превращения сверхдислокаций I типа

Рассмотрим образование барьера для сверхдислокаций I типа (см. рис. 3, а) в результате ухода в плоскость куба ведущей дислокации (скользит первой при движении сверхдислокации в поле внешних напряжений). Поскольку для процессов образования барьеров значения y_1 , вычисленные с помощью выражения (24), оказались гораздо меньше ширины сверхдислокации d^1 , то функцию $p(y)$ можно представить в виде выражения (25), в котором

$$K_{\text{эф}}^1 = b \sigma_{\vec{b}\vec{n}'} + (\alpha \psi(\vec{b}, \vec{b}) / d^1) - \zeta'$$

где $\sigma_{\vec{b}\vec{n}'}$ — компонента внешнего напряжения, действующего в плоскости куба (с нормалью \vec{n}') в направлении вектора Бюргерса \vec{b} ; $\alpha = 1/\sqrt{3}$. Как легко показать, это выражение может быть приведено к виду

$$K_{\text{эф}}^1 = b \sigma_0 [f(\vec{b}, \vec{n}') + \alpha f(\vec{b}, \vec{n})] + \alpha \zeta - \zeta' \quad (28)$$

где $f(\vec{b}, \vec{n})$ — фактор Шмида в плоскости с нормалью \vec{n} для сдвига \vec{b} ; $\sigma_0 = \sigma_{II}$; $/$ — направление оси деформации.

На рис. 34 представлены энергии активации $W^1(\sigma_0)$ образования барьеров в сплаве Cu₃Al для различных ориентаций монокристаллов. Использованные константы имели следующие значения: $a = 0,375$ нм; $\mu = 47$ ГПа; $\nu = 0,44$; $\zeta = 90$ мДж/м²; $\gamma = 10$ мДж/м²; $\zeta' = 10$ мДж/м²; $r_0 = a/\sqrt{2}$. Как видно из рисунка последовательность

кривых не определяется отношением $f(\vec{b}, \vec{n})/f(\vec{b}, \vec{n}')$. Это обусловлено тем, что энергия активации зависит не только от указанных факторов Шмида, но также и от факторов Шмида для частичных дислокаций, рекомбинация которых предшествует поперечному скольжению. Указанное обстоятельство объясняет также изменение энергии активации при смене знака внешнего напряжения [126].

Существенным моментом, который следует подчеркнуть, является особая роль ведомой дислокации в процессе поперечного скольжения ведущей дислокации. Эффективное напряжение ($K_{\text{эфф}}/b$) в вершине сверхдислокации, как видно из выражения (28), на величину $(\alpha\zeta - \zeta')/b$ превосходит напряжение в вершине скопления, состоящего из двух дислокаций с векторами Бюргерса \vec{b} , не связанных полосой АФГ. Указанное эффективное напряжение совпадает с напряжением в вершине скопления, в котором число дислокаций, например, в сплаве Cu₃Au (при $\sigma_0 \approx 30$ МПа) ~ 10 .

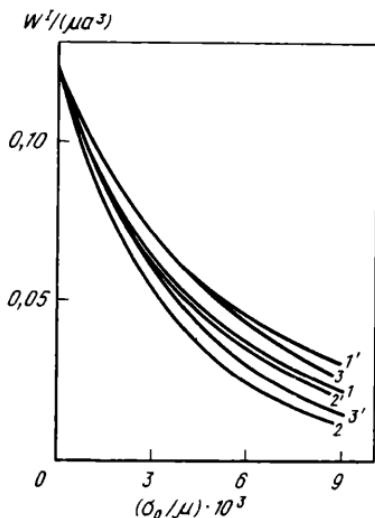


Рис. 34. Энергия активации $W^1(\sigma_0)$ образования барьера:
1, 2, 3 — растяжение; 1', 2', 3' — сжатие вдоль осей [111], [011], [010] соответственно

Можно полагать, что именно влияние упругого поля ведомой дислокации объясняет легкость поперечного скольжения в плоскость куба по сравнению с чистыми металлами. Поперечное скольжение происходит под действием только этого поля в тех случаях, когда либо $\sigma_0 = 0$, либо $f(\vec{b}, \vec{n}') = 0$. Следует обратить внимание на то, что для ориентировок $<100>$ (для которой $f(\vec{b}, \vec{n}') = 0$ в любой плоскости куба) значения энергии активации образования барьера $W^1(\sigma_0)$ оказались близкими к соответствующим значениям для других ориентировок.

Разрушение барьера, изображенного на рис. 3, ж, происходит в результате поперечного скольжения в плоскость куба либо ведомой, либо ведущей дислокации. Для каждого из исследуемых процессов существует критическая ширина, вблизи которой разрушение барьера посредством данного процесса затруднено. Такой шириной для ведомой (trailing) дислокации является величина D_T , равная равновесному расстоянию в плоскости куба между скользящей ведомой дислокацией и фиксированной ведущей. Величина D_L , определяемая аналогичным образом для ведущей (leading) дислокации, существует лишь при значениях внешних

напряжений, удовлетворяющих условию $\sigma_b^T, \tau < \zeta' / b$, причем $D_L \geq D_T$.

На рис. 35 изображены кривые, показывающие зависимость энергии активации W_T^I и W_L^I процессов поперечного скольжения ведомой и ведущей дислокаций соответственно от ширины барьера D . Видно, что при подходе к величине D_T энергия активации резко растет (кривая 1). Для ориентировки $<111>$ (см. рис. 35, а) разрушение барьеров со значениями D , близкими к D_T , осуществляется поперечным скольже-

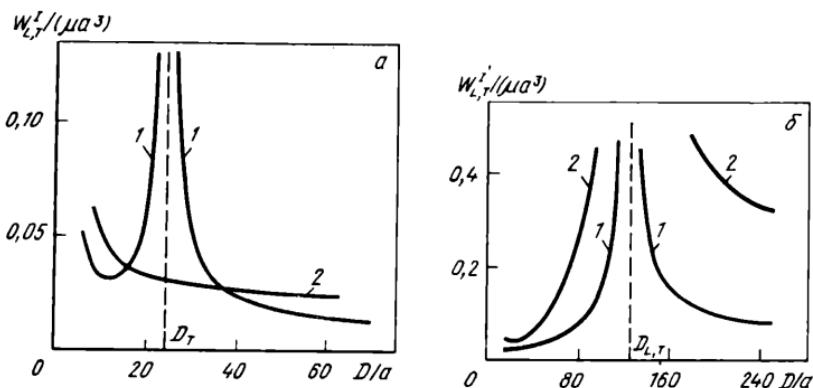


Рис. 35. Зависимость энергии активации разрушения барьера W_T^I (1) и W_L^I (2) от его ширины D при $a/\mu = 8 \cdot 10^{-3}$:
а – ориентировка $[111]$; б – ориентировка $[010]$, растяжение

нием ведущей дислокации (кривая 2); вторая критическая ширина D_L при этом не существует. Для ориентировки $<100>$ (см. рис. 35, б) $D_L = D_T$. В результате по мере приближения к критической ширине

разрушение барьера посредством любого из этих процессов затруднено. Поэтому макроскопическое кубическое скольжение при ориентировке $<100>$ невозможно.

Для ориентировок, отличных от $<100>$, в результате чередующихся процессов поперечного скольжения ведущей и ведомой дислокаций вся

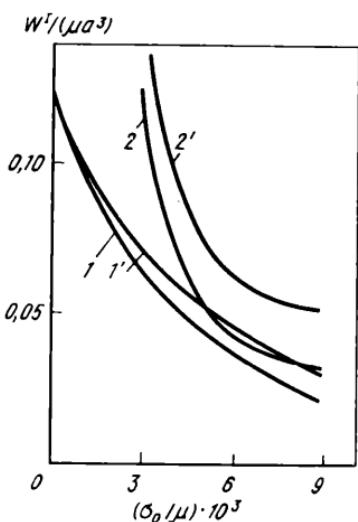


Рис. 36. Энергия активации образования барьера (W) и кубического скольжения (W_L^I) для ориентировки $[111]$:
1, 2 – растяжение; 1', 2' – сжатие

конфигурация в целом перемещается в плоскости куба. С изменением ее ширины меняются энергии активации процессов разрушения. Примем за энергию активации кубического скольжения энергию W_L^I при $D = \infty$ (изолированная ведущая дислокация). На рис. 36 представлены энергии активации образования барьера (кривые 1, 1') и кубического скольжения для ориентировки $\langle 111 \rangle$.

Как видно из рис. 36, энергия активации кубического скольжения выше, чем энергия активации образования барьера. Это сразу следует из сравнения эффективной силы, действующей на ведущую дислокацию при образовании барьера [см. выражение (28)] и на изолированную ведущую дислокацию:

$$K_{\text{эф}}^I L = b \sigma_0 f(\vec{b} \vec{n}') - \xi'.$$

В данном соотношении между энергиями активации вновь проявляется особая роль ведомой дислокации, инициирующей образование барьера. Следует отметить, что ширина дислокации, испытывающей рекомбинацию, определяется при образовании барьера величиной $\gamma + \xi/2$, а при разрушении — величиной $\gamma + \xi$. В результате при определенных значениях параметров кривые $W^I(\sigma_0)$ и $W_L^I(\sigma_0)$ могут сближаться.

Превращения сверхдислокаций II типа

Приведем результаты расчета энергии активации образования W^{II} и разрушения W_L^{II} барьеров для сверхдислокаций II типа при ориентировке $\langle \bar{1}32 \rangle$. Экспериментальные исследования пластической деформации для такой ориентировки приведены в работах [68, 69].

Энергии активации образования и разрушения барьеров в зависимости от напряжения для сверхдислокаций II типа, имеющих 60-град. и винто-

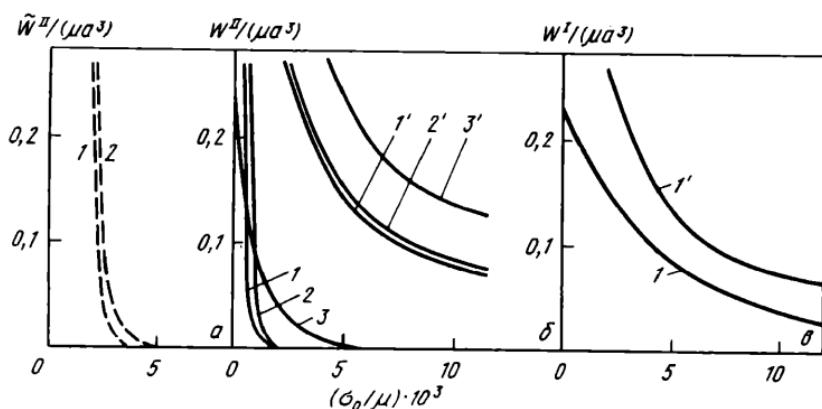


Рис. 37. Энергия активации образования (1–3) и разрушения (1' – 3') барьеров в зависимости от напряжения при ориентировке [123]:

$a - \xi/\mu a = 6 \cdot 10^{-3}$, $\gamma/\mu a = 8 \cdot 10^{-4}$ (1) и $\gamma/\mu a = 0$ (2); $b - \xi/\mu a = 8 \cdot 10^{-3}$ и $\gamma/\mu a = 6 \cdot 10^{-4}$ (1), $\xi/\mu a = 8 \cdot 10^{-3}$ и $\gamma/\mu a = 4 \cdot 10^{-4}$ (2), $\xi/\mu a = 6 \cdot 10^{-3}$, $\gamma/\mu a = 8 \cdot 10^{-4}$ (3); $c - \xi/\mu a = 8 \cdot 10^{-3}$, $\gamma/\mu a = 8 \cdot 10^{-4}$

вую ориентацию, представлены на рис. 37, а, б; для сверхдислокаций I типа — на рис. 37, в.

Кривые на рис. 37, в аналогичны приведенным на рис. 36, но сдвинуты в область больших энергий из-за других значений параметров γ и ξ , а также радиуса ядра дислокации r_0 , для которого здесь использовались те же значения, что и в разд. 2 гл. I.

Как видно из кривых, блокировка сверхдислокаций II типа начинается с некоторых значений σ_0 происходит спонтанно, в то время как для сверхдислокаций I типа требуется термическая активация. Это обусловлено тем, что с ростом σ_0 значения ширины расщепления d_1^{II} , \tilde{d}_1^{II} существенно раньше, чем d_1^I , достигают величины r_0 .

Согласно формуле (27), критическая величина прогиба дислокационного сегмента Y_1 обратно пропорциональна эффективной силе. При $\sigma_0 = 0$ $K_{\text{эф}}^I > 0$, $\tilde{K}_{\text{эф}}^{II} < 0$, а величина $K_{\text{эф}}^{II}$ меняет знак при изменении параметров γ , ξ [22]. В результате кривые $W(\sigma_0)$ для исследуемых барьеров имеют различный ход в области малых напряжений. Барьер, возникающий из 60-град. сверхдислокации (см. рис. 3, е), в отличие от других сидячих конфигураций не разрушается путем поперечного скольжения.

Превращения винтовых сверхдислокаций приводят, в конечном счете, к возникновению барьера Кира — Вильсдорфа (см. рис. 3, ж). На рис. 37, б, в приведены энергии разрушения барьера шириной D_T путем поперечного скольжения ведущей дислокации (кривые 1' — 3'). Как видно из сравнения кривых для винтовых сверхдислокаций I и II типов, энергия активации образования барьеров ниже энергии активации их разрушения. Это тем более справедливо, если за энергию активации разрушения барьера принять, как и в предыдущем разделе, энергию активации поперечного скольжения ведущей изолированной дислокации.

Сильная зависимость энергий W^I и \tilde{W}^{II} от напряжений (по сравнению с W^I) приводит к тому, что процесс блокировки сверхдислокаций II типа является термически активированным лишь в узкой области напряжений: при меньших значениях напряжений барьеры не образуются, а при больших образуются спонтанно. Это должно сказаться на форме кривой $\sigma(T)$, что будет рассмотрено в разд. 2 гл. III.

Анализ экспериментальных данных

На основе проведенных расчетов энергии активации может быть объяснена такая особенность дислокационной структуры, как преобладание винтовых сегментов при $T < T_p$ (см. рис. 31). Причиной этого является то, что барьеры не разрушаются в широком температурном интервале вследствие установленного выше соотношения между энергиями активации.

Энергии активации образования барьера для сверхдислокаций I типа при различных ориентировках мало отличаются (см. рис. 34). Это противоречит утверждению Шарма и Райта [127], которые считают, что энергия активации поперечного скольжения в плоскости куба при ориентации $<001>$ высока, и отрицают поэтому возможность блокировки дислокаций.

каций при такой ориентации. Однако основным элементом дислокационной структуры при ориентировке $<001>$ (также как и при других ориентировках) являются заблокированные винтовые сегменты, что можно объяснить с помощью приведенных выше результатов.

В сплаве Zr_3Al , в котором пластическая деформация осуществляется сверхдислокациями II типа, были обнаружены прямолинейные дислокационные сегменты, параллельные $<110>$. Можно полагать, что это заблокированные винтовые и 60-град. сверхдислокации, однако пока нельзя сделать однозначного вывода о возможности блокировки сверхдислокаций II типа при ориентировке монокристалла $<100>$. Как показано в работе [22], в этом случае превращения в барьеры вообще не происходят для 60-град. сверхдислокации и возможны лишь при определенном соотношении между энергиями γ и ζ' для винтовой сверхдислокации.

Элементарными процессами разрушения барьеров являются процессы поперечного скольжения в плоскость куба ведущей и ведомой дислокаций. Эти чередующиеся процессы, которые прерываются остановками дислокаций в результате повторных расщеплений (в плоскостях октаэдра), приводят к макроскопическому кубическому скольжению. Поскольку для ориентировки $<100>$ барьеры шириной, близкой к критической, не разрушаются путем указанных элементарных процессов, то макроскопическое кубическое скольжение при такой ориентировке невозможно. Действительно, смена октаэдрических систем скольжения кубическими не наблюдалась для $<100>$ монокристаллов.

Таким образом, из проведенного выше анализа следует, что пластическое течение сплавов со сверхструктурой L_1 , не может быть описано без учета многообразия дислокационных превращений, включающего в себя процессы образования и разрушения барьеров нескольких типов, протекающие в различных системах скольжения.

Глава III. ОСОБЕННОСТИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ ТЕРМИЧЕСКОМ УПРОЧНЕНИИ СВЕРХСТРУКТУРЫ L_1

Феноменологическая схема пластической деформации, развитая в работах [128 – 133], дает возможность учесть несколько типов превращений, происходящих в дислокационном ансамбле. Поскольку в рамках этой схемы дислокационные превращения не конкретизируются, то она является достаточно общей и может быть применена при изучении пластического поведения различных кристаллических структур. В данной главе феноменологическая схема использована для описания термического, а в следующей главе – доменнограничного упрочнения. С помощью этой схемы проведен анализ пластической деформации, происходящей с постоянной скоростью, а также ползучести сплавов, обладающих термическим или доменнограничным упрочнением.

1. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ СХЕМА ОПИСАНИЯ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ С УЧЕТОМ НЕСКОЛЬКИХ ТИПОВ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

Начнем рассмотрение с анализа дислокационного ансамбля, содержащего подвижные дислокации одного типа, которые могут превращаться в неподвижные дислокации нескольких типов. Затем перейдем к обобщению данной схемы на случай нескольких типов подвижных дислокаций. Далее рассмотрим более сложные дислокационные превращения, а именно цепочки превращений. И наконец, приведем модификацию развивающейся схемы на случай низкотемпературной ползучести.

Система уравнений детального баланса

Рассмотрим пластическую деформацию, обусловленную подвижными дислокациями одного типа, способными превращаться в различные неподвижные дислокации [129]. Будем схематически изображать дислокационные превращения в виде диаграммы, где точки соответствуют типам дислокаций, линии – дислокационным превращениям, стрелки – направлениям дислокационных превращений (см. рис. 38). Для простоты ограничимся рассмотрением прямолинейных параллельных дислокаций, имеющих одну и ту же длину. Тогда систему уравнений детального баланса можно представить в виде

$$\left. \begin{aligned} \dot{N}_g &= - \sum_i (N_g \nu_{gi} - N_i \nu_{ig}) + M; \\ \dot{N}_i &= N_g \nu_{gi} - N_i \nu_{ig}, \end{aligned} \right\} \quad (29)$$

где N_g – плотность подвижных дислокаций; N_i – плотность неподвижных дислокаций i -того типа ($i = 1, 2, \dots$); $\dot{N}_i = dN_i/d\tau$; $\nu_{gi} = \nu_{g \rightarrow i}$,

$\nu_{ig} \equiv \nu_{i \rightarrow g}$ – соответственно частоты превращений подвижных дислокаций в неподвижные и обратно; M – изменение плотности подвижных дислокаций в единицу времени, обусловленное источником (мощность источника).

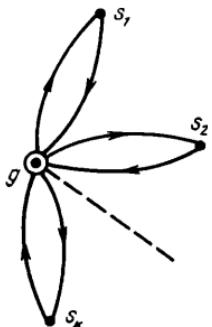


Рис. 38. Диаграмма дислокационных превращений (g – подвижные дислокации, s – неподвижные)

При записи этих уравнений полагаем, что неподвижные дислокации не генерируются источником и не превращаются друг в друга. Любое превращение описывается только двумя частотами, каждая из которых представляет собой усредненную характеристику соответствующего процесса. Предполагается также, что испытываемые каждой дислокацией превращения статистически независимы, поэтому опущены нелинейные члены типа $N_g N_i$, описывающие корреляционные эффекты, приводящие к образованию скоплений. Кроме того, не рассматриваются процессы анни-

гиляции дислокаций. Можно показать, что используемые приближения во многих случаях являются несущественными, так что предлагаемая схема позволяет описать некоторые общие закономерности процесса пластической деформации. При решении системы (29) предполагали, что коэффициенты системы слабо изменяются за характерные времена [128, 129].

Пронумеруем в момент времени τ типы неподвижных дислокаций (состояния дислокационной системы) в порядке возрастания их времен жизни $\tau_i = \nu_{ig}^{-1}$. Пусть время наблюдения (время начала пластической деформации равное $\epsilon/\dot{\epsilon}$ при $\dot{\epsilon} = \text{const}$) близко к времени жизни некоторого k -того состояния, т.е. $\tau_{k-1} \ll \tau \ll \tau_{k+1}$.

Используя асимптотические решения системы (29), полученные для различных соотношений между τ и τ_i , имеем

$$M = N_g \partial Q_L / \partial \tau + (N_g \nu_{gk} - N_k \nu_{kg}) + N_g \nu_{gR}, \quad (30)$$

где

$$Q_L = \sum_{l \leq k-1} Q_l; \quad Q_l = \nu_{gi}/\nu_{ig}; \quad \nu_{gR} = \sum_{r \geq k+1} \nu_{gr}.$$

Таким образом, дислокационный ансамбль в каждый момент времени оказался эквивалентным ансамблю, содержащему только три типа состояний: L (короткоживущие, $\tau_i \ll \tau$), k и R (долгоживущие, $\tau_r \gg \tau$).

Введем полную плотность дислокаций N :

$$N = N_g + \sum_{l \leq k-1} N_l + N_k + \sum_{r \geq k+1} N_r$$

и приведем величину M к виду

$$M = N_g \nu_{gk} (1 + F) - \nu_{kg} N, \quad (31)$$

$$\text{где } F = \frac{1}{\nu_{gk}} \cdot \frac{\partial Q_L}{\partial \tau} + \frac{(1 + Q_L)}{Q_L} + \frac{1}{\nu_{gk}} X$$

$$X (\nu_{gR} + \nu_{kg} \int_0^\tau \nu_{gR} d\tau). \quad (32)$$

Учитывая, что, согласно выражениям (29), $M = dN/d\tau$ и считая, что между величинами N и σ существует однозначное соотношение, причем напряжение σ является функцией деформации ϵ и ее производных по времени, прискорости деформации $\dot{\epsilon} = \text{const}$ имеем

$$M = (\partial N / \partial \sigma) (\partial \sigma / \partial \epsilon) \dot{\epsilon}. \quad (33)$$

Следовательно, величина M определяет упрочнение.

Как следует из выражения (31), для дислокационного ансамбля с постоянными частотами превращений только те состояния могут быть наблюдаемыми (т.е. вносить вклад в упрочнение), которые, будучи расположены в порядке возрастания значений времени τ_i , характеризуются убывающей последовательностью частот ν_{gi} . Однако в случае переменных частот превращений (ν_{gk}, ν_{kg}) то превращение, частота ν_{gi} которого в какой-то момент времени не принадлежит к указанной последовательности, может, тем не менее, быть наблюдаемым вследствие большого

значения соответствующей ему величины $\partial Q_i / \partial t$. Кроме того, превращение, не наблюдаемое в некоторый момент времени, может стать наблюдаемым в другой момент, если возрастает соответствующая ему частота ν_{gk} .

Если $\tau \ll \tau_k$, то, как видно, из выражений (30) и (31), $g \rightarrow k$ -превращение доминирует, т.е. дает основной вклад в величину M при выполнении следующих условий:

$$\nu_{gk} \gg \nu_{gR}; \quad \nu_{gk} \gg \partial Q_L / \partial t.$$

В этом случае $g \neq l$ -превращения будут ненаблюдаемыми, даже если $\nu_{gl} \gg \nu_{gk}$. Когда $\tau \lesssim \tau_k$, то при выполнении указанных выше условий $g \neq k$ -превращение, как легко показать, по-прежнему является доминирующим. Однако если неравенство $Q_k \gg 1 + Q_L$ несправедливо, то система "помнит" также о быстрых $g \neq l$ -превращениях. При $\tau \gg \tau_k$ на смену превращению $g \rightarrow k$ приходит $g \rightarrow R$, которое становится доминирующим. Такая смена доминирующих превращений в процессе пластической деформации определяет переходы между различными стадиями.

В качестве примера рассмотрим смену превращений в г.ц.к. металле, которые обусловлены пересечениями дислокаций с лесом (характерные величины обозначим как ν_g^n, τ^n), образованием барьеров Ломер – Коттрелла ($\nu_g^{Л.К}, \tau^{Л.К}$) и остановками дислокаций на границах зерен или кристалла ($\nu_g^Г, \tau^Г$). При малых степенях деформации, когда $\tau \ll \tau^n$, доминирует процесс пересечения дислокаций с лесом, частота которого ν_g^n является наибольшей. Указанное превращение продолжает доминировать и в области предела текучести, когда $\tau \lesssim \tau^Г$. Далее, на I стадии пластической деформации начинает выполняться соотношение $\tau \gg \tau^n$, но по-прежнему $\tau \ll \tau^{Л.К}, \tau \ll \tau^Г$. При этом, хотя $\nu_g^n \gg \nu_g^{Л.К}$ и $\nu_g^n \gg \nu_g^Г$, пересечения с лесом дислокаций не вносят существенного вклада в упрочнение, а доминируют остановки у границ, поскольку $\nu_g^Г > \nu_g^{Л.К}$. Затем с ростом деформации резко возрастает число барьеров Ломер – Коттрелла, в результате чего становится справедливым соотношение $\nu_g^{Л.К} \gg \nu_g^Г$ и начинается II стадия пластической деформации. Наконец, когда время τ приближается к величине $\tau^{Л.К}$, растет второе слагаемое в правой части выражения (31), определяющее разупрочнение, и происходит переход к III стадии.

Для того чтобы система уравнений детального баланса (29), в которой неизвестными являются не только плотности дислокаций, но и величина M , была замкнутой, к ней необходимо присоединить условия связи между величинами, характеризующими пластическую деформацию, и соответствующими плотностями дислокаций. В качестве одного из таких условий используем известное соотношение Орована

$$\dot{\epsilon} = bN_g v f, \quad (34)$$

где v – мгновенная скорость подвижных дислокаций; f – фактор Шмida. Другим условием является соотношение между внешним сдвиговым напряжением и полной плотностью дислокаций N .

Для того чтобы имело место пластическое течение, дислокация должна преодолевать [134] противодействующее напряжение, создаваемое "карсасом" из остальных дислокаций, а также некоторое напряжение σ_{Π} , обусловленное другими видами торможения дислокаций и включающее в себя напряжение Пайерлса. В результате, имеем

$$\sigma_f = \kappa \sqrt{N} + \sigma_{\Pi}; \quad \kappa = \alpha \mu b, \quad (35)$$

где α – численный коэффициент порядка единицы.

Из выражений (31) и (33) с учетом (34) и (35) получаем для диаграммы, изображенной на рис. 38, уравнение пластической деформации в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{\nu_{gk}(1+F)}{b\nu(\partial N/\partial\sigma)} - \frac{\nu_{kg}N}{\dot{\epsilon}(\partial N/\partial\sigma)} \quad (36)$$

Для простейшей диаграммы, содержащей только $g \rightleftharpoons k$ -превращения, в уравнении (36), как видно из (31), следует принять $F = 0$.

С помощью выражения (36) в работе [129] проведен анализ стадии линейного упрочнения и перехода на следующую стадию пластической деформации. Кроме того, исследована форма скачка напряжения при быстром изменении скорости деформации или температуры. Оказалось, что величина скачка $\Delta\sigma$ на некоторой стадии, на которой доминирует $g \rightarrow k$ -превращение, определяется $g \rightleftharpoons l$ -превращениями, для которых $\tau_l \ll \tau_k$, $\nu_{gl} \gg \nu_{gk}$, и равна

$$\Delta\sigma = A [Q_l^{(1)}\dot{\epsilon}_1 - Q_l^{(0)}\dot{\epsilon}_0]/\sigma^{(0)}$$

где $Q_l^{(0)}$ и $Q_l^{(1)}$ – значения введенного выше коэффициента Q_l , при $\sigma^{(0)}$ и $\sigma^{(0)} + \Delta\sigma$ соответственно; A – константа; $\sigma^{(0)}$ – напряжение к началу скачка.

В том случае, когда дислокации испытывают несколько типов таких "скрытых" превращений, в процессе скачка проявляются те из них, которые характеризуются частотами ν_{gl} , образующими к моменту скачка убывающую последовательность, о которой говорилось выше. При этом могут оказаться ненаблюдаемыми те превращения, которые определяли ранние стадии деформации, вследствие того, что их частоты к моменту скачка уже не принадлежат указанной последовательности.

Ранее обсуждались три типа превращений в г.ц.к. металлах. Поскольку на II стадии величина скачка $\Delta\sigma$ зависит от температуры, а коэффициент упрочнения θ_{II} не зависит, то, как следует из проведенного рассмотрения, в дислокационном ансамбле происходят термически активированные превращения, для которых $\tau_l \ll \tau$ и $\nu_{gl} \gg \nu_g^L$. Такие соотношения справедливы для процесса пересечения дислокаций с лесом. Однако на II стадии для превращений, связанных с границами, $\nu_g^r < \nu_g^L$; так что эти превращения не могут проявляться в процессе скачка, хотя доминировали на I стадии при $\nu_g^r > \nu_g^L$.

Сильно и слабо взаимодействующие семейства дислокаций

Рассмотрим дислокационный ансамбль, описываемый приведенными на рис. 39 диаграммами. Подвижные дислокации, испытывающие взаим-

ные превращения, образуют дислокационное семейство. Запишем систему уравнений баланса в виде [130]:

$$\left. \begin{aligned} \dot{N}_g^k &= -(N_g^k v_{gs}^k - N_s^k v_{sg}^k) + M_k; \\ \dot{N}_s^k &= (N_g^k v_{gs}^k - N_s^k v_{sg}^k), \end{aligned} \right\} \quad (37)$$

где $k = 1, 2$

Вклад различных дислокационных семейств в упрочнение существенным образом зависит от их взаимодействия. Рассмотрим два предельных случая.

Первый случай. Семейства дислокаций не взаимодействуют (рис. 39, а) между собой, т.е. дислокации одного типа при скольжении преодолевают

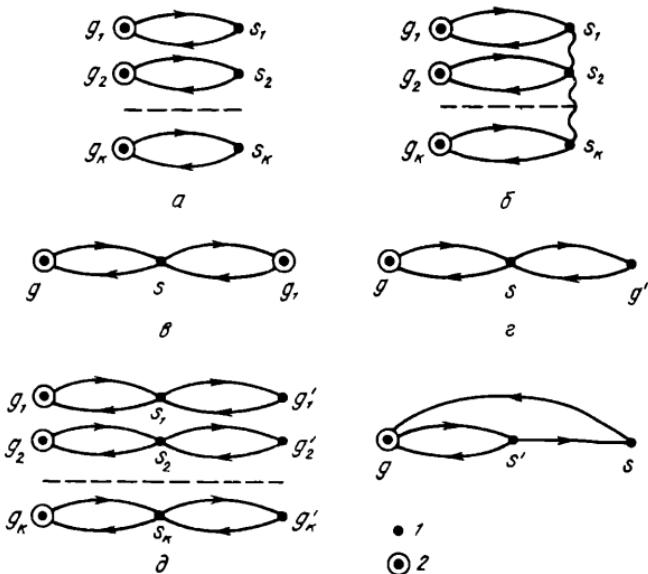


Рис. 39. Дислокационные превращения (а, б) и цепочки превращений (в–е):

1, 2 – типы дислокаций, лишенных и имеющих собственные источники; волнистая линия условно описывает упругое взаимодействие между дислокационными семействами

противодействие лишь своего дислокационного каркаса. Условие пластического течения при этом выполняется для каждого семейства и имеет вид

$$\alpha f_k = \kappa_k \sqrt{N_k} + \sigma_\Pi^k; \quad \kappa_k = \alpha_k \mu b_k. \quad (38)$$

При этом скорость пластической деформации

$$\dot{\epsilon} = \sum_k \dot{\epsilon}_k, \quad (39)$$

где $\dot{\epsilon}_k = b_k N_g^k v_k f_k$.

На основании решения системы (37) с учетом условий связи (38) и (39) получаем уравнение пластической деформации при постоянной скорости $\dot{\epsilon}$ в виде

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{1}{2 \sum_k (\sigma - \tilde{\sigma}_\Pi^k) \gamma_k \lambda_k} - \frac{1}{2\dot{\epsilon}} \frac{\sum_k (\sigma - \tilde{\sigma}_\Pi^k)^2 \gamma_k \lambda_k \nu_{sg}^k}{\sum_k (\sigma - \tilde{\sigma}_\Pi^k) \gamma_k \lambda_k} \quad (40)$$

где $\lambda_k = \nu_k / \nu_{sg}^k$; $\tilde{\sigma}_\Pi^k = \sigma_\Pi^k / f_k$; $\gamma_k = b_k f_k^3 / \kappa_k^2$.

Из этого уравнения видно, что при $\nu_{sg}^k = 0$ наибольший вклад в деформационное упрочнение дают те системы скольжения, для которых величина $\gamma_k \lambda_k$ является наибольшей. При этом соответствующие им факторы Шмида могут быть меньше, чем в других системах. Отметим, что в противоположность рассматриваемому здесь случаю для процесса, изображенного на рис. 38, доминирующими являются превращения, имеющие наименьшую длину свободного пробега.

С ростом деформации начинается скольжение по таким системам, которые характеризуются большими значениями величины $\gamma_k \lambda_k \nu_{sg}^k$, а также по системам, для которых условие (38) ранее не выполнялось из-за высоких значений либо σ_Π , либо начальной плотности дислокаций; в результате может произойти смена систем скольжения.

Второй случай. Принадлежащие разным семействам дислокации упруго взаимодействуют между собой таким же образом, как и внутри одного семейства. Эта ситуация имеет место, например, в ансамбле параллельных винтовых дислокаций с одинаковыми векторами Бюргерса, в котором различные семейства дислокаций отличаются своими плоскостями скольжения.

В отличие от предыдущего случая дислокации для своего движения должны преодолевать упругое противодействие всего ансамбля дислокаций. Диаграмма соответствующего процесса изображена на рис. 39, б, а условие пластического течения имеет следующий вид:

$$\sigma f_k = k \sqrt{N} + \sigma_\Pi^k, \quad (41)$$

где N – полная плотность дислокаций.

В каждый момент времени оно может выполняться лишь для одного семейства дислокаций. Таким семейством является то, которое при заданном значении N требует для пластического течения наименьшего значения σ , т.е. характеризуется минимальной величиной

$$\sigma_F^k = (k \sqrt{N} + \sigma_\Pi^k) / f_k, \quad (42)$$

определенной уровнем протекания (flow) в соответствующей системе скольжения.

В то же время в других системах скольжения действующее напряжение оказывается меньше противодействующего напряжения ($\sigma = k \sqrt{N} + \sigma_\Pi^k$), так что пластическое течение в них не происходит. В результате вклад в величину $\dot{\epsilon}$ дает только система скольжения, имеющая наименьший уровень протекания. В этом случае уравнение пластической деформации может быть сразу получено из выражения (40), если в каждой сумме оставить лишь слагаемое, соответствующее указанной системе скольжения:

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{1}{2(\sigma - \tilde{\sigma}_{\Pi}^k) \gamma_k \lambda_k} - \frac{1}{2\dot{\epsilon}} (\sigma - \tilde{\sigma}_{\Pi}^k) \nu_{sg}^k. \quad (43)$$

Используя выражение (42), можно показать, что если две системы скольжения характеризуются различными величинами σ_{Π}^k , то при напряжении, меньшим критического

$$\sigma_{kp} = (\sigma_{\Pi}^{(1)} - \sigma_{\Pi}^{(2)}) / (f_1 - f_2), \quad (44)$$

действующей является система с меньшим фактором Шмида при условии, что для нее σ_{Π} меньше, чем для другой системы.

В работе [130] на примере простой модели рассмотрен переход между описанными выше предельными случаями. Легко показать, что для двух семейств параллельных дислокаций с произвольными векторами Бюргерса условие пластического течения (если пренебречь величиной σ_{Π}^k) имеет вид

$$\sigma f_1 = \kappa_1 \sqrt{N_1 + \alpha_{12}^2 N_2}; \quad \sigma f_2 = \kappa_2 \sqrt{N_2 + \alpha_{21}^2 N_1}, \quad (45)$$

$$\text{где } \alpha_{12} = |\psi_{12}/\psi_{11}| \quad (46)$$

а величина ψ_{12} определяется соотношением (6).

Отсюда вытекает условие слабого взаимодействия, при выполнении которого пластическое течение возможно одновременно для обеих систем скольжения (первый случай):

$$\alpha_{12} < 1/\alpha^*; \quad \alpha_{21} < \alpha^*, \quad (47)$$

$$\text{где } \alpha^* = q_2/q_1; \quad q_1 = f_1/\kappa_1. \quad (48)$$

Если хотя бы одно из соотношений (47) несправедливо, то условие пластического течения выполняется лишь для одной системы скольжения (второй случай).

Если взаимодействие между различными дислокационными семействами таково, что $\alpha_{12} = \alpha_{21} = \alpha$ и $\kappa_1 = \kappa_2$, то, полагая для определенности $f_1 > f_2$, можно записать условие (47) в виде

$$\alpha < f_2/f_1. \quad (49)$$

Таким образом, проверив для различных дислокационных семейств выполнимость условия (47), можно разделить их на сильно и слабо взаимодействующие.

Цепочки дислокационных превращений. Метод анализа дислокационного ансамбля

В процессе пластической деформации могут происходить более сложные по сравнению с рассмотренными выше дислокационные превращения, в результате которых подвижные дислокации одного типа через некоторые неподвижные конфигурации переходят в подвижные дислокации другого типа. Например, заблокированные в первичной плоскости скольжения дислокации могут посредством поперечного скольжения становиться подвижными во вторичной плоскости. Такая цепочка превращений изображена на рис. 39, в.

Легко видеть, что такая диаграмма может быть получена из диаграммы для двух сильно взаимодействующих семейств дислокаций (см. рис. 39, б)

если s_1 и s_2 типы неподвижных дислокаций являются тождественными. В каждый момент времени действующим может быть лишь то звено цепочки ($g \rightleftharpoons s$ или $g_1 \rightleftharpoons s$), которому соответствует низший уровень протекания. Уравнение пластической деформации при этом имеет вид (43).

Интересная ситуация возникает в том случае, когда из двух семейств, связанных цепочкой превращений (рис. 39, г), одно не имеет собственных источников (например, они могут быть при определенных условиях заблокированы). Как показано в работе [130], для того чтобы пластическое течение было одновременно возможно в обоих семействах, необходимо, чтобы меньший уровень протекания имело семейство, лишенное источников дислокаций. Действительно, поскольку подстройка плотности дислокаций к внешнему напряжению обеспечивается за счет работы собственных источников, то уравнение (41) выполняется только для дислокаций g типа, хотя для них уровень протекания выше, чем для скользящих дислокаций g' типа, которые не имеют источников. Поскольку при этом

$$\sigma' > \kappa \sqrt{N} + \sigma_{\Pi}', \quad (50)$$

то дислокации, возникающие при превращении $s \rightarrow g'$, свободно преодолевают противодействие остальных дислокаций. В результате пластическая деформация осуществляется посредством дислокаций обеих систем скольжения.

Для диаграммы¹, изображенной на рис. 39, д, которая представляет собой совокупность несвязанных цепочек превращений, скорость пластической деформации определяется выражением (39), в котором

$$\dot{\epsilon}_k = 2(\sigma - \tilde{\sigma}_{\Pi}^k) \frac{d\sigma}{d\epsilon} \dot{\epsilon} \gamma_k \lambda_k + (\sigma - \tilde{\sigma}_{\Pi}^k)^2 X \\ X [\gamma_k \lambda_k \nu_{sg}^k + b_k q_k^2 f_k' \lambda_k' \nu_{sg}^k]. \quad (51)$$

Величины со штрихом в выражении (51) относятся к семействам, лишенным источников дислокаций.

В развиваемой феноменологической схеме вместо дислокационных петель рассмотрены длинные прямолинейные сегменты. Это возможно в том случае, если длина свободного пробега сегментов одной ориентации, например винтовых, существенно меньше, чем длина свободного пробега краевых сегментов. Такое приближение справедливо, в частности, для дислокационной структуры сплавов со сверхструктурой $L1_2$. Существенным моментом является то, что уровень протекания, определяемый выражением (42), для значительно более коротких краевых сегментов ниже, чем для винтовых. Для того чтобы петля могла распространяться, необходимо, чтобы условие пластического течения выполнялось для

¹ Эта диаграмма далее будет использована при анализе геометрии скольжения в упорядоченных сплавах со сверхструктурой $L1_2$, в которых винтовые дислокации (g) оказываются заблокированными вследствие образования барьеров (s), которые при достаточно высоких температурах и напряжениях превращаются в подвижные дислокации (g') путем кубического скольжения.

сегментов с большим уровнем протекания, т.е. для винтовых, рассмотрением которых в этом случае можно ограничиться.

Из предлагаемой феноменологической схемы следует весьма простой метод анализа дислокационного ансамбля. Прежде всего, используя критерий (47), объединим семейства дислокаций в группы таким образом, чтобы внутри группы взаимодействие между дислокациями было сильным, а между группами — слабым. При этом каждая группа вносит аддитивный вклад в скорость пластической деформации, которая определяется выражением (39), где индекс k обозначает уже номер группы. Затем по формуле (42) вычислим уровни протекания для различных семейств, образующих группу, и сравним их между собой. В каждой группе из всех семейств с источниками дислокаций следует оставить лишь одно — с наименьшим уровнем протекания σ_F^{\min} , а из всех семейств, не имеющих собственные источники, — только те, в которых уровни протекания еще меньше, чем σ_F^{\min} .

Отсюда сразу следуют условия, при которых могут быть действующими системы с меньшими факторами Шмида. Внутри группы это может быть, например, система, которая имеет собственные источники, в то время как система с большим фактором Шмида лишена их. Кроме того, среди систем с источником это может быть система, характеризуемая меньшим значением σ_{Π} и действующая при напряжениях, меньших, чем $\sigma_{\text{кр}}$ в выражении (44). Среди дислокационных семейств, принадлежащих разным группам, также могут наблюдаться те, которые имеют меньший фактор Шмида, если они характеризуются, например, как видно из соотношения (40), большими длинами свободного пробега.

Модификация феноменологической схемы для случая низкотемпературной ползучести

В рамках развиваемой схемы может быть проведен анализ пластической деформации не только при активном нагружении ($\dot{\epsilon} = \text{const}$), но также и при других режимах деформирования, например при ползучести ($\sigma = \text{const}$). Ограничимся исследованием низкотемпературной ползучести, когда диффузионные процессы являются несущественными. Рассмотрим те же дислокационные ансамбли, которые обсуждали выше, и исследуем условия, при которых из многих дислокационных превращений выделяется одно, доминирующее на определенной стадии ползучести [133].

Соответствующие уравнения баланса имеют тот же вид, что и ранее, за тем исключением, что в отличие от режима динамического нагружения мощность источников подвижных дислокаций предполагается равной нулю. Поскольку, кроме того, не учитываются процессы аннигиляции, то полная плотность дислокаций N сохраняется. Это, безусловно, сужает круг систем, для описания которых может быть применен данный подход, ограничивая их лишь теми, где перераспределение дислокаций, приводящее к образованию субструктур, не происходит. Далее предполагается также, что частоты превращений ν_{gs}^k , ν_{sg}^k являются функциями внешнего

напряжения, так что в условиях ползучести система уравнений баланса имеет постоянные коэффициенты.

Начнем вновь с диаграммы, схематически изображенной на рис. 38, и ограничимся двумя типами неподвижных дислокаций. В этом случае ансамбль характеризуется двумя зависящими от частот превращений временами релаксации. Если выполняется соотношение $\nu_{gs}^i \gg \nu_{sg}^i$, то они оказываются существенно различными. Кривые ползучести также имеют две стационарные стадии, которые характеризуются постоянными значениями скорости деформации $\dot{\epsilon}_1$ и $\dot{\epsilon}_2$, связанными посредством соотношения (34) с независящими от времени значениями плотности подвижных дислокаций $\tilde{N}_g^{(1)}$ и $\tilde{N}_g^{(2)}$. В общем случае каждая из этих величин зависит от характеристик обоих превращений. Однако, если $\nu_{gs}^{(1)} \gg \nu_{gs}^{(2)}$, $Q^{(1)} \ll Q^{(2)}$ и $N_s^{(1)}(0) \gg N_s^{(2)}(0)$, то

$$\tilde{N}_g^{(1)} = N/Q^{(1)}; \quad N_g^{(2)} = N/Q^{(2)} \quad (52)$$

где $N_s^{(1)}(0) \equiv N_s^{(1)}(\tau = 0)$.

Следовательно, величины $\dot{\epsilon}_1$ и $\dot{\epsilon}_2$ определяются частотами лишь одного превращения. В случае, когда $\nu_{sg}^{(2)} = 0$, т.е. барьеры s_2 являются неразрушающими, $\tilde{N}_g^{(2)} = 0$ и кривые ползучести выходят на исключение ($\dot{\epsilon} \rightarrow 0$). Если же $\nu_{sg}^{(2)} = 0$, то, как легко показать, функция $\dot{\epsilon}(t)$ может быть записана так:

$$\dot{\epsilon} = (\dot{\epsilon}(0) - bvfN \frac{\nu_{sg}}{\nu_{gs}}) e^{-\nu_{gs} t} + bvfN \frac{\nu_{sg}}{\nu_{gs}} \quad (53)$$

и кривые ползучести имеют одну стационарную стадию.

При рассмотрении дислокационного ансамбля с несколькими типами подвижных и неподвижных дислокаций (см. рис. 39) ограничимся двумя предельными случаями слабо и сильно взаимодействующих дислокационных семейств. В случае слабого взаимодействия (см. рис. 39, а) каждое дислокационное семейство, для которого при заданном напряжении σ выполняется условие (38), согласно выражению (39), вносит свой вклад, определяемый выражением (53), в скорость пластической деформации $\dot{\epsilon}$. При этом, как показано в работе [133], кривая ползучести имеет несколько стационарных стадий, причем на каждой из них величина $\dot{\epsilon}$ зависит от частот многих превращений.

Иная ситуация имеет место в случае сильно взаимодействующих семейств (см. рис. 39, б). В этом случае условие (41) может выполняться лишь для одного семейства дислокаций, характеризуемого максимальным значением

$$N_F^k = [(\sigma f_k - \sigma_\Pi^k)/\kappa_k]^2, \quad (54)$$

которая определяет полную плотность дислокаций, возникающих в кристалле под действием внешнего напряжения. Только эта система вносит вклад в величину $\dot{\epsilon}$, которая определяется выражением (53). При этом кривая ползучести содержит одну стационарную стадию.

В том случае, когда сильно взаимодействующие семейства связаны между собой цепочкой превращений (рис. 40, а), картина является более

сложной и зависит, как и при динамическом нагружении, от того, существуют ли источники в обоих дислокационных семействах. Предполагается, что собственные источники образуются под действием внешнего напряжения и обеспечивают выполнение условий протекания. Если они существуют, то, согласно вышеизложенному, действующим является лишь одно звено цепочки, которому соответствует максимальное значение N_F . При отсутствии собственных источников подвижных дислокаций одного типа, например g' , возможно пластическое течение в обоих семействах при условии, что наибольшим значением N_F обладает семейство,

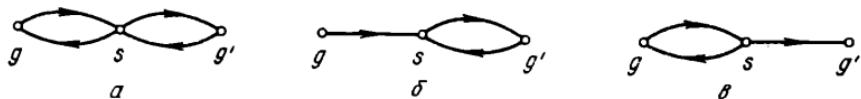


Рис. 40. Цепочки дислокационных превращений, используемые при анализе ползучести

лишенное источников. В частном случае для изображенной на рис. 40, б диаграммы имеем

$$\dot{\epsilon} = bvfN_g(0)e^{-\nu_{gs}\tau} + bv'f'\left[N_{g'}(0)e^{-\nu'_\Sigma\tau} + N_g(0)\frac{\nu_{sg'}}{\nu_{gs}}(e^{-\nu_{gs}\tau} - e^{-\nu'_\Sigma\tau}) + \frac{\nu_{sg}}{\nu'_\Sigma}N(1 - e^{-\nu'_\Sigma\tau})\right], \quad (55)$$

где $\nu_\Sigma = \nu_{sg} + \nu_{gs}$; $\nu'_\Sigma = \nu_{sg'} + \nu_{g's'}$.

Для диаграммы, изображенной на рис. 40, в, значение $\dot{\epsilon}$ может быть получено из выражения (55) заменой $g \rightleftharpoons g'$, $v \rightleftharpoons v'$, $f \rightleftharpoons f'$. При $\tau \gg \max\{\nu_\Sigma^{-1}, (\nu'_\Sigma)^{-1}\}$ ползучесть является стационарной, причем $\dot{\epsilon} = bv'f'N\nu_{sg'}/\nu'_\Sigma$ и $\dot{\epsilon} = bvfn\nu_{sg}/\nu_\Sigma$ для диаграмм, изображенных на рис. 40, б и в соответственно.

В том случае, когда дислокационный ансамбль описывается совокупностью несвязанных между собой цепочек превращений, скорость деформации $\dot{\epsilon}$ определяется, согласно соотношению (39), суммированием вкладов от каждой цепочки.

2. ТЕМПЕРАТУРНЫЙ ПИК ДЕФОРМИРУЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ

Рассмотрим пластическую деформацию для случая, когда в дислокационном ансамбле происходят $g \rightarrow s$ -превращения скользящих сверхдислокаций в барьеры и обратные $s \rightarrow g$ -превращения. Уравнение пластической деформации имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{\nu_\Sigma^2}{2\gamma\nu\sigma_{gs}} - \frac{\sigma\nu_{sg}\nu_\Sigma}{2\epsilon\nu_{gs}}, \quad (56)$$

где $\nu_\Sigma = \nu_{gs} + \nu_{sg}$; $\gamma = bf^3/k^2$.

Первое слагаемое в выражении (56) ответственно за упрочнение, обусловленное $g \rightarrow s$ -превращениями, а второе — за разупрочнение при

$s \rightarrow g$ -превращениях. В том случае, когда коэффициенты в уравнении (56) являются функциями напряжения, решение имеет вид

$$\epsilon - \epsilon_0 = \int_{\sigma_0}^{\sigma} \frac{\gamma v \nu_{gs} 2 \sigma d\sigma}{\nu_{\Sigma}^2 (1 - \frac{\gamma v \sigma^2 \nu_{sg}}{\dot{\epsilon} \nu_{\Sigma}})} \quad (57)$$

Не конкретизируя зависимости ν от σ , с помощью выражения (57) можно получить некоторые качественные выводы о температурной зависимости напряжения $\tilde{\sigma}$, обеспечивающего заданную степень деформации ϵ . Из уравнения (57) найдем $d\tilde{\sigma}/dT$ и рассмотрим два предельных случая.

Случай 1. $\nu_{sg} = 0$, т.е. неподвижные дислокации вообще не превращаются в подвижные, образуя "неразрушаемые" барьеры. Если при этом $\partial \nu_{gs}/\partial T = 0$, т.е. $g \rightarrow s$ -превращения не являются термически активированными, то $d\tilde{\sigma}/dT = 0$. Если же частота зависит от температуры и описывается формулой

$$\nu_{gs} = \nu_{gs}^0 e^{-W_1/kT} \quad (58)$$

то $d\tilde{\sigma}/dT > 0$ (W_1 – энергия активации $g \rightarrow s$ -превращения). Таким образом, температурная зависимость $\tilde{\sigma}(T)$ является аномальной.

Случай 2. $\partial \nu_{gs}/\partial T = 0$, но обратное $s \rightarrow g$ -превращение является термически активированным, так что

$$\nu_{sg} = \nu_{sg}^0 e^{-W_2/kT} \quad (59)$$

где W_2 – энергия активации $s \rightarrow g$ -превращения. В этом случае $d\tilde{\sigma}/dT < 0$, т.е. имеет место нормальная зависимость $\tilde{\sigma}(T)$.

В общем случае, когда частота ν_{gs} и ν_{sg} изменяются с температурой, зависимость $\tilde{\sigma}(T)$ может носить более сложный, немонотонный характер.

Рассмотрим решение уравнения (56) в простейшем случае, когда величины ν_{gs} , ν_{sg} и v не зависят от внешних напряжений, а ν_{gs} и ν_{sg} являются функциями температуры [см. соотношения (58), (59)]. Тогда из выражения (57) имеем

$$\tilde{\sigma}^2 = \sigma_0^2 + (\sigma_*^2 - \sigma_0^2) (1 - e^{-X}), \quad (60)$$

$$\text{где } \sigma_*^2 = \frac{\dot{\epsilon} \nu_{\Sigma}}{\gamma v \nu_{sg}} \quad X = \nu_{sg} \epsilon / \dot{\epsilon}.$$

Можно показать, что если выполняется условие

$$W_1 < W_2, \quad (61)$$

то функция $\tilde{\sigma}(T)$, определяемая выражением (60), имеет максимум. Более детальное исследование проведено в работе [128], где получены следующие уравнения для определения температуры пика T_p и максимального значения напряжения $\tilde{\sigma}_p$:

$$\frac{e^{X_p} - 1}{x_p} = \frac{1}{(1 - \beta)} \left[1 - \frac{N_0}{n} \chi_p^{1-\beta} \right];$$

$$\frac{\sigma_p^2}{\kappa^2} = \frac{n}{x_p^{1-\beta}} \left[1 - \frac{(1-\beta)}{x_p} (1 - e^{-x_p}) \right],$$

где $x_p = \frac{\epsilon}{\dot{\epsilon}} \tilde{\nu}_{sg} e^{-W_2/kT_p}$; $\beta = W_1/W_2$; $N_0 = N(\sigma_0)$.

Легко показать, что в простейшем случае ($N_0 = 0$, $\beta \ll 1$) величины, характеризующие пик, определяются следующими выражениями:

$$\nu_{sg}(T_p) = 2W_1\dot{\epsilon}/W_2\epsilon; \quad \tilde{\sigma}_p^2 = \sigma_*^2 2W_1/W_2 \quad (62)$$

Предварительная деформация повышает напряжение скачка, что, по данным работы [128], приводит к росту напряжения пика и снижению разности $\tilde{\sigma}_p - \sigma_0$. Это согласуется с приведенными в разд. 1 гл. II экспериментальными данными Тортона и др. [59].

При низких температурах, когда в выражении (60) справедливо линейное по χ разложение, получаем

$$\tilde{\sigma}^2 = \sigma_0^2 + \epsilon \nu_{gs}/(\gamma v), \quad (63)$$

и, следовательно, $\tilde{\sigma}$ не зависит от ϵ .

Если второе слагаемое в правой части этого уравнения существенно меньше первого, то напряжение $\tilde{\sigma}$ линейно зависит от деформации и растет с температурой пропорционально $\exp(-W_1/kT)$. С повышением температуры зависимость напряжения от деформации перестает быть линейной и $\tilde{\sigma} \sim \exp(-W_1/2kT)$.

Линейное упрочнение в широком температурном интервале оказалось возможным получить с помощью модификационной модели, в которой учитывается цепочка превращений, изображенная на рис. 39, е. Полаган, что ступеньки на сверхдислокациях благоприятствуют поперечному скольжению, можно рассматривать в качестве $g \rightarrow s'$ -превращений процессы пересечения дислокаций с лесом, в результате которых образуются заторможенные s' -конфигурации. Тогда $s' \rightarrow s$ - и $s' \rightarrow g$ -процессами являются соответственно процессы ухода дислокаций в плоскость куба и движения дислокации со ступенькой после пересечения. Оба эти процесса термически активированные и характеризуются энергиями активации W_s и W_g соответственно. Уравнение пластической деформации в этом случае по-прежнему описывается формулой (56), в которой частоту ν_{gs} надо заменить на некоторую эффективную частоту $\nu_{\text{эфф}}$. Если выполняется соотношение $\nu_{gs'} \gg \nu_{s'g} \gg \nu_{s's} \gg \nu_{sg}$, то $\nu_{\text{эфф}} = \nu_{gs'} \nu_{s's} / \nu_{s'g}$.

Будем предполагать, как обычно, что длина свободного пробега, обусловленная пересечениями дислокаций с лесом и равная $v\nu_{gs}^{-1}$, обратно пропорциональна деформации, т.е. $\nu_{gs'} \sim (\dot{\epsilon} - \epsilon_*)$. Если на некоторой стадии можно не учитывать $s \rightarrow g$ -превращения, определяющие разупрочнение, а также пренебречь зависимостью величины

$$W_{\text{эфф}} = W_s - W_g \quad (64)$$

от напряжений, от решения уравнения (56) принимает вид

$$\sigma = \theta(\epsilon - \epsilon_*), \quad (65)$$

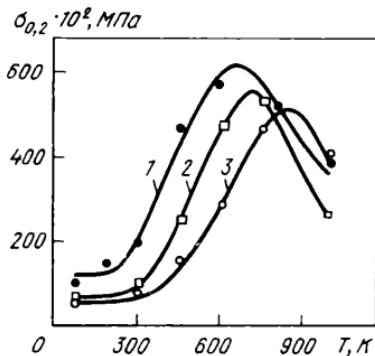
$$\text{где } \theta = \tilde{\sigma} \exp(-W_{\text{эфф}}/2kT) \quad (66)$$

Таким образом, упрочнение является линейным, причем коэффициент упрочнения θ экспоненциально растет с повышением температуры, т.е. имеет аномальную температурную зависимость. Как видно из выражения (66), блокировка винтовых дислокаций может наблюдаться при температурах (деформациях), существенно меньших тех, которые следует ожидать на основе микроскопических расчетов энергии активации без учета быстрых инициирующих превращений.

3. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО ТЕМПЕРАТУРНЫМ АНОМАЛИЯМ

В работе [128] экспериментальные кривые $\tilde{\sigma}(T)$ сравнивали с кривыми, полученными с помощью выражения (60), а также исследовали влияние на них параметров $\dot{\epsilon}$ и σ_0 . Детальная обработка экспериментальных температурных зависимостей предела текучести упорядоченных сплавов со сверхструктурой L_1_2 по формуле (60) была проведена в работе [130]. В качестве примера на рис. 41 для сплава Ni_3Ga даны экспериментальные точки и теоретические кривые, полученные с помощью представленных в табл. 6 значений энергии активации. Приведенные в этой таблице значения энергии активации того же порядка, что и значения, полученные в результате микроскопических расчетов (см. гл. II, разд. 3). Однако их детальное сравнение затруднено, поскольку наблюдаемые температурные аномалии определяются совокупностью микроскопических процессов образования и разрушения барьеров, имеющих достаточно широкий спектр энергий активации.

Рис. 41. Зависимость $\sigma_{0,2}(T)$ для поликристаллов (1) [78] и монокристаллов с ориентировками U' (2) и $T(3)$ [79] сплава Ni_3Ga



Представляет интерес сравнить полученные значения энергии активации W_1 со значениями энергии активации W , полученными в работе [112] при обработке тех же экспериментальных данных по эмпирической формуле $\tilde{\sigma} - \sigma_0 \sim e^{-W/kT}$. Как и следовало ожидать, величины W_1 оказались близки к удвоенным значениям энергии W .

В модели, развитой Такеучи и Курамото [79], предел текучести определяется выражением $\tilde{\sigma} \sim e^{-W(\sigma)/3kT}$ где энергия активации $W = E - V\sigma_{[100]}$; V – активационный объем; $\sigma_{[100]}$ – напряжение, действующее в плоскости куба. Энергия E , определенная по экспериментальным данным [79], оказалась равной $\sim 0,3$ эВ.

В табл. 6 приведены также значения энергии активации $W_{\text{эфф}}$, полученные с помощью выражения (66) по имеющимся экспериментальным значениям коэффициента линейного упрочнения.

Таблица 6. Энергия активации процессов, определяющих температурную зависимость предела текучести и коэффициента упрочнения сплавов типа L_1

Сплав	Измеряемая величина	Ориентировка	W_1 , эВ	W_2 , эВ	Библиография
Ni_3Al	$\sigma_{0,2}$	Π	0,25	1,04	[55]
		S	0,43 (0,5)	—	[57]
		U	0,42 (0,5)	1,5	[57]
		Π	0,27	0,96	[59]
		Π	0,3	0,92	[59]
$Ni_3(Al, Cr)$	$\sigma_{0,2}$	Π	0,3	1,64	[59]
$Ni_3(Al, Ti)$			0,22	1,36	[59]
$Ni_3(Al, Ti, Cr)$			0,25	1,21	[59]
$Ni_3(Al, Nb)$			0,22	1,04	[59]
$Ni_3(Al, Fe)$		Π	0,45	2,2	[105]
$Ni_3(Al, W)$	$\sigma_{0,2}$	S	0,16	—	[74]
		T	0,14	0,42	[74]
Ni_3Si Co_3Ti	$\sigma_{0,2}$	Π	0,16	0,77	[88]
		Π	0,44	—	[88]
Ni_3Ga	$\sigma_{0,2}$	Π	0,14	0,43	[78]
		S	0,23	—	[79]
		T	0,26	0,92	[79]
		U'	0,21	0,72	[79]
Ni_3Ge	$\sigma_{0,2}$	S	0,25	—	[82]
		T	0,1	0,52	[82]
		U	0,1	0,51	[82]
Cu_3Au	θ	V	(0,08)	—	[56]
		S	(0,08)	—	[92]
		U	(0,1)	—	[92]
		V'	(0,08)	—	[92]
		W	(0,1)	—	[92]

П р и м е ч а н и я: 1. В скобках даны значения $W_{\text{эфф}}$. 2. Π – поликристалл; ориентировки монокристаллов даны в соответствии с данными табл. 4. 3. Значения U_2 не приведены либо из-за недостатка экспериментальных данных, либо для ориентировок типа $<100>$.

Вопрос о существовании температурного пика связан с тем, в какую из областей I, II или (I + II), представленных на рис. 4, попадают параметры данного сплава и какова при этом структура сверхдислокаций. Как уже говорилось выше, в сплавах Cu_3Au и Ni_3Ge , например, существуют только сверхдислокации I типа, которые содержат расщепленные $a/2 <110>$ дислокации. В результате, блокировка таких сверхдислокаций приводит к температурному пику деформирующего напряжения. Напротив, в сплаве Zr_3Al , параметры которого попадают в область II₀, может происходить только процесс блокировки 60-град. сверхдислокаций.

ций, не требующий, однако, термической активации. Вследствие этого не должно наблюдаться аномальное возрастание деформирующего напряжения с температурой. В сплавах Ni_3Al и Ni_3Ga собственные превращения сверхдислокаций I типа являются термически активированными. Блокировка сверхдислокаций II типа, будучи также термически активированным процессом в сплаве Ni_3Ga , является атермической в сплаве Ni_3Al , где дислокации $a/2 < 110 >$, принадлежащие сверхдислокациям II типа, являются стянутыми, как и в сплаве Zr_3Al .

Как отмечалось в разд. 3 гл. II, энергия активации $g \rightarrow s$ -превращения для сверхдислокаций II типа сильно зависит от напряжения, так что процесс блокировки является термически активированным лишь в узком интервале значений σ . Если $g \rightarrow s$ -превращения сверхдислокаций II типа оказываются доминирующими, то, как можно показать, используя выражение (56), форма кривой $\sigma(T)$ должна иметь особенность: резкое аномальное возрастание напряжения с температурой будет сменяться длинным плато и последующим спадом, обусловленным разрушением барьеров.

В заключение рассмотрим вопрос о том, каким образом связаны температурный пик деформирующего напряжения и температурный минимум пластичности данных сплавов. Воспользуемся классической схемой, предложенной Иоффе [135] для объяснения перехода пластичность — хрупкость. Предположим, что напряжение разрушения σ_f слабее зависит от температуры, чем деформирующее напряжение σ . В данных сплавах это справедливо при $T < T_p$ (см. рис. 32). Рассмотрим пересечение кривой $\sigma_f(T)$ с семейством кривых $\sigma_\epsilon(T)$, соответствующих различным степеням деформации [66]. Учитывая, что при заданной температуре большим значениям ϵ соответствуют большие σ и принимая значение ϵ в точках пересечения за величину пластичности δ , т.е. $\sigma(\delta, T) = \sigma_f(T)$, получаем, что величина δ уменьшается с ростом температуры при $T < T_p$.

4. ГЕОМЕТРИЯ СКОЛЬЖЕНИЯ

Наблюдаемые температурные аномалии сопровождаются изменением действующих систем скольжения. Наиболее существенной является замена при температурах, близких к температуре пика, октаэдрического скольжения кубическим. Простая диаграмма дислокационных превращений, которая удовлетворительно описывает кривую $\sigma(T)$, является недостаточной при анализе геометрии скольжения. Рассмотрим диаграммы, учитывающие несколько типов подвижных и неподвижных дислокаций. Сформулированный в начале этой главы метод анализа дислокационного ансамбля помогает разобраться в сложной и запутанной картине геометрии скольжения, включающей действие многих октаэдрических и кубических систем.

Рассмотрим сначала смену систем скольжения на примере ориентировки [123]. Детальное экспериментальное исследование для эквивалентной ориентировки [132] было проведено Стэтон-Бивэном и Ролингсом [68, 69]. В табл. 7 приведены системы скольжения и соот-

ветствующие им факторы Шмида для ориентировки [123]. Кроме введенных ранее обозначений O_1 , K_1 и т.д. для октаэдрических и кубических систем скольжения, в этой таблице приведены также обозначения P , (C_P) и т.д., использованные в работах [68, 69] для эквивалентных систем скольжения.

Разделим дислокационный ансамбль на группы и рассмотрим тройки плоскостей, которые образованы одной кубической и двумя октаэдрическими плоскостями (см. табл. 7), и соответствующие им семейства винтовых дислокаций с параллельным линии пересечения указанных плоскостей вектором Бюргерса $a/2 < 110 >$. Очевидно, что винтовые дислокации с одинаковыми векторами Бюргерса образуют общий каркас, противодействующий движению винтовых дислокаций в каждой плоскости, так что их дислокационные семейства являются сильно взаимодействующими. Следовательно, из двух связанных октаэдрических систем скольжения, принадлежащих одной и той же тройке, может наблюдаться только система с наибольшим фактором Шмида. Действительно, в работах [68, 69] не были обнаружены октаэдрические системы скольжения, связанные с действующими системами (P) и (P_2).

Поскольку напряжение Пайерлса в плоскости октаэдра меньше, чем в плоскости куба, то, в соответствии с выражением (44), кубическая система в данной тройке может быть действующей, если имеет больший фактор Шмида, т.е.

$$f(K) > f(O). \quad (67)$$

Таблица 7. Системы скольжения и факторы Шмида для ориентировки [123]

Вектор Бюргерса	Плоскость скольжения	Система скольжения	Фактор Шмида
[101]	(111)	$O_1 (P)$	0,467
	(111)	— —	0
	(010)	$K_1 (C_P)$	0,404
[110]	(111)	$O_2 (P_2)$	0,350
	(111)	—	0,175
	(001)	$K_2 (I)$	0,455
[101]	(111)	—	0,117
	(111)	$O_3 (P_2')$	0,350
	(010)	—	0,202
[011]	(111)	— —	0,117
	(111)	— —	0,175
	(100)	— —	0,051
[011]	(111)	— —	0,292
	(111)	— —	0
	(100)	— —	0,253
[110]	(111)	— —	0,175
	(111)	— —	0
	(001)	— —	0,152

Для ориентировки [123] (см. табл. 7) ни для какой из кубических систем, кроме системы K_2 ($\equiv I$), не выполняется соотношение (67). Действительно, только эта система наблюдалась при $T > T_p$. Таким образом, в каждой тройке систем остается одна октаэдрическая (с большим фактором Шмида) и одна кубическая, для которых выполняется условие (67).

Для исследуемой ориентировки при $T < T_p$ наблюдается октаэдрическая система (P2), имеющая меньший фактор Шмида, чем связанная с ней кубическая система (I). Если бы это было обусловлено разницей в напряжениях Пайерлса, то смена октаэдрической системы скольжения на кубическую должна была бы происходить при напряжении σ_{kp} , определяемом выражением (44). Однако трудно предположить, чтобы напряжение Пайерлса в г.ц.к. решетке могло быть порядка напряжения, достигаемого при температуре пика, когда наблюдается смена систем скольжения. Поэтому будем полагать, что при $T < T_p$ собственные источники работают в октаэдрической системе скольжения, но заблокированы в кубической. В противном случае октаэдрическая система (P2) не могла бы наблюдаваться.

Для винтовых дислокаций с вектором Бюргерса $a/2 < 110 >$ возможны следующие варианты: дислокации параллельны (и сильно взаимодействуют, что рассматривалось выше), оргональны (будем считать их невзаимодействующими) или образуют угол 60° . В последнем случае выполнение условия (47) зависит от ориентировки оси деформации. Заменяя рассмотрение упругого взаимодействия между дислокациями, разориентированными на угол 60° , взаимодействием между параллельными дислокациями с вектором Бюргерса \vec{b} и $\vec{b}/2$, сразу же получаем условие слабого взаимодействия для указанных семейств с факторами Шмида f_1 и f_2 в виде

$$1 < f_1/f_2 < 2. \quad (68)$$

В результате для ориентировки [123] имеем, что семейства дислокаций с векторами Бюргерса $a/2 [110]$ и $a/2 [01\bar{1}]$ сильно взаимодействуют с системой O_1 ($\equiv P$) и поэтому соответствующие им системы скольжения не могут быть действующими. Остальные октаэдрические семейства дислокаций слабо взаимодействуют между собой.

Таким образом, полный дислокационный ансамбль оказалось возможным заменить на усеченный, состоящий из четырех групп. Поскольку каждая из групп вносит аддитивный вклад в скорость деформации $\dot{\epsilon}$, то система скольжения $[011] (11\bar{1})$ с наименьшим фактором Шмида может быть ненаблюдаемой. Однако в рамках данной схемы остается неясным, почему при ориентировке [123] не наблюдается система скольжения (P2'), имеющая тот же фактор Шмида, что и система (P2). Возможно это обусловлено тем, что указанные системы не являются эквивалентным из-за контактного взаимодействия с системой (P). Можно ожидать, что пересечение дислокациями системы (P) дислокаций системы (P2') препятствует движению последних, в то время как подоб-

ный механизм торможения отсутствует для системы (P2), имеющей общую плоскость скольжения с системой (P).

На основе проведенного анализа рассмотрим диаграмму дислокационных превращений, изображенную на рис. 42. Для такой диаграммы, согласно (43), уравнение пластической деформации имеет вид

$$\frac{d\sigma}{de} = \frac{1}{2\sigma(\gamma_1\lambda_1\delta_1 + \gamma_2\lambda_2\delta_2)} - \frac{\sigma[\gamma_1\lambda_1\nu_{sg}^{(1)} + \gamma_2\delta_2(\lambda_2\nu_{sg}^{(2)} + \lambda_2'\nu_{sg}^2 f_2'/f_2)]}{2\dot{\epsilon}(\gamma_1\lambda_1\delta_1 + \gamma_2\lambda_2\delta_2)} \quad (69)$$

где $\delta_1 = [1 - \alpha^2(g_2/g_1)^2]/(1 - \alpha^4)$; $\delta_2 = [1 - \alpha^2(q_1/q_2)^2]/(1 - \alpha^4)$, а величины со штрихом относятся к кубической системе скольжения. Если в уравнении (69) оставить только члены, соответствующие $g \rightarrow s$ -

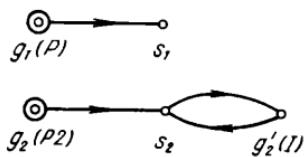


Рис. 42. Диаграмма дислокационных превращений для ориентировки [123]

превращениям в системе скольжения (P) и $s \rightarrow g'$ -превращениям в системе (I) (см. табл. 7), то оно становится аналогичным уравнению (56), отличаясь от него только некоторыми несущественными коэффициентами, зависящими от ориентации.

Перейдем теперь к исследованию геометрии скольжения при различных ориентировках оси деформации. Прежде всего выделим области внутри стереографического треугольника, в которых та или иная кубическая система скольжения является запрещенной в силу соотношения (67). Легко показать, что кубическое скольжение невозможно по плоскости (010) в области bce ; по плоскости (001) в области fde и по плоскости (100) в области bce (рис. 43). Эти запрещенные области могут расширяться вследствие подавления данной кубической системы скольжения какой-либо сильно действующей с ней октаэдрической или кубической системой с другим вектором Бюргерса, обладающей большим фактором Шмида. Используя условие (68), получаем, что границы области, в которой скольжение в плоскости (010) запрещено, не меняются. В то же время для плоскости (001) скольжение оказывается запрещенным еще и в области lck , а для (100) в области egh . В результате внутри стереографического треугольника возникают две области (заштрихованные на рис. 43), внутри которых не действует ни одна кубическая система. Заметим также, что для ориентировок вблизи линии kd , для которых

$$f(O_1) > f(K_1) \approx f(K_2) > f(O_2), \quad (70)$$

из двух кубических систем с почти равными факторами Шмида действующей может быть система K_2 .

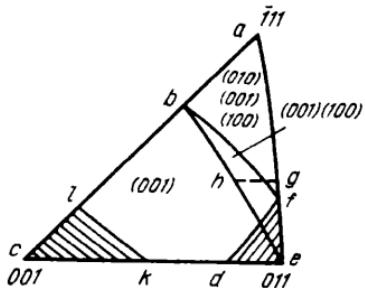
В сплаве Ni_3Ge [82] для ориентировки W , близкой к [111] (см.

табл. 4), наблюдается кубическое скольжение по трем плоскостям $\{100\}$, а для ориентировки S , близкой к $[001]$, кубическое скольжение вообще не обнаружено. Для ориентировок U и T , лежащих ниже линии bf (см. рис. 43), скольжение наблюдается лишь в плоскости (001) . Следует подчеркнуть, что для ориентировки T , при которой выполняется соотношение (70), не наблюдается система скольжения K_1 , имеющая примерно тот же фактор Шмида, что и действующая система K_2 . Экспериментальные результаты [82] достаточно хорошо согласуются с изложенными выше теоретическими представлениями.

Если сравнивать данные [82] с результатами для легированного кобальтом сплава Ni_3Ge [85, 86], то обращает на себя внимание следующее. В работе [85] для ориентировки U' наблюдалась не только система K_2 [82], но и K_1 . Для ориентировки, близкой к U' , в работе [86] вообще не наблюдалась система K_2 , в то время как действующей была система скольжения K_1 . В остальном геометрия скольжения для сплава $(Ni, Co)_3Ge$ подобна той, которая наблюдается для сплава Ni_3Ge .

Как видно из сопоставления этих, а также полученных для других сплавов данных, экспериментальные результаты по геометрии скольжения являются весьма противоречивыми. Так, невыясненным остается вопрос о возможности действия системы K_1 . В сплавах $Ni_3(Al, W)$ [74] и $Ni_3(Al, Nb)$ [67] при любой из исследованных ориентировок (см. табл. 4) кубическое скольжение наблюдается лишь в плоскости (001) . Авторы [67] отрицают возможность микроскопического (010) скольжения. В то же время в сплавах Ni_3Ge [82, 85], Ni_3Ga [81] и Cu_3Au [101] при ориентировках, близких к $\bar{[1}11]$, наблюдалось отчетливо выражение скольжения как по плоскости (001) , так и по (010) .

Рис. 43. Области в стереографическом треугольнике, в которых разрешены соответствующие системы скольжения



Значительно лучше согласуются результаты, полученные на различных сплавах для ориентировок, близких к $[001]$; можно считать установленным отсутствие кубического скольжения при таких ориентировках. Некоторые из них, например S' [67], довольно сильно отличаются от точной ориентировки $[001]$. Можно полагать, что они попадают внутрь заштрихованной области вблизи вершины $[001]$ стереографического треугольника (см. рис. 43), где, как было показано выше, кубические системы K_1 и K_2 запрещены из-за сильного взаимодействия с октаэдрической системой O_1 .

В дискуссии по ориентационной и температурной зависимости предела текучести монокристаллов $Ni_3(Al, Nb)$ Шарма и Райт [127] указывали, что поперечное скольжение в плоскости куба при близких к $[001]$ ориен-

тациях маловероятно вследствие того, что отношение $f(K_1)/f(O_1) \approx 0 \div 0,2$. Однако как было показано в предыдущем разделе, энергия активации образования барьера путем поперечного скольжения при близких к [001] и других ориентировках мало отличаются. В то же время малые значения указанного отношения факторов Шмida, а также отношение $f(K_2)/f(O_1)$ привели в силу условий (67) и (68) к наличию области lck , где кубическое скольжение отсутствует.

Вопрос о существовании второй запрещенной области *def* (см. рис. 43) пока еще не ясен. Необходимы более детальные экспериментальные исследования геометрии скольжения при ориентировках, близких к [011]. Из имеющихся к настоящему времени данных наиболее подходящие ориентировки *V* и [144] в работах [67] и [59] соответственно находятся на границах указанной области; кубическое скольжение при этих ориентировках наблюдалось.

В заключение отметим, что развиваемая в настоящем разделе схема и вытекающий из нее метод анализа оказались достаточно эффективными при объяснении основных особенностей геометрии скольжения. Однако попытка интерпретации обширной экспериментальной информации встречает определенные трудности. Это связано прежде всего с жесткостью сформулированных выше критериев, определяющих возможность пластического течения в различных системах скольжения. Приближенный характер носят оценки взаимодействия различных дислокационных семейств, на основе которых была получена картина геометрии скольжения, представленная на рис. 43. Незначительная деформация, обнаруженная в какой-либо системе скольжения, запрещенной в силу указанных критериев, может быть обусловлена также размытием уровня протекания пластического течения [см. выражение (42)] вследствие различных флюктуационных процессов.

Кроме того, разрешенные и запрещенные области, изображенные на рис. 43, получены в предположении, что деформация осуществляется сверхдислокациями I типа. Учет II типа расщепления может изменять условия, при которых те или иные системы скольжения являются действующими. Можно предположить, что именно с этим связано упоминаемое выше изменение действующих систем скольжения при легировании. И наконец, если учесть, что пластическая деформация осуществляется петлями и вклад краевых сегментов может быть существенным, то условия пластического течения могут также измениться.

5. ОСОБЕННОСТИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПОЛЗУЧЕСТИ

В двух предыдущих разделах исследовали пластическую деформацию упорядоченных сплавов при динамическом нагружении ($\dot{\epsilon} = \text{const}$); были выявлены дислокационные превращения, определяющие температурные аномалии деформационных характеристик. Представляет интерес выяснить, как такие дислокационные превращения могут влиять на ползучесть. С этой целью рассмотренная выше феноменологическая схема была применена для анализа ползучести упорядоченных сплавов, обладающих термическим упрочнением [133]. Ограничимся рассмотрением

низкотемпературной ползучести, когда диффузионными процессами можно пренебречь. При этом полагаем, что контролирующие ползучесть процессы имеют энергию активации меньшую, чем энергия активации самодиффузии.

Будем в качестве $g \rightleftharpoons s$ -превращений рассматривать процессы образования и разрушения барьеров Кира – Вильсдорфа, так что частоты ν_{gs} и ν_{sg} , как и ранее, определяются выражениями (58) и (59). Тогда, используя (53), получаем для скорости стационарной ползучести следующее выражение:

$$\dot{\epsilon} = b v f N \frac{\nu_{sg}(0)}{\nu_{gs}(0)} \exp\left(-\frac{W_2 - W_1}{kT}\right). \quad (71)$$

Используем для оценки величины $(W_2 - W_1)$ данные Никольса и Ролингса [106] по температурной зависимости стационарной ползучести сплава $Ni_3(Al, Fe)$ в интервале $530 - 680^{\circ}C$, где ползучесть является недиффузионной. В результате проведенной с помощью соотношения (71) обработки этих данных получаем, что $W_2 - W_1 \approx 2,2$ эВ. Следует подчеркнуть, что это значение, так же как и близкое к нему значение $W_2 - W_1$, полученное при динамическом нагружении (см. табл. 6), оказалось существенно ниже энергии активации самодиффузии (3,27 эВ), определяющей, согласно работам [76, 106], высокотемпературную ползучесть.

Пусть при испытании на ползучесть значение внешнего напряжения для каждой температуры выбирают равным деформирующему напряжению $\sigma(T)$, которое при $T < T_p$ определяется выражением (63). Отсюда сразу получаем

$$\dot{\epsilon} = \nu_{sg}(T) \dot{\epsilon}_d, \quad (72)$$

где $\dot{\epsilon}_d$ – значение степени деформации при динамическом нагружении.

Оценим температуру T^* , начиная с которой скорость ползучести выше разрешающей способности измерительной аппаратуры, т.е. $\dot{\epsilon}^* > \dot{\epsilon}_d$, и может наблюдаться стационарная ползучесть (по данным [59] $\dot{\epsilon}^* = 10^{-9} \text{ с}^{-1}$). Используя уравнение (62), определяющее температуру пика T_p кривой $\sigma_e(T)$, с учетом (72) можно записать

$$W_2 \left(\frac{1}{T^*} - \frac{1}{T_p} \right) = k \ln \left(2 \dot{\epsilon}_d W_1 / \dot{\epsilon}^* W_2 \right). \quad (73)$$

Поскольку $\dot{\epsilon}^* \gg \dot{\epsilon}_d$, то, как видно из выражения (73), $T^* < T_p$, т.е. стационарную ползучесть можно наблюдать при температурах, меньших температуры пика. Например, для сплава $Ni_3(Al, Cr)$, для которого $T_p = 900^{\circ}C$, а энергии активации $U_1 = 0,30$ эВ, $U_2 = 1,64$ эВ (см. табл. 6), при $\dot{\epsilon}_d = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ отношение $T_p/T^* \approx 1,5$, т.е. $T^* \approx 500^{\circ}C$. Для этого сплава стационарная ползучесть наблюдалась при напряжениях, близких к $\sigma_{0,2}$, начиная с $626^{\circ}C$ [59].

Если сравнить ползучесть сплавов на основе никеля с ползучестью чистого никеля, то можно заметить, что в этих сплавах стационарная ползучесть наблюдается при более высоких температурах и напряжениях.

В частности, стационарная ползучесть в никеле обнаружена в работе [136] уже при 400°C и $\sigma = 164$ МПа, что существенно ниже соответствующих значений для $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Cr})$. Этот факт подтверждает существование в сплавах специфических барьеров, которые остаются неразрушающими в условиях ползучести при достаточно высоких температурах и напряжениях.

Модифицируем изображенную на рис. 40 диаграмму, введя различие между превращениями, испытываемыми g - и g' -дислокациями, которые принадлежат октаэдрической и кубической системам скольжения соответственно. Учтем, что превращение $g \rightarrow s$ представляет собой процесс образования обычного барьера Кира — Вильсдорфа из сверхдислокации, скользящей в плоскости октаэдра, тогда как превращение $g' \rightarrow s'$ — это спонтанное расщепление в плоскости октаэдра дислокации, скользящей в плоскости куба. Соответствующая диаграмма дислокационных превращений изображена на рис. 44, а. Поскольку, согласно результатам рас-

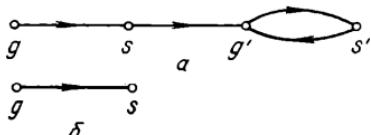


Рис. 44. Диаграмма дислокационных превращений для описания ползучести в сверхструктуре L_1

четов энергии активации (см. гл. II, разд. 3), частоты рассматриваемых превращений удовлетворяют соотношениям $v_{gs} \gg v_{sg'}$; $v_{g's'} \gg v_{s'g'}$ и $v_{g's'} \gg v_{gs}$, то при $\tau \gg v_{g's'}^{-1}$, как было показано в работе [133]:

$$N_g = N_g(0) e^{-v_{gs}\tau}; \quad (74)$$

$$N_{g'} = -N_g(0) \frac{v_{sg'}}{v_{g's'}} e^{-v_{gs}\tau} + (v_{sg'} - v_{s'g'}) \times \\ \times \frac{N - N_{s'}(0) - N_{g'}(0)}{v_{g's'}} e^{-v_{sg'}\tau} + N \frac{v_{s'g'}}{v_{g's'}}. \quad (75)$$

Будем полагать, как и ранее, что при $T < T_p$ собственные источники существуют только в октаэдрической системе скольжения. Поэтому, если величины N_F и N'_F , относящиеся соответственно к октаэдрической и кубической системам, удовлетворяют соотношению $N_F > N'_F$, то пластическая деформация осуществляется только дислокациями g -типа. Соответствующая усеченная диаграмма представлена на рис. 44, б. В этом случае ползучесть, как видно из выражения (74), является неуставновившейся. Напротив, когда $N_F < N'_F$, пластическое течение возможно в обеих системах, а величина $\dot{\epsilon}$ имеет вид

$$\dot{\epsilon} = bvfN_g + bv'f'N_{g'}. \quad (76)$$

Как следует из уравнений (66) — (68), кривая ползучести имеет две стационарные стадии. Соответствующие значения $\dot{\epsilon}$ на этих стадиях в предположении, что начальные плотности дислокаций $N_{s'}(0)$ и $N_g(0)$ равны нулю, записываются следующим образом

$$\tilde{\epsilon}_1 = bv'f'N\nu_{sg'}/\nu_{g's'}; \quad \tilde{\epsilon}_2 = bv'f'N\nu_{s'g'}/\nu_{g's'}. \quad (77)$$

Заметим, что величины $\tilde{\epsilon}$ в этих выражениях не содержат частоты ν_{gs} . Следовательно, превращение $g \rightarrow s$, доминирующее в условиях динамического нагружения при $T < T_p$, не наблюдается при стационарной ползучести, которая осуществляется только посредством кубической системы скольжения. В зависимости от соотношения между частотами $\nu_{sg'}$ и $\nu_{s'g'}$ кривая ползучести может иметь как нормальный, так и аномальный ход. Такого рода аномальная кривая приведена в работе [59].

В том случае, когда одновременно действует несколько октаэдрических систем скольжения, разделим дислокационный ансамбль на группы аналогично тому, как это было сделано при анализе геометрии скольжения в условиях динамического нагружения. Каждой группе будет соответствовать либо полная [$f(0) < f(K)$], либо усеченная [$f(0) > f(K)$] диаграмма дислокационных превращений (см. рис. 44 а или б соответственно). В результате описывающая дислокационный ансамбль

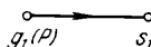


Рис. 45. Модифицированная диаграмма дислокационных превращений для ориентировки [123]

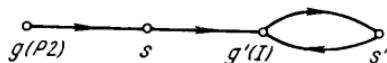


диаграмма будет представлять собой характерную для выбранной ориентировки совокупность диаграмм. Каждая из них дает свой вклад в скорость пластической деформации, определяемую с помощью уравнения (39). При этом $\dot{\epsilon}_k$ описывается выражением (76), в котором для усеченной диаграммы следует положить $N_g = 0$.

Рассмотрим в качестве примера ориентировку [123], для которой удалось объяснить наблюдаемые особенности геометрии скольжения при динамическом нагружении (см. предыдущий раздел). Для такой ориентировки модифицированная диаграмма представлена на рис. 45. Плотности подвижных дислокаций в октаэдрической и кубической системах скольжения определяются выражениями (74) и (75) соответственно. Как следует из проведенных в работе [137] расчетов, при указанной ориентировке энергия активации разрушения барьеров в кубической системе (I) (см. табл. 7) больше, чем энергия образования барьеров в любой из октаэдрических систем. Поэтому, когда время τ превосходит наибольшую из величин ν_{gs}^{-1} , должна наблюдаться стационарная ползучесть, определяемая выражением (77). Следует подчеркнуть, что ориентировка [123] является благоприятной в том отношении, что принадлежит области $lbf dk$ стереографического треугольника (см. рис. 43), где среди кубических систем скольжения действующей может быть только система K_2 ($\equiv I$). Это дает возможность по результатам исследований стационарной ползучести для таких ориентировок при различных температурах и напряжениях определять частоты превращений, происходящих в указанной системе скольжения.

Особый интерес представляют ориентировки $<100>$ и близкие к ней (см. область c/k на рис. 43), для которых макроскопическое кубическое скольжение невозможно. Соответствующая диаграмма дислокационных превращений представляет собой совокупность усеченных диаграмм. Поэтому следует ожидать, что при ориентировках, близких к $<100>$ кривые ползучести не имеют стационарной стадии вплоть до температур, при которых существенными становятся диффузионные процессы.

Следует обратить внимание на то, что обладающие термическим упрочнением упорядоченные сплавы могут представлять интерес как реакторные материалы, обеспечивающие низкую скорость ползучести при $T < T_p$ вследствие преобладания в дислокационной структуре заблокированных винтовых сегментов. Однако необходимым условием использования их в качестве реакторных материалов является слабое распухание и сохранение упорядоченного состояния под облучением [138].

6. ТЕРМИЧЕСКОЕ УПРОЧНЕНИЕ В РАЗЛИЧНЫХ СВЕРХСТРУКТУРАХ

Легирование может изменять частоты $g \rightarrow s$ -превращений, определяющих температурные аномалии деформирующего напряжения. Это может привести к исчезновению пика $\sigma(T)$ при определенных концентрациях легирующего элемента, что обнаружено на сплаве $(\text{Ni}, \text{Fe})_3\text{Ge}$ начиная с концентрации железа около 31 % (ат.) [87], а также на сплаве $\text{Pt}_3(\text{In}, \text{Ti})$ при концентрации таллия 0,1 % (ат.) [139]. Частоты $g \rightleftharpoons s$ -превращений зависят от энергии ξ АФГ в плоскости $\{111\}$, энергии ξ' АФГ в плоскости $\{100\}$ и энергии U сверхструктурного дефекта упаковки (с вектором сдвига $a/3 <112>$). Как подчеркивают Сузуки и др. [87, 139], в настоящее время можно считать установленным, что высокая анизотропия энергии АФГ (т.е. $\xi \gg \xi'$) ответственна за температурную аномалию сплавов со сверхструктурой L_{12} . В соответствии с этим они полагают, что исчезновение аномалии в $(\text{Ni}, \text{Fe})_3\text{Ge}$ и $\text{Pt}_3(\text{In}, \text{Ti})$ связано с понижением энергии ξ и одновременным повышением энергии ξ' .

Существенным моментом в работах Сузуки и др. [87, 89, 90, 139] является попытка связать вопрос о происхождении температурных аномалий с вопросом об устойчивости фазы L_{12} относительно превращений в другие фазы, такие как разупорядоченная г.ц.к. ($A1$), упорядоченная г.п. фаза $D0_{19}$ и упорядоченная г.ц.к. фаза $D0_{22}$ (представляющая собой долгопериодную сверхструктуру, содержащую АФГ в плоскости $\{100\}$ с периодом $2a$). Если в некотором интервале температур и концентраций сплав со сверхструктурой L_{12} обнаруживает превращение в долгопериодную сверхструктуру, то можно ожидать, что он характеризуется большой анизотропией энергии АФГ и соответственно может обладать термическим упрочнением. Об анизотропии энергии АФГ можно судить также по морфологии АФГ [140]: для каркаса доменных границ типа "лабиринта", характеризуемых преимущественной кристаллографической ориентацией АФГ, можно ожидать, что $\xi \gg \xi'$, а для каркаса типа "вихря" энергия АФГ изотропна. Действительно, температурные

аномалии деформационных характеристик обнаружены в сплаве Cu_3Au , в котором, во-первых, наблюдается каркас АФГ типа "лабиринта" [140], во-вторых, сверхструктура обладает низкой фазовой устойчивостью по отношению к переходу и долгопериодную структуру (при нестехиометрическом составе). В то же время в сплавах Ni_3Fe , Ni_3Mn , не обладающих термическим упрочнением, наблюдается каркас типа "вихря" и не обнаружено долгопериодных сверхструктур.

Как отмечается в работе [140], энергия γ существенно зависит от того, обнаруживает ли сплав переход в сверхструктуру $D0_{19}$. В определенных случаях при легировании энергия дефекта упаковки уменьшается до тех пор, пока не будет достигнута граница фазовой устойчивости относительно перехода $L1_2 \rightarrow D0_{19}$.

Следует обратить внимание на то, что при легировании вследствие изменения величины γ может измениться тип расщепления сверхдислокаций. Можно полагать, что это имеет место при легировании Ni_3Ge кобальтом. Как видно из рис. 4, где приведены области существования сверхдислокаций различных типов, возможна следующая ситуация. Если для некоторого сплава параметры ζ и γ/ζ попадают внутрь области II_0 , то термическое упрочнение не будет наблюдаться. Это является возможным объяснением того, почему в некоторых сплавах с высокой температурой упорядочения (Ir_3Cr , Pt_3Al) не наблюдается термическое упрочнение. Однако, если при том же значении ζ значение γ/ζ лежит выше кривой 2 (см. рис. 4), но не попадает в область I_0 , то реализуется I тип расщепления, причем дислокации $a/2 <110>$ не являются стянутыми и должно наблюдаться термическое упрочнение.

Таким образом, пока еще не сформулирован критерий, позволяющий однозначно судить о том, в каких сплавах $L1_2$ можно ожидать термическое упрочнение. Тем более это трудно сделать для сплавов с другими сверхструктурами.

В сверхструктуре $L1_0$ энергетически выгодным является превращение скользящих сверхдислокаций в барьеры типа "крыши" [6, 7]. Энергия активации образования таких барьера ниже, чем их разрушения. На основе этого в работе [141] было высказано предположение о том, что в сплавах со структурой $L1_0$ возможно термическое упрочнение. Действительно, этот эффект был обнаружен недавно [142]. На рис. 46 показана температурная зависимость предела текучести монокристаллов сплава TiAl . Пики $\sigma(T)$ наблюдаются при температурах, близких к 1000 К. Аномалии температурной зависимости деформирующего напряжения обнаружены также в сверхструктурах $D0_{19}$ и $B2$.

Прежде чем перейти к обсуждению результатов для сплавов со сверхструктурой $D0_{19}$, остановимся кратко на температурных особенностях пластического поведения чистого бериллия, поскольку их интерпретация положена в основу объяснения температурных аномалий в этих сплавах. На рис. 47 представлена полученная Ренье и Дюпуи [143] температурная зависимость предела текучести для призматического и базисного скольжения в бериллии. Температурный пик $\sigma(T)$ для призматического скольжения наблюдается также в сплавах $\text{Cu} - \text{Ge}$ и $\text{Mg} - \text{In}$ [144]. В работе

[143] приведены также электронно-микроскопические наблюдения, доказывающие блокировку винтовых сегментов дислокаций. Ренье и Дюпуй [143] предложили следующую модель для объяснения аномальной зависимости $\sigma(T)$ при призматическом скольжении. Они предполагают, что \bar{a} -дислокации (с вектором Бюргерса $a/3<11\bar{2}0>$) могут расщепляться не только в плоскости базиса, но также и в плоскости призмы (например, согласно реакции $\bar{a} \rightarrow \bar{a}/3 + 2 \bar{a}/3$). Поскольку расщепление в плоскости базиса энергетически более выгодно, чем в плоскости призмы, то винтовые дислокации термоактивированы путем будущих перерасщеплений из плоскости призмы в плоскость базиса. Это приведет к их блокировке, так как при благоприятных для призматического скольжения

ориентировках сдвиговые компоненты внешнего напряжения в плоскости базиса равны нулю.

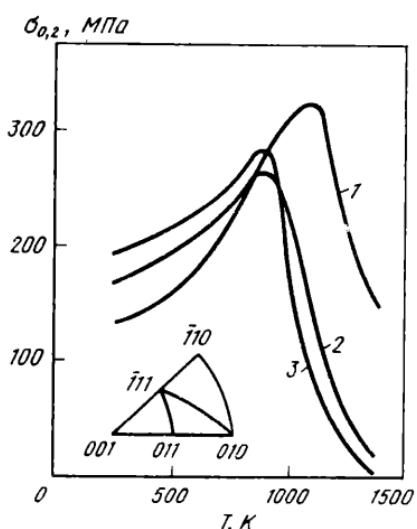


Рис. 46. Температурная зависимость предела текучести монокристаллов TiAl с ориентировкой $[\bar{T}10]$ (1) и $[010]$ (2, 3) [142]:
1, 3 – $\dot{\epsilon} = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$; 2 – $\dot{\epsilon} = 10^{-3} \text{ с}^{-1}$

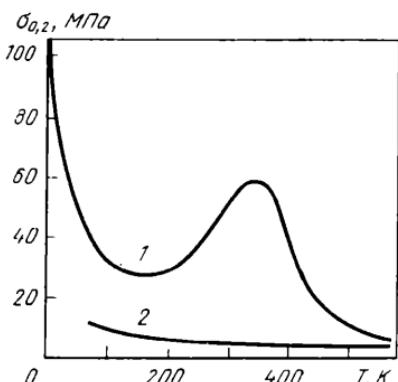


Рис. 47. Температурная зависимость предела текучести монокристаллов Be для призматического (1) и базисного (2) скольжения [143]

Температурные аномалии также были обнаружены в таких сплавах со сверхструктурой $D0_{19}$, как Mg_3Cd [145], Cd_3Mg [146] и $Mn - Sn$ [11]. В этих сплавах температурный пик $\sigma(T)$ обнаружен не только при призматическом, но и при базисном скольжении, хотя последний выражен значительно слабее. Интерпретация этих аномалий осложняется тем, что указанные пики либо попадают в двухфазную область, либо находятся на ее границе. Тем не менее, можно считать установленным, что аномальный подъем $\sigma(T)$ начинается в однофазной области.

На рис. 48 представлены кривые $\sigma(T)$ для нестехиометрического сплава Cd_3Mg , для которого пик $\sigma(T)$ наиболее ярко выражен в случае призматического скольжения [146]. Если полагать, что за температурные ано-

малии $\sigma(T)$ в сверхструктуре $D0_1$, ответственны $g \rightleftharpoons s$ -превращения скользящих и сидячих дислокаций, то для этих сплавов в случае призматического скольжения может быть использована модель Ренье и Дюпуи [143]. Пик $\sigma(T)$ для базисного скольжения, согласно Такеучи и Курамото [11], в конечном счете связан с анизотропией энергии АФГ: в соответствии с работой [3], энергия ξ АФГ в плоскости призмы гораздо меньше, чем в плоскости базиса. Следовательно, блокировка сверхдислокаций возможна путем поперечного скольжения в плоскость призмы и последующего расщепления образующих ее \tilde{d} -дислокаций в плоскости базиса, что аналогично механизму Кира – Вильсдорфа.

В β -латуни CuZn вблизи 500 и 200 К обнаружены температурные пики предела текучести. Детальное изучение температурной и ориентационной зависимости предела текучести и геометрии скольжения в интервале 350–

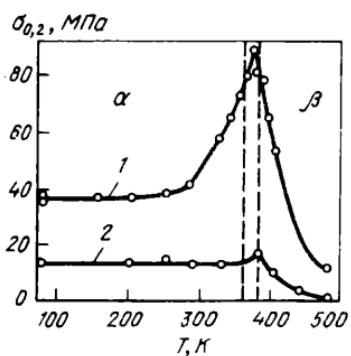


Рис. 48. Температурная зависимость предела текучести монокристаллов Cd – 28,5 Mg для призматического (1) и базисного (2) скольжения; пунктирные линии ограничивают двухфазную область [146]

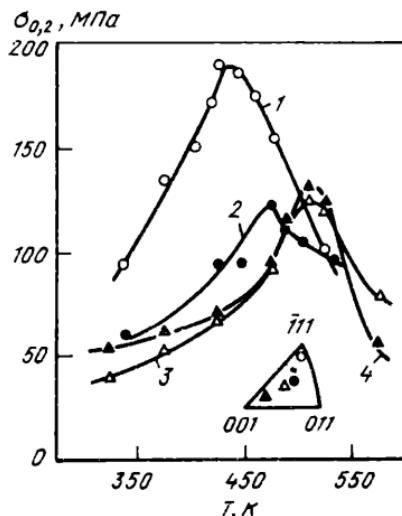


Рис. 49. Температурные пики предела текучести для монокристаллов CuZn [147]

600 К было проведено для монокристаллов β -латуней: CuZn [147], (Cu, Ni) Zn [148] и Cu(Zn, Mn) [149]. Обнаружена сильная ориентационная зависимость параметров пика T_p , σ_p для исследованных сплавов.

На рис. 49 приведены кривые $\sigma_{02}(T)$ для монокристаллов β -латуни [147]. Ориентационная зависимость предела текучести оказалась различной для бинарных и тройных сплавов. Если в сплаве CuZn (см. рис. 49) при приближении оси сжатия к стороне стереографического треугольника между вершинами [011] и [111] температура пика уменьшается, то в сплаве Cu – 14 % (ат.) Ni – 49 % (ат.) Zn она растет [152]. В то время, как в бинарном сплаве напряжение σ_p является наибольшим для ориентировки [111], в сплаве Cu(Zn, Mn), согласно работе [149], напряжение σ_p является наибольшим для близкой к [001] ориентировки.

Как видно из приведенных в работах [147, 150] кривых для CuZn, при $T < T_p$ действующей системой скольжения является $\{110\} <111>$. Легирование приводит к существенному изменению геометрии скольжения: становится действующей система скольжения $\{112\} <111>$ (прежде всего при тех ориентировках, при которых внешнее напряжение способствует двойникованию). При сильном легировании в одних сплавах, например в (Cu, Ni)Zn, система $\{112\} <111>$ является преобладающей [148, 150], в то время как в других, таких как Cu(Zn, Mn) [149],

скольжение становится некристаллографическим и происходит вблизи плоскости с максимальным приведенным сдвиговым напряжением. Анализ следов скольжения свидетельствует о наличии поперечного скольжения в тех случаях, когда действующая система отклоняется от $\{110\} <111>$.

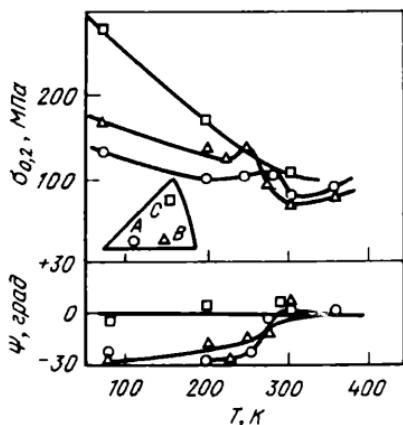


Рис. 50. Кривые $\sigma_{0,2}$ и $\psi(T)$ для монокристаллов β -латуни Cu - 2 Ni - Zn [153]

При температуре ниже комнатной в CuZn наблюдается второй пик $\sigma_{0,2}(T)$ [151-153]. На рис. 50 представлена зависимость $\sigma_{0,2}(T)$ для различных ориентаций монокристалла Cu - 2 Ni - Zn [153]. Интересной особенностью исследуемой температурной зависимости предела текучести является то, что пик не наблюдается при некоторых ориентировках (ориентировка с на рис. 50). Согласно данным работы [152], пик не наблюдается для ориентировок, лежащих вблизи грани между вершинами [011] и [111] стереографического треугольника. Из зависимостей $\psi(T)$ следует, что при ориентировке с системой скольжения независимо от температуры является $\{110\} <111>$, в то время как при других ориентировках происходит смена скольжения от $\{110\} <111>$ к действующей при $T < T_p$ системе $\{112\} <111>$, в которой внешнее напряжение способствует двойникованию (ψ – угол между действующей плоскостью скольжения и плоскостью $\{110\}$). При увеличении концентрации легирующего элемента значительно расширяется температурный интервал, в котором происходит указанный переход от одной системы скольжения к другой [153].

Электронно-микроскопические исследования показывают, что характерным элементом дислокационной структуры рассматриваемых сплавов являются петли, вытянутые вдоль вектора Бюргерса (т.е. содержащие длинные прямолинейные винтовые сегменты), причем они расположены в плоскости $\{110\}$ при $T \approx 300$ К и в плоскости $\{112\}$ при $T \approx 77$ К [153]. В известной мере, дислокационная структура этих сплавов анало-

гична дислокационной структуре в о.ц.к. металлах при низких температурах. В β -латуни наблюдается также асимметрия скольжения в плоскостях $\{112\}$, обнаруженная ранее для многих о.ц.к. металлов. По данным работ [151, 154], для β -латуни при 77 К предел текучести в антидвойниковом направлении в 1,7 раза выше, чем в двойниковом.

Рассмотрим модели, предложенные для интерпретации указанных аномалий $\sigma(T)$ в β -латуни. При анализе причин высокотемпературной аномалии $\sigma(T)$ в работах [147–150] использована модель, предложенная Такеучи и Курамото [79]. Согласно работам [147–150], упрочнение обусловлено образованием ступенек, которые возникают путем термоактивированного поперечного скольжения сегментов винтовых дислокаций и являются точками закрепления, тормозящими последующее скольжение дислокаций. Ранее была предложена интерпретация высокотемпературного пика в β -латуни, которая основывалась на отличии энергии АФГ, создаваемой в результате сдвига, от ее значения, соответствующего термическому равновесию. Пока еще трудно сказать о том, что действительно является причиной данной температурной аномалии.

Согласно работам [14, 155], низкотемпературный пик может быть связан с термоактивированным движением винтовых дислокаций, принадлежащих сверхдислокации, по рельефу Пайерлса. Эта модель основана на развитых ранее для о.ц.к. металлов представлениях о существовании различных конфигураций ядра (как нерасщепленных, так и расщепленных), переход между которыми определяет форму потенциала Пайерлса [156]. Первоначально в работе [14] с помощью такой модели была сделана попытка объяснить некоторые особенности геометрии скольжения β -латуни путем рассмотрения структуры ядра единичной винтовой дислокации. В работе [155] методом машинного моделирования была исследована структура ведущей и ведомой дислокаций, принадлежащих винтовой сверхдислокации, в β -латуни. Было показано, что при высокой энергии АФГ ($\xi_{\{110\}} > 0,006 \mu b$) сверхдислокация скользит по плоскости $\{110\}$, а при малой — по двойниковой плоскости $\{112\}$. В обоих случаях напряжение Пайерлса является минимальным при $\chi = -30^\circ$ (в двойниковой плоскости $\{112\}$) и увеличивается с ростом χ . Однако непосредственно эти результаты не могут быть использованы для объяснения приведенных выше экспериментальных данных по геометрии скольжения и ориентационной зависимости деформирующего напряжения, сопровождающей низкотемпературные аномалии.

В заключение отметим, что сложность интерпретации температурных аномалий в β -латуни связана с тем, что возможны различные механизмы блокировки сверхдислокаций. Во-первых, блокировка может происходить в результате перестройки сверхдислокации как целого с изменением системы скольжения, аналогично тому, как в L_1 . Но не ясно, существует ли в сплавах типа β -латуни анизотропия энергии АФГ, которая была существенным фактором при объяснении температурных аномалий в сверхструктуре L_1 . Во-вторых, сверхдислокация может быть заблокирована в результате перерасщепления ядра каждой из образующих ее одиночных

дислокаций. Такие присущие о.ц.к. решетке перерасщепления, возможно, объясняют низкотемпературный пик $\sigma(T)$, в то время как перестройка сверхдислокации как целого является причиной высокотемпературного пика $\sigma(T)$.

Глава IV. ДОМЕННОГРАНИЧНОЕ УПРОЧНЕНИЕ СЛОИСТЫХ СВЕРХСТРУКТУР

Доменнограницное упрочнение обусловлено взаимодействием дислокаций с границами, присущими слоистым сверхструктурам. Обнаружение эффекта и большая часть теоретических и экспериментальных исследований, проведенных по этой проблеме, принадлежит авторам данной книги.

1. ФОРМИРОВАНИЕ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В СПЛАВЕ CuAu

В предыдущих главах при исследовании конфигурации сверхдислокаций рассматривали АФГ сдвигового типа, возникающие в результате скольжения дислокаций с векторами Бюргерса, меньшими трансляции сверхрешетки. 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 $<100>$. В сплаве CuPt чередование слоев происходит в направлении $<111>$, в Ni₂Cr и Pt₂Mo – в направлении $<110>$, а в Ni₄Mo и Ni₄W – в направлении $<210>$. Соответственно в этих структурах возможны домены такого же типа, как и в сверхструктуре $L1_0$, но характеризующиеся своим направлением оси c .

В сплавах со слоистым расположением одноименных атомов доменные границы представляют собой одно из самых сильных препятствий для движения дислокаций. Поэтому способ формирования доменной структуры является решающим при получении высокопрочного материала. Авторы данной книги исследовали эффект доменнограницочного упрочнения в сплаве CuAu, который является типичным представителем сплавов со слоистой сверхструктурой.

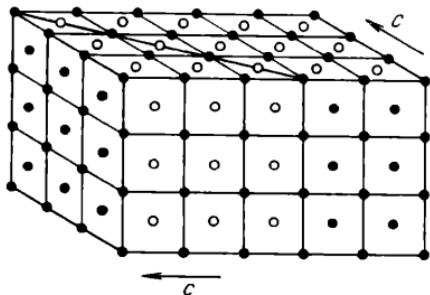
Сплавы системы Au – Cu в области составов 35–65 % (ат.) золота упорядочиваются по типу CuAu [157]. Для эквивалентного сплава температура фазового перехода равна 410°C. Г.ц.к. решетка неупорядоченного сплава с периодом $a = 0,3870$ нм превращается при упорядочении в тетрагональную с отношением осей $c/a = 0,936$ ($a = 0,3950$ нм, $c = 0,3998$ нм). С понижением температуры в сплаве увеличивается степень дальнего порядка, соответственно изменяется и степень тетрагональности до значений $c/a = 0,926$ ($a = 0,3958$ нм, $c = 0,3666$ нм).

Оптимальная форма и ориентация включений новой фазы определяются соотношением между энергией внутренних напряжений и поверхности-

ной энергией межфазных границ [158, 159]. В предположении, что межфазные границы являются когерентными, а упругие модули включений и матрицы одинаковы, теоретически показано, что образование тетрагональных включений в кубической матрице приводит к минимальному проигрышу в упругой энергии, если одновременно реализуются два условия: 1) включения имеют форму тонких пластин, вплотную прилегающих одна к другой; 2) включения образуют одномерную периодическую структуру с элементарной ячейкой, состоящей из чередующихся пластин, которые сопрягаются по плоскостям типа $\{110\}$ и находятся относительно этой плоскости в двойниковой ориентации.

На рис. 51 схематически изображено сопряжение двух доменов и показаны оси c , в направлении которых происходит чередование плоскостей, содержащих одноименные атомы, в каждом домене. Если не учитывать тетрагональность решетки, то оси c в этих доменах разориентированы на 90° . Такие двойниковоподобные c -домены были обнаружены экспериментально. Детальный анализ формирования доменной структуры проведен в работах [160–166]. Оказалось, что образование совершенной колонии чередующихся c -доменов возможно лишь при высокотемпературном упорядочении (которое происходит непосредственно после рекристаллизационного отжига без промежуточной закалки на беспорядок).

Рис. 51. Схематическое изображение доменов двойниковой ориентации в сверхструктуре $L1_0$



Действительно, упорядочение сплава CuAu, как фазовый переход I рода, происходит путем образования и роста зародышей новой фазы. При малой скорости образования зародышей напряжения, возникающие вблизи каждого из них, стимулируют образование соседнего домена с двойниковой ориентацией и последующий рост колонии c -доменов, обычно называемой иглой упорядоченной фазы. Домены в иглах имеют плоскую форму и сопрягаются полностью когерентно по плоскости типа $\{110\}$. При таком способе формирования доменной структуры основная часть возникающих напряжений снимается в процессе роста иглы. Нескомпенсированными остаются лишь напряжения, существующие на периферии и на фронте роста иглы. Упругие напряжения на фронте роста иглы распространяются на значительное расстояние и периодически изменяют свой знак при возникновении последующего домена. Доменная структура на поздней стадии упорядочения, когда иглы заполняют весь объем сплава, показана на рис. 52. Буквой А на рисунке обозначена игла, перпендикулярная поверхности образца, поэтому можно наблюдать большой размер доменной пластины в игре.

Сопряжение игл происходит также по плоскостям типа $\{110\}$. Однако поскольку иглы растут независимо из разных центров упорядочения, домены соседних игл не имеют плоскости когерентного сопряжения. Это приводит к тому, что на их границах возникают напряжения и дислокации несоответствия [161]. Типичные микрофотографии приведены на рис. 53. Для лучшего наблюдения дислокаций контраст от доменов в иглах погашен.

Повышенная плотность дислокаций, локализованная на границах игл, является причиной, вызывающей перекристаллизацию сплава в процессе упорядочения при длительных изотермических выдержках в интервале $400\text{--}360^{\circ}\text{C}$. Зародыши рекристаллизации возникают на границах игл (рис. 54). С увеличением длительности термообработки процесс перекристаллизации проходит во всем объеме сплава [163], при этом доменная

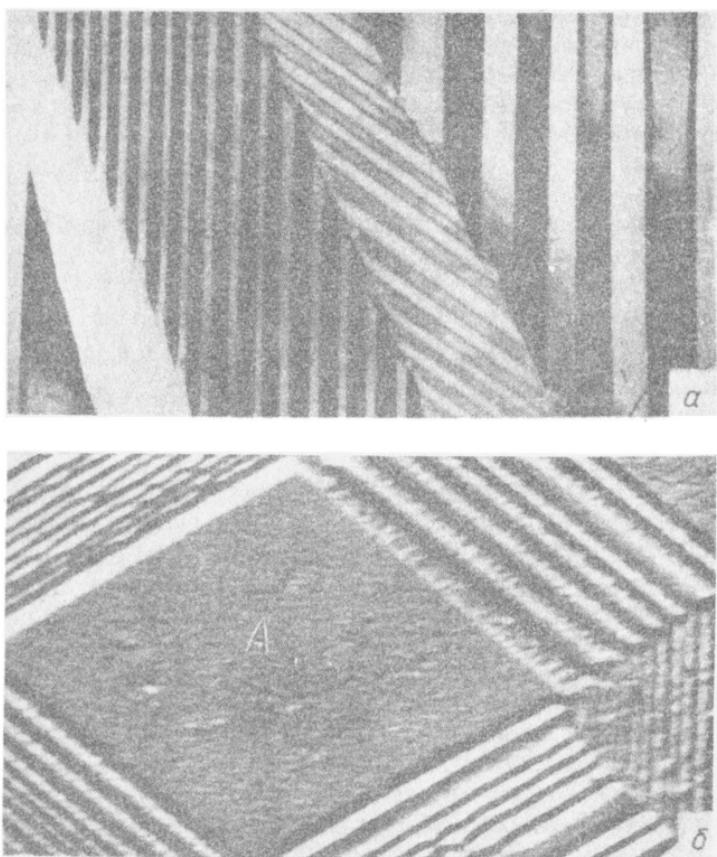


Рис. 52. Доменная структура сплава CuAu, возникшая при высокотемпературном упорядочении:
а – фольга на просвет. $\times 50000$; б – угольная реплика, оттененная хромом. $\times 25000$

структуре резко изменяется. Вместо игл упорядоченной фазы с большим количеством доменных границ в сплаве возникают мелкие зерна, каждое из которых остается монодоменом. Интересно отметить, что столь различная доменная структура формируется в одном и том же температурном интервале при высокотемпературном упорядочении сплава. Режимы термической обработки различаются лишь длительностью выдержки. Это позволяет получить в сплаве одинаковую степень дальнего порядка, но различную доменную структуру. Закаливая сплав с различных температур, в процессе охлаждения можно получить одинаковую доменную структуру, но разную степень дальнего порядка. С увеличением степени дальнего по-

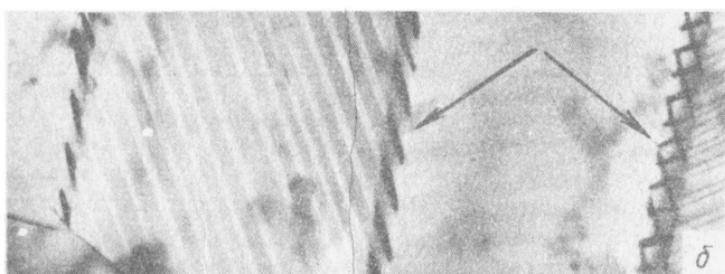


Рис. 53. Упругие напряжения (а) и дислокационные стенки (б) на границах сопряжения игл (фольги на просвет). X50000



Рис. 54. Зародыш рекристаллизации, возникший на границе игл (ориентировка зерна [310], зародыша [100]); фольга на просвет. X30000

рядка увеличивается степень тетрагональности решетки. В связи с этим в сплаве, структура которого сформировалась вблизи температуры фазового перехода, при последующем низкотемпературном отпуске должны возникать напряжения, вызванные изменением параметров решетки.

Для CuAu температурная зависимость параметров решетки изучена достаточно подробно. Наиболее полные данные получены в работе [167], по результатам которой составлена табл. 8. Из таблицы следует, что относительное изменение параметра решетки c при понижении температуры упорядочения до 200°C достигает 1,08 %; параметр a с понижением температуры также изменяется, хотя величина изменения существенно меньше и равна 0,20 %.

Т а б л и ц а 8. Изменение параметров решетки сплава CuAu
с понижением температуры упорядочения

t_c , °C	c/a	c , нм	a , нм	$\Delta c/c$, %	$\Delta a/a$, %	η
391	0,936	0,3698	0,3950	0	0	0,76
385	0,935	0,3695	0,3950	0,08	0	0,77
366	0,933	0,3685	0,3951	0,35	0,02	0,80
340	0,929	0,3673	0,3952	0,67	0,05	0,85
300	0,928	0,3668	0,3954	0,81	0,10	0,87
243	0,926	0,3663	0,3956	0,94	0,15	0,89
200	0,924	0,3658	0,3958	1,08	0,20	0,92

В зависимости от доменной структуры упорядоченного сплава напряжения, вызванные изменением параметров решетки, могут быть сосредоточены либо на границах зерен, либо внутри них на границах доменов с 90-град. разориентацией. Первый вариант реализуется в том случае, если каждое зерно состоит из одного домена и направление оси с тетрагональной решетки в пределах зерна сохраняется неизменным. Второй, наоборот, если зерно разбито на множество доменов с различным направлением оси с тетрагональной решетки. Обе эти структуры можно сформировать вблизи температуры фазового перехода и сохранить неизменными в процессе последующего охлаждения [166]. Таким образом, при высокотемпературном упорядочении в сплаве удается формировать самую различную доменную структуру и дополнительно создавать упругие напряжения, обусловленные изменением параметров решетки при увеличении степени дальнего порядка.

Низкотемпературный механизм упорядочения реализуется при значительном переохлаждении сплава относительно температуры фазового перехода. Чем ниже температура, тем большее число зародышей возникает в единицу времени и меньше скорость их роста. При большой скорости возникновения зародышей снятие напряжений в процессе формирования упорядоченной фазы происходит не может, так как независимо возникающие зародыши стыкуются между собой раньше, чем образуется игла. Поэтому в сплаве возникает мелкодоменная структура (рис. 55, а), которая характеризуется наличием значительных напряжений. Такой механизм

формирования доменной структуры всегда реализуется при упорядочении сплава, который в результате предварительной закалки находился в неупорядоченном состоянии. Мелкодоменная структура создается настолько быстро, что в процессе нагрева образцов до любой заданной температуры упорядочения сплав неизбежно проходит через это состояние [162]. При возникновении мелкодоменной структуры микротвердость неупорядоченного сплава повышается с 1700 до 3500 МПа, а пластичность снижается до нуля. Эта структура является метастабильной, так как при изотермической выдержке или повышении температуры происходит резкое укрупнение доменов (рис. 55, б)

Формоизменение объема, происходящее при замене многочисленных разориентированных доменов на крупные доменные пластины в сплаве с тетрагональной решеткой, является причиной самопроизвольного растрескивания образцов по границам зерен. Размер пластин и областей, в которых при укрупнении возникают пластины данной ориентировки, соизмерим с размером зерна. Поэтому в крупнозернистых образцах формоизменение объема больше и они рассыпаются в процессе упорядочения на отдельные зерна. Мелкозернистые образцы с размером зерен меньше 50 мкм остаются целыми, но претерпевают коробление. Самопроизвольное разрушение упорядоченного сплава CuAu наблюдалось неоднократно и препятствовало использованию сплава для практических целей.

Следует отметить, что для сплавов с меньшей степенью тетрагональности решетки, чем у CuAu, мелкодоменная структура длительное время остается стабильной. Такая структура при низкотемпературном упорядочении была получена в сплаве NiPt и обеспечила высокое доменнограницочное упрочнение [168, 169]. Но для сплава CuAu получить стабильную структуру и полностью исключить самопроизвольное растрескивание можно лишь при высокотемпературном упорядочении, происходящем с малой скоростью образования зародышей новой фазы.

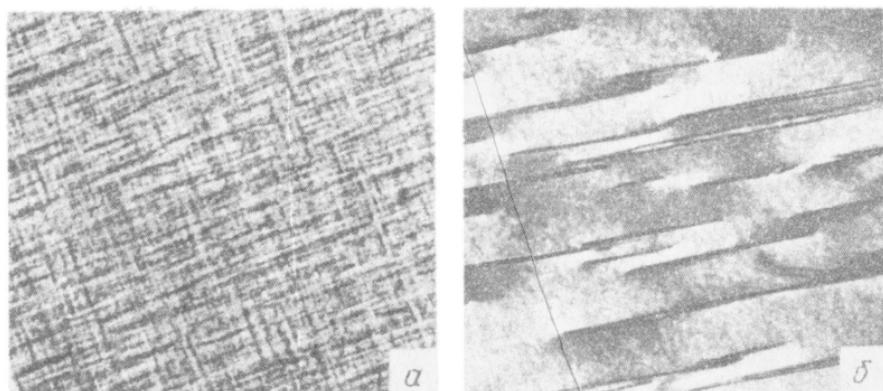


Рис. 55. Структура сплава CuAu, возникшая в течение 15 мин при 200°C (а) и при дополнительном нагреве до 370°C , 10 мин (б). Став предварительно был закален с 600°C . Фольга на просвет. $\times 50000$

2. ПЛАСТИЧЕСКАЯ ДЕФОРМАЦИЯ

В зависимости от того, какая доменная структура реализуется в сплаве, прочностные свойства могут быть существенно различными. Пластическая деформация сплава CuAu как после высокотемпературного, так и после низкотемпературного упорядочения была исследована в работах [170–173]. Приведем здесь лишь результаты по высокотемпературному упорядочению, поскольку именно эта обработка дает возможность получить сплав, перспективный для практического использования.

Наиболее существенной особенностью пластического поведения сплава CuAu является сильная зависимость его деформационных характеристик от размера с-доменов. На рис. 56 приведены диаграммы растяжения образцов из сплава CuAu с одинаковой степенью дальнего порядка, но с различным количеством доменных границ. Диаграмма 1 относится к сплаву, практически не содержащему доменных границ. Такое состояние (см. рис. 54) было получено в результате перекристаллизации сплава при упорядочении. Диаграммы 2 и 3 характеризуют сплав, доменная структура которого аналогична приведенной на рис. 52. Сравнивая диаграммы растяжения, можно видеть, что измельчение доменов повышает механические свойства сплава, увеличивая особенно сильно его предел текучести. Кривые 1 и 3 соответствуют сплаву с размером зерна 0,01 мм. Сплав, у которого почти отсутствуют доменные границы, имеет предел текучести 130 МПа (кривая 1). Сплав с такой же степенью дальнего порядка и с таким же размером зерна, внутри которого сформирована игольчатая доменная структура, имеет предел текучести 750 МПа (кривая 3), т.е. в результате взаимодействия дислокаций с границами с-доменов его величина увеличилась примерно на 600 МПа.

Изменяя исходный размер рекристаллизованного зерна и соответственно количество доменных границ при последующем упорядочении, можно получить любое значение предела текучести в интервале 130–750 МПа. Одна из таких диаграмм растяжения для сплава с размером зерна 0,1 мм также приведена на рис. 56 (кривая 2).

Достигаемое при максимальном измельчении доменной структуры значение предела текучести (750 МПа) упорядоченного сплава CuAu дает возможность отнести его к разряду высокопрочных сплавов.

Следует отметить, что термин "высокопрочный сплав" в какой-то степени является условным. Чтобы избежать большого разнообразия влияющих факторов и сделать сопоставимыми различные исследования, принято характеризовать свойства сплавов при простом растяжении [174]. Высокопрочными считаются такие сплавы, предел текучести которых при однородном растяжении превышает $E/150$, где E – модуль Юнга [175]. В соответствии с этим делением сплав CuAu можно считать высокопрочным при значениях предела текучести выше 630 МПа, так как, согласно данным [176], модуль Юнга упорядоченного сплава равен 95000 МПа.

Сравнивая диаграммы растяжения на рис. 56, можно видеть, что, несмотря на различную доменную структуру, сплав уже с малых степеней удлинения имеет практически одинаковое деформационное упрочнение

$\theta = 3000$ МПа. Этот факт оказался неожиданным, поскольку можно было предполагать, что большое количество препятствий в виде доменных границ на пути движения дислокаций приведет к повышению деформационного упрочнения.

Диаграммы растяжения упорядоченного сплава CuAu при различных температурах испытания показаны на рис. 57. Интересно отметить, что с ростом степени деформации упрочнение становится линейным как у сплава без доменных границ, так и у сплава с размером доменов 0,05 мкм.

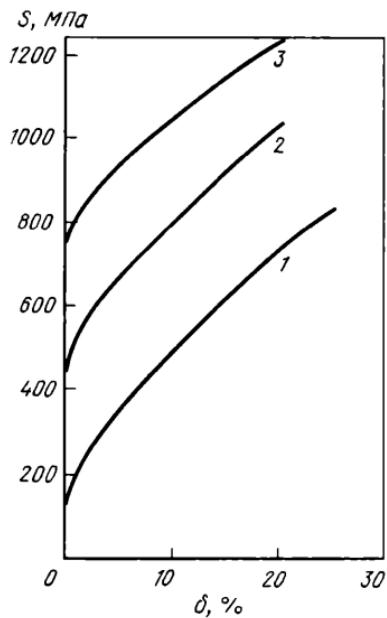


Рис. 56. Диаграммы растяжения упорядоченного сплава CuAu без доменных границ (1) и с размером доменов порядка 1 (2) и 0,05 мкм (3) (s — истинное сопротивление деформации; δ — относительное удлинение)

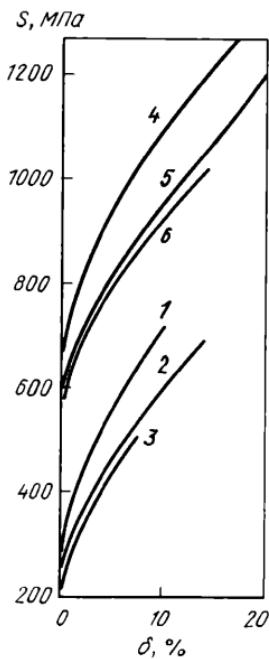


Рис. 57. Диаграммы растяжения упорядоченного сплава CuAu без доменных границ (1-3) и с размером доменов 0,05 мкм (4-6) при температурах испытания -196 (1, 4); 100 (2, 5) и 200°C (3, 6)

Деформационное упрочнение обычно характеризуют коэффициентом θ / μ . Для металлов и сплавов с г.ц.к. решеткой его значения очень близки и изменяются в пределах $(2 \div 4) \cdot 10^{-3}$. Для упорядоченного сплава CuAu этот коэффициент существенно выше и изменяется в интервале $(6 \div 9) \cdot 10^{-2}$.

Роль доменных границ в упрочнении можно оценить также с помощью микротвердости (рис. 58). Оказалось, что микротвердость сплавов Cu-Au имеет существенно различные значения. Низкие значения (1000–1200 МПа) имеют участки, в которых прошла перекристаллизация, а значит, уничтожены границы с-доменов. Там же, где сохранилась игольчатая

структур, значения микротвердости в два раза выше (2400–2600 МПа). В сплавах, содержащих 44 и 56 % (ат.) Au, наблюдается дополнительное повышение твердости до 2800–3100 МПа из-за возникновения периодических АФГ сдвигового типа. Однако по сравнению с увеличением твердости, обусловленным наличием границ с-доменов, это повышение существенно меньше.

Высокотемпературное упорядочение приводит к образованию стабильной доменной структуры. В результате высокие прочностные характеристики сохраняются как при изотермических выдержках, так и при термоциклировании в любом температурном интервале, не превышающем 300°C. На рис. 59 показаны значения предела текучести, полученные при

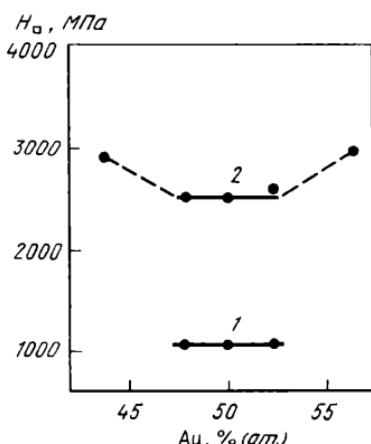


Рис. 58. Концентрационная зависимость микротвердости сплавов Cu – Au в участках, рекристаллизованных в процессе упорядочения сплава (1) и с доменной структурой, сформированной в виде игл упорядоченной фазы (2)

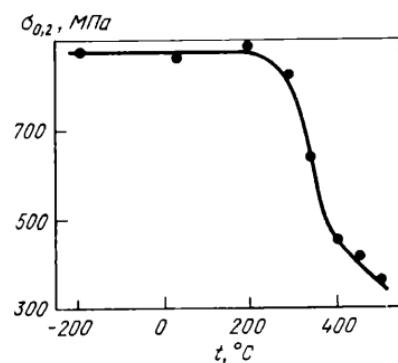


Рис. 59. Зависимость предела текучести упорядоченного сплава CuAu от температуры изотермической выдержки

комнатной температуре для упорядоченного сплава CuAu с размером доменов 0,05 мкм после дополнительной изотермической выдержки в течение 5 ч при различных температурах.

Температурные испытания сплава также свидетельствуют о том, что прочность доменных границ, а значит, и высокие механические свойства сплава сохраняются до 300°C. На рис. 60 приведены зависимости предела текучести упорядоченного сплава CuAu от температуры испытания. Кривая 1 характеризует сплав, в котором сформирована игольчатая доменная структура с размером доменов 0,05 мкм, а степень дальнего порядка равна 0,92. Дополнительный нагрев образцов до 300°C не изменяет этой зависимости. Если образцы нагреть до 350°C в течение 4 ч и закалить, то температурная зависимость предела текучести характеризуется уже кривой 2. Из сравнения этих кривых можно видеть, что хотя дополнительный на-

нагрев сплава не изменил общий характер зависимости, значения предела текучести снизились примерно на 200 МПа. До 300⁰С предел текучести остается еще высоким, но очень быстро снижается при дальнейшем повышении температуры испытания, приближаясь к значениям предела текучести сплава без доменных границ (кривая 3), который также дополнительно нагревали до 350⁰С.

Из сравнения кривых 2 и 3 можно получить величину упрочнения, обусловленного доменными границами, и температурный интервал, в котором это упрочнение сохраняется. С помощью кривых 1 и 2 можно оценить дополнительное упрочнение, которое обусловлено упругими напряжениями,

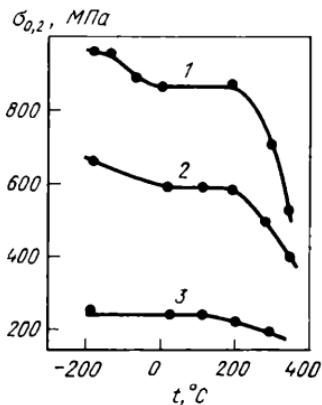


Рис. 60. Зависимость предела текучести от температуры испытания для упорядоченного сплава CuAu с размером доменов 0,05 мкм, охлажденного до 200 (1), дополнительно нагретого до 350 с последующей закалкой (2) и сплава без доменных границ, закаленного с 350⁰С (3)

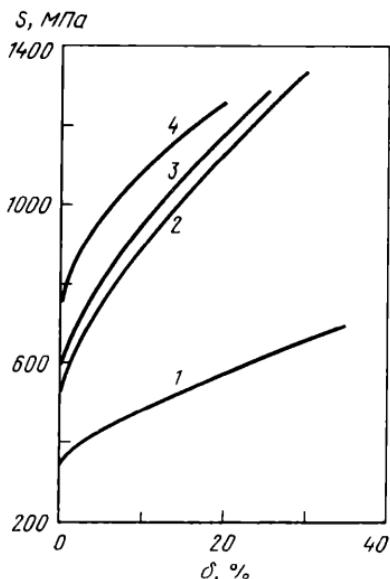


Рис. 61. Диаграммы растяжения неупорядоченного (1) и упорядоченного с возникновением игольчатой доменной структуры сплава CuAu, закаленного с 380 (2), 350 (3) и 200⁰С (4)

возникающими в сплаве при изменении параметров решетки с увеличением степени дальнего порядка от 0,85 до 0,92 (см. табл. 8). Вклад упругих напряжений в повышение прочностных характеристик значителен (см. рис. 60). До 300⁰С кривые 1 и 2 идут почти параллельно; выше этой температуры их ход различается: кривая 2 продолжает монотонно снижаться, а 1 резко изменяет свой наклон. Температура, при которой происходит интенсивное снижение прочностных свойств, является одной из основных характеристик высокопрочного материала. Величина упрочнения от упругих напряжений и температурный интервал, в котором это упрочнение сохраняется, для разных упорядоченных сплавов со сверхструктурой L_1

могут оказаться различными, так как они зависят от степени тетрагональности решетки и изменения отношения c/a с температурой.

При разработке высокопрочных упорядоченных сплавов необходимо также иметь в виду, что большая плотность доменных границ и упругие напряжения в сплаве повышают прочностные свойства, но снижают пластичность. Диаграммы растяжения, полученные при комнатной температуре для упорядоченного сплава CuAu, закаленного с различных температур, показаны на рис. 61. Кривая 4 характеризует сплав, упрочненный одновременно за счет измельчения доменов до 0,05 мкм и наличия упругих напряжений. При дополнительном нагреве такого сплава до 300°C диаграмма остается без изменений, но при повышении температуры до 350 и 380°C (кривые 3 и 2 соответственно) прочностные свойства сплава снижаются, а пластичность увеличивается и достигает 25–30 %. Для сравнения на рисунке также приведена диаграмма растяжения разупорядоченного сплава CuAu (кривая 1).

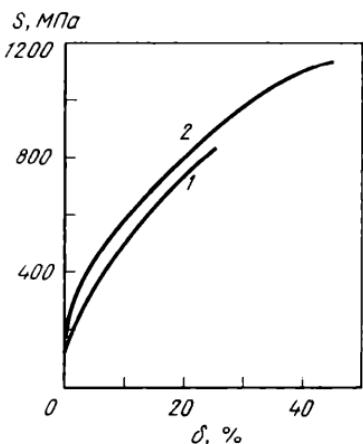


Рис. 62. Диаграммы растяжения упорядоченного сплава Cu без доменных границ, после закалки с 200 (1) и 380°C (2)

Если сопоставить кривые 2–4 с приведенной на рис. 62 кривой 2, то можно видеть, что пластичность, присущая исследуемому упорядоченному сплаву без доменных границ и без упругих напряжений, очень велика (45 %) и превышает пластичность разупорядоченного сплава.

Таким образом, полученные результаты позволяют сделать заключение, что механические свойства упорядоченного сплава CuAu можно существенно изменять в зависимости от состояния сплава и плотности доменных границ. В результате измельчения доменной структуры и создания упругих напряжений (обусловленных изменением параметров решетки с увеличением степени дальнего порядка) можно получить высокопрочный сплав с пределом текучести 750 МПа и пределом текучести 1200 МПа. Высокие прочностные свойства сплава сохраняются при повышении температуры до 300°C.

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДИСЛОКАЦИЙ С ДОМЕННЫМИ ГРАНИЦАМИ

Рассмотрим результаты экспериментальных и теоретических исследований взаимодействия дислокаций с доменными границами в сверхструктуре $L1_0$ [32–35, 177–182]. Проведенный анализ элементарных процессов перестройки дислокаций на доменных границах дает возможность выяснить иерархию дислокационных превращений и выявить те из них, которые являются ответственными за доменнограничное упрочнение.

Переходы нерасщепленных дислокаций через доменные границы

Проследим за движением дислокаций по кристаллу с игольчатой доменной структурой и ограничимся рассмотрением переходов дислокаций через границы с-доменов внутри одной колонии (иглы).

Тетраэдр Томпсона (см. рис. 2) определяет полный набор плоскостей скольжения и вектор Бюргерса в г.ц.к. решетке. Поскольку плоскости $\{110\}$ являются плоскостями симметрии тетраэдра, то построенный для двойника отражения с плоскостью двойникования $\{110\}$ тетраэдр тождественен тетраэдру матрицы (в отличие от построенного, например, для двойника отражения с плоскостью двойникования $\{111\}$). Поэтому при переходе через доменную границу $\{110\}$ в сверхструктуре L_{10} плоскости скольжения и направления векторов Бюргерса дислокаций могут сохраняться, что невозможно при переходе дислокаций через двойниковые границы $\{111\}$. Но величина вектора Бюргерса полных дислокаций сохраняется лишь для направлений $\langle 110 \rangle$, параллельных либо перпендикулярных плоскости доменной границы.

Для определенности рассмотрим переход дислокаций из первого домена с осью c , параллельной $[010]$, во второй домен с осью c , параллельной $[100]$, через границу $(\bar{1}10)$ (рис. 51). Запишем в обозначениях Томпсона типичные реакции, описывающие переходы дислокации через доменные границы



Предположим, что оси участвующих в реакциях дислокаций параллельны линии пересечения плоскости скольжения с доменной границей. Так, для реакций (78.4) и (78.5) ось дислокаций направлена по DC , что и указано при записи векторов Бюргерса BA^{DC} и DC^{DC} .

При переходе через доменные границы сверхдислокация либо остается сверхдислокацией (78.1), либо распадается на одиночные дислокации (78.2). Поскольку обе эти реакции не требуют затрат энергии и, более того, реакция (78.2) сопровождается выигрышем энергии, то в сверхструктуре с г.ц.к. решеткой доменные границы не являются препятствием для нерасщепленных сверхдислокаций.

При переходе одиночной дислокации через доменную границу должна происходить либо рекомбинация двух одиночных дислокаций в сверхдислокацию, либо образование АФГ вслед за дислокацией. В упорядоченном сплаве CuAu из-за высокого значения энергии ξ (см. гл. I) образование полос АФГ затруднено и экспериментально не наблюдалось.

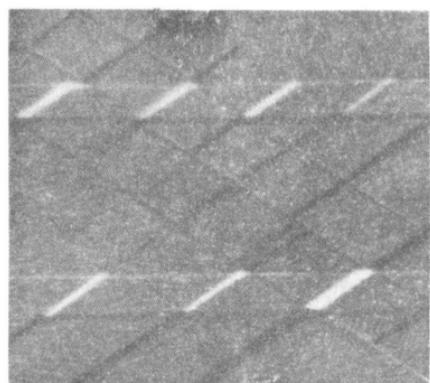
Превращение (78.3) одиночных дислокаций в сверхдислокацию является энергетически невыгодным. Изменение энергии в результате этой реакции определяется введенной ранее [см. выражение (6)] величиной $-\psi(\vec{b}, \vec{b})$, которая для двух возможных плоскостей скольжения (a) и (d) равна соответственно

$$-\psi[BC(a), BC(a)] = -3(4 - \nu)P \text{ и } -\psi[BC(d), BC(d)] = \\ = -3(4 - 3\nu)P.$$

Такое превращение дислокаций 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 г.ц.к. решеткой рекомбинации частичных дислокаций. Обусловлено это тем, что частичные дислокации в отличие от одиночных имеют векторы Бюргерса $\langle a/2 <110\rangle$, и, кроме того, связаны между собой полосой дефекта упаковки.

Поскольку для любого из рассмотренных выше переходов одиночной дислокации через доменную границу необходимы высокие напряжения, можно предположить, что процесс протекает следующим образом: одиночная дислокация с вектором Бюргерса \vec{b} в одном домене превращается в одиночную дислокацию с вектором Бюргерса \vec{b}' в другом домене $\vec{b} = \vec{b}' + \Delta\vec{b}$. Реакции (78.4) – (78.6) являются примерами таких превращений. При их записи указаны также направления осей дислокаций, имеющих векторы Бюргерса $\Delta\vec{b}$. Так как для этих реакций $\psi(AC, BA) = -6P$ и $\psi(BD, DC) = -6P$, то такие превращения являются энергетически невыгодными.

Сравнивая значения ΔE для различных реакций, получаем, что превращение одиночной дислокации в такую же, но с другим вектором Бюргерса протекает легче, чем в сверхдислокацию. При этом переход дислокации через доменную границу с изменением направления вектора Бюргерса может происходить как в одной и той же плоскости (78.5) – (78.6), так и в пересекающихся плоскостях (78.4). Электронно-микроскопические наблюдения подтверждают возможность таких переходов.



На рис. 63 показан вариант, когда при переходе через границу действующая плоскость скольжения сохраняется, но изменяется направление скольжения. Об этом свидетельствует изменение цвета следов скольже-

Рис. 63. Изменение направления скольжения в действующей плоскости при переходе через доменные границы (угольная реплика, оттененная хромом). X25000

ния: черные следы превращаются в белые и наоборот¹. Такому варианту соответствует реакция (78.5) или (78.6). Зигзагообразные скольжения (рис. 64) обусловлены, как мы полагаем, одиночными дислокациями, которые испытывают единственно возможное в данном случае превращение (78.4) 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 рассмотренных вариан-

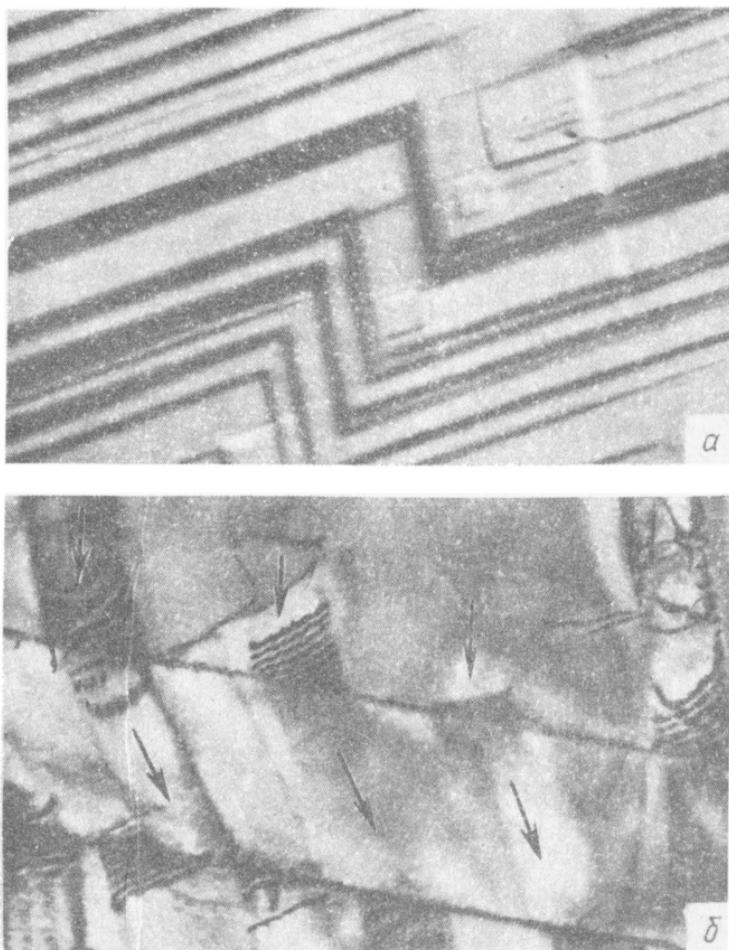


Рис. 64. Изменение действующей плоскости скольжения на границе доменов:
а – угольная реплика, оттененная хромом. X25000; б – фольга на просвет. X50000

¹ Ступеньки, которые на реплике были наклонены различным образом относительно направления оттеняющего пучка хрома, на микроснимке выглядят белыми и черными.

тов (78.3) – (78.6) доменная граница не является прозрачной. На рис. 65 показаны одиночные дислокации, заторможенные доменными границами. На рис. 66 можно видеть, что доменная граница удерживает скопление, в котором свыше 30 одиночных дислокаций.

Представления о дислокациях с векторами Бюргерса \vec{b} , остающихся на доменной границе после прохождения пластического сдвига, было введено в работе [177]. Позднее такие дислокации стали называть доменограничными.

При последовательном прохождении через границы рассматриваемых доменов, характеризуемых чередованием двух (из трех возможных) направлений оси c , одиночная дислокация испытывает превращения $\vec{b} \rightarrow \vec{b}' \rightarrow \vec{b}$, при которых на соседних границах возникают доменограничные дислокации разных знаков. При прохождении через границу одиночных дислокаций, скользящих по параллельным плоскостям, образуется стенка доменограничных дислокаций, лежащая в плоскости доменной границы.

Поскольку любое превращение дислокации с вектором Бюргерса $a/2<110>$ в две другие дислокации с векторами Бюргерса типа $a/2 <110>$ всегда является энергетически невыгодным и при любой ориентации дислокаций $\psi(\vec{b}', \Delta\vec{b}) < 0$, $\psi(\vec{b}, -\Delta\vec{b}) < 0$, то образование доменограничных дислокаций на каждой границе также является энергетически невыгодным. При этом каждая доменограничная дислокация своим упругим притяжением препятствует отрыву одиночной дислокации от границы в следующий домен. Кроме того, доменограничные дислокации отталкивают подходящие к границам одиночные дислокации вследствие того, что



Рис. 65. Одиночные дислокации в упорядоченном сплаве CuAu с размером доменов 0,3 мкм; фольга на просвет, $\epsilon = 2\%$. X50000

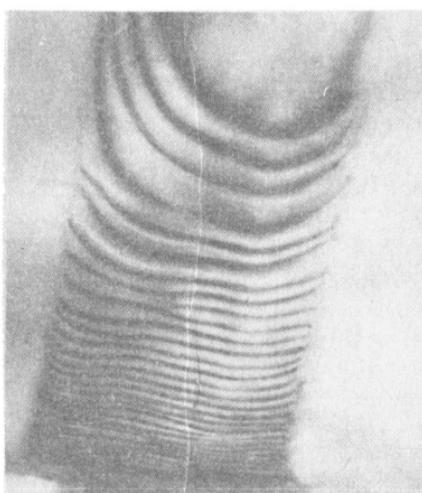


Рис. 66. Скопление одиночных дислокаций на границе доменов в упорядоченном сплаве CuAu с размером доменов 10 мкм; фольга на просвет. X50000

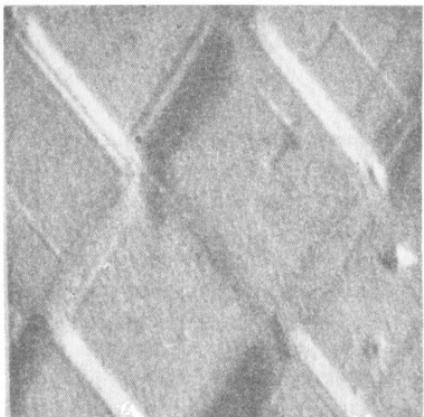


Рис. 67. Взаимодействие двух систем скольжения в упорядоченном сплаве CuAu. Пунктиром показано положение доменных границ (угольная реплика, оттененная хромом). X25000

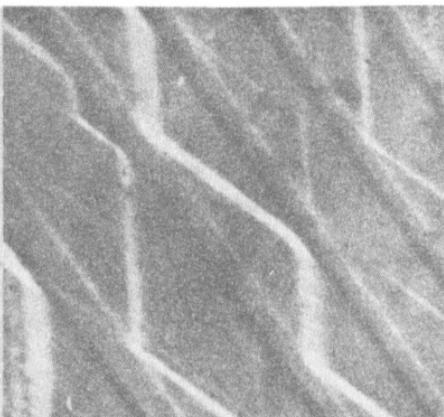


Рис. 68. Следы скольжения, локализованные в пределах доменов одной ориентировки в упорядоченном сплаве CuAu (угольная реплика, оттененная хромом). X25000

величины $\psi(\vec{b}, \Delta\vec{b})$ и $\psi(\vec{b}' - \Delta\vec{b})$, определяющие взаимодействие соответствующих дислокаций, являются положительными.

Плоскостью скольжения доменнограничных дислокаций BA^{DC} и DC^{DC} является плоскость куба. В сверхструктуре $L1_0$ возможно кубическое скольжение, поскольку энергия АФГ в плоскости куба значительно меньше, чем в плоскости октаэдра. Можно полагать, что доменнограничные дислокации BA^{DC} и DC^{DC} уходят в плоскость куба и не препятствуют прохождению последующих одиночных дислокаций через границу в отличие от доменнограничной дислокации $BA^{(C_\delta)}$, движение которой в плоскости скольжения $\{111\}$ требует образования АФГ с высокой энергией ζ . В результате дислокации $BA^{(C_\delta)}$ остаются на доменной границе и образуют наклонную стенку, поскольку их векторы Бюргерса перпендикулярны плоскости границы.

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 плоскостям. Превращение дислокаций по реакции (78.7) не требует в отличие от (78.3) – (78.6) затрат энергии. Однако оно возможно лишь при определенных ориентировках кристалла относительно оси растяжения, обеспечивающих одновременное действие двух систем скольжения.

На рис. 67 видны следы скольжения, которые могут быть обусловлены одиночными дислокациями, испытывающими превращение (78.7). Действительно, согласно реакции (78.7) вектор Бюргерса одиночной дислокации в каждой из плоскостей скольжения изменяется при переходе через границу, что согласуется с наблюдаемой на рис. 67 картиной следов скольжения.

жения. Кроме того, правильная ромбическая сетка следов скольжения возможна, лишь если пересекающиеся плоскости скольжения симметричны относительно доменной границы, что также соответствует реакции (78.7).

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. 68) Обратим внимание на отсутствие следов скольжения

в соседних доменах другой ориентировки. Поскольку в таких доменах должны были скользить сверхдислокации с вектором Бюргерса, параллельным вектору Бюргерса рассмотренных выше одиночных дислокаций, то полученный результат может служить косвенным доказательством того, что стартовое напряжение для движения сверхдислокаций выше, чем

Рис. 69. Прорыв следов скольжения через доменную границу (угольная реплика, оттененная хромом) X 25000

для одиночных. При более высоких напряжениях наряду с одиночными дислокациями в соседних доменах рождаются также сверхдислокации; в этом случае следы скольжения прорываются в соседние дрмы (рис. 69).

Влияние тетрагональности решетки на скольжение дислокаций

Сверхструктура L_1 является слабо тетрагональной: наибольшие значения отношения c/a , найденные для сплавов PdZn и PdCd, составляют 0,82 и 0,84 соответственно (см. табл. 2)

Предположим, дислокация с вектором Бюргерса \vec{b} в одном домене превращается в дислокацию с вектором Бюргерса \vec{b}' в другом домене: $\Delta\vec{b} = \vec{b} - \vec{b}'$. Такие превращения рассматривали выше для сверхструктуры с кубической решеткой. Вычислим вектор Бюргерса доменнограницной дислокации, возникающей при переходе скользящей дислокации через границу, с учетом тетрагональности решетки.

Для определения вектора $\Delta\vec{b}$ введем матрицу \hat{P} отражения в плоскости и матрицу J описывающую превращение кубической ячейки в тетрагональную. Матрица \hat{P} имеет компоненты

$$\tilde{P}_{ik} = \delta_{ik} - 2 n_i n_k , \quad (79)$$

где δ_{ik} – символ Кронекера; \vec{n} – нормаль к плоскости отражения.

Матрица \hat{J} имеет вид

$$\hat{J} = \begin{pmatrix} c/a & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (80)$$

где отличный от единицы диагональный элемент соответствует оси тетрагональности.

Выберем систему координат следующим образом: оси $x_\alpha, x_\beta, x_\gamma$ 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 $\vec{b}^{(0)}$ и $\vec{b}'^{(0)}$ соответствуют векторам \vec{b} и \vec{b}' в доменах с тетрагональной решеткой. Используя выражения (79) и (80), можно следующим образом выразить вектор $\Delta\vec{b}$:

$$\Delta\vec{b} = \hat{J}^\alpha \vec{b}^{(0)} - \hat{P} \hat{J}^{(\alpha)} \hat{P}^{(0)} \vec{b}'^{(0)}, \quad (81)$$

где $\hat{J}^{(\alpha)}$ имеет следующие отличные от нуля компоненты: $J_{\alpha\alpha}^{(\alpha)} = c/a$ и $J_{\beta\beta}^{(\alpha)} = J_{\gamma\gamma}^{(\alpha)} = 1$; $\hat{P}^{(0)}$ – матрица отражения в плоскости границы доменов с кубической решеткой. Матрица P_0 определяется формулой (79), в которой n_i следует заменить на компоненты $n_i^{(0)}$ нормали к плоскости границы в кубической решетке.

Такая запись вектора $\Delta\vec{b}$ не требует особых пояснений, так как очевидно, что вектор $\vec{b}'^{(0)}$ после отражения $P^{(0)}$ относительно плоскости границы в кубической решетке и последующего превращения в вектор $\hat{J}^{(\alpha)} \hat{P}^{(0)} \vec{b}'^{(0)}$ в тетрагональной решетке, а затем после повторного отражения \hat{P} относительно плоскости границы действительно переходит в вектор \vec{b}' .

Ограничимся далее рассмотрением слабо тетрагональной решетки и будем использовать линейное приближение по параметру тетрагональности k , определяемому соотношением $k = 1 - c/a$. При этом компоненты нормали к плоскости границы можно записать в следующем виде:

$$|n_\alpha| = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{k}{2}\right); \quad n_\beta = 0; \quad |n_\gamma| = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{k}{2}\right).$$

Введем величину $\theta_{\alpha\gamma} = n_\alpha n_\gamma / |n_\alpha| |n_\gamma|$, которая имеет разные знаки для двух возможных доменных границ, содержащих ось x_β . В используемом приближении

$$\theta_{\alpha\gamma} = n_\alpha^{(0)} n_\gamma^{(0)} / |n_\alpha^{(0)}| |n_\gamma^{(0)}|.$$

Можно показать, что отличные от нуля компоненты тензора \hat{P} равны

$$P_{\alpha\alpha} = -P_{\gamma\gamma} = -k; \quad P_{\alpha\gamma} = P_{\gamma\alpha} = -\theta_{\alpha\gamma}. \quad (82)$$

Отсюда, используя выражение (81), получаем следующее выражение для вектора $\Delta\vec{b}$ в линейном по параметру k приближении:

$$\begin{aligned}\Delta b_\alpha &= b_\alpha^{(0)} - b'_\alpha^{(0)} - k(b_\alpha^0 + \theta_{\alpha\gamma} b'_\gamma^{(0)}) \\ \Delta b_\beta &= b_\beta^{(0)} - b'_\beta^{(0)}; \\ \Delta b_\gamma &= b_\gamma^{(0)} - b'_\gamma^{(0)} + k(b_\gamma^{(0)} + \theta_{\alpha\gamma} b_\alpha^{(0)}).\end{aligned}\quad (83)$$

Рассмотрим такие переходы дислокаций через доменные границы, при которых $\vec{b}^{(0)} = \vec{b}'^{(0)}$, и возникновение доменнограницных дислокаций возможно лишь в тетрагональной решетке. Тогда

$$\Delta b_\alpha = -k(b_\alpha^{(0)} + \theta_{\alpha\gamma} b_\gamma^{(0)}); \quad \Delta b_\beta = 0; \quad \Delta b_\gamma = k(b_\gamma^{(0)} + \theta_{\alpha\gamma} b_\alpha^{(0)}).$$

Отсюда получаем

$$\vec{\Delta b} = kq\vec{R}^{(0)} \quad (84)$$

где

$$q = -2(n_\alpha^{(0)} R_\alpha^{(0)}) / |n_\alpha^{(0)}| |R_\alpha^{(0)}| (\vec{b}^{(0)} \cdot \vec{n}^{(0)}) \quad (84)$$

$\vec{R}^{(0)}$ – единичный вектор вдоль направления $<110>$ в плоскости границы доменов, имеющих кубическую решетку.

Из выражений (84), (85) сразу следует, что, во-первых, независимо от векторов Бюргерса дислокаций, пересекающих границу, все векторы $\vec{\Delta b}$ параллельны и направлены вдоль вектора $\vec{R}^{(0)}$, не лежащего в тетрагональном кристалле в плоскости границы; во-вторых, на вектор $\vec{\Delta b}$ не влияет то, по какой плоскости скользит исходная дислокация.

Рассмотрим, например, переход дислокации из домена с осью c , параллельной [010], через границу ($\bar{a}, c, 0$) в соседний домен. В этом случае $\vec{n}^{(0)} = 1/\sqrt{2} [\bar{1}10]$, $\vec{R}^{(0)} = 1/\sqrt{2} [110]$, $n_\alpha^{(0)} = 1/\sqrt{2}$; $R_\alpha^{(0)} = 1/\sqrt{2}$.

Согласно формуле (84), $\vec{\Delta b} = kq [110]/\sqrt{2}$, где коэффициент q , вычисляемый с помощью выражения (85) для различных векторов Бюргерса дислокаций, скользящих в исходном домене, имеет следующие значения: $2a/\sqrt{2}$ для $\vec{b} = BA$, 0 для $\vec{b} = DC$ и $a/\sqrt{2}$ для остальных векторов Бюргерса.

Как уже говорилось выше, при $\vec{b} \rightarrow \vec{b}'$ -превращениях дислокаций на соседних доменных границах должны возникать разноименные доменнограницные дислокации и, действительно, выражение (84) определяет равные по величине и противоположные по знаку векторы Бюргерса на соседних границах, так как $n_\gamma^{(0)} R_\gamma^{(0)} = -n_\alpha^{(0)} R_\alpha^{(0)}$ из-за ортогональности векторов $\vec{n}^{(0)}$ и $\vec{R}^{(0)}$.

Поскольку в используемом приближении (линейном по параметру k) коэффициенты $\psi(\vec{b}', \vec{\Delta b})$ и $\psi(\vec{b}, -\vec{\Delta b})$, определяющие изменение энергии ΔE в результате происходящих на соседних границах превращений дислокаций, равны одной и той же величине $|\psi(\vec{b}^{(0)}, \vec{\Delta b})|$, но имеют разные знаки, то на одной границе образование доменнограницной дислокации

является энергетически выгодным, а на другой требует затраты энергии. При этом обе доменнограницевые дислокации препятствуют прохождению скользящих дислокаций. Действительно, при подходе к границе, где $\psi(\vec{b}^{(0)}, \Delta\vec{b})$, каждая последующая скользящая дислокация испытывает упругое отталкивание со стороны доменнограницевой дислокации с вектором Бюргерса $\Delta\vec{b}$. В то же время скользящая дислокация с тем же самым вектором Бюргерса, отрываясь от соседней доменной границы, преодолевает упругое притяжение со стороны доменнограницевой дислокации другого знака.

Можно показать, что проекция вектора $\Delta\vec{b}$, нормальная к плоскости доменной границы, равна

$$(\Delta\vec{b} \cdot \vec{n}) = -k^2 (\vec{b}^{(0)} \cdot \vec{n}^{(0)}). \quad (86)$$

В отличие от вектора Бюргерса $\Delta\vec{b}$ [см. формулу (84)] направление оси доменнограницевой дислокации зависит от того, по какой плоскости скользит исходная дислокация до своего пересечения с доменной границей. При переходе дислокаций через границу доменов в кубической решетке оси доменнограницевых дислокаций параллельны либо одному из двух возможных направлений $\langle 112 \rangle$ в плоскости доменной границы (если последняя перпендикулярна к плоскости скольжения исходной дислокации), либо направлению $\langle 110 \rangle$. Направлению $\langle 110 \rangle$ соответствует единичный вектор \vec{R} , параллельный доменной границе в тетрагональной решетке, компоненты которого имеют следующую величину:

$$|R_\alpha| = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 - \frac{k}{2}\right); \quad R_\beta = 0; \quad |R_\gamma| = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(1 + \frac{k}{2}\right).$$

Направлениям $\langle 112 \rangle$ соответствуют единичные векторы $\vec{\xi}$, параллельные доменной границе в тетрагональной решетке, которые можно записать в виде

$$\vec{\xi} = \frac{1}{\sqrt{6}} \left(1 + \frac{k}{6}\right) [\vec{R} \sqrt{2} \left(1 - \frac{k}{2}\right) \pm 2 \vec{x}_\beta]$$

где \vec{x}_β – единичный вектор вдоль соответствующей координатной оси. Используя эти выражения, получим для винтовых компонент вектора Бюргерса $\Delta\vec{b}$ доменнограницевых дислокаций, направления осей которых определяются векторами \vec{R} или $\vec{\xi}$, следующие выражения:

$$(\Delta\vec{b} \cdot \vec{R}) = kq; \quad (\Delta\vec{b} \cdot \vec{\xi}) = kq/\sqrt{3}. \quad (87)$$

Нетрудно показать, что в используемом приближении доменнограницевая дислокация с осью \vec{R} является винтовой, а с осью $\vec{\xi}$ – смешанной дислокацией, краевая компонента которой равна $\sqrt{2}kq/\sqrt{3}$. В обоих случаях вектор $\Delta\vec{b}$ почти параллелен плоскости границы, так как справедливо соотношение (86). При этом стена доменнограницевых дислокаций обладает дальнодействующим полем напряжений. Однако вследствие того, что вектор $\Delta\vec{b}$, определяемый с помощью выражения (84), по величине составляет некоторую, зависящую от параметра тетрагональности k , часть

трансляции решетки и скольжение доменнограницевой дислокации по какой-либо плоскости требует образования поверхностного дефекта с высокой энергией, такая стенка является устойчивой.

Как видно из выражения (87), граница доменов, разориентированных между собой примерно на 90° и расположенных вокруг оси, лежащей в плоскости границы, после прохождения скользящих дислокаций приобретает компоненту кручения вокруг оси, нормальной к плоскости границы. Величину φ компоненты кручения, обусловленной доменнограницевыми дислокациями, можно оценить следующим образом. Полагая, что каждая дислокация в стенке возникает в результате прохождения скользящих дислокаций по одной и той же плоскости, получаем $\varphi = n\Delta b_s/h$, где

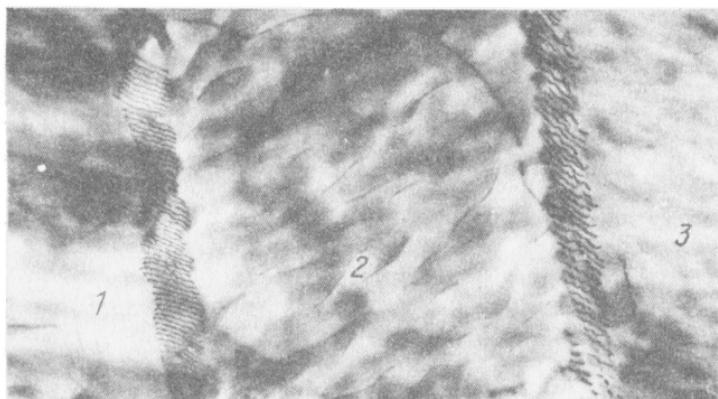


Рис. 70. Доменнограницевые дислокации в упорядоченном деформированном сплаве CuAu. X100000

Δb_s — винтовая компонента вектора $\vec{\Delta b}$, h — расстояние между дислокациями в стенке. Используя выражение (87), получаем

$$\varphi = \tilde{\varphi} / m, \quad (88)$$

где $\tilde{\varphi} = 2k(\vec{b}^{(0)}_n \vec{b}^{(0)})/a$; m — число плоскостей скольжения $\{111\}$ между дислокациями стенки. Максимальное значение угла $\tilde{\varphi}$, вычисленное для $k=0,08$, составляет около 6° .

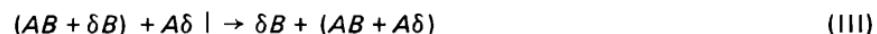
Хорошо сформированные дислокационные стенки и сетки на границах доменов удается наблюдать только после сильной пластической деформации ($> 20\%$), когда для большинства движущихся дислокаций доменные границы становятся прозрачными [183]. Электронная микрофотография крупнодоменного упорядоченного сплава CuAu, продеформированного на 20 %, показана на рис. 70. Для лучшего наблюдения дислокаций домены выведены из отражающего положения и на снимке обозначены цифрами.

Прорыв расщепленных дислокаций через доменные границы

Расщепление сверхдислокации в упорядоченном сплаве со сверхструктурой L_{10} в общем случае происходит с образованием двух типов дефектов упаковки и антифазной границы (см. гл. I). Используя сформулиро-

ванные в разд. 3 гл. I приближения, будем считать, что сверхдислокация 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 $a/2(<110>+a/6<112>)$ (см.рис. 12).

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



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 реакции (I) – (VI) и далее ориентировки доменов и плоскость границы те же, что и для реакций (78).

Предположим, что ведущим является комплекс частичных дислокаций, принадлежащих сверхдислокации [см. реакцию (I)]. В этом случае при переходе из u -домена в x -домен происходит перестройка структуры дислокации, изображенная схематически на рис. 71. При этом сверхдислокация проходит через некоторую промежуточную конфигурацию, обозначенную буквой j на рис. 71, и остается сверхдислокацией. Заметим, что такая конфигурация не может существовать внутри одного домена, поскольку каждая из частичных δA и $B\delta$ дислокаций является особой дислокацией лишь в разных доменах, что и реализуется в рассматриваемом варианте. Эта конфигурация является симметричной и величина ее полуширины d , равная расстоянию от дислокации BA до каждой из особых частичных дислокаций, определяется следующим выражением:

$$d = (2\psi_1 + 3\psi_{12})/2\gamma \quad (89)$$

Ниже для сверхдислокаций с векторами Бюргерса $2BA(d)$ и $2DC(a)$, имеющих в рассматриваемом случае соответственно краевую и винтовую ориентации, приведены значения ширины начальной (конечной) и промежуточной конфигураций [177]:

Вектор Бюргерса	$2BA(d)$	$2DC(a)$	$2CA(b)$	$2CA(d)$
Ширина конфигурации, нм:				
начальной (конечной)	12,0	6,0	9,5	8,5
промежуточной	11,7	6,5	3,3	1,9

Вычисляя энергию различных конфигураций, можно показать, что у промежуточной конфигурации она существенно ниже, чем у начальной.

Разность энергий ΔE составляет $9,6 P$ и $5,8 P$ для краевой и винтовой сверхдислокаций соответственно, где P определяется по формуле (6). Такой барьер должна преодолевать сверхдислокация при переходе через доменную границу.

Предположим, что с той же самой доменной границей пересекаются дислокации $2CA$, причем ведущим попрежнему является комплекс частичных дислокаций [см. вариант (II)]. Тогда в соседний домен уходит

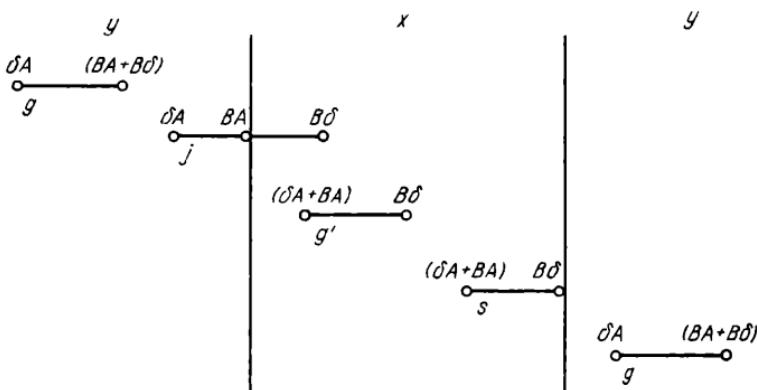


Рис. 71. Переход сверхдислокации через доменные границы

одиночная дислокация с вектором Бюргерса CA , а на границе остается промежуточная конфигурация, состоящая из частичных дислокаций δA и δB , связанных полосой сверхструктурного дефекта упаковки. В рассматриваемом случае дислокация с вектором Бюргерса $2CA$ является либо 30° , либо 60° -град. в зависимости от того, какая из плоскостей a или b является плоскостью скольжения.

Независимо от деталей перестройки сверхдислокации на доменной границе в любом из вариантов перехода (I) – (VI) на границе остается некоторая расщепленная конфигурация, которая должна быть стянута прежде, чем перейти в другой домен. Как следует из проведенного рассмотрения, 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 при смене ее знака [вариант (VI)] испускание дислокации невозможно, так как при этом должен возникать 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. 72 показана перестройка одиночных дислокаций в парные. Видны три домена, которые для лучшего наблюдения дислокаций с помощью наклона образца специально выведены из отражающего положе-

ния. Одиночные дислокации, подходя к первой границе, затормаживаются и меняют свою ориентацию, выстраиваясь вдоль границы. Стрелкой указана дислокация, которая меняет свою ориентацию при встрече с 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. 73.

Общим для переходов как расщепленных, так и одиночных дислокаций через доменную границу является то, что происходящие при этом процессы включают в себя рекомбинацию соответствующих дислокаций и являются термически активированными. Среди различных вариантов можно выделить те, которые начинаются с испускания в соседний домен либо одиночной дислокации [см. (II)], либо особой частичной дислокации [см. (I) и (V)]. Существенным при этом является 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 была вычислена в работе [180] по схеме, приведенной в гл. II для расчета энергии активации образования и разрушения дислокационных барьеров.

В результате проведенного расчета оказалось, что процесс распада сверхдислокации на одиночные дислокации в соответствии с реакцией типа (II) является наиболее легким (как и для нерасщепленных сверхдислокаций). По сравнению с вариантами (I), (II) и (V) переходы дислокаций

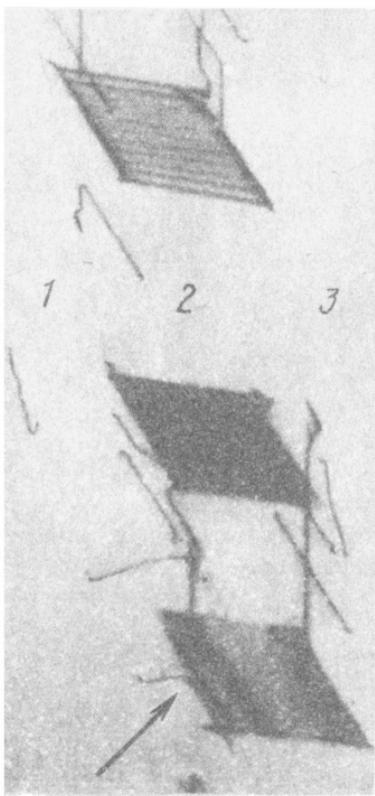


Рис. 72. Переход дислокаций через границу доменов в упорядоченном сплаве CuAu; фольга на просвет. $\times 50000$

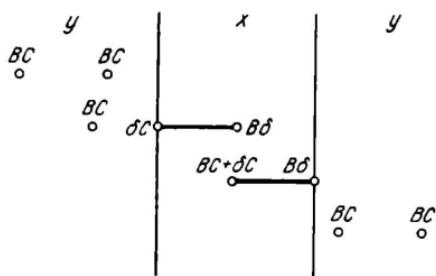


Рис. 73. Схема взаимных превращений дислокаций на доменных границах

ций в остальных случаях требуют значительно более высокой энергии активации и сопровождаются образованием мощных дислокационных скоплений. Такое скопление одиночных дислокаций (см. рис. 66) обра- зуется по реакции (VI).

Скопления сверхдислокаций, возникающие в результате реакций (III) и (IV), показаны на рис. 74. На микрофотографиях видны участки крупнодоменного сплава, у которого в действующих плоскостях скольжения испущено большое количество дислокаций. Остановившие скопления домены очень тонкие. На рис. 74, а они выведены из отражающего положе-

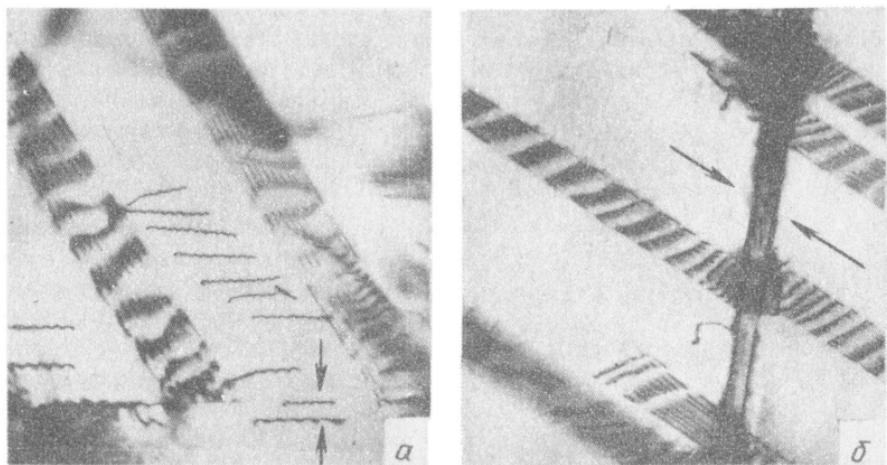


Рис. 74. Скопление парных дислокаций в упорядоченном сплаве на границе доменов (а) и прорыв дислокаций через домен другой ориентировки (б). Стрелками указаны ширина доменов, остановивших дислокации. Фольги на просвет. X50000

ния. Скопления содержат свыше 20 сверхдислокаций, однако переход через границу все еще не происходит. На рис. 74, б некоторые скопления преодолевают препятствия.

Кроме переходов дислокаций по реакциям (V) и (VI), одиночная дислокация может прорываться через доменную границу с изменением вектора Бюргерса [см. (78.4) – (78.6)], оставаясь одиночной и в соседнем домене. При этом исключаются процессы рекомбинации вблизи доменной границы, так как из-за высокого значения энергии γ' одиночная дислокация является нерасщепленной. В то же время для прорыва расщепленной 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) и (IV). По этой же причине поперечное скольжение сверхдислокаций также затруднено по сравнению с поперечным скольжением одиночных дислокаций. Приведенные сооб-ражения подтверждают интерпретацию результатов исследования следов скольжения, которая дана в третьем разделе этой главы.

Существенным моментом является то, что при движении дислокации по колонии доменов "легкие" переходы чередуются с "трудными". 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. 75, на которой видны многочисленные полосы дефектов упаковки, заключенные внутри доменов одной ориентировки, и скопления сверхдислокаций, переход которых через границы затруднен. Буквой А отмечены участки, в которых имеются скопления парных дислокаций.

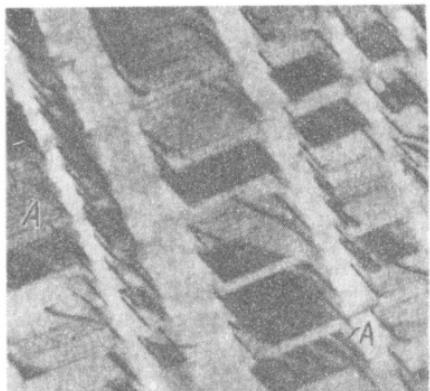


Рис. 75. Образование протяженных дефектов упаковки при переходе дислокаций через доменные границы (фольга на просвет). X 50000

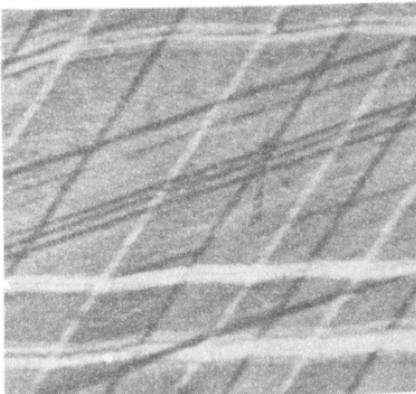


Рис. 76. Следы скольжения, проходящие через колонию доменов (угольная реплика, оттененная хромом). X 25000

Следует подчеркнуть, что важным для доменнограницного упрочнения является не только наличие трудных переходов, но и отсутствие "легкого канала" для пластического течения. Слоистые сверхструктуры, обладающие такими "каналами", могут не обнаруживать доменнограницного упрочнения.

Однако доменные границы в сверхструктуре L_{10} нельзя считать полностью непрозрачными для дислокаций. Скользящие дислокации под действием внешних напряжений и термических флуктуаций могут переходить через границы многих доменов. Такие следы скольжения видны на рис. 76. При соответствующей взаимной ориентации доменных границ и следов скольжения можно наблюдать изменение направления следов, обусловленное тетрагональностью решетки (белые следы).

Таким образом, исследуемые доменные границы представляют собой сильные, но преодолимые препятствия для распространения пластической деформации, наличие которых является необходимым для получения высокопрочного и пластичного материала [174, 175].

4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДВОЙНИКОВ ЧЕРЕЗ ДОМЕННЫЕ ГРАНИЦЫ

В разд. 6 гл. I была рассмотрена возможность образования двойников в сверхструктуре L_{1_0} за счет полюсных источников, а также в результате коллективной перестройки скопления сверхдислокаций. Предлагаемые модели могут обеспечить двойникование с помощью особых частичных дислокаций, имеющих векторы Бюргерса $a/6<112>$, либо $a/3<112>$.

Распространение двойника по колонии с-доменов имеет свои особенности, которые обусловлены взаимодействием двойникующих дислокаций с доменными границами [131]. Векторы Бюргерса особых частичных дислокаций $a/6<112>$ различны в разных доменах. Поэтому для того, чтобы особая дислокация с вектором Бюргерса $\vec{\beta}$ в одном домене превратилась в особую дислокацию с вектором $\vec{\beta}'$ в другом домене, должна произойти реакция $\vec{\beta} = \vec{\beta}' + \Delta\vec{\beta}$.

В качестве примера рассмотрим следующие превращения особых дислокаций:

$$\delta A = \delta B + BA^{C\delta} \quad (90.1); \quad \alpha D = \alpha C + CD^{DC} \quad (90.2);$$

$$\alpha D = \beta D + \alpha\beta^{DC} \quad (90.3)$$

Для прохождения двойника через границу необходимо образование в плоскости границы стенки доменнограницевых дислокаций с вектором Бюргерса $\Delta\vec{\beta}$. При этом доменнограницевые дислокации лежат в соседних плоскостях $\{111\}$, что существенно затрудняет переход через границу двойникующих дислокаций по сравнению с одиночными дислокациями.

На рис. 77 приведена микрофотография двойника, остановленного доменной границей. Видно, что по другую сторону от границы возникли упругие напряжения, обусловленные заторможенным двойником. Заметим, что на этой же границе заблокированы и обычные скользящие дислокации, т.е. скольжение и двойникование происходят совместно.

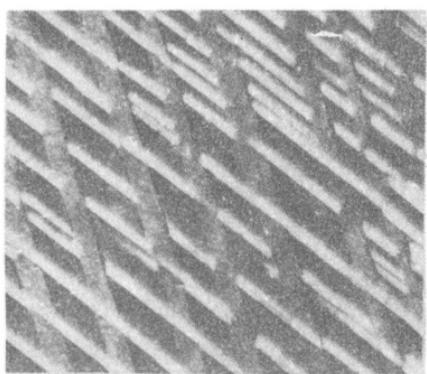


Рис. 77. Торможение микродвойника на границе доменов (фольга на просвет). X50000

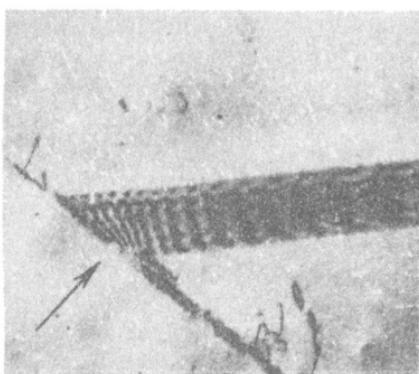


Рис. 78. Двойникование в сплаве CuAu, упорядоченном по низкотемпературному механизму с возникновением напряжений ($\epsilon = 10\%$). X 50000

На микрофотографии, представленной на рис. 78, можно видеть большое количество заторможенных двойников. Наблюдаются также двойники, преодолевшие сопротивление доменных границ. Для удобства наблюдения темнопольный снимок получен в двойниковом рефлексе, поэтому двойники выглядят светлыми.

Доменнограницная дислокация, возникающая в результате превращения (90.3), имеет вектор Бюргерса δ^{DC} , равный $a/6 [1\bar{1}0]$, который по величине в 3 раза меньше векторов $\Delta\delta$, возникающих при других переходах. Поэтому если двойникование может осуществляться особыми дислокациями с векторами Бюргерса $a/6<112>$, то наиболее легким процессом является скольжение двойникоущих дислокаций по отраженным (относительно доменной границы) плоскостям с отраженными векторами Бюргерса, определяемыми (90.3). Можно предполагать, что наблюдавшиеся Паши и др. [39] зигзагообразные двойники (рис. 79) возникают именно таким путем. Границы с-доменов на рис. 79 расположены вертикально.

Рис. 79. Зигзагообразные двойники в деформированном сплаве CuAu (фольга на просвет) $\times 40000$



Принимая во внимание, что двойникование в исследуемых сплавах при определенных условиях протекает весьма активно, а превращения двойникоущих дислокаций с векторами Бюргерса $a/6<112>$ затруднены, была сделана попытка рассмотреть другой тип двойникоущих дислокаций, проникновение которых через границы не требовало бы таких превращений. Как показано в работе [7], частичная дислокация с вектором Бюргерса $a/3<112>$ является особой дислокацией независимо от направления оси c , т.е. при скольжении такой дислокации в любом домене образуется сверхструктурный дефект упаковки. Запишем следующие тождества:

$$2\delta A = B\delta + CA; \quad 2\delta A = A\delta + 2BA + CB; \quad 2\delta A = C\delta + BA.$$

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 типа $a/6<112>$ особой частичной дислокации на вектор трансляции сверхрешетки, т.е. определяет также особую дислокацию. Аналогичные тождества справедливы также для любого вектора типа $a/3<112>$.

В сплаве с тетрагональной решеткой при переходах таких двойникоущих дислокаций через границы, как и при рассмотренных выше переходах,

дах полных дислокаций, образуются доменнограничные дислокации, векторы Бюргерса которых зависят от параметра тетрагональности k . В этом случае векторы Бюргерса $\Delta\vec{b}$ доменнограничных дислокаций определяются посредством выражений (84), (85), в которых следует вместо $\vec{b}^{(0)}$ подставить $\vec{b}^{(0)}$ типа $a/3<112>$. Легко убедиться в том, что векторы Бюргерса доменнограничных дислокаций, образованных двойникующими дислокациями типа $a/3<112>$, примерно в $1/k$ раз меньше векторов Бюргерса доменнограничных дислокаций, возникающих в результате превращений дислокаций типа $a/6<112>$. Поэтому можно предположить, что в тех случаях прорыва двойника (без изменения плоскости двойникования) через доменные границы, которые, например, можно видеть на рис. 78, двойникующая дислокация имеет вектор Бюргерса $a/3<112>$.

После прохождения двойника с вектором Бюргерса $a/3<112>$, на границах остаются стенки кручения, образованные доменнограничными дислокациями. Максимальное значение угла поворота φ при $k = 0,08$ составляет $\sim 6^\circ$ и достигается, например, для дислокации $2B\delta$, пересекающей доменную границу (110). Как видно из выражений (84) и (85), при распространении двойника с вектором Бюргерса $a/3<112>$, параллельным плоскости границы, доменнограничная дислокация не образуется. Например, рассматриваемая выше (110) граница не оказывает сопротивления движению двойникующих дислокаций с векторами Бюргерса $2C\delta$ и $2D\gamma$. Экспериментальное исследование стенок доменнограничных дислокаций, образующихся при распространении двойников через границы, может помочь в решении вопроса о типе двойникующих дислокаций, а также о превращениях, испытываемых ими при переходах через границу.

Дислокация типа $a/3<112>$ входит в состав сверхдислокаций и определяет особенности их перехода через доменную границу. Пусть сверхдислокация с вектором Бюргерса $BA + CA$ пересекает доменную границу. Если ведущей является частичная дислокация, имеющая вектор Бюргерса $2\delta A$, то она переходит последовательно из домена в домен, оставаясь особой дислокацией. Вслед за ней тянется полоса дефекта упаковки с энергией γ , которая с другой стороны ограничена частичной дислокацией с вектором Бюргерса δA , принадлежащей исходной сверхдислокации и остановившейся на границе первого домена. Если же ведущей дислокацией является частичная дислокация с вектором Бюргерса δA , то аналогично переходу обычной сверхдислокации через границу необходима рекомбинация всей сверхдислокации с ее последующей перестройкой согласно реакции $2\delta A + \delta A \rightarrow BA + CA$.

В результате в соседний домен уходит одиночная дислокация с вектором Бюргерса CA , а на границе остается дислокация с вектором Бюргерса BA , не являющимся вектором трансляции в данных доменах. Следовательно, можно предположить, что независимое движение дислокаций с векторами Бюргерса BA и CA через доменную границу сопровождается изменением их векторов Бюргерса, как и при движении одиночных дислокаций.

В заключение остановимся кратко на той роли, которую играет двойникование в процессе пластической деформации сплавов со сверхструктурой

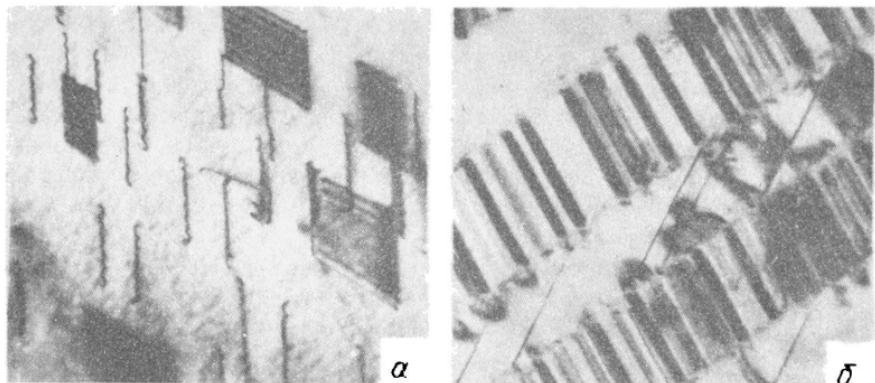


Рис. 80. Скольжение (а) и двойникование (б) в сплаве CuAu, упорядоченном по низкотемпературному механизму (фольга на просвет; $\epsilon = 3\%$). X50000

L 1₀. Как показало проведенное авторами книги исследование, пластическая деформация сплава CuAu осуществляется скольжением одиночных дислокаций и сверхдислокаций. Однако, согласно Паши и др. [39], деформация этого сплава осуществляется исключительно двойникованием. Проведенный авторами данной книги анализ показал, что различные результаты могут быть получены в зависимости от того, какой из рассмотренных выше способов упорядочения (низкотемпературный или высокотемпературный) был использован.

Для начала двойникования существенную роль играет возникновение концентрации напряжений. В сплаве, упорядоченном по низкотемпературному механизму, с высокой скоростью возникновения зародышей упорядочения уже в исходном состоянии существует концентрация напряжений. Его доменная структура подобна приведенной на рис. 55. Такой сплав двойникуется с самого начала пластической деформации. Именно эта ситуация реализовалась в эксперименте Паши и др. В сплаве CuAu, упорядоченным при высоких температурах, двойники начинают наблюдаться лишь при деформациях, превышающих 10–15 %. Толщина возникающих двойников очень мала (10–30 нм). Одновременно наблюдается большое количество дислокаций.

Таким образом, в сплаве, у которого в исходном состоянии существует концентрация напряжений, двойникование протекает с самого начала пластической деформации, а в сплаве, свободном от них, – только с момента интенсивного образования дислокационных скоплений, создающих концентрации напряжений. Двойникование не исключает деформацию скольжением. При наличии упругих напряжений скольжение и двойникование осуществляются совместно (рис. 80).

5. ТЕОРИЯ ДОМЕННОГРАНИЧНОГО УПРОЧНЕНИЯ

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 вследствие тетрагональности решетки изменение вектора Бюргерса дислокации, сопровождающееся возникновением доменнограницых дислокаций. Поэтому, 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 трудные переходы дислокаций через границу и, в-третьих, каждый из переходов является термоактивированным процессом.

Используем для построения теории доменнограницного упрочнения развитый выше феноменологический подход, который оказался эффективным при исследовании термического упрочнения, и сформулируем уравнения пластической деформации для диаграммы, включающей в себя рассмотренные выше процессы перехода дислокаций через доменные границы [184].

Диаграмма дислокационных превращений и уравнения пластической деформации

Рассмотрим полидомен, представляющий собой одну колонию доменов, и будем полагать, что действующей является одна система скольжения. Тогда на основе анализа взаимодействия дислокаций с границами с-доменов дислокационные превращения в полидомене можно представить диаграммой, изображенной на рис. 81, а. Здесь g и g' — подвижные дислокации в разных доменах; j и s — заблокированные на соседних границах конфигурации g и g' дислокаций соответственно; k — дислокационные барьеры, которые определяют упрочнение монодомена и предполагаются неразрушающими. Для полидомена, состоящего из многих колоний доменов (см. рис. 52), адекватным описанием является совокупность диаграмм такого вида.



Рис. 81. Диаграмма дислокационных превращений (а) и их иерархия (б) в полидомене

Для того чтобы пояснить диаграмму на рис. 81, а, рассмотрим превращения сверхдислокаций с вектором Бюргерса $2\sqrt{2}A$ при движении через колонию узкого доменов. Перестройка g -, j -, g' -, s -конфигураций сверхдислокации при переходе через доменные границы показана на рис. 71. В данном случае превращение $j \rightarrow g'$, начинающееся с испускания частичной дислокации в x -домен, имеет меньшую энергию активации по сравнению с превращением $s \rightarrow g$. Подобным образом для любого варианта перехода дислокаций через границы можно записать диаграмму превращений

с соответствующими конфигурациями подвижных и заблокированных дислокаций.

Исследуем пластическую деформацию полидомена, происходящую с постоянной скоростью $\dot{\epsilon}$. Запишем систему уравнений баланса для изображенной на рис. 81, а диаграммы, определяющую изменение плотностей дислокаций различных типов со временем:

$$\left. \begin{aligned} \dot{N}_g &= M/2 + N_s \nu_{sg} - N_g (\nu_{gi} + \nu_{gk}); \\ \dot{N}_{g'} &= M/2 + N_j \nu_{ig'} - N_{g'} (\nu_{g's} + \nu_{g'k}); \\ \dot{N}_j &= N_g \nu_{gi} - N_j \nu_{jg'}; \\ \dot{N}_s &= N_{g'} \nu_{g's} - N_s \nu_{sg}; \\ \dot{N}_k &= N_g \nu_{gk} + N_{g'} \nu_{g'k} \end{aligned} \right\} \quad (91)$$

Здесь мощность источников дислокаций g - и g' -типа предполагается одинаковой и равной $M/2$. Как видно из выражений (91), $M = \dot{N}$, где полная плотность дислокаций N есть $N = N_g + N_{g'} + N_j + N_s + N_k$.

К системе (91) необходимо присоединить соответствующие условия связи, которые в данном случае имеют вид

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon} &= \dot{\epsilon}_g + \dot{\epsilon}_{g'}, \quad \dot{\epsilon}_g = \beta N_g; \quad \dot{\epsilon}_{g'} = \beta N_{g'}; \quad \beta = bvf; \quad \sigma f = \kappa \sqrt{N} + \sigma_\Pi; \\ \kappa &= \alpha \mu b \end{aligned} \quad (92)$$

При исследовании системы уравнений баланса будем предполагать справедливыми следующие соотношения между частотами превращений

$$\nu_{gi} = \nu_{g's}; \quad \nu_{gk} = \nu_{g'k}; \quad (93.1)$$

$$\nu_{jg'} \gg \nu_{sg}; \quad (93.2)$$

$$\nu_{sg}/(\nu_{gi} + \nu_{gk}) \ll 1; \quad \nu_{jg'}/(\nu_{g'k} + \nu_{g's}) \ll 1. \quad (93.3)$$

Равенства (93.1) свидетельствуют о том, что длины свободных пробегов для дислокаций g и g' одинаковы; условие (93.2) определяет выбор превращения $j \rightarrow g'$ в качестве легкого процесса прорыва по сравнению с $s \rightarrow g$, а соотношения (93.3) отражают тот факт, что вероятность разрушения барьеров значительно ниже вероятности их образования. Тогда откладывая по оси τ времена жизни $\nu_{jg'}^{-1}, \nu_{sg}^{-1}$ соответствующих дислокационных конфигураций, можно схематически представить иерархию дислокационных превращений в виде, изображенном на рис. 81, б.

Систему (91) будем решать в рамках приближений, сформулированных в работах [129, 130] и связанных с медленным изменением коэффициентов за характерное время. В результате система (91) может быть приведена к виду

$$\frac{\dot{\epsilon}}{\beta} = \frac{1}{\nu_\Sigma} \left\{ M + \nu_{jg'} N_j + \nu_{sg} (N - N_k(0)) - \frac{\dot{\epsilon}}{\beta} \int_{\tau_0}^{\tau} \nu_{gk} d\tau' \right\}$$

$$N_j = \int_{\tau_0}^{\tau} N_g \nu_{gj} \exp \left(- \int_{\tau'}^{\tau} \nu_{jg'} d\tau'' \right) d\tau' \\ N_g = \frac{1}{\nu_{\Sigma}} \left\{ \frac{M}{2} + \nu_{sg} (N - N_j - N_{k0} - \frac{\dot{\epsilon}}{\beta} \int_{\tau_0}^{\tau} \nu_{gk} d\tau') \right\} \quad (94)$$

где $N_k(0) = N_k(\tau = \tau_0)$. Рассмотрим решение системы (94) в областях A, B и C (см. рис. 81, б), для которых соответственно справедливы следующие соотношения:

$$\int_{\tau_0}^{\tau} \nu_{jg'}(\tau') d\tau' \ll 1; \quad (95.1)$$

$$\int_{\tau_0}^{\tau} \nu_{jg'}(\tau') d\tau' \gg 1; \quad \int_{\tau_0}^{\tau} \nu_{sg}(\tau') d\tau' \ll 1; \quad (95.2)$$

$$\int_{\tau_0}^{\tau} \nu_{sg}(\tau') d\tau' \gg 1. \quad (95.3)$$

Легко показать, что в области A мощность источников M равна

$$M = \nu_{\Sigma} \dot{\epsilon} / \beta \quad (96)$$

При выполнении условия $\int_{\tau_0}^{\tau} \nu_{jg'} d\tau' \gg 1$ из системы (94) следует:

$$M \frac{(2\nu_{\Sigma} + \nu_{gi})}{2(\nu_{\Sigma} + \nu_{gi})} + \nu_{sg} N = - \frac{\dot{\epsilon}}{\beta} \left\{ - \frac{\nu_{\Sigma}^2}{\nu_{\Sigma} + \nu_{gi}} + \nu_{sg} \left(\frac{N_k(0) \beta}{\dot{\epsilon}} + \int_{\tau_0}^{\tau} \nu_{gk} d\tau' \right) \right\}$$

Отсюда сразу получаем для областей B и C соответственно

$$M = 2\dot{\epsilon} \nu_{\Sigma}^2 / [\beta (2\nu_{\Sigma} + \nu_{gi})] \quad \text{и} \quad M = \dot{\epsilon} (\dot{H} + \nu_{gk}) / \beta, \quad (97)$$

где $\dot{H} = \nu_{\Sigma}^2 / [\nu_{sg} (\nu_{\Sigma} + \nu_{gi})]$.

Длины свободных пробегов λ_j и λ_k , равные соответственно ν_{gi}^{-1} и ν_{gk}^{-1} , можно записать в виде

$$\lambda_j = D; \quad \lambda_k = \Lambda \mu / \sigma, \quad (98)$$

где D — расстояние между доменными границами; Λ — некоторая константа. Зависимость $\lambda_k(\sigma)$, определяемая выражением (98), обеспечивает экспериментально наблюдаемое линейное упрочнение монодомена (см. кривы. 1–3 на рис. 57). Принимая во внимание выражения (92), (98), (96) и (97), для областей A, B и C соответственно получаем:

$$\sigma \frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{\kappa^2 (1 + D\sigma/\Lambda\mu)}{2bfD} \quad \sigma \frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{\kappa^2 (1 + D\sigma/\Lambda\mu)^2}{bfD(3 + 2D\sigma/\Lambda\mu)};$$

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \frac{\theta_M}{1 - \dot{\epsilon} \theta_M H'(\sigma) / \nu_{gk}} \quad (99)$$

где коэффициент упрочнения монодомена

$$\theta_M = \kappa^2 / 2bf\Lambda\mu, \text{ а } H'(\sigma) = dH/d\sigma.$$

Анализ деформационных кривых

На основании полученных выше соотношений получаем соответственно для областей A , B и C следующие уравнения, определяющие зависимость $\sigma(\epsilon)$:

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_0 + \theta_M (\epsilon - \epsilon_0) + \frac{\Lambda\mu}{D} \ln \frac{1 + D\sigma/(\Lambda\mu)}{1 + D\sigma_0/(\Lambda\mu)} - \\ \sigma &= \sigma_1 + \theta_M (\epsilon - \epsilon_1) + \frac{\Lambda\mu}{2D(1+D\sigma_1/(\Lambda\mu))} - \frac{\Lambda\mu}{2D(1+D\sigma/(\Lambda\mu))} + \\ &+ \frac{\Lambda\mu}{2D} \ln \frac{1 + D\sigma/(\Lambda\mu)}{1 + D\sigma_1/(\Lambda\mu)}; \quad (100) \\ \epsilon &= \epsilon_2 + \frac{1}{\theta_M} \int_{\sigma_2}^{\sigma} d\sigma (1 - \theta_M \dot{\epsilon} H'(\sigma) / \nu_{gk}(\sigma)), \end{aligned}$$

где $\epsilon_i = \epsilon(\tau_i)$; $\sigma_i = \sigma(\tau_i)$; τ_0, τ_1, τ_2 — начальные моменты времени в интервалах A, B, C .

Используя (93.2), можно показать, что

$$\begin{aligned} \sigma_1^2 &= \sigma_0^2 + \frac{2\kappa^2 \dot{\epsilon}}{\beta} \int_{\tau_0}^{\tau_1} \frac{\nu_{\Sigma}^2(\tau') d\tau'}{\nu_{gi} + 2\nu_{\Sigma}(\tau')}; \quad \sigma_2^2 = \kappa^2 (N_k(\tau_2) + \\ &+ \dot{\epsilon} H(\sigma_2) / \beta) \quad (101) \end{aligned}$$

Уравнения (100) и (101) при $D \gg \lambda_k$ переходят в выражение, описывающее деформационную кривую для монодомена $\sigma_M = \sigma_0 + \theta_M (\epsilon - \epsilon_0)$.

Используя полученные выше выражения, исследуем ход деформационных кривых $\sigma(\epsilon)$ при заданной температуре и зависимость $\sigma(T)$ при заданном значении ϵ . Поскольку переходы через границы являются термоактивированными процессами, то частоты ν_{jg} и ν_{sg} имеют вид

$$\nu_{jg'} = \nu_{jg}^{(0)} \exp(-W_j/kT); \quad \nu_{sg} = \nu_{sg}^{(0)} \exp(-W_s/kT),$$

где W_j и W_s — соответствующие энергии активации. В результате с ростом деформации при фиксированном значении температуры или наоборот, с ростом температуры при фиксированном значении деформации будут

последовательно выполняться соотношения (95). Поэтому на деформационной кривой $\sigma(\epsilon)$ соответственно можно выделить три участка A , B и C , для которых коэффициент упрочнения описывается формулами (99). Используя эти выражения, сразу получаем

$$(da/d\epsilon)^A > (da/d\epsilon)^B > \theta_m$$

На участке C ход деформационной кривой зависит от знака функции $H'(\sigma)$. Если выполняется условие

$$\nu'_\Sigma(\sigma)/\nu_\Sigma > \nu'_{sg}(\sigma)/\nu_{sg}, \quad (102)$$

то из соотношений (97) следует, что $H'(\sigma) > 0$, т.е. на этом участке $(da/d\epsilon) > \theta_m$. При этом поскольку

$$\dot{\epsilon}\theta_m H'/\nu_{gk} \ll 1; \quad (103)$$

то коэффициент упрочнения примерно равен коэффициенту θ_m монодоменного упрочнения. В противоположном случае, когда $\nu'_\Sigma/\nu_\Sigma < \nu'_{sg}/\nu_{sg}$ и, следовательно, $H'(\sigma) < 0$, на участке C $(da/d\epsilon) < \theta_m$. Для достаточно больших значений напряжений, при которых начинает выполняться неравенство $\dot{\epsilon}\theta_m \nu'_\Sigma \nu'_{sg}/\nu_{gk} \ll 1$, становится справедливо соотношение (103). В результате $(da/d\epsilon)$ приближается к значению θ_m .

Действительно, экспериментально установлено (см. рис. 57), что деформационные кривые для полидомена и монодомена при определенных значениях σ становятся параллельными. Поскольку $da/d\epsilon \geq \theta_m$, то можно предполагать справедливость соотношения (102) между частотами дислокационных превращений. При этом зависимость $\sigma(\epsilon)$ на участке C имеет вид

$$\sigma = \sigma_0 + \theta_m (\epsilon - \epsilon_0). \quad (104)$$

Рассмотрим случай, когда

$$\lambda_j \ll \lambda_k, \quad (105)$$

и, следовательно, в соответствии с (98), параметр $Da/(\Lambda\mu) \ll 1$. Тогда из выражения (101) получаем

$$\sigma_1^2 = \sigma_0^2 + 2\kappa^2(\epsilon_1 - \epsilon_0)/3bfD,$$

так что, согласно (100), для участков A и B соответственно имеем

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 + \kappa^2(\epsilon - \epsilon_0)/b_f D;$$

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 + 2\kappa^2(\epsilon - \epsilon_0)/3bfD. \quad (106)$$

Таким образом, в отличие от линейного упрочнения на участке C упрочнение на участках A и B при условии (105) является параболическим. Как видно из уравнений (106), деформирующее напряжение растет с уменьшением размера домена, что согласуется с экспериментальными результатами (см. кривые 2, 3 на рис. 56).

В рассмотренных случаях смена соотношений (95) была обусловлена ростом деформации, что приводило к смене участков A , B , C на деформа-

ционных кривых при фиксированном значении температуры. Аналогичным образом можно выделить соответствующие участки на кривой $\sigma(T)$, описывающей температурную зависимость деформирующего напряжения при заданном значении ϵ . Как видно из соотношений (106), существенной особенностью кривой $\sigma(T)$ является наличие двух плато A и B , причем $\sigma_A > \sigma_B$. В температурном интервале C деформирующее напряжение σ , согласно выражениям (101) и (104), падает с ростом температуры, что связано, в конечном счете, с температурной зависимостью частоты ν_{sg} .

Итак, наличие двух плато на кривой $\sigma(T)$ обусловлено тем, что цепочка превращений включает в себя как легкие, так и трудные переходы через границы. Более высокое плато A соответствует температурам, при которых дислокации заблокированы у любой доменной границы. Далее границы становятся прозрачными для легких переходов и наблюдается плато B , которое заканчивается (а вместе с ним и доменнограницное упрочнение), когда границы становятся прозрачными для любых переходов.

Оценим температуру T_B окончания плато B , при которой напряжение σ отклоняется от напряжения σ_B на заданную малую величину $q\sigma_B$:

$$\sigma_B - \sigma(T_B) = q\sigma_B$$

Легко показать, что в приближении (105)

$$M + 3\nu_{sg}N/4 = 2\dot{\epsilon}\nu_{gj}/3\beta.$$

Отсюда получаем

$$q\sigma_B = \frac{9bfD}{8\dot{\epsilon}\kappa^2\sigma_B} \int_{\sigma_0}^{\sigma} \sigma^3 \nu_{sg}(\sigma - T_B) d\sigma.$$

Предположим, что энергия активации $s \rightarrow g$ -перехода, определяющая ν_{sg} , логарифмически зависит от σ , как это имеет место, например, для процесса поперечного скольжения [134]:

$$W_s(\sigma) = -A \ln \frac{\sigma/\mu(T)}{\sigma(0)/\mu(0)}$$

где $\mu(T)$ и $\mu(0)$ – модули сдвига при T и 0 К соответственно; $\sigma(0)$ – напряжение, обеспечивающее $s \rightarrow g$ -превращение при 0 К. Тогда уравнение, определяющее T_B , имеет вид

$$\dot{\epsilon} = \frac{9\sigma^2 bfD \nu_{sg}(\sigma, T_B)}{8q\kappa^2(4+A/kT_B)} \quad (107)$$

Экспериментальное исследование температурной зависимости деформирующего напряжения при различных значениях ϵ и $\dot{\epsilon}$ дает возможность на основании (107) определить энергию активации.

Смена стадий деформационного упрочнения

Для нахождения частоты ν_{sg} можно использовать также метод, основанный на измерении напряжения перехода между различными стадиями

упрочнения. Таким способом в г.ц.к. металлах вычисляется энергия активации поперечного скольжения [134].

Найдем напряжения σ_n и σ_l , соответствующие окончанию стадии параболического упрочнения и началу стадии линейного упрочнения соответственно. Их величины в общем случае не совпадают из-за наличия более или менее протяженной переходной области между стадиями. Пусть σ_n – напряжение, при котором значение $d\sigma^2/d\epsilon$ отклоняется от постоянного значения $2\theta_n$, определяемого выражением (99), на величину $q_n 2\theta_n$ ($q_n \ll 1$), т.е.

$$2\theta_n - d\sigma^2/d\epsilon = 2\theta_n q_n$$

Учитывая выражения (92), получаем уравнение для определения напряжения σ_n :

$$\dot{\epsilon} = 2\nu_{sg}(\sigma_n)\sigma_n^2 b f D / (\kappa^2 q_n). \quad (108)$$

При исследовании напряжения перехода к линейному упрочнению ограничимся случаем, когда справедливы соотношения (102) и (103). Запишем соотношение

$$(d\sigma/d\epsilon) - \theta_m = \theta_m q_l$$

Используя выражение (99) и учитывая, что $q_l \ll 1$, имеем

$$\dot{\epsilon} = q_l \nu_{gk}(\sigma_n) / (\theta_m H'(\sigma_l))$$

Если выполняется условие $\nu'_\Sigma/\nu_\Sigma \gg \nu'_{sg}/\nu_{sg}$, то это уравнение может быть приведено к простому виду

$$\dot{\epsilon} = 4q_l \sigma_n \nu_{sg}(\sigma_n) / 3\theta_m. \quad (109)$$

Зная зависимость напряжений перехода σ_n и σ_l от температуры и скорости деформации, можно с помощью уравнений (108) и (109) найти энергию активации W_s прорыва дислокаций через доменные границы.

В том случае, когда энергия активации $W_s(\sigma)$ убывает с ростом σ , напряжение σ_n [см. уравнение (108)], а также и протяженность стадии параболического упрочнения могут быть увеличены либо за счет понижения температуры, либо за счет увеличения прочности каркаса из доменных границ (что проявляется в повышении энергии активации). Действительно, как следует из сравнения кривых на рис. 57, стадия параболического упрочнения удлиняется при низких температурах.

Учет нескольких систем скольжения

Полученный выше вывод о существовании двух плато на кривой $\sigma(T)$ справедлив в том случае, когда в полидомене деформация осуществляется посредством одной системы скольжения. В действительности же полидомен состоит из многих колоний доменов, причем в каждой из колоний действует несколько систем скольжения.

Для изучения пластической деформации, происходящей в полидомене,

используем метод анализа дислокационного ансамбля, содержащего несколько дислокационных семейств. Этот метод уже применяли при исследовании геометрии скольжения в сплавах с термическим упрочнением (см. разд. 4, гл. III). Разделим дислокационный ансамбль на группы и рассмотрим в каждой из них семейство, обладающее самым низким уровнем протекания (42). Скорость пластической деформации $\dot{\epsilon}$ определяется суммой вкладов скоростей $\dot{\epsilon}_m$, обусловленных такими семействами. Величину $\dot{\epsilon}_m$, связанную с плотностями подвижных дислокаций в m -ном семействе посредством соотношений вида (34), можно определить из выражений (96) и (97). Предполагая, что для каждого семейства выполняется условие (105), получаем для участков λ_m и B_m соответственно

$$\dot{\epsilon}_m = \beta_m M_m / \nu_{gi}^m; \quad \dot{\epsilon}_m = 2 \beta_m M_m / (3 \nu_{gi}^m)$$

Используя выражение (41) и учитывая σ_Π , имеем

$$M_m = 2 \dot{\epsilon} \frac{f_m^2}{\kappa^2} \sigma \frac{d\sigma}{d\epsilon}$$

Будем полагать, что частоты легких и трудных переходов через доменные границы существенно различны, так что $(\nu_{ig}^{-1})_{\max} \ll (\nu_{sg}^{-1})_{\min}$. Рассмотрим интервалы \widetilde{A} и \widetilde{B} , в которых для всех семейств выполняются условия (95.1) и (95.2) соответственно. Для интервалов \widetilde{A} и \widetilde{B} получаем соответственно следующие уравнения:

$$\sigma d\sigma/d\epsilon = (2 b D G)^{-1} \text{ и } \sigma d\sigma/d\epsilon = (3 b D G)^{-1} \quad (110)$$

где $G = \sum_m f_m^3 / \kappa_m^2$.

Выражения (110) с учетом использованного здесь приближения (105) аналогичны (99). Из уравнений (110) имеем

$$\sigma_A^2 = \sigma_0^2 + (\epsilon - \epsilon_0) / (b D G); \quad \sigma_B^2 = \sigma_0^2 + 2(\epsilon - \epsilon_0) / (3 b D G). \quad (111)$$

Рассмотрим теперь интервал, заключенный между \widetilde{A} и \widetilde{B} , в котором распределены времена $(\nu_{ig}^m)^{-1}$. С ростом температуры последовательно для различных семейств вместо (95.1) начинает выполняться условие (95.2), т.е. в соответствующей системе скольжения границы становятся прозрачными для легких переходов. В результате на кривой $\sigma(T)$ можно наблюдать несколько последовательно поникающихся пологих участков. Для m -ного такого участка будет справедливо выражение

$$\sigma_m^2 = \sigma_0^2 + (\epsilon - \epsilon_0) / [b D (G + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^m f_n^3 / \kappa_n^2)].$$

Если времена $(\nu_{ig}^m)^{-1}$ практически совпадают, то внутри рассматриваемого интервала не будет никаких промежуточных пологих участков и кривая $\sigma(T)$ будет иметь два плато, определяемые (111).

Экспериментальная кривая $\sigma(T)$ на рис. 60 не имеет четко выраженных

пологих участков. Это может быть связано с тем, что полидомен состоит из многих колоний доменов. В связи с этим представляется интерес изучение пластической деформации полидомена, содержащего одну колонию доменов, и сравнение полученной при этом экспериментальной зависимости деформирующего напряжения от параметров ϵ , D , $\dot{\epsilon}$ с рассчитанной выше.

Низкотемпературная ползучесть

Рассмотрим, каким образом дислокационные превращения, связанные с доменными границами, проявляются в условиях ползучести [184]. Не проводя различия между легкими и трудными переходами дислокаций через границы, упростим диаграмму на рис. 81, а, оставив лишь $g \xrightarrow{s} s$ - и $g \rightarrow k$ -превращения. Для такой диаграммы было показано (см. разд. 5 гл. III), что кривая ползучести $\epsilon(\tau)$ содержит две стадии: стационарную ($\tau_1 \ll \tau \ll \tau_2$), характеризуемую величиной $\dot{\epsilon}$, и неустановившуюся ($\tau_2 \ll \tau$), на которой скорость деформации $\dot{\epsilon}$ стремится к нулю. Времена релаксации τ_1 и τ_2 на этих стадиях можно определить с помощью следующих выражений:

$$\tau_1 = \nu_{gs}^{-1}; \quad \tau_2 = (\nu_{gk} \nu_{sg} / \nu_{gs})^{-1} \quad (112)$$

Значение $\dot{\epsilon}$ зависит лишь от частоты превращений $g \xrightarrow{s} s$:

$$\dot{\epsilon} = \beta N \nu_{sg} / \nu_{gs}. \quad (113)$$

Следовательно, по полученным при разных температурах и напряжениях кривым ползучести можно найти значения энергии активации W_s и составить их с данными, полученными в результате термоактивационного анализа деформационных кривых.

В соответствии с выражениями (112) и (113) при уменьшении температуры либо при повышении жесткости каркаса, образованного доменными границами, протяженность стационарной стадии растет (также как и стадии параболического упрочнения), но одновременно падает величина $\dot{\epsilon}$. При $T < T^*$ выполняется соотношение $\dot{\epsilon} < \dot{\epsilon}^*$ и стационарная ползучесть не наблюдается (обычно $\dot{\epsilon}^* = 10^{-9} \text{ с}^{-1}$). Зная зависимость $W_s(\sigma)$, можно из выражения (113) сразу получить $T^*(\sigma)$.

Сравнивая температуры T^* и T_B , получаем

$$\frac{W_s(\sigma)}{k} \left(\frac{1}{T'} - \frac{1}{T_B} \right) = \ln \frac{8 q \dot{\epsilon}^* (4 + A/k T_B)}{9 \dot{\epsilon}^*}.$$

Так как скорость деформации $\dot{\epsilon}$ при активном растяжении больше, чем $\dot{\epsilon}^*$, то легко видеть, что $T^* < T_B$.

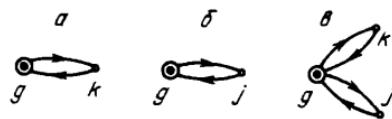
6. СУПЕРПОЗИЦИЯ ДОМЕННОГРАНИЧНОГО И ТЕРМИЧЕСКОГО УПРОЧНЕНИЯ

Эффекты термического и доменнограницочного упрочнения являются наиболее важными при изучении пластического поведения сверхструктур.

Однако пока еще нет сплава, в котором удалось бы добиться сочетания этих эффектов. Тем не менее, такое сочетание представляется весьма возможным. Для этого в сплаве, обнаруживающем термическое упрочнение, достаточно создать жесткий каркас из доменных границ, которые в слоистых сверхструктурах образуют границы С-доменов. В других сверхструктурах каркас, образованный обычными АФГ сдвигового типа, можно сделать значительно более жестким, например, за счет выделения новой фазы (см. гл. V).

Рассмотрим возможность суперпозиции доменнограниценного и термического упрочнения на примере полидомена сплава со сверхструктурой L_{10} [185]. Предположим, что в монодомене такого сплава происходят

Рис. 82. Диаграммы дислокационных превращений, соответствующих термическому (а) и доменнограниценному (б) упрочнению, а также их суперпозиции (в)



$g \rightleftharpoons k$ -превращения скользящих сверхдислокаций в барьеры типа "крыши" (см. рис. 15). Кроме того, в полидомене происходят $g \rightleftharpoons j$ -превращения, связанные с доменными границами. Диаграммы этих превращений изображены на рис. 82, а, б. Результирующая диаграмма, приведенная на рис. 82, в отличается от рассмотренной на рис. 81, а, тем, что для нее, во-первых, не различаются легкие и трудные переходы через границы, а во-вторых, учтены обратные $k \rightarrow g$ -превращения. Система уравнений баланса для этой диаграммы имеет вид

$$\left. \begin{aligned} N_g &= -N_g (\nu_{gj} + \nu_{gk}) + N_j \nu_{jg} + N_k \nu_{kg} + M \\ \dot{N}_k &= N_g \nu_{gk} - N_k \nu_{kg}; \\ N_j &= N_g \nu_{gj} - N_j \nu_{jg} \end{aligned} \right\} \quad (114)$$

Рассмотрим сначала простой случай, когда частоты превращений и скорость дислокаций не зависят от внешнего напряжения. Тогда для диаграмм на рис. 82, а и б решения системы (114), обозначаемые соответственно через n_k и n_j , имеют вид

$$\begin{aligned} n_k &= n_k(0) e^{-\nu_{kg}\tau} + \frac{\dot{\epsilon} \nu_{gk}}{b \nu f \nu_{kg}} (1 - e^{-\nu_{kg}\tau}); \\ n_j &= n_j(0) e^{-\nu_{jg}\tau} + \frac{\dot{\epsilon} \nu_{gj}}{b \nu f \nu_{jg}} (1 - e^{-\nu_{jg}\tau}) \end{aligned} \quad (115)$$

где $n_k(0) = n_k(\tau = 0)$; $n_j(0) = n_j(\tau = 0)$.

Ограничивааясь рассмотрением таких значений времени, для которых $\nu_{gk}\tau \gg 1$ и $\nu_{jg}\tau \gg 1$, так что $n_g \ll n_k$ и $n_g \ll n_j$, получаем следующие выражения для напряжений σ_k и σ_j : $\sigma_k^2 = \kappa^2 n_k/f^2$; $\sigma_j^2 = \kappa^2 n_j/f^2$.

Для диаграммы на рис. 82, в два последних уравнения системы (114) в рассматриваемом случае постоянных частот являются независимыми, так что

$$N_k = n_k; \quad N_j = n_j \quad (116)$$

и соответственно

$$N = n_k + n_j \quad \sigma^2 = \sigma_k^2 + \sigma_j^2 \quad (117)$$

Исследуем температурную зависимость деформирующего напряжения $\sigma(T)$, обеспечивающего заданную степень деформации ϵ . При частотах $g \leq k$ -превращений, определяемых выражениями (58) и (59), функция $n_k(T)$ имеет максимум. При этом аномальная температурная зависимость $\sigma(T)$ при $T < T_p$ описывается выражением (63). Для диаграммы на рис. 82, б частоты $g \leq j$ -превращений равны

$$\nu_{gj} = \nu/D; \quad \nu_{jg} = \nu_{jg}^{(0)} e^{-W_{jg}/kT}$$

где W_{jg} – энергия активации прорыва дислокаций через доменные границы.

Согласно выражениям (115), функция $n_j(T)$ при температурах $T < T_j$, удовлетворяющих соотношению $\nu_{jg}(T_j) \epsilon / \dot{\epsilon} \approx 1$, имеет плато:

$$\tilde{n}_j = n_j(0) + \epsilon / b f D.$$

При более высоких температурах функция $n_j(T)$ убывает.

Для диаграммы на рис. 82, в кривая $\sigma^2(T)$ определяется, согласно формуле (117), как результат суммирования $\sigma_j^2(T)$ и $\sigma_k^2(T)$. Существенным является при этом соотношение между характерными температурами T_p и T_j . На рис. 83 а, б для $T_j > T_p$ и $T_j < T_p$ изображены кривые $\sigma_k^2(T)$ и семейство кривых $\sigma_j^2(T)$ (при различных значениях D). Возможные зависимости $\sigma^2(T)$ представлены на рис. 83, в–д.

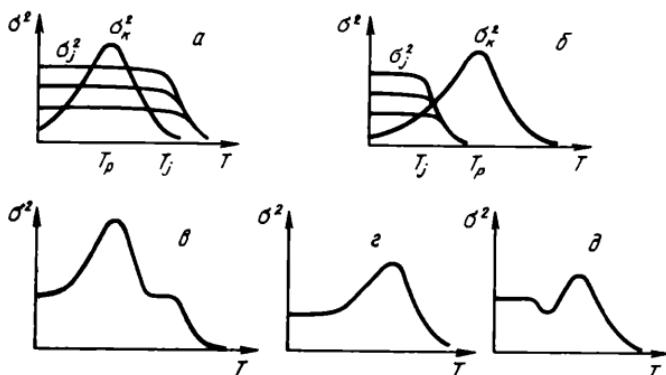


Рис. 83. Возможные формы кривых:
а, б – $\sigma_k^2(T)$, $\sigma_j^2(T)$; в–д – $\sigma^2(T)$

В том случае, когда $T_j > T_p$, кривая $\sigma^2(T)$ при $T_{\max} = T_p$ имеет максимум, причем $\sigma_{\max}^2 = \sigma_k^2(T_p) + \tilde{\sigma}_j^2$, где $\tilde{\sigma}_j^2 = \kappa^2 \tilde{n}_j / f^2$

Если же $T_j < T_p$, то $T_{\max} < T_p$ и $\sigma_{\max}^2 < \sigma_k^2(T_p) + \tilde{\sigma}_j^2$. Кроме того, возможно появление минимума на кривой $\sigma^2(T)$ (см. рис. 83, δ), при этом $\sigma_{\max}^2 \approx \sigma_k^2(T_p)$. Температуры экстремумов функции $\sigma(T)$ могут быть найдены из уравнения

$$\frac{\nu_{gj}}{\nu_{jg}} W_{jg} = \nu_{gk} \frac{\epsilon}{\dot{\epsilon}} [W_{gk} - \frac{\nu_{kg} \epsilon}{2 \dot{\epsilon}} W_{kg}],$$

которое получено при следующих упрощающих предположениях $n_{k_0} \ll N_{\max}$, $\nu_{jg} \epsilon / \dot{\epsilon} \gg 1$ и $W_{gk} < W_{sg}$.

Итак, если частоты превращений не зависят от внешнего напряжения, то имеет место определяемая выражением (117) суперпозиция доменно-границного и термического упрочнения, при которой $\sigma_{\max}^2 \leq \sigma_k^2 + \tilde{\sigma}_j^2$, а действие указанных механизмов упрочнения продолжается вплоть до наибольшей температуры T_p или T_j .

В общем случае, когда частоты дислокационных превращений зависят от внешнего напряжения, картина является более сложной. Поскольку система (114) не распадается на независимые уравнения, а соотношения (116) и (117) не выполняются, то вклады от отдельных механизмов упрочнения не являются аддитивными. Не исследуя систему, заметим лишь следующее. Если частота ν_{gk} растет с увеличением σ , то при температурах, меньших, чем T_p , T_j , справедливы следующие соотношения:

$$\sigma^2 > \sigma_j^2 + \sigma_k^2; \quad d\sigma/dT > d\sigma_k/dT \quad (118)$$

Действительно, из системы (114) получаем

$$\sigma^2 - \sigma_k^2 - \sigma_j^2 = \kappa^2 N_g \int_0^T d\tau' [\nu_{gk}(\sigma) - \nu_{gk}(\sigma_k)],$$

откуда сразу следуют соотношения (118), поскольку нетрудно показать, что $\sigma > \sigma_k$. Таким образом, действуя совместно, один механизм упрочнения может усиливать другой.

Необходимо подчеркнуть, что частоты дислокационных превращений зависят от концентрации легирующего элемента, причем частоты $g \leftrightarrow j$ -превращений определяются концентрацией примесей, выделившихся на границе (C_r), а $g \leftrightarrow k$ -превращений — концентрацией примесей, оставшихся в объеме после сегрегации на границе (C_o). Поэтому суммирование диаграмм на рис. 82, a и b нужно проводить не по средней концентрации \bar{C} , а при измененных вследствие сегрегации концентрациях C_r и C_o , что не учитывается в развиваемой здесь простой модели.

Как следует из анализа экспериментальных данных по пластической деформации сплавов со сверхструктурой $L1_2$, в некоторых случаях, возможно, наблюдалась суперпозиция термического и доменнограниценного упрочнения. Например, для сплава Pd_4Ti предел текучести имеет температур-

ную зависимость, близкую к той, которая представлена на рис. 83 в, г, что может быть связано с обогащением каркаса АФГ компонентой сплава, имеющей концентрацию, избыточную сверх стехиометрии [90]. Можно полагать также, что в псевдобинарных сплавах $(\text{Ni}, \text{Fe})_3\text{Ge}$ [87] и $\text{Pt}_3(\text{In}, \text{Ga})$ [139] в определенном интервале концентраций имеет место упрочнение за счет выделения новой фазы на АФГ

Глава V. УПРОЧНЕНИЕ СВЕРХСТРУКТУР, СОДЕРЖАЩИХ КАРКАС ВЫДЕЛЕНИЙ НА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦАХ

Границы антифазных доменов термического происхождения и периодические антифазные доменные границы слабо влияют на прочностные характеристики сверхструктур. Однако соответствующим легированием сплавов роль таких границ в формировании прочностных свойств может быть резко усиlena за счет гетерогенного зарождения выделяющейся фазы на доменных границах. Способ, позволяющий совмещать упрочнение от старения и упорядочения, экспериментально опробован и подтвержден на сплавах со сверхструктурой L_{1_2} , L_{1_0} и сплавах с периодической антифазной доменной структурой. В результате измельчения доменов и последующего выделения фазы на их границах удается повысить предел текучести сплавов более чем на порядок и получить высокопрочные упорядоченные сплавы. Рассмотрим особенности формирования каркаса выделяющейся фазы на доменных границах и механизм доменнограницового упрочнения таких сплавов.

1. ВЫДЕЛЕНИЕ ФАЗЫ НА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦАХ В УПОРЯДОЧЕННЫХ СПЛАВАХ ТИПА Cu_3Au

Сверхструктура L_{1_2} является самой распространенной. Известно свыше 200 соединений, имеющих такую сверхструктуру [186]. В связи с этим разработка способов упрочнения таких сплавов представляет не только научный, но и практический интерес. Наибольшее число работ посвящено изучению сплава Cu_3Au , типичного представителя этой многочисленной группы, поэтому результаты, полученные на других соединениях, неизбежно сравнивают с данными для Cu_3Au .

Основной особенностью поведения упорядоченных сплавов под нагрузкой является их высокая деформационная упрочняемость [46]. Однако из-за низких значений предела текучести их нельзя отнести к разряду высокопрочных, что препятствует использованию сплавов в промышленности. Из-за низкого предела текучести в процессе эксплуатации изделий происходит пластическая деформация сплава, которая приводит к нестабильности его исходных свойств и даже к полной потере оптимальных физико-механических характеристик, свойственных упорядоченному состоянию. Поэтому предотвратить пластическую деформацию и обеспечить стабильные свойства упорядоченных сплавов, а следовательно, и возможность их применения в промышленности можно только в результате повышения предела текучести.

Кроме факторов, влияющих на предел текучести обычных твердых растворов [187], в упорядоченных сплавах начало пластической деформации зависит также от степени дальнего порядка и размера антифазных доменов [111, 188]. Критическое напряжение сдвига с изменением размеров доменов меняется немонотонно. При величине доменов 2–4 нм наблюдается его максимум. Но абсолютное значение предела текучести даже в районе максимума не превышает 170 МПа, хотя по сравнению с крупнодоменными образцами предел текучести повышается вдвое.

Максимум предела текучести при измельчении доменов обусловлен наличием переходной области, в которой происходит изменение типа дислокаций, ответственных за пластическую деформацию. Постепенный переход от сверхструктурных дислокаций к одиночным имеет место не только при измельчении доменов, но и при температурном или концентрационном разупрочнении сплава. Продвижение сверхструктурных дислокаций в процессе пластической деформации постепенно затрудняется при уменьшении степени дальнего порядка в сплаве из-за усиливающегося нарушения корреляции в расположении атомов [111]. Чтобы перевести сплав Cu₃Au в разряд высокопрочных материалов, его предел текучести необходимо повысить до 800 МПа, так как, согласно данным работы [176], модуль упругости E упорядоченного сплава равен 124750 МПа, а предел текучести высокопрочного материала при одноосном растяжении должен повышать $E/150$ [174, 175].

Основным недостатком мелкодоменной структуры упорядоченных сплавов является ее нестабильность. Укрупнение доменов при изотермической выдержке и особенно при повышении температуры происходит настолько быстро, что и по этому параметру сплав Cu₃Au не удовлетворяет практическим требованиям.

Повысить стабильность мелкодоменной структуры и получить дальнейшее упрочнение сплава Cu₃Au удалось в результате использования двух фазовых превращений: атомного упорядочения и распада пересыщенного твердого раствора. Впервые возможность совмещения упрочнения от этих двух фазовых превращений была экспериментально показана в работе [189] на модельном сплаве Cu₃Au + 4 % (ат.) Ag*. Оказалось, что упорядочение и старение не исключают друг друга и, следовательно, можно получать сплавы, в которых существуют упорядоченная матрица и частицы выделившейся фазы. Введение 4 % (ат.) Ag в сплав Cu₃Au с целью получения пересыщенного твердого раствора практически не изменило критическую температуру упорядочения, равную 390°C. Распад пересыщенного твердого раствора в таком сплаве происходит ниже 500°C, поэтому в интервале 390–500°C реализуется только старение, а ниже 390°C – старение и упорядочение одновременно. Закалка сплава с температурой, превышающей 500°C, позволяет зафиксировать неупорядоченный непрерывный твердый раствор.

* Такая запись состава сплава подчеркивает, что количество атомов золота и меди соответствует стехиометрическому соотношению.

На рис. 84 показаны диаграммы растяжения бинарного и тройного сплавов. Закаленный на неупорядоченный непрерывный раствор сплав $\text{Cu}_3\text{Au} + 4\%$ (ат.) Ag имеет диаграмму растяжения практически такую же, как и неупорядоченный сплав Cu_3Au (см. кривую 4). Высокий коэффициент деформационного упрочнения имеют бинарный упорядоченный сплав (кривая 3) и тройной сплав, упорядоченный и состаренный одновременно (кривая 1), поэтому их диаграммы растяжения идут практически параллельно и разница в свойствах сохраняется при всех степенях растяжения. Высокая скорость деформационного упрочнения тройного состаренного и упорядоченного сплава обусловлена наличием дальнего порядка в матрице. Это подтверждает диаграмма 2, которая отвечает состаренному, но неупорядоченному тройному сплаву. Разрушение дальнего порядка в сплаве

не изменило предела текучести (см. кривые 1 и 2), но снизило коэффициент упрочнения до значений, свойственных обычным твердым растворам. Предел текучести бинарного упорядоченного сплава при введении легирующей добавки увеличился с 70 до 240 МПа, т.е. более чем в 3 раза.

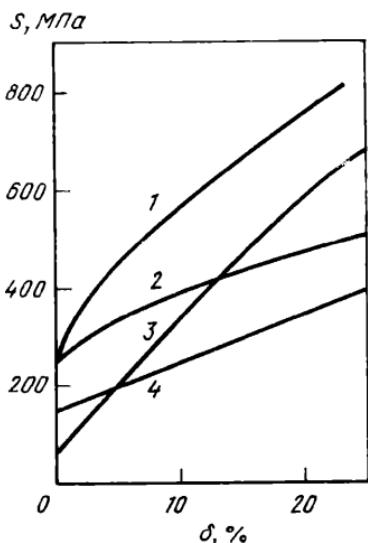


Рис. 84. Диаграммы растяжения сплавов $\text{Cu}_3\text{Au} + 4\%$ (ат.) Ag (1, 2) и Cu_3Au (3, 4) в различных состояниях:

1 — состаренное и упорядоченное; 2 — состаренное; 3 — упорядоченное; 4 — неупорядоченное

Причину повышения механических свойств тройного сплава по сравнению с бинарным удалось установить в результате изучения структуры методом просвечивающей электронной микроскопии. Исследование фольг показало, что при введении в сплав серебра размер доменов уменьшился на порядок. При одинаковой термической обработке размер доменов в бинарном сплаве находится в интервале 200—500 нм, а в тройном сплаве 20—50 нм.

При просмотре фольг в темном поле в структурном и сверхструктурном отражениях было установлено, что богатая серебром фаза выделяется преимущественно по границам доменов термического происхождения. Она хорошо видна и на светлопольных снимках при действии сильного структурного рефлекса, т.е. когда контраст от самих доменных границ слабый или полностью погашен. На рис. 85, а показана доменная структура тройного сплава (темнопольный снимок в сверхструктурном рефлексе 110), а на рис. 85, б — сетка выделившейся на доменных границах фазы.

На электронограммах тройного сплава вблизи структурных отражений наблюдаются дополнительные рефлексы от выделившейся фазы. Это свидетельствует о том, что выделившаяся фаза неупорядочена и изоморфна матрице, т.е. имеет г.ц.к. решетку с параметром, близким к параметру решетки чистого серебра. При исследовании структуры было обнаружено, что мелкодисперсная сетка выделений равномерно распределена по всему сечению зерна, в том числе и вблизи границ зерен. Это является важной характерной особенностью структуры тройного сплава в состаренном и упорядоченном состоянии. Такая структура весьма стабильна, перестаривание сплава не наблюдается даже при длительных выдержках (свыше 500 ч в интервале температур интенсивного старения).

Высокая стабильность структуры обусловлена существованием в упорядоченном сплаве большого числа равномерно распределенных доменных границ и гетерогенным зарождением на них выделившейся фазы. Выделение серебра на доменных границах затрудняет рост доменов в процессе упорядочения и фиксирует доменную структуру, возникшую на начальных стадиях упорядочения. Эта интересная особенность структуры позволяет предполагать, что совмещение упрочнения от старения и упорядочения может служить основой для разработки высокопрочных сплавов, стабильных в широком температурном интервале. Однако абсолютные значения предела текучести упорядоченного и состаренного сплава еще очень малы и, несмотря на высокую стабильность структуры, сплав не удовлетворяет практическим требованиям.

Поскольку распределение выделяющейся фазы в таком сплаве определяется объемной сеткой антифазовых границ, то можно попытаться повысить дисперсность фазы, уменьшая размеры доменов. Вариация термической обработки и исходной структуры сплава позволила получить размеры объемной сетки доменов в пределах 10–20 нм со средним размером порядка 15 нм. Предел текучести сплава повысился при этом до 350 МПа. Однако и такого повышения недостаточно для того, чтобы сплав можно было бы отнести к разряду высокопрочных.

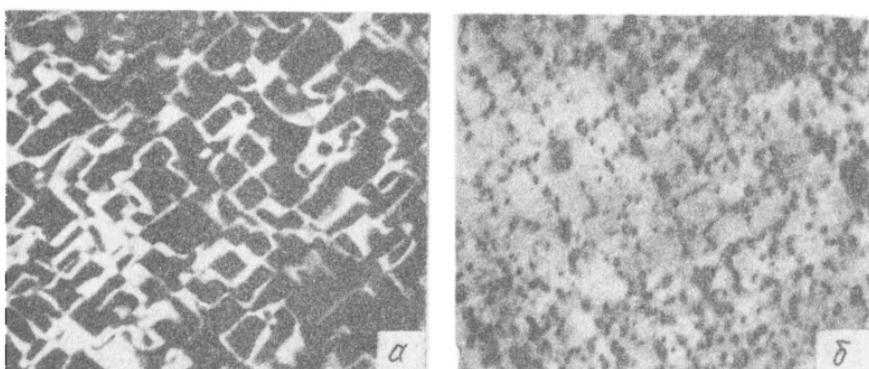


Рис. 85. Доменная структура (а) и сетка выделений на доменных границах (б) в упорядоченном и состаренном сплаве $\text{Cu}_3\text{Au} + 4$ % (ат.) Ag (ориентировка фольги [100]). X100000

Для повышения предела текучести упорядоченного и состаренного сплава $\text{Cu}_3\text{Au} + 4\% \text{ (ат.) Ag}$ существенным может оказаться увеличение толщины пластин выделяющейся на доменных границах фазы. Для увеличения ее объемной доли необходимо увеличить в сплаве содержание легирующей добавки. Однако с ростом содержания серебра в сплавах Au – Cu изменяется механизм распада. В сплавах, богатых серебром, выделение фазы происходит по механизму классического прерывистого распада с характерным образованием грубых пластин выделения, разрастающихся от границ зерен [190]; прочностные свойства сплавов при этом снижаются. По-видимому, реализовать упрочнение от выделения можно будет лишь в том случае, если в результате упорядочения сплавов в них удастся подавить прерывистый распад и получить выделяющуюся фазу в виде дисперсных частиц, равномерно распределенных по доменным границам.

2. СМЕНА МЕХАНИЗМОВ РАСПАДА ПРИ АТОМНОМ УПОРЯДОЧЕНИИ

Влияние прерывистого распада на механические свойства сплавов различно: в некоторых из них происходит значительное повышение твердости и прочностных свойств [191], но у целого ряда сплавов прочностные свойства остаются без изменений либо даже ухудшаются [190, 192]. Для проверки возможности совмещения двух видов упрочнения целесообразно выбрать неблагоприятный случай, т.е. исследовать сплав, в котором из-за прерывистого распада упрочнения не происходит. Если в таком сплаве с помощью процессов атомного упорядочения удастся реализовать упрочнение от выделения избыточной фазы, то полученный результат с большей уверенностью можно будет распространять на другие сплавы. Сплавы Au – Cu с добавками серебра относятся к такому типу. Прерывистый распад в сплавах с повышенным содержанием серебра вызывает их разупрочнение [190], поэтому в этом случае применять термическую обработку считается нецелесообразным. Упрочнение этих сплавов осуществляют только за счет сильной пластической деформации.

Для исследования влияния атомного упорядочения на механизм прерывистого распада были выбраны два сплава: модельный $\text{Cu}_3\text{Au} + 8\% \text{ (ат.) Ag}$ и промышленный ЗлСрМ 583–80. Исследование сплава ЗлСрМ 583–80 показало, что нижняя граница гомогенности твердого раствора проходит около 560°C [193]. Значительно ниже (при 280°C) находится критическая температура перехода в упорядоченное состояние. В интервале 280 – 560°C в сплаве выделяется богатая серебром фаза по механизму классического прерывистого распада. Ячейки с грубыми пластинами новой фазы образуются на границах зерен и постепенно разрастаются от границ. На рис. 86 показана структура сплава после старения при 450°C 4 ч. Возникшие пластины выделения хорошо наблюдаются даже при небольших увеличениях оптического микроскопа. Процесс распада идет с заметной скоростью лишь при достаточно высоких температурах, с понижением температуры он резко замедляется. Так, после выдержки при 350°C 4 ч в микроскопе можно заметить лишь начало прерывистого распада в виде утолщений некоторых границ зерен, тогда как при 300°C распад становится заметным лишь при выдержках свыше 50 ч.

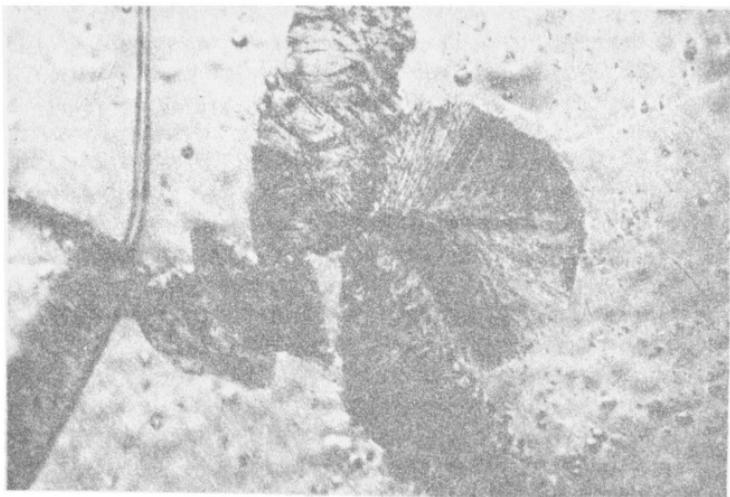


Рис. 86. Прерывистый распад в сплаве ЗлСрМ 583-80 в процессе старения при 450°C 4 ч. $\times 600$

При температуре ниже 280°C в сплаве происходит не только распад пересыщенного твердого раствора, но и процесс атомного упорядочения. Самый тщательный просмотр образцов в оптическом микроскопе не обнаружил никаких признаков прерывистого распада по границам зерен даже после длительных выдержек (до 200 ч).

Электронно-микроскопическое исследование тонких фольг на просвет подтвердило полное отсутствие распада у границ зерен. Более того, на границах не были обнаружены даже отдельные крупные частицы, не наблюдалась и обедненные приграничные зоны. Весь объем зерен был равномерно заполнен мелкодисперсными частицами (рис. 87, а). На электронограммах, соответствующих этому состоянию сплава, хорошо видны

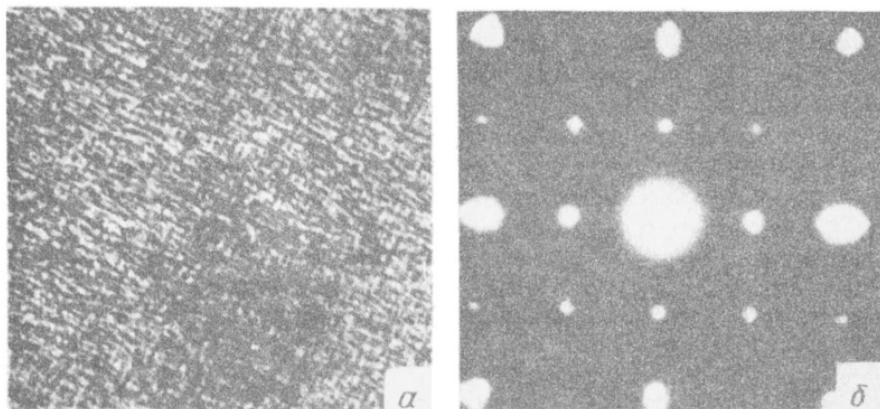


Рис. 87. Непрерывный распад в сплаве ЗлСрМ 583-80 в процессе старения при 250°C 4 ч (а) и соответствующая электронограмма (б). $\times 100000$

сверхструктурные рефлексы, свидетельствующие об установлении в сплаве дальнего порядка по типу Cu₃Au. Все рефлексы на электронограммах размыты (рис. 87, б). Размер частиц и расстояние между ними определяли с помощью микрофотографий полученных с фольг, ориентированных в направлении [001]. Параметры структуры можно оценить лишь приблизительно: размер частиц и расстояние между ними примерно одинаковы и варьируют в пределах 10–20 нм. Как отмечается в работе [194], подобные картины наблюдаются в тех случаях, когда плотность и дисперсность частиц велика, и распад сопровождается возникновением возле них больших упругих искажений, поля которых перекрываются.

Обращает на себя внимание резкое ускорение процесса выделения фазы при температурах ниже критической температуры упорядочения, равной 280°С. Если после выдержки при 300°С 4 ч в сплаве не удается обнаружить даже признаков распада, то после такой же выдержки при 250°С распад наблюдается во всем объеме зерна. Полностью при этой температуре распад завершается примерно за 6–8 ч.

Параметры решеток выделившейся, фазы обедненных участков матрицы и участков исходного пересыщенного твердого раствора, определенные электронографическим и рентгенографическим методами, оказались равны соответственно 0,402±0,005; 0,379±0,002 и 0,383±0,002 нм. Относительно большая разница параметров решетки фазы на основе серебра, выделившейся в результате распада, и обедненных участков матрицы должна приводить к быстрому разрыву когерентности между ними и снятию упругих напряжений уже при малом размере частиц выделений.

Оценить этот критический размер можно по формуле $D = b/\alpha$, где D – линейный размер выделения; b – вектор Бюргерса краевых дислокаций на границе раздела матрицы и частицы; α – степень несоответствия решеток выделения и матрицы [195]. Последнюю можно легко вычислить по формуле

$$\alpha = (a_{\text{выд}} - a_{\text{матр}})/a_{\text{матр}}$$

Если величину b принять равной параметру решетки исходного твердого раствора (0,383 нм), а степень несоответствия решеток $\alpha = (0,402 - 0,379)/0,379 = 6 \cdot 10^{-2}$, то $D = 0,383/6 \cdot 10^{-2} \approx 6,4$ нм. Таким образом, частицы размером больше 6,4 нм должны быть некогерентны.

Изменяя режим термической обработки, можно уменьшать или увеличивать число центров упорядочения в сплаве и получать тем самым структуру с различным размером антифазных доменов, по границам которых затем формируется объемная сетка выделений. В зависимости от размера объемной сетки будет изменяться толщина пластин, образующихся на доменных границах, следовательно, имеется возможность формировать структуру с когерентными либо некогерентными пластинами выделений.

В сплаве можно получать также сочетание структуры прерывистого и непрерывного распада, если его медленно охлаждать с высокой температуры, последовательно проходя при этом критические температуры двух фазовых превращений. Качественное сочетание структуры прерывист-

того и непрерывного распада и размеры объемной сетки выделений легко изменять, варьируя скорость охлаждения.

В электронном микроскопе структуру участков непрерывного распада можно рассмотреть более детально. Темнопольный снимок, полученный в рефлексе выделившейся фазы, показан на рис. 88, а. Частицы имеют форму пластинок толщиной примерно 0,03 мкм, длина их колеблется от 0,1 до 0,4 мкм. Можно видеть, что пластины не сплошные, а состоят из отдельных фрагментов. Вероятно, фрагментация, так же как и большое количество дислокаций, видимых на светлопольном изображении (рис. 88, б), способствовала снятию упругих напряжений при потере когерентности частиц с матрицией. На соответствующих электронограммах возле структурных отражений матрицы ясно обозначились рефлексы выделившейся фазы. Таких рефлексов нет возле сверхструктурных отражений,

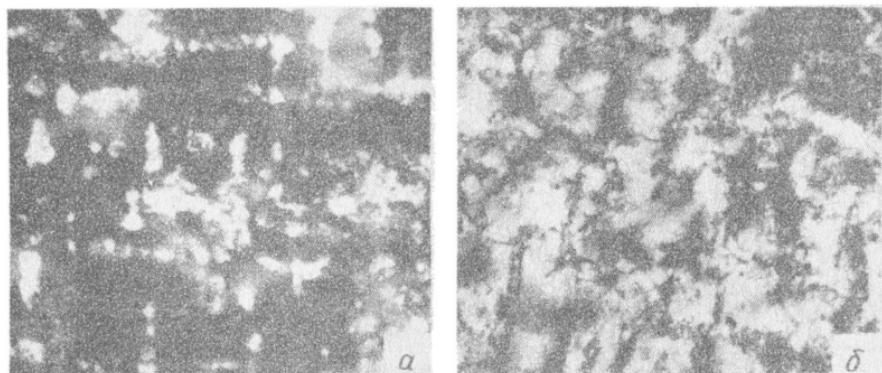


Рис. 88. Темнопольный в рефлексе выделившейся фазы (а) и светлопольный (б) снимки участка с непрерывным распадом в сплаве ЗлСрМ 583-80. X75000

следовательно, упорядоченной является только матрица, в частицах выделившейся фазы дальний порядок отсутствует. Одна из таких электронограмм показана на рис. 89, на котором кружком выделен один из рефлексов фазы вблизи структурного отражения $\overline{1}13$.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что используя влияние процессов атомного упорядочения, можно не только изменить механизм прерывистого распада на непрерывный, но и управлять дисперсностью структуры в широких пределах.

При исследовании сплава $\text{Cu}_3\text{Au} + 8\% \text{ (ат.) Ag}$ получены аналогичные результаты. Несколько выше оказалась лишь критическая температура упорядочения, для данного сплава она равна 360°C . Но взаимное влияние двух фазовых превращений, так же как и в сплаве ЗлСрМ 583-80, позволяет заменить прерывистый распад непрерывным и в зависимости от термической обработки получить самую различную дисперсность выделяющейся фазы.

Кинетика фазовых превращений этих двух сплавах также аналогична. Старение при высоких температурах осуществляется медленно и ус-

коряется под влиянием процессов атомного упорядочения. При температурах, где старение и упорядочение происходят совместно, ведущим процессом является атомное упорядочение.

Вероятно, кинетика фазовых превращений должна существенно влиять на формирование структуры. Возможно даже, что в медленно упорядочивающихся сплавах, склонных к прерывистому выделению, не удается изменить механизм распада и совместить два вида упрочнения. Ответ на этот вопрос был получен при исследовании сплава $\text{Cu}_3\text{Pd} + 8\%$ (ат.) Ag [196]. Двойные сплавы системы Cu – Pd упорядочиваются в области 18–30 % (ат.) Pd с образованием периодической антифазной доменной структуры [157]. Скорость упорядочения двойных сплавов мала, полностью упорядоченное состояние сплавов достигается только в результате длительного старения в течение 4 мес. В двойных сплавах Cu – Ag распад интенсивно происходит по прерывистому механизму [157].

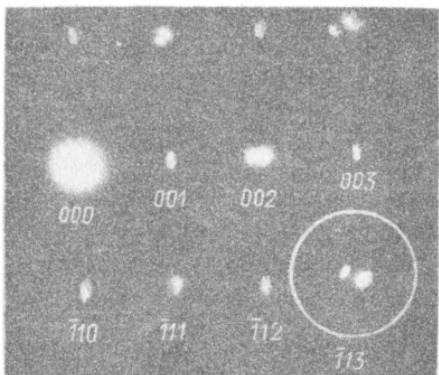


Рис. 89. Электронограмма сплава ЗлСрМ 583-80 с непрерывным распадом

В тройном сплаве Cu – Pd – Ag при температурах ниже 740°C происходит выделение богатой серебром фазы, которая неупорядочена и изоморфна матрице, т.е. имеет г.ц.к. решетку с параметром, близким к параметру решетки чистого серебра. С понижением температуры старения механизм распада дважды меняется. В интервале 600 – 740°C в сплаве происходит непрерывный распад с образованием очень грубой структуры вследствие быстрой коагуляции фазы. Сплав с такой структурой имеет самые низкие прочностные свойства (ниже, чем после закалки на гомогенный неупорядоченный твердый раствор).

С понижением температуры старения увеличивается доля прерывистого распада, который характеризуется разрастанием выделений от границ зерен и связан с рекристаллизацией матрицы. Скорость прерывистого распада в этом сплаве сравнительно большая. Например, при 500°C распад проходит полностью менее чем за 30 мин. Структура сплава, состаренного по прерывистому механизму, показана на рис. 90.

На рис. 90, а видна рекристаллизованная область с частицами распада и участок исходной матрицы, где распад еще не прошел. При прерывистом распаде частицы обычно формируются в виде пластин, однако в данном сплаве фаза выделяется в виде стержней. Стержнеобразная форма выделений хорошо видна на рис. 90, б, на котором в различных участках можно наблюдать разные сечения частиц выделяющейся фазы. Сле-

дует заметить также, что по сравнению со сплавами Au – Cu – Ag выделяющаяся фаза в данном сплаве более дисперсна, поэтому прерывистый распад в нем лучше изучать с помощью электронного микроскопа. Дисперсностью выделяющейся фазы можно объяснить и тот факт, что прерывистый распад, хотя и не очень значительно, но упрочняет сплав. Диаграммы растяжения состаренного сплава по сравнению с закаленным приведены в следующем разделе этой главы.

Таким образом, в сплаве $Cu_3Pd + 8\% \text{ (ат.) } Ag$ при понижении температуры старения происходит смена механизма распада: грубый непрерывный распад постепенно сменяется прерывистым. Такая смена механизма распада неоднократно наблюдалась и в других сплавах [197], поэтому в этом отношении исследуемый сплав не представляет собой исключение. Однако при дальнейшем понижении температуры старения (ниже $440^\circ C$) вновь происходит смена механизма распада: прерывистый распад сменяется высокодисперсным непрерывным (рис. 91). Анализ структуры сплава показал, что это изменение произошло под влиянием атомного упорядочения.

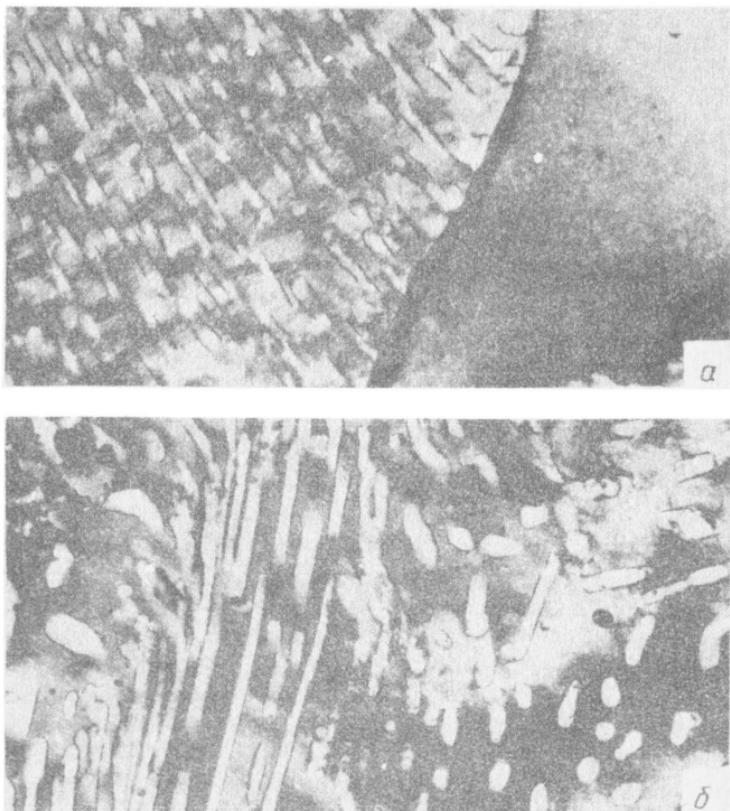


Рис. 90. Прерывистый распад в сплаве $Cu_3Pd + 8\% \text{ (ат.) } Ag$, закаленном с $800^\circ C$ и состаренном при $450^\circ C$ 1 ч (а) и 7 ч (б) (матрица неупорядочена). $\times 50000$

Наличие дальнего порядка в сплаве, состаренном при температурах ниже 440°C , хорошо обнаруживается электронографическим методом. На электронограммах наблюдаются расщепленные сверхструктурные отражения, свидетельствующие о том, что сплав упорядочивается с образованием периодической антифазной доменной структуры. Установление дальнего порядка происходит не только в том случае, когда сплав предварительно полностью состарен и обедненная матрица близка по составу к Cu_3Pd , но и при отжиге закаленного сплава. Это означает, что атомное упорядочение свойственно тройному сплаву $\text{Cu} - \text{Pd} - \text{Ag}$. Наличие серебра

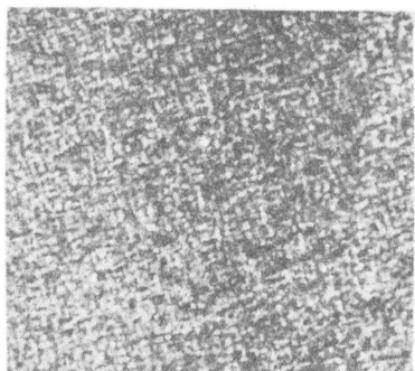


Рис. 91. Непрерывный распад в сплаве $\text{Cu}_3\text{Au} + 8\%$ (ат.) Ag , закаленном с 800°C и состаренном при 400°C 200 ч (матрица упорядочена). $\times 50000$

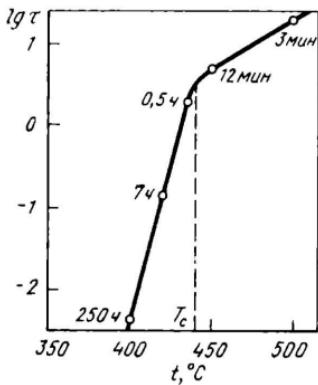


Рис. 92. Зависимость скорости прерывистого распада в сплаве $\text{Cu}_3\text{Pd} + 8\%$ (ат.) Ag от температуры старения

несколько снижает критическую температуру упорядочения T_c и для сплава данного состава она равна примерно 440°C . Точно определить эту температуру затруднительно, поскольку она повышается по мере выделения серебра из твердого раствора, достигая T_c бинарного сплава Cu_3Pd , равную 460°C .

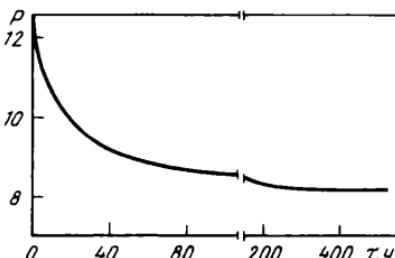
Исследование структуры показало, что, несмотря на большую скорость прерывистого распада и малую скорость упорядочения, ведущим процессом при низких температурах является атомное упорядочение, так как выделение фазы происходит на доменных границах. Скорость распада в этом случае значительно снижается. Особенности кинетики фазовых превращений в сплаве $\text{Cu}_3\text{Pd} + 8\%$ (ат.) Ag проявились также в том, что имеется узкая температурная область, в которой прерывистый и непрерывный распады существуют. Скорость роста ячеек прерывистого распада в этой переходной области (400 – 440°C) невелика и быстро падает до нуля при снижении температуры.

На рис. 92 в логарифмическом масштабе построена зависимость скорости прерывистого распада от температуры старения. Скорость распада характеризуется величиной t^{-1} , где t – время, в течение которого прерывистый распад охватывает 10 % исследуемого объема. На графике по изло-

му кривой видно резкое уменьшение скорости прерывистого распада вблизи T_c . При температурах ниже 400°C прерывистый распад полностью подавляется.

Построить аналогичную кривую для непрерывного распада не представляется возможным. Традиционная оценка скорости распада по изменению параметра решетки матрицы затруднена вследствие значительного размытия линий на рентгенограммах из-за упругих искажений и появления тетрагональности решетки в результате атомного упорядочения. Однако о скорости непрерывного распада в этом сплаве можно судить на основании

Рис. 93. Зависимость периода (P) антифазной доменной структуры (в параметрах решетки) от времени старения сплава $\text{Cu}_3\text{Pd} + 8\%$ (ат.) Ag при 400°C



косвенных данных, а именно по изменению периода антифазной доменной структуры.

Известно, что размер периода антифазной доменной структуры определяется электронной концентрацией сплава, которая должна изменяться при выделении фазы [198]. На рис. 93 показана зависимость этого периода от времени старения при 400°C . Период структуры определяли по величине расщепления сверхструктурных рефлексов. В процессе выделения серебра период непрерывно уменьшается, достигая за 250 ч при 400°C значения, свойственного сплаву стехиометрического состава Cu_3Pd . Дальнейшее увеличение времени старения при этой температуре уже не меняет величину периода антифазной доменной структуры (проверено до 500 ч). Следует заметить, что непрерывное уменьшение периода структуры означает непрерывное повышение плотности периодических границ, т.е. в процессе распада в сплаве возникают новые антифазные доменные границы.

Таким образом, по величине периода антифазной доменной структуры можно судить о степени обеднения твердого раствора, а значит, и о скорости распада. По сравнению со скоростью прерывистого распада (выше T_c) скорость непрерывного распада (ниже T_c) значительно меньше. Например, если при 500°C распад полностью проходит менее чем за 30 мин, то для завершения непрерывного распада при 400°C необходимо свыше 100 ч (см. рис. 93). Замедление процесса распада под влиянием атомного упорядочения обусловлено, вероятно, особенностями кинетики упорядочения в данном сплаве.

Структура мелкодисперсного непрерывного распада стабильна в сплаве только при температурах ниже T_c . При нагреве сплава выше критической температуры упорядочения наблюдается рост ячеек, характерный для прерывистого распада. Скорость роста ячеек прерывистого распада тем больше, чем меньше прошел низкотемпературный непрерывный распад. Одна-

ко любое предварительное непрерывное выделение серебра, вплоть до равновесного, лишь уменьшает скорость, но не предотвращает последующий рост ячеек при повышении температуры выше T_c . Необходимо отметить, что такой процесс уже не является прерывистым распадом, а представляет собой коагуляцию фазы по прерывистому механизму [199], поскольку выделение фазы было предварительно полностью закончено.

Полученные результаты позволяют сделать заключение, что под влиянием атомного упорядочения подавить прерывистый распад и получить выделяющуюся фазу в виде дисперсных, равномерно распределенных по всему объему частиц, по-видимому, возможно в любом сплаве, где старение и упорядочение могут проходить совместно. Соотношение скоростей этих фазовых превращений изменяет лишь величину переходной области, в которой процессы прерывистого распада и атомного упорядочения являются конкурирующими. При благоприятном соотношении скоростей переходная область может практически отсутствовать, как, например, в сплавах Au – Cu – Ag. В таких случаях образование структуры высокодисперсного непрерывного распада возможно при любой температуре старения ниже критической температуры упорядочения.

Эта закономерность будет иметь исключения в том случае, если упорядоченная матрица не содержит доменных границ или содержит их настолько мало, что они не могут оказать решающего влияния на процессы распада пересыщенного твердого раствора. Примером является сплав Cu – Pd эквиатомного состава, в котором при атомном упорядочении г.ц.к. решетка превращается в о.ц.к. Прямое и обратное превращение г.ц.к. решетки в о.ц.к. при фазовом переходе происходит путем рекристаллизации, поэтому в объеме зерна упорядоченного сплава доменные группы не образуются [200]. При дополнительном легировании сплава серебром [свыше 15 % (ат.)] происходит выделение фазы по механизму прерывистого распада, который под влиянием атомного упорядочения изменить не удается, так как отсутствуют места гетерогенного зарождения выделяющейся фазы [201].

Однако для многочисленной группы сплавов, упорядочивающихся по типу Cu₃Au, изменение типа распада под влиянием атомного упорядочения имеет принципиальное значение. Оно позволяет добавлять в сплавы легирующие элементы в любых количествах, не опасаясь разупрочняющего прерывистого распада. Кроме того, появляется возможность увеличивать объемную долю выделяющейся фазы и повышать прочностные свойства сплава.

3. СОВМЕЩЕНИЕ УПРОЧНЕНИЯ ОТ РАСПАДА ПЕРЕСЫЩЕННОГО ТВЕРДОГО РАСТВОРА И АТОМНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ

Процессы атомного упорядочения и распада пересыщенного твердого раствора, протекающие в сплаве одновременно, не являются полностью независимыми. Следует заметить, что для атомного упорядочения требуется перемещение атомов на расстояния порядка межатомных, в то время как для образования фазы выделения необходима диффузия атомов на значительно большие расстояния. Поэтому в случае, когда в сплаве ста-

рение и упорядочение могут проходить совместно, ведущим процессом является атомное упорядочение. При этом возможны различные варианты формирования структуры.

Если легирующая добавка сильно снижает критическую температуру упорядочения, то при непрерывном охлаждении сплава наблюдается его расслоение на два или даже большее число твердых растворов. Это обусловлено тем, что возникающие зародыши упорядочения содержат меньшее количество легирующего элемента, оттесняя его при своем росте на периферийные участки, дальний порядок в которых устанавливается при более низкой температуре, вызывая дальнейшее расслоение сплава. Если же легирующий элемент слабо изменяет критическую температуру упорядочения или даже повышает ее, то дальний порядок устанавливается во всем объеме сплава и лишь затем происходит выделение фазы на доменных границах. При этом толщина пластин на границах возрастает с увеличением длительности термической обработки.

Сплавы Cu₃Au с различными добавками серебра имеют близкие температуры фазового перехода, что позволяет формировать в них структуру с одинаковым размером доменов. При фиксированной объемной сетке доменных границ изменение содержания серебра в сплаве будет приводить к изменению толщины пластин выделяющейся фазы. Механические свойства сплавов при этом сильно изменяются. Диаграммы растяжения в координатах истинное напряжение — удлинение для сплава Cu₃Au с различным содержанием серебра, но одинаковым размером доменов показаны на рис. 94. Для сравнения на этом же рисунке приведена диаграмма растяжения бинарного сплава с очень большим размером доменов (кривая 2).

Отличие диаграмм 1 и 2 позволяет наглядно оценить влияние измельчения доменной структуры, а их сравнение с диаграммами 3—5 показывает повышение свойств в результате дополнительного выделения фазы на доменных границах. Измельчение доменов бинарного сплава позволило повысить предел текучести с 70 до 250 МПа. При этом произошло снижение коэффициента деформационного упрочнения. Этот вопрос подробно изучали в работе [202], где было показано, что измельчение доменной структуры сопровождается изменением типа дислокаций. Чем меньше размер доменов, тем на более ранних стадиях деформации происходит нарушение дальнего порядка в плоскостях скольжения, и дальнейшая деформация осуществляется уже не парными, а преимущественно одиночными и даже частичными дислокациями с образованием протяженных дефектов упаковки. Изменение типа дислокаций, ответственных за пластическую деформацию, вызывает понижение скорости деформационного упрочнения.

Диаграммы 1 и 3 на рис. 94 относятся к сплавам с одинаковым размером доменов, но их углы наклона к координатным осям несколько различны. Деформационное упрочнение легированного сплава выше, что, по-видимому, обусловлено взаимодействием движущихся дислокаций с выделившейся фазой. Однако основное отличие диаграмм растяжения бинарного сплава и сплавов с добавками серебра заключается в разнице проч-

ностных характеристик. Предел текучести сплавов, содержащих 4,8 и 12 % (ат.) Ag, равен соответственно 350, 615 и 800 МПа. Последний сплав относится уже к разряду высокопрочных. При дальнейшем повышении содержания серебра в сплаве до 16–18 % (ат.) значение предела текучести практически уже не изменяется. Полученные результаты свидетельствуют о том, что прочностные характеристики сплава Cu_3Au с добавками серебра существенно зависят от толщины пластин, выделяющихся на доменных границах, и повышаются при увеличении этой толщины.

Совмещение двух видов упрочнения в промышленном сплаве ЗлСрМ-583-80 также позволяет значительно повысить его прочностные характеристики (рис. 95). В исходном состоянии образцы были после 30-мин. выдержки при 600°C закалены в воде (кривая 1). Последующая термическая обработка в интервале температур совместного происхождения процессов старения и упорядочения приводит к упрочнению сплава (кривые 2–7).

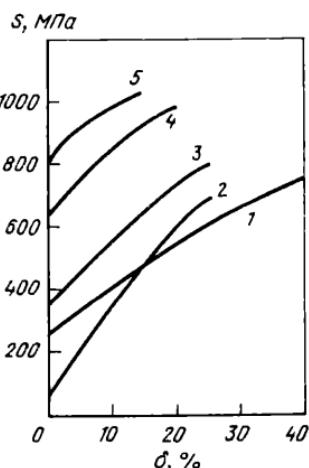


Рис. 94. Диаграммы растяжения сплавов с размером доменов 10–20 (1, 3–5) и 200–500 нм (2).

1, 2 – Cu_3Au ; 3 – $Cu_3Au + 4$ % (ат.) Ag; 4 – $Cu_3Au + 8$ % (ат.) Ag; 5 – $Cu_3Au + 12$ % (ат.) Ag

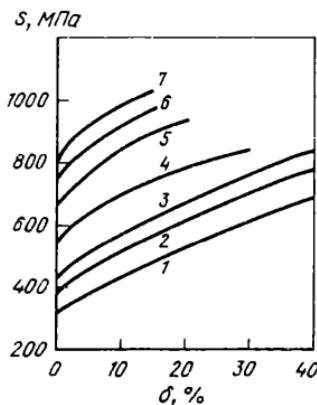


Рис. 95. Диаграммы растяжения сплава ЗлСрМ 583-80, закаленного в воде с 600°C (1) и состаренного при 200°C 4 (2) и 8 ч (3) и при 250°C 4 (4), 20 (5), 50 (6) и 100 ч (7).

2–7). Однако скорость получения максимального упрочнения при разных температурах различна и очень сильно зависит от температуры нагрева под закалку и скорости закалки, так как процессы формирования структуры определяются диффузионным перемещением атомов. Например, резкая закалка сплава с 740°C в газовом потоке охлажденного аммиака в конвейерной печи позволяет получить значение предела текучести 700 МПа в результате последующего старения при 200°C в течение 4 ч [203]. Такая же обработка сплава после закалки в воду с 600°C повышает предел текучести только до 400 МПа (см. рис. 95, кривая 2).

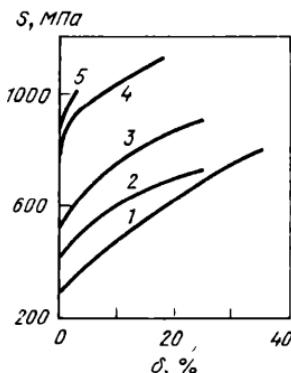
Интересная особенность формирования структуры была обнаружена

в сплаве $\text{Cu}_3\text{Pd} + 8\% \text{ (ат.) Ag}$. Согласно данным, приведенным на рис. 93, процесс выделения серебра на доменных границах при 400°C продолжается в течение 250 ч, а механические свойства перестают изменяться после 50 ч (рис. 96, кривая 5). Можно предположить, что за 50 ч при 400°C успевает сформироваться предельная толщина пластин, дальнейшее увеличение которой уже не влияет на взаимодействие движущихся дислокаций с фазой выделения. Механические свойства сплава остаются неизменными при увеличении времени старения до 500 ч. Это свидетельствует о высокой стабильности структуры распада при данной температуре.

Сравнивая приведенные на рис. 96 диаграммы растяжения, можно убедиться, что упрочнение от старения и упорядочения не является простой

Рис. 96. Диаграммы растяжения сплава $\text{Cu}_3\text{Pd} + 8\% \text{ (ат.) Ag}$, обработанного по режиму:

- 1 — закалка 800°C ;
- 2 — то же + + старение 500°C 8 ч;
- 3 — то же + + отжиг 400°C 50 ч;
- 4 — закалка 800°C + старение 360°C 150 ч;
- 5 — закалка 800°C + старение 400°C 50, 100, 250 и 500 ч (кривые совпадают)



суммой влияния двух фазовых превращений. Совмещение двух видов упрочнения может оказаться эффективным способом повышения прочностных характеристик только в том случае, когда фазовые превращения осуществляются в сплаве совместно и ведущим процессом является атомное упорядочение. Сплав $\text{Cu}_3\text{Pd} + 8\% \text{ (ат.) Ag}$ упрочняется в результате прерывистого распада, величина этого упрочнения видна из сравнения диаграмм 2 и 1 на рис. 96, которые соответствуют сплаву, полностью состаренному по прерывистому механизму и закаленному на непрерывный твердый раствор соответственно. Дополнительное упорядочение матрицы предварительно состаренного сплава приводит к дальнейшему повышению свойств. Диаграмма растяжения 3 на рис. 96 соответствует сплаву, упрочненному в результате последовательного осуществления двух фазовых превращений. Сравнивая эту диаграмму растяжения с диаграммами 4 и 5, можно видеть, что простое суммирование упрочнений от старения и упорядочения хотя и позволяет упрочнить сплав, но не столь значительно, как при совместном осуществлении двух фазовых превращений.

Следует заметить, что под влиянием процессов атомного упорядочения стареющие сплавы приобретают не только высокие прочностные свойства, но и целый ряд структурных особенностей. Характерной особенностью стареющих сплавов с упорядоченной матрицей является высокая стабильность структуры, обусловленная тем, что гетерогенное зарождение выделений на антифазных доменных границах препятствует укрупнению доме-

нов, а резкое замедление их роста предотвращает коагуляцию выделившейся фазы. Высокую дисперсность структуры непрерывного распада, полученную на начальных стадиях старения, не удается изменить даже при очень длительных выдержках. Кроме того, устойчивость структуры сохраняется во всем интервале температур, где наблюдается упорядоченное состояние матрицы. Поэтому перестаривание сплавов с такой структурой практически не происходит, что выгодно отличает их от обычных стареющих сплавов.

Еще одним преимуществом стареющих сплавов с упорядоченной матрицей является возможность легко управлять размерами объемной сетки выделений, изменяя структуру матрицы. Изменением режима термической обработки можно уменьшать или увеличивать число центров упорядочения в сплаве, получая структуру с различным размером антифазных доменов, по границам которых затем формируется объемная сетка выделений.

Уменьшая размеры доменов в матрице, можно получить выделяющуюся фазу в виде дисперсных частиц, равномерно распределенных по всему объему и вблизи границ зерен. В сплавах, упорядоченных и состаренных совместно, вблизи границ зерен не возникают свободные от выделений зоны, свойственные многим стареющим сплавам. Известно, что их образование резко ухудшает механические и коррозионные свойства стареющих сплавов и может превратить потенциально высокопрочный сплав в бесполезный хрупкий материал [174]. В сплавах с упорядоченной матрицей этот недостаток стареющих сплавов удается полностью устранить.

Наибольшая прочность стареющих сплавов наблюдается на начальных стадиях выделений, когда дислокации перерезают частицы выделившейся фазы [174]. Смена механизма перерезания частиц дислокациями на механизм их огибания при увеличении размера частиц в процессе старения приводит к снижению прочностных свойств. Стареющие сплавы с упорядоченной матрицей лишены этого недостатка, так как фаза выделяется в виде пластин и образует замкнутую объемную сетку, в результате чего дислокации перерезают пластины на любой стадии старения независимо от дисперсности выделяющейся фазы. Разница в физических свойствах матрицы и выделений (различие модулей упругости, параметров решетки, энергии дефекта упаковки, степени дальнего порядка) является упрочняющим фактором на любой стадии старения.

Таким образом, за счет измельчения сетки антифазных доменных границ и последующего выделения на них избыточной фазы предел текучести сплава Cu₃Au удается повысить с 70 до 800 МПа. Возможность регулировать размеры пространственной сетки антифазных границ и гетерогенно выделять на ней упрочняющую фазу в сочетании с высокой стабильностью и однородностью создаваемой структуры позволяет считать доменограничное упрочнение стареющих сплавов с упорядоченной матрицей одним из наиболее перспективных способов для разработки высокопрочных материалов [204].

Подводя итог изложенному выше, можно сделать заключение, что для повышения прочностных свойств необходимо: уменьшить размеры доме-

нов и соответствующей объемной сетки выделений; увеличить количество выделяющейся фазы и толщину пластин, возникающих на доменных границах; увеличить разницу в физических свойствах матрицы и выделений.

В описанных выше экспериментах для упрочнения сплавов использовали мягкую фазу на основе серебра, поэтому резервы для повышения свойств полностью не исчерпаны. Вероятно, выбор других легирующих элементов с более высокими механическими свойствами позволит получить гораздо большее упрочнение сплавов в результате совместного осуществления процессов распада пересыщенного твердого раствора и атомного упорядочения. Однако необходимо отметить, что пластины выделяющейся фазы должны оставаться прозрачными для движущихся дислокаций. В случае выделения на доменных границах хрупкой или настолько прочной фазы, что движение дислокаций по кристаллу окажется невозможным, пластичность сплава может снизиться до нуля.

4. ДОМЕННОГРАНИЧНОЕ УПРОЧНЕНИЕ МОДУЛИРОВАННЫХ СВЕРХСТРУКТУР

Дисперсность выделяющейся фазы в сплавах, упорядоченных и состаренных совместно, зависит от плотности антифазных доменных границ, которую можно варьировать, изменяя число зародышей упорядочения. Однако измельчение доменов до очень малых размеров, порядка нескольких параметров решетки, представляет значительные трудности, поскольку это связано с сильным переохлаждением сплава относительно критической температуры упорядочения, при которой диффузионные процессы осуществляются медленно.

Высокую плотность доменных границ имеют упорядоченные сплавы с периодической антифазной доменной структурой (границы расположены периодически через несколько параметров решетки) [198]. Получить выделения фазы на таких границах представляет большой практический интерес, так как это позволило бы создать необычайно дисперсные и устойчивые структуры распада с особыми физическими свойствами. Но принципиальная возможность гетерогенного зарождения новой фазы на периодических антифазных доменных границах экспериментально не установлена и не является очевидной, поскольку по своей природе периодические границы отличаются от границ доменов термического происхождения, на которых наблюдается гетерогенное зарождение выделяющейся фазы.

Границы доменов термического происхождения образуются в сплавах в результате случайного возникновения зародышей упорядочения и их дальнейшего роста до соприкосновения. Такая структура не является стабильной и укрупняется в процессе изотермического отжига. В отличие от нее периодическая антифазная доменная структура стабильна, расстояние между ее границами определяется электронной концентрацией сплава [198].

Согласно теоретическим представлениям [198, 205, 206], возникновение периодической антифазной доменной структуры связано с расщеплением границ зоны Бриллюэна, в результате чего энергия коллективизированных электронов сплава снижается. При этом период структуры и ее стабильность сложным образом зависят от электронной концентрации

(рис. 97). С увеличением периода свыше 20 параметров решетки антифазная доменная структура оказывается неустойчивой. Стабильность структуры повышается с уменьшением периода.

Поскольку электронная концентрация определяется химическим составом твердого раствора, выделение избыточного компонента из упорядоченного матричного раствора будет изменять не только конфигурационную часть свободной энергии сплава, но и энергию электронной подсистемы.

В общем случае можно предположить несколько вариантов, по которым будет происходить распад в сплавах, когда их матрица упорядочивается с образованием периодической антифазной доменной структуры.

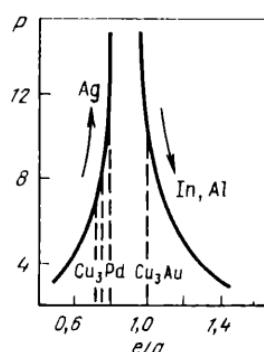


Рис. 97. Зависимость периода P антифазной доменной структуры от электронной концентрации e/a сплавов [198] (стрелками показано изменение периода при введении легирующих элементов)

1. Легирующий элемент уменьшает период структуры, т.е. способствует ее стабилизации. В этом случае распад должен осуществляться таким образом, чтобы легирующий элемент оставался в пределах орторомбической ячейки, поэтому выделение фазы возможно только на периодических антифазных границах.

2. Легирующий элемент увеличивает размер периода структуры, т.е. способствует ее дестабилизации. В этом случае предпочтительным процессом оказывается диффузия легирующего элемента за пределы орторомбической ячейки, поэтому периодические антифазные границы уже не могут являться местами гетерогенного зарождения выделяющейся фазы.

3. Легирующий элемент не изменяет электронную концентрацию сплава и не влияет на размер периода структуры. При этом периодические антифазные границы, как и все другие доменные границы, могут служить местами гетерогенного зарождения выделяющейся фазы.

Сплавы Cu_3Au с добавками индия и алюминия удовлетворяют первому варианту распада. При введении легирующих элементов электронная концентрация сплава Cu_3Au увеличивается, возникает периодическая антифазная доменная структура, период которой уменьшается с увеличением количества индия или алюминия (см. рис. 98). Поскольку сведения о тройной диаграмме состояния системы $\text{Cu} - \text{Au} - \text{In}$ отсутствуют, то содержание индия варьировали от 1 до 9 % (ат.) [207]. Алюминий добавляли в количестве 4 % (ат.). Легирование проводили таким образом, что сохранился стехиометрический состав сплава по меди и золоту.

Изучение структуры показало, что во всех легированных индием сплавах возникает слоистая доменная структура, период которой сильно зависит от его содержания [207]. В сплаве с 1 % (ат.) In период равен 18 пар-

метрам решетки, а увеличение индия до 4 % (ат.) уменьшает период до 6. Сильно изменяется и критическая температура упорядочения. Бинарный сплав Cu_3Au начинает разупорядочиваться при 390°C , а сплав с 9 % (ат.) In — уже при 200°C .

В процессе упорядочения сплавы распадаются на два твердых раствора, по-разному обогащенных индием и соответственно имеющих разный период антифазной доменной структуры. Особенно четко это расслоение можно наблюдать в слаболегированном сплаве, содержащем 1 % (ат.) In. Темнопольная микрофотография, полученная в сверхструктурном рефлексе 110, показана на рис. 98. Добавление 1 % (ат.) In существенно изменило картину доменной структуры, своюственную упорядоченному сплаву Cu_3Au . Исчез характерный лабиринтный узор, который обычно наблюдается в сверхструктурных отражениях [3]. Границы доменов образуют замкнутую сетку, обогащенную индием. Поскольку прослойки фазы видны на всех доменных границах, можно сделать заключение о том, что выделение фазы происходит на границах не только II но и I типа. Концентрация индия в прослойках достаточно, чтобы вызвать образование в них периодической антифазной доменной структуры, в то время как внутри доменов из-за малого содержания индия такая структура еще отсутствует.

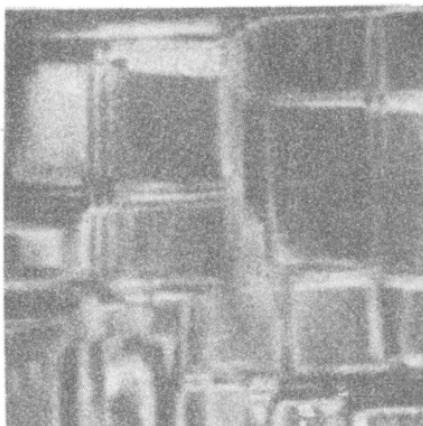


Рис. 98. Доменная структура упорядоченного сплава Cu_3Au , легированного 1 % (ат.) In (ориентировка фольги [001]). X200000

С увеличением содержания индия характер формирования структуры остается таким же, как и в сплаве с 1 % (ат.) In. Отличие заключается лишь в том, что периодическая антифазная доменная структура образуется не только в обогащенных прослойках, но и внутри доменов термического происхождения. Оказалось, что 2,5 % (ат.) In уже достаточно не только для возникновения периодических антифазных доменных границ во всем объеме сплава, но и для обогащения их индием. Темнопольная микрофотография, полученная в сверхструктурном рефлексе 110, показана на рис. 99, а. Расстояние между обогащенными периодическими антифазными границами внутри доменов колеблется от 4 до 6 нм (чаще оно равно 5 нм), что с точностью до ошибки измерения совпадает с периодом антифазной доменной структуры обедненной фазы, который для данного сплава равен 4,5 нм. Значения периодов обедненной и обогащенной фаз, определенные по величине расщепления сверхструктурных рефлексов на электронограмме для сплава с 2,5 % (ат.) In, соответственно равны 12 и 8 параметрам решетки.

Полосчатый контраст на рис. 99, а соответствует структуре обогащенных периодических границ. Об этом свидетельствует тот факт, что полосы двух направлений видны на всех темнопольных изображениях, в том числе и в структурном рефлексе 220 (рис. 99, б). Следовательно, полосчатый контраст обусловлен наличием структурных дефектов. Полосчатая картина наблюдается только на фольгах кубической ориентировки, а направление полос совпадает с двумя направлениями куба. При переходе от одного темнопольного изображения к другому направление полос и расстояние между ними остаются неизменными, несмотря на изменение экстинкционного расстояния. Полосчатый контраст не является и муаровым узором,

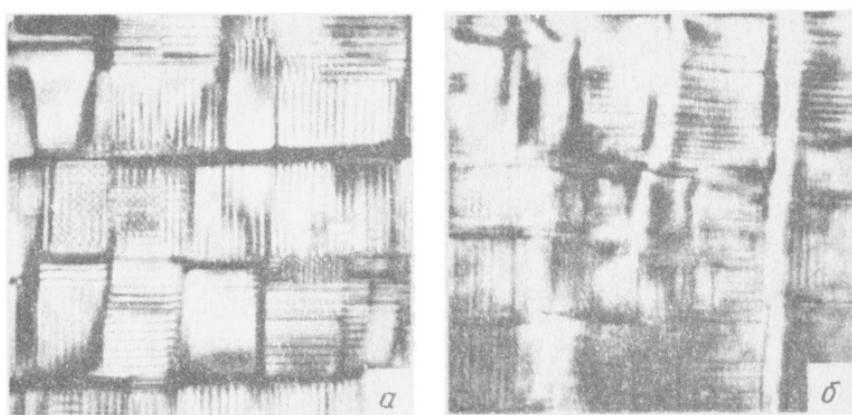


Рис. 99. Темнопольные микрофотографии доменной структуры упорядоченного сплава Cu₃Au, легированного 2,5 % (ат.) In, в сверхструктурном 110 (а) и структурном 220 (б) рефлексах (ориентировка фольги [001]) X200000

так как не наблюдается характерный для последнего поворот полос при изменении вектора отражения; нет на электронограммах и заметной двойной дифракции, обычно сопутствующей муаровому узору. Важным доказательством обогащения периодических границ индием служит также изменение расстояния между полосами в зависимости от его содержания в сплаве и соответствие этого расстояния периоду структуры, определенному из электронограмм.

Информацию о перераспределении элементов в сплаве при различных термических обработках можно получить также в результате исследования модуляции дальнего порядка методами дифракции рентгеновских лучей и электронов. Исследования показали, что бинарным сплавам с периодической антифазной доменной структурой свойственна синусоидальная форма модуляции параметра дальнего порядка. Такая форма обусловлена взаимным влиянием антифазных доменов, разделенных тонкими границами. При добавлении в сплав индия или алюминия форма модуляции параметра дальнего порядка становится прямоугольной [208]. Индий или алюминий, собираясь у границ, как бы "экранирует" домены. При этом степень дальнего порядка внутри домена выравнивается, но зато

непосредственно возле границ появляются очень тонкие слои, обогащенные легирующими компонентами, в которых степень дальнего порядка резко снижается до нуля.

Дисперсность выделяющейся фазы очень высока и сравнима лишь с дисперсностью на зонной стадии распада в обычных сплавах. Однако в отличие от последних коагуляция выделившейся фазы в исследованных сплавах с индием и алюминием не происходит. Даже длительная термическая обработка (свыше 500 ч) не изменяет структуру сплава, т.е. распад в таких сплавах останавливается на начальной стадии. Коагуляция фазы, т.е. освобождение от легирующего компонента больших участков матрицы, должна приводить к изменению ее электронной концентрации и, следовательно, к дестабилизации периодической структуры. Такой процесс является энергетически невыгодным и не осуществляется.

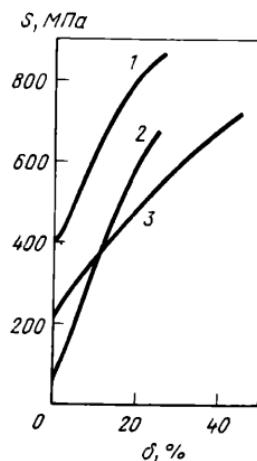


Рис.100. Диаграммы растяжения упорядоченного (1, 2) и неупорядоченного (3) сплава Cu₃Au без добавки (2) и с добавкой 4 % (ат.) In (1, 3)

Изменение механических свойств, вызванное выделением фазы на периодических границах, показано на рис. 100. Из сравнения диаграмм растяжения 1 и 2 можно видеть, что предел текучести сплава, легированного индием, увеличился с 70 до 400 МПа. Такое повышение, по-видимому, обусловлено двумя причинами: возникновением периодических границ и их обогащением выделяющейся фазой. Однако основное повышение вызвано обогащением границ, поскольку при возникновении периодических границ предел текучести увеличивается не более чем на 150–170 МПа [202].

Полученные результаты позволяют сделать заключение о том, что периодические антифазные доменные границы могут являться местами гетерогенного зарождения выделяющейся фазы. Повышение прочностных свойств будет происходить при уменьшении периода структуры и увеличении толщины пластин, возникающих на доменных границах. Существенным фактором для роста прочностных характеристик сплава будет являться также разница в физических свойствах матрицы и выделений.

Формирование структуры с выделениями фазы на периодических границах представляет интерес не только для получения сплавов с высокими прочностными свойствами. Структуры такого типа могут оказаться интересными для разработки специальных магнитных сплавов, имеющих антиферромагнитные выделения в ферромагнитной матрице или выделения ферромагнитной фазы в антиферромагнитном окружении. Возможно, что структуры, в которых будут строго закономерно, через несколько пара-

метров решетки, чередоваться сверхпроводящие и несверхпроводящие прослойки, окажутся интересными для разработки сверхпроводящих материалов. Несомненно, что вопрос формирования структуры упорядоченных сплавов с выделениями фазы на периодических антифазных границах требует дальнейшего пристального внимания исследователей. Однако при разработке таких сплавов необходимо учитывать, что периодические антифазные границы могут служить местами зарождения выделяющейся фазы лишь в том случае, если легирующий элемент не только вызывает процессы распада в сплаве, но и стабилизирует периодическую антифазную доменную структуру.

В том случае, когда легирующий элемент дестабилизирует периодическую доменную структуру, выделения фазы на периодических границах не происходит. Примером таких сплавов является система Cu – Pd с добавками серебра. Выделение фазы в этих сплавах удовлетворяет условиям второго варианта распада. При введении серебра в сплавы Cu – Pd электронная концентрация их возрастает, но эти сплавы принадлежат левой ветви графика на рис. 97, поэтому период структуры при легировании также увеличивается. Например, в сплаве стехиометрического состава Cu₃Pd при введении 8 % (ат.) серебра происходит увеличение периода с 8 до 13 параметров решетки. При изучении структуры сплавов этой группы зарождение выделяющейся фазы на периодических доменных границах не было обнаружено [208]. На электронно-микроскопических снимках контраст от периодических границ наблюдается только в сверхструктурных рефлексах и отсутствует в структурных. Это означает, что периодические доменные границы по-прежнему остаются только сверхструктурными дефектами. Модуляция параметра дальнего порядка по сравнению с бинарными сплавами также не изменяется и имеет синусоидальную форму. В процессе распада во всех легированных серебром сплавах Cu – Pd наблюдается непрерывное уменьшение периода структуры, т.е. происходит повышение плотности периодических границ [196]. Этот результат также свидетельствует о том, что периодические границы в данных сплавах не были зафиксированы выделяющейся фазой, поэтому в процессе распада периодическая структура могла непрерывно изменяться. Местами гетерогенного зарождения выделяющейся фазы в этих сплавах являются только границы антифазных доменов термического происхождения и границы разориентированных *b*-доменов, обусловленных наличием тетрагональности решетки.

Таким образом, полученные результаты позволяют сделать заключение, что разработанная Сато для упорядоченных твердых растворов теория стабилизации периодических антифазных доменных границ в результате понижения энергии коллективизированных электронов справедлива и для стареющих сплавов с упорядоченной матрицей. Это необходимо учитывать при разработке высокопрочных упорядоченных сплавов с периодической антифазной доменной структурой.

5. ВЫДЕЛЕНИЕ ФАЗЫ НА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦАХ В УПОРЯДОЧЕННЫХ СПЛАВАХ ТИПА CuAu

Совмещение упрочнения от атомного упорядочения и распада пересыщенных твердого раствора в сплавах на основе CuAu особенно целесообразно. Высокие прочностные свойства таких сплавов удается получить за счет создания в структуре большого количества границ с-доменов, представляющих серьезное препятствие для движения дислокаций. Антифазные доменные границы, которые находятся внутри с-доменов, слабо тормозят дислокации, но при выделении на таких границах фазы их тормозящая роль может значительно возрасти. Количественное соотношение доменных границ разного типа можно видеть на рис. 101, где показана

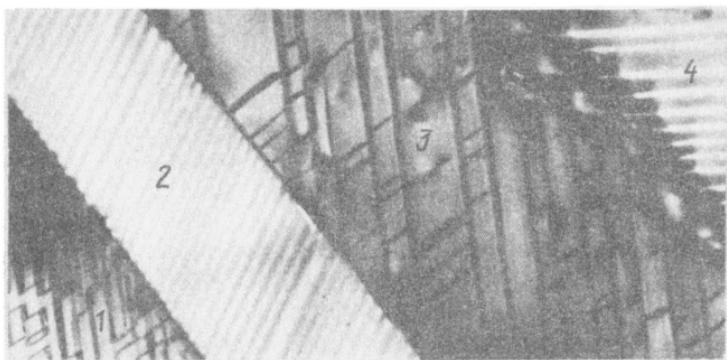


Рис.101.Доменная структура сплава CuAu. X 50000

структура сплава CuAu, упорядоченного по высокотемпературному механизму. Снимок получен при действии сильного сверхструктурного рефлекса, в отражающем положении находятся первая и третья иглы, поэтому в них наблюдаются не только границы с-доменов, но и антифазные доменные границы. Во второй и четвертой иглах видны только границы с-доменов.

Если в результате дополнительного легирования сплава удается превратить легкие препятствия в трудные и, следовательно, уменьшить длину свободного пробега дислокаций, то это может обеспечить дополнительное повышение прочностных свойств. Однако структура и энергия антифазных доменных границ и границ сочленения игл резко различны, поэтому заранее нельзя предсказать, каким будет перераспределение выделяющейся фазы и все ли границы окажутся местами ее гетерогенного зарождения.

Исследование этого вопроса несколько облегчается тем обстоятельством, что плоскости антифазных доменных границ и границ с-доменов различны. Антифазные доменные границы с вектором сдвига $a/2\langle 110 \rangle$ расположены в плоскостях $\{100\}$. Высокую энергию, порядка 200 мДж/м², будут иметь лишь границы вычитания или внедрения, расположенные в кубических плоскостях, перпендикулярных осям с тетрагональной решеткой. Все остальные антифазные границы имеют энергию на порядок ниже,

так как нарушение расположения атомов разного сорта происходит в этом случае только во второй и более далеких координационных сферах.

В отличие от антифазных границ границы с-доменов расположены в плоскостях {110}. Сочленение доменов в пределах игл упорядоченной фазы является общим для двух доменов, расположенных по обе стороны от границы. Энергия таких границ мала, поскольку в первой координационной сфере не возникает неправильных пар соседних атомов. С учетом взаимодействия атомов во второй и более далеких координационных сферах энергия границ должна быть порядка 20 мДж/м². Дополнительный вклад в энергию границ вносит также двойниковоподобная ориентация соседних доменов. Однако эта добавка, согласно [124], равна примерно половине энергии дефекта упаковки и для упорядоченного сплава не превышает 5 мДж/м². Следовательно, суммарная энергия когерентных доменных границ должна быть порядка 25 мДж/м². Домены соседних игл сочленяются между собой с возникновением напряжений и дислокаций несоответствия, поэтому энергия таких границ гораздо выше, чем когерентных. Заранее можно утверждать, что если процесс выделения фазы будет происходить на когерентных границах, то тем более его следует ожидать на границах некогерентного сочленения с-доменов.

Соотношение числа когерентных и некогерентных границ в сплаве зависит от способа формирования доменной структуры. Чем крупнее иглы упорядоченной фазы, тем больше когерентных границ и меньше некогерентных. Варьируя размер зерна и число центров упорядочения, можно при высокотемпературном упорядочении изменять соотношение этих границ в широких пределах.

Таким образом, в упорядоченном по высокотемпературному механизму сплаве CuAu дополнительное упрочнение возможно лишь в том случае, если местами гетерогенного зарождения выделяющейся фазы окажутся не только границы с-доменов, но и антифазные доменные границы. Если же выделение фазы будет происходить преимущественно на границах игл, т.е. в местах сосредоточения значительных упругих искажений и повышенной плотности дислокаций, то совмещение упрочнения от старения и упорядочения в сплаве CuAu при высокотемпературном механизме формирования структуры реализовать не удастся.

Для сплава CuAu, упорядоченного по низкотемпературному механизму, когда формируется мелкодоменная структура и зародыши упорядочения стыкуются между собой раньше, чем успевает образоваться игла, наоборот, самым существенным процессом является выделение фазы на границах с-доменов. В бинарном упорядоченном сплаве CuAu мелкодоменная структура, полученная при низкотемпературном упорядочении, является метастабильной. При изотермической выдержке или повышении температуры происходит резкое укрупнение с-доменов, приводящее к снижению прочностных свойств. Если при дополнительном легировании сплава удастся получить выделения фазы на границах с-доменов и тем самым предотвратить укрупнение структуры и обеспечить ее стабильность, то и в упорядоченном по низкотемпературному механизму сплаве CuAu также

можно будет реализовать совмещение упрочнения от старения и упорядочения.

В связи с этим при исследовании крупнодоменных образцов необходимо было выяснить возможность зарождения выделяющейся фазы на доменных границах различного типа и в случае, если доменные границы служат местами предпочтительного зарождения выделяющейся фазы, попытаться получить мелкодоменную структуру, устойчивую к коагуляции при изотермических выдержках и повышении температуры.

Сплавы изготавливали вакуумной плавкой из металлов чистотой 99,99 %. В качестве легирующих добавок использовали никель и серебро в количестве от 3 до 10 % (по массе), причем во всех случаях сплавы рассчитывали таким образом, чтобы сохранить эвакиатомный состав по золоту и меди. В соответствии с диаграммами состояний никель имеет ограниченную растворимость в золоте, а серебро — в меди, поэтому и в тройных твердых растворах Au — Cu — Ni и Au — Cu — Ag в определенных температурных интервалах [209] происходит распад пересыщенного твердого раствора. Для сравнения исследовали также сплавы Au — Cu — Pd, в которых легирующая добавка образует непрерывный твердый раствор как с золотом, так и с медью [210].

Электронно-микроскопическое исследование крупнодоменной структуры, состоящей из игл упорядоченной фазы, показало, что дополнительное легирование сплава никелем и серебром существенно изменяет структуру бинарного сплава CuAu. Игольчатая доменная структура сохраняется лишь в сплаве, легированном палладием. В сплавах с никелем и серебром своеобразное бинарному сплаву правильное чередование с-доменов в пределах каждой иглы нарушается, что вероятно, обусловлено образованием фазы выделения.

О наличии выделяющейся фазы в этих сплавах свидетельствуют также изменения дифракционной картины на электронограммах. На начальных стадиях старения или при малых содержаниях серебра и никеля на электронограммах наблюдаются тяжи в направлениях $\langle 100 \rangle$ и $\langle 110 \rangle$, появление которых обусловлено возникновением в структуре сплава тонких прослоек фазы, выделившейся в плоскостях $\{100\}$ и $\{110\}$. С увеличением количества легирующей добавки или времени старения возле структурных рефлексов появляются дополнительные отражения, соответствующие выделившейся фазе, изоструктурной матрице. Возле сверхструктурных рефлексов дополнительные отражения отсутствуют, это свидетельствует о том, что эта фаза является неупорядоченной.

Определить места зарождения выделяющейся фазы удалось с помощью метода темных полей. На рис. 102, а показан участок иглы в сплаве, содержащем 5 % (по массе) Ag. Снимок получен в сверхструктурном рефлексе 110, поэтому упорядоченная фаза находится в отражающем положении и выглядит светлой, а выделившаяся примесь видна в виде темных прослоек. Ориентировка данной фольги близка к $[110]$, границы когерентного сочленения с-доменов пересекаются с поверхностью фольги вдоль направления, указанного параллельными стрелками. Темные прослойки выделившейся фазы видны на этих границах достаточно отчетливо, особенно в

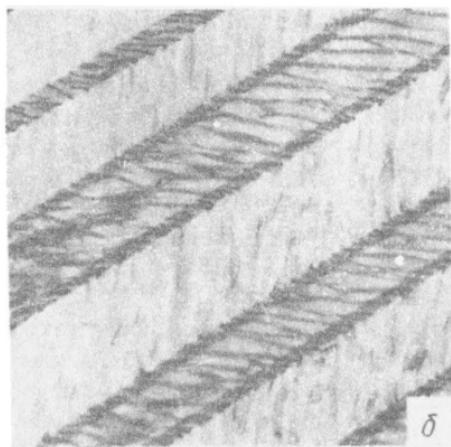


Рис.102.Прослойки выделившейся фазы по границам доменов (а) и игл (б) в сплаве CuAu + + 5 % (по массе) Ag. X50000

среднем участке иглы, отмеченном буквой А. Однако можно видеть, что местами выделения фазы являются не только границы с-доменов. На участке А темные прослойки фазы наблюдаются также в направлении, перпендикулярном границе иглы, а на участках В прослойки фазы расположены преимущественно вдоль иглы и настолько перепутаны, что даже трудно проследить границы с-доменов. При данной ориентировке фольги направления вдоль и поперек иглы являются следами пересечения поверхности фольги с плоскостями куба. Это позволяет предположить, что местами предпочтительного зарождения фазы внутри иглы, кроме когерентных границ с-доменов, оказываются антифазные доменные границы. Выделение фазы происходит также на границах некогерентного сочленения с-доменов, которыми являются границы игл. Это иллюстрирует рис. 102, б, где показано несколько игл упорядоченной фазы в сплаве с 5 % (по массе) Ag.

Следует отметить, что в большинстве случаев, особенно в сильнолегированных сплавах, прослойки выделившейся фазы образуют довольно сложную картину, расшифровать которую удается лишь при детальном исследовании доменной структуры, существующей внутри игл. На рис. 103, а при большом увеличении показан участок иглы бинарного сплава. В отражающем положении находится только один сорт с-доменов. Снимок получен в сверхструктурном рефлексе, поэтому внутри с-доменов наблюда-

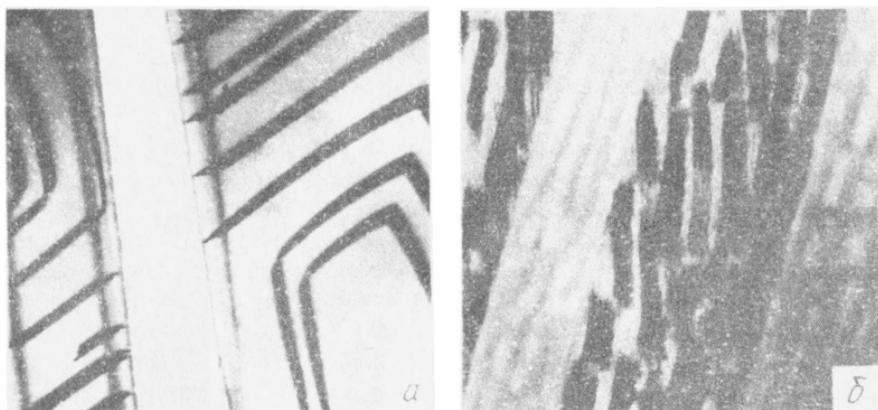


Рис.103.Границы антифазных доменов внутри игл упорядоченной фазы: в сплаве CuAu без добавки (а) и с добавкой 5 % (по массе) Ag (б) $\times 100000$

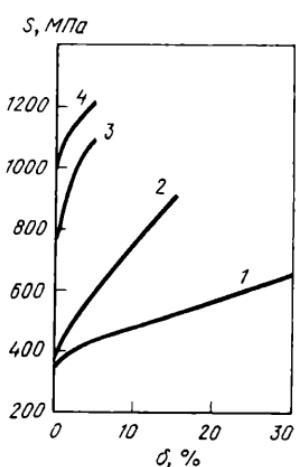
ются границы антифазных доменов. Согласно работе [3], из-за дифракционных условий 1/3 таких границ не видно, поэтому в действительности плотность антифазных границ в сплаве еще на 1/3 выше. На рис. 103, б показан аналогичный участок иглы, но в легированном сплаве. Этот снимок достаточно убедительно иллюстрирует формирование выделений на антифазных доменных границах внутри с-доменов. Наложение сетки выделений по антифазным доменным границам и сетки по границам с-доменов является ответственным за сильное усложнение структуры легированных сплавов.

Таким образом, исследование крупнодоменных сплавов показало, что в сплавах Au – Cu – Ag и Au – Cu – Ni совместно осуществляются два фазовых превращения: атомное упорядочение и распад твердого раствора. Выделение фазы происходит на всех доменных границах: на границах некогерентного сочленения с-доменов (на границах игл), на границах когерентного сочленения с-доменов (внутри игл) и на антифазных доменных границах.

Такой результат позволяет предположить, что если скорости процессов старения и упорядочения будут соизмеримы, то сетка выделяющейся фазы успеет сформироваться по границам разориентированных с-доменов и предотвратить укрупнение метастабильной мелкодоменной структуры. В связи с этим бинарный сплав Cu – Au и сплавы, легированные серебром и никелем, после предварительной закалки были упорядочены при низ-

кой температуре для получения мелкодоменной структуры. Средний размер доменов составлял примерно 0,01 мкм. Доменная структура бинарного сплава, полученная в результате 15-мин старения при 250⁰С, показана на рис. 55, а. Структура легированных сплавов аналогична.

На рис. 104 приведены диаграммы растяжения сплавов с такой структурой; легированный никелем сплав имеет аналогичные свойства. Последующий нагрев мелкодоменных сплавов приводит к резкому укрупнению доменной структуры только в бинарном сплаве. На рис. 55, б показана структура сплава CuAu, укрупнившаяся в результате дополнительного нагрева до 370⁰С в течение 10 мин. Механические свойства сплава CuAu при этом сильно изменяются (рис. 104, кривая 2); предел текучести снижается до значений, свойственных неупорядоченному состоянию (кривая 1). В отличие от бинарного сплава структура сплавов, легированных серебром и никелем, остается стабильной при увеличении изотермической выдержки



и повышении температур до тех пор, пока сохраняется упорядоченное состояние матрицы. Высокая стабильность структуры предотвращает самопроизвольное растрескивание сплавов по границам зерен независимо от исходной величины зерна. Механические свойства при этом также остаются высокими.

Рис.104.Диаграммы растяжения сплава CuAu без добавки (1–3) и с добавкой 10 % (по массе) Ag (4) в различном состоянии:

- 1 – неупорядоченном; 2 – упорядоченном с укрупненной доменной структурой; 3, 4 – упорядоченном с мелкодоменной структурой

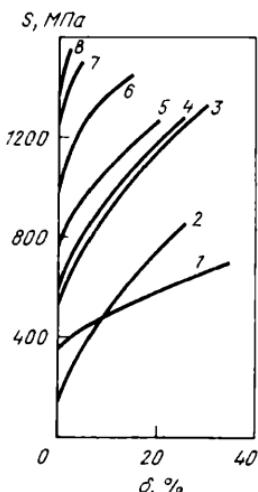
Исследование показало, что в сплавах, легированных серебром, скорости процессов старения и упорядочения соизмеримы во всем температурном интервале существования упорядоченного состояния матрицы, поэтому мелкодоменная структура стабильна при различных режимах термической обработки [211].

В сплавах, легированных никелем, при повышенных температурах процессы упорядочения значительно опережают процессы выделения фазы, поэтому мелкодоменные сплавы с никелем нельзя нагревать выше 300⁰С без предварительного длительного низкотемпературного старения в интервале 150–250⁰С. Низкотемпературное старение сплава необходимо для того, чтобы по границам разориентированных доменов успевала сформироваться сетка выделяющейся фазы, которая предотвращает укрупнение доменов при последующем повышении температуры и сохраняет в сплаве высокие прочностные характеристики [211].

При разработке сплавов, упрочненных совместно старением и упорядочением, необходимо иметь в виду, что дополнительное легирование может

приводить к изменению температуры и кинетики фазовых превращений. Например, при добавлении палладия происходит повышение температуры фазового перехода. Серебро и никель, наоборот, снижают температуру фазового превращения сплавов Au – Cu причем серебро сильнее, чем никель. Поэтому если необходимо расширить температурный интервал стабильности структуры и свойств легированного сплава, целесообразно применять комбинированные добавки, например серебро для реализации совмещения упрочнения от старения и упорядочения и палладий для повышения температуры фазового перехода. При совместном исследовании

Рис.105.Диаграммы растяжения сплава CuAu без добавок (1–5) и с добавками Ag, Ni, Pd (6, 8) и Ni, Pd (7) в различном состоянии: 1 – неупорядоченное; 2 – упорядоченное, без доменных границ; 3–5 – упорядоченное, с размером доменов 0,05 мкм и степенью дальнего порядка 0,80 (3), 0,85 (4), 0,95 (5); 6 – упорядоченное по высокотемпературному механизму; 7, 8 – упорядоченное по низкотемпературному механизму



структурой сплавов и температурного хода электросопротивления выбор комбинированных добавок не вызывает затруднений.

Диаграммы растяжения бинарного сплава CuAu и сплавов, упрочненных совместно старением и упорядочением, приведены на рис. 105. Различие диаграмм 6 и 8 обусловлено тем, что кривая 6 соответствует сплаву, упорядоченному по высокотемпературному механизму с образованием игольчатой доменной структуры, кривая 8 характеризует мелкодоменный сплав, упорядоченный по низкотемпературному механизму. Возникновение упругих напряжений при таком способе формирования структуры дополнительно повышает прочностные свойства, но снижает пластичность.

Сравнивая диаграммы растяжения 6 и 8, можно сделать заключение, что для разработки высокопрочных сплавов, совмещающих упрочнение от старения и упорядочения, высокотемпературный способ формирования структуры является более перспективным. Для дальнейшего повышения прочностных свойств необходимо увеличивать в сплаве плотность антифазных доменных границ, которые должны оставаться прозрачными для движущихся дислокаций при выделении на них фазы [212].

Выделение же фазы на границах с-доменов, которые уже в бинарном упорядоченном сплаве представляют серьезное препятствие для движения

дислокаций, является менее перспективным способом упрочнения, поскольку превращает границы в непреодолимые барьеры и приводит к охрупчиванию сплава.

Поиск путей повышения плотности антифазных доменных границ при высокотемпературном упорядочении сплава типа CuAu целесообразно продолжать. Возможно, что решить эту задачу удастся путем создания в сплавах типа CuAu периодической антифазной доменной структуры и последующего выделения на этих границах упрочняющей фазы. Сочетание периодических антифазных доменных границ и границ с-доменов может обеспечить еще большую дисперсность выделяющейся фазы, а следовательно, и дальнейшее повышение прочностных свойств. Если к тому же учесть, что атомное упорядочение матрицы приводит к изменению многих других свойств сплава: магнитных, электрических, тепловых, коррозионных и т.д., то появляется возможность разработки высокопрочных упорядоченных сплавов с комплексом оптимальных свойств, стабильных в широком температурном интервале.

Таким образом, экспериментально доказана возможность совмещения упрочнения от атомного упорядочения и распада пересыщенного твердого раствора в сплавах со сверхструктурой L_{1_0} . За счет измельчения доменной структуры и последующего выделения упрочняющей фазы на доменных границах предел текучести упорядоченного сплава CuAu повышается на порядок (от 130 до 1300 МПа). Значения временного сопротивления при этом достигают 1400–1500 МПа. Такие значения сравнимы с теоретической прочностью. Для меди и медных сплавов [174] она оценивается как $E/50$, а для сплава CuAu теоретическая прочность на растяжение должна быть порядка 1900 МПа, поскольку модуль упругости E для упорядоченного состояния равен 94300 МПа [176].

Значительное повышение прочностных характеристик в стареющих сплавах с упорядоченной матрицей CuAu обусловлено тем, что дисперсность выделяющейся фазы достигает предельных значений для стареющих сплавов (расстояние между пластинами выделений порядка 8–10 нм). Согласно работе [174], именно такая плотность препятствий на пути движения дислокаций позволит достичь значений прочности, сравнимых с теоретической. Результаты настоящей работы подтверждают такое предположение. Следует лишь заметить, что созданные на пути движения дислокаций препятствия должны оставаться преодолимыми.

Полученные в настоящей работе результаты позволяют считать стареющие сплавы с упорядоченной матрицей наиболее перспективными для разработки высокопрочных упорядоченных сплавов с комплексом оптимальных свойств.

Создание и совершенствование таких материалов невозможно без глубокого знания физических процессов, происходящих в них при изготовлении и эксплуатации в различных условиях.

В результате детальных экспериментальных исследований получена богатая информация о дислокационной и доменной структурах упорядоченных сплавов, обнаружены интересные особенности их пластического поведения.

Развитая в книге теория термического упрочнения упорядоченных сплавов позволила объяснить совокупность экспериментальных данных, установить способы обработки, при которых предел текучести сплавов повышается во много раз при сохранении достаточной пластичности. Выяснение физической природы эффекта доменнограниценного упрочнения в слоистых сверхструктурах, а также эффекта домен-неограниченного упрочнения, обусловленного выделением новой фазы на границе, привело к созданию сплавов с высоким комплексом прочности свойств, широко применяемых во многих отраслях народного хозяйства.

Таким образом, исследование микромеханизмов эволюции дефектной структуры металлов с использованием современных экспериментальных методик и всего арсенала теории дислокаций позволило авторам создать новую теоретическую концепцию о дислокационных превращениях в кристаллах, которая открывает практические пути радикального изменения прочности свойств материалов, создания научно обоснованных технологий изготовления новых материалов, реализации научных разработок в промышленности. В высокопрочных стареющих сплавах с упорядоченной матрицей удалось не только улучшить физико-химические свойства, но и обеспечить их высокую стабильность во всем температурном интервале, где сохраняется упорядоченное состояние.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. *Koehler J.S., Seitz F.* — *J. Appl. Mech.*, 1947, v. 14, № 3, p. 217–228.
2. *Amelinckx S.* — *J. phys.*, 1974, v. 35–C7, p. 1–34.
3. *Марцинковский М.Дж.* — В кн.: Электронная микроскопия и прочность кристаллов: Пер. с англ. М.: Металлургия, 1978, с. 215–320.
4. *Kear B.H., Oblak J.M., Giamei A.F.* — *Met. Trans.*, 1970, v. 1, № 9, p. 2477–2486.
5. *Kear B.H., Wilsdorf H.G.F.* — *Trans. Metallurg. Soc. AIME*, 1962, v. 224, № 2, p. 382–386.
6. *Greenberg B.A. (Гринберг Б.А.)* — *Phys. status solidi (b)*, 1970, v. 42, № 1, p. 459–468.
7. *Greenberg B.A. (Гринберг Б.А.)* — *Phys. status solidi (b)*, 1973, v. 55, № 1, p. 59–67.
8. *Носова Г.И., Полякова Н.А.* — *ФММ*, 1975, т. 40, № 6, с. 1314–1316.
9. *Носова Г.И., Полякова Н.А.* — *ФММ*, 1980, т. 50, № 5, с. 1090–1093.
10. *Van der Wegen G.J.L., Bronsveld P.M., de Hosson J.Th.M.* — *Acta metallurgica*, 1982, v. 30, № 8, p. 1537–1548.
11. *Takeuchi S., Kuramoto E.* — *Acta metallurgica*, 1974, v. 22, № 4, p. 429–434.
12. *Ray I.L.F., Crawford R.C., Cockayne D.J.H.* — *Phil. Mag.*, 1970, v. 21, № 173, p. 1027–1023.
13. *Marcinkowski M.J.* — In: Order-disorder transformations in alloys. Proc. Inter. Symp. Tübingen. Berlin: Springer-Verlag, 1974, p. 364–403.
14. *Takeuchi S.* — In: Strength of metals and alloys. Proc. 5th Int. Conf., Aachen. Oxford: Pergamon Press, 1979, v. 3, p. 53–58.
15. *Глазер А.М., Молотилов Б.В.* — *ФММ*, 1973, т. 35, № 1, с. 176–187.
16. *Vanderschaeve G., Escaig B.* — *J. phys.*, 1978, v. 39, № 3, p. L74–L77.
17. *Носова Г.И., Полякова Н.А.* — *ФММ*, 1981, т. 52, № 4, с. 849–857.
18. *Носова Г.И., Полякова Н.А.* — В кн.: Структура дислокаций и механические свойства металлов и сплавов. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1980, 38–43.
19. *Носова Г.И., Полякова Н.А.* — *ФММ*, 1975, т. 39, № 4, с. 837–843.
20. *Носова Г.И., Полякова Н.А.* — *ФММ*, 1976, т. 42, № 3, с. 1014–1020.
21. *Горностырев Ю.Н., Гринберг Б.А., Яковенкова Л.И.* — *ФММ*, 1981, т. 51, № 2, с. 422–430.
22. *Горностырев Ю.Н., Гринберг Б.А., Яковенкова Л.И.* — *ФММ*, 1981, т. 51, № 4, с. 867–877.
23. *Хирт Дж., Лоте И.* Теория дислокаций: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1972. 599 с.
24. *Howe L.M., Rainville M., Schulson E.M.* — *J. Nucl. Mater.*, 1974, v. 50, № 2, p. 139–154.
25. *Гринберг Б.А., Чарикова Н.И.* — *ФММ*, 1975, т. 40, № 6, с. 1297–1299.
26. *Козлов З.В., Лебедев Ю.Н., Попов Л.Е., Старостенков М.Д.* — В кн.: Динамика дислокаций. Киев: Наукова думка, 1975, с. 48–53.
27. *Yamaguchi M., Vitek V., Pope D.P.* — *Phil. Mag. A.*, 1981, v. 43, № 4, p. 1027–104A.
28. *Yamaguchi M., Paidar V., Pope D.P., Vitek V.* — *Phil. Mag. A*, 1982, v. 45, № 5, p. 867–882.
29. *Pak H.R., Saburi T., Nenno S.* — *Scr. Met.*, 1976, v. 10, № 12, p. 1081–1085.
30. *Suzuki K., Kuramoto E., Takeuchi S., Schihara M.* — *Jap. J. Appl. Phys.*, 1977, v. 16, № 6, p. 912–923.
31. *Гринберг Б.А., Сюткина В.И., Яковлева Э.С.* — *ФММ*, 1968, т. 26, № 1, с. 18–27.
32. *Адриановский Б.П., Сюткина В.И., Шашков О.Д., Яковлева Э.С.* — *ФММ*, 1968, т. 26, № 5, с. 874–879.
33. *Adrianovski B.P., Greenberg B.A., Syutkina V.I. a.o. (Адриановский Б.П., Гринберг Б.А., Сюткина В.И. и др.)* *Phys. status solidi (a)*, 1971, v. 6, № 1, p. 323–336.
34. *Сюткин П.Н., Шашков О.Д., Яковлева Э.С., Буйнов Н.Н.* — В кн.: Динамика дислокаций. Харьков: ВТИНТ АН УССР, 1968, с. 579–584.
35. *Гринберг Б.А.* — В кн.: Доклады IV Всесоюзного совещания по упорядочению атомов и его влиянию на свойства сплавов. Томск: Томский ун-т, 1974, ч. I с. 21–31.

36. *Shectman D., Blackburn M.J., Lipsitt H.A.* — *Met. Trans.*, 1974, v. 5, № 6, p. 1373–1381.
37. *Lipsitt H.A., Shectman D., Schafrik R.F.* — *Met. Trans.*, 1975, v. 6, № 11, p. 1991–1996.
38. Гринберг Б.А. — В кн.: Структура и механические свойства металлов и сплавов. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1975, т. 30, с. 37–54.
39. *Pashley D.W., Robertson J.L., Stowell M.J.* — *Phil. Mag.*, 1969, v. 19, № 157, p. 83–98.
40. *Vidor A.E., Brown L.M.* — *Phil. Mag.*, 1962, v. 7, № 79, p. 1167–1175.
41. *Васильев Л.И., Орлов А.Н.* — *ФММ*, 1963, т. 15, № 4, с. 481–485.
42. Гринберг Б.А. — *ФММ*, 1963, т. 15, № 4, с. 486–496.
43. Гринберг Б.А. — Докл. АН СССР, 1964, т. 157, № 3, с. 570–573.
44. *Попов Л.Е., Терешко И.В., Еньшина Н.А.* — *ФММ*, 1973, т. 35, № 1, с. 39–46.
45. *Sastray S.M.L., Ramaswami B.* — *Phil. Mag.*, 1975, v. 32, № 4, p. 801–813.
46. *Попов Л.Е., Конева Н.А., Терешко И.В.* Деформационное упрочнение упорядоченных сплавов. М.: Металлургия, 1979. 255 с.
47. *Slieszwyk A.W.* — *Phil. Mag.*, 1974, v. 29, № 2, p. 409–421.
48. *Venables J.A.* — *Phil. Mag.*, 1974, v. 30, № 5, p. 1165–1171.
49. Гринберг Б.А., Горностырев Ю.Н., Карькина Л.Е., Яковенкова Л.И. — *ФММ*, 1976, т. 41, № 4, с. 714–723.
50. Травина Н.Т., Никитин А.А. — *ФММ*, 1975, т. 40, № 1, с. 160–165.
51. *Chakabortty S.B., Starke J.R.* — *Acta metallurgica*, 1975, v. 23, № 1, p. 63–71.
52. Гринберг Б.А., Яковенкова Л.И. — *ФММ*, 1972, т. 33, № 6, с. 1154–1163.
53. *Westbrook J.H.* — *Trans. Metallurg. Soc. AIME*, 1957, v. 209, № 8, p. 898–909..
54. *Guard R.W., Westbrook J.H.* — *Trans. Metallurg. Soc. AIME*, 1959, v. 215, № 5, p. 807–814.
55. *Davies R.G., Stoloff N.S.* — *Trans. Metallurg. Soc. AIME*, 1965, v. 223, № 4, p. 714–720.
56. *Davies R.G., Stoloff N.S.* — *Phil. Mag.*, 1965, v. 12, № 116, p. 297–304.
57. *Copley S.M., Kear B.H.* — *Trans. MS AIME*, 1967, v. 239, № 9, p. 977–984.
58. *Pearcey B.J., Kear B.H., Smashley R.W.* — *Trans. Amer. Soc. Metals*, 1967, v. 60, № 3, p. 634–645.
59. *Thornton P.H., Davies R.G., Johnston T.L.* — *Met. Trans.*, 1970, v. 1, № 1, p. 207–218.
60. *Lopez J.A., Hancock G.F.* — *Phys. status solidi (a)*, 1970, v. 2, № 3, p. 469–474.
61. Травина Н.Т., Никитин А.А. — *ФММ*, 1970, т. 30, № 6, с. 1291–1296.
62. Попов Л.Е., Терешко И.В., Барсанов И.И., Лунев В.Ф. — Изв. вузов. Физика, 1971, № 11, с. 107–113.
63. Светлов И.Л., Толорая В.Н. — *ФММ*, 1975, т. 40, № 2, с. 409–414.
64. Попов Л.Е., Ковалевская Т.А., Терешко И.В. — *ФММ*, 1976, т. 41, № 3, с. 594–600.
65. *Aoki K., Izumi O.* — *Phys. status solidi (a)*, 1976, v. 38, № 2, p. 587–594.
66. *Aoki K., Izumi O.* — *Trans. Jap. Inst. Metals*, 1978, v. 19, № 4, p. 203–210.
67. *Lall C., Chin S., Pope D.P.* — *Met. Trans.*, 1979, v. 10A, № 9, p. 1323–1332.
68. *Staton-Bevan A.E., Rawlings R.D.* — *Phys. status solidi (a)*, 1975, v. 29, № 2, p. 613–622.
69. *Staton-Bevan A.E., Rawlings R.D.* — *Phil. Mag.*, 1975, № 4, p. 787–800.
70. *Aoki K., Izumi O.* — *J. Jap. Inst. Metals*, 1975, v. 39, № 12, p. 1282–1289.
71. *Aoki K., Izumi O.* — *Acta metallurgica*, 1978, v. 26, № 8, p. 1257–1263.
72. *Aoki K., Izumi O.* — *J. Mater. Sci.*, 1979, v. 14, № 6, p. 1800–1806.
73. *Mulford R.A., Pope D.P.* — *Acta metallurgica*, 1973, v. 21, № 10, p. 1375–1380.
74. *Saburi T., Hamana T., Nenno S., Pak H.R.* — *J. Appl. Phys.*, 1977, v. 16, № 2, p. 267–272.
75. *Kuramoto E., Pope D.P.* — *Acta metallurgica*, 1978, v. 26, № 2, p. 207–210.
76. *Flinn P.A.* — *Trans. Metallurg. Soc. AIME*, 1960, v. 218, № 1, p. 145–154.
77. Травина Н.Т., Угарова Е.В., Сочилин Е.Г., Никитин А.А. — *ФММ*, 1981, т. 51, № 1, с. 188–192.
78. *Takeuchi S., Kuramoto E.* — *J. Phys. Soc. Jap.*, 1971, v. 31, № 4, p. 1282–1283.
79. *Takeuchi S., Kuramoto E.* — *Acta metallurgica*, 1973, v. 21, № 4, p. 415–425.

80. Takeuchi S., Suzuki K., Ichihara M. — Trans. Jap. Inst. Metals, 1979, v. 20, № 5, p. 263–268.
81. Pak H.R., Saburi T., Nenno S. — Technol. Repts Osaka Univ., 1980, v. 30, № 1562, p. 411–421.
82. Pak H.R., Saburi T., Nenno S. — Trans. Jap. Inst. Metals, 1977, v. 18, № 9, p. 617–626.
83. Aoki A., Izumi O. — J. Mater. Sci., 1978, v. 13, № 11, p. 2313–2320.
84. Aoki A., Izumi O. — Acta metallurgica, 1979, v. 27, № 5, p. 807–816.
85. Pak H.R., Saburi T., Nenno S. — Trans. Jap. Inst. Metals, 1978, v. 19, № 1, p. 25–42.
86. Pak H.R., Saburi T., Nenno S., Ujiro T. — Scr. Met., 1979, v. 13, № 12, p. 1171–1175.
87. Suzuki T., Oya Y., Wee D.M. — Acta metallurgica, 1980, v. 28, № 3, p. 301–310.
88. Thornton P.H., Davies R.G. — Met. Trans., 1970, v. 1, № 2, p. 549–550.
89. Wee D.M., Suzuki T. — Trans. Jap. Inst. Metals, 1979, v. 20, № 11, p. 639–646.
90. Wee D.M., Noguchi O., Oya Y., Suzuki T. — Trans. Jap. Inst. Metals, 1980, v. 21, № 4, p. 237–247.
91. Tamura M., Mori T., Nakamura T. — Trans Jap. Inst. Metals, 1973, c. 14, № 5, p. 355–363.
92. Kuramoto E., Pope D.O. — Phil. Mag., 1976, v. 34, № 5, p. 693–601.
93. Конева Н.А., Теплякова Л.А., Старченко В.А. и др. — ФММ, 1980, т. 49, № 3, с. 620–629.
94. Носова Г.И., Полякова Н.А. — ФММ, 1973, т. 36, № 2, с. 823–829; 1980, т. 50, № 6, с. 1321–1327.
95. Pope D.P. — Phil. Mag., 1973, v. 27, № 3, p. 541–544.
96. Schulson E.M., Roy J.A. — Acta metallurgica, 1978, v. 26, № 1, p. 15–28.
97. Taunt R.J., Ralph B. — Phil. Mah., 1974, v. 30, № 6, p. 1379–1394.
98. Nemoto M., Echigoya J., Suto H. Fifth International Conference on High Voltage Electron Microscopy. Kyoto: Acad. Press of Japan, 1977, p. 372–376.
99. Suzuki K., Ishihara M., Takeuchi S. — Acta metallurgica, 1979, v. 27, № 2, p. 193–200.
100. Czernichow J., Marcinkowski M.J. — Met. Trans., 1971, v. 2, № 11, p. 3217–3222.
101. Brown G.T., Smaliman R.E., Morris D.C. — Phys. status solidi (a), 1980, v. 62, № 1, p. 283–292.
102. Marcinkowski M.J., Campbell D.E. — In: Ordered Alloys., Proc. 3-rd Bolton Landing Conference. N.Y. Baton Ruje, 1970, p. 331–345.
103. Dicson R.W., Wachtman J.B., Copley S.M. — J. Appl. Phys., 1969, v. 40, № 5, p. 2276–2279.
104. Трахина Н.Т., Никитин А.А. — Доклад. АН ССР, 1975, т. 220, № 1, с. 328–330.
105. Nicholls J.P., Rawlings R.D. — Phys. status solidi (a), 1978, v. 49, № 1, p. K85–K89.
106. Nicholls J.P., Rawlings R.D. — J. Mater. Sci., 1977, v. 12, № 12, p. 2456–2464.
107. Kear B.H. — Reine und Angew. Metallkunde Einzeldarstell, 1974, v. 24, № 2, p. 440–474.
108. Schoeck G., Perez E. — Scr. Met., 1971, v. 5, № 5, p. 421–424.
109. Schoeck G. — Acta met., 1969, v. 17, № 2, p. 147–155.
110. Гринберг Б.А., Плишкин Ю.М. — ФММ, 1965, т. 19, № 2, с. 182–190.
111. Попов Л.Е., Козлов З.В. Механические свойства упорядоченных твердых растворов. М.: Металлургия, 1970. 217 с.
112. Liang S.J., Pope D.P. — Acta metallurgica, 1977, v. 25, № 5, p. 485–493.
113. Гринберг Б.А., Иванов М.А., Горностыров Ю.Н., Яковенкова Л.И. — ФММ, 1978, т. 46, № 4, с. 913–939.
114. Mahayan Y.R., Singhal L.K. — Scr. Met., 1970, v. 4, № 11, p. 953–958.
115. Pope D.P. — Phil. Mag., 1972, v. 25, № 4, p. 917–927.
116. Solly B., Winquist G. — Scand. J. Metall., 1973, v. 2, № 4, p. 183–186.
117. Pope D.P., Garin J.L. — J. Appl. Cryst., 1977, v. 10, № 1, p. 14–17.
118. Гринберг Б.А., Горностыров Ю.Н., Яковенкова Л.И. Термическое упрочнение упорядоченных сплавов типа L_1 . Препринт. Свердловск: УНЦ АН ССР, 1982, 82/2; 82/3.
119. Greenberg B.A., Yakovenko L.I. (Гринберг Б.А., Яковенкова Л.И.) — Phys. status solidi (a), 1973, v. 18, № 2, p. K129–K133; 1973, v. 20, № 1, p. K53–K56.
120. Гринберг Б.А., Яковенкова Л.И. — ФММ, 1973, т. 36, № 6, с. 1166–1176.

121. Greengerg B.A., Yakovenkova L.I., Gornostirev Yu.N. (Гринберг Б.А., Яковенко Л.И., Горностырев Ю.Н.). — Phys. status solidi (a), 1975, v. 29, № 2, p. К133—К135.
122. Гринберг Б.А., Горностырев Ю.Н., Яковенкова Л.И. — ФММ, 1975, т. 39, № 5, с. 960—971.
123. Гринберг Б.А., Яковенкова Л.И. — В кн.: Динамика дислокаций. Киев: Наукова думка, 1975, с. 92—97.
124. Фридель Ж. Дислокации: Пер. с англ. М.: Мир, 1967. 643 с.
125. Блесс Г.А. Лекции по вариационному исчислению: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1972. 312 с.
126. Err S.S., Pope D.P., Paidar V. — Acta metallurgica, 1982, v. 30, № 5, p. 921—926.
127. Sharma V., Wright R.N. — Met. Trans., 1980, v. 11A, № 7, p. 1231—1232.
128. Greenberg B.A., Ivanov M.A., Gornostirev Yu.N. a.o. (Гринберг Б.А., Иванов М.А., Горностырев Ю.Н. и др.). — Phys. status solidi (a), 1976, v. 38, № 2, p. 653—662.
129. Greenberg B.A., Ivanov M.A. (Гринберг Б.А., Иванов М.А.). — Phys. status solidi (a), 1978, v. 45, № 1, p. 403—410.
130. Greenberg B.A., Ivanov M.A., Gornostirev Yu.N. (Гринберг Б.А., Иванов М.А., Горностырев Ю.Н. и др.). — Phys. status solidi (a), 1978, v. 47, № 2, p. 731—741; v. 49, № 2, p. 517—528.
131. Гринберг Б.А. — ФММ, 1982, вып. 53, № 5, с. 1011—1020.
132. Гринберг Б.А. — В кн.: Фазовые превращения и структура металлов и сплавов. Свердловск: УНЦ АН СССР, 1982, с. 55—62.
133. Gornostirev Yu.N., Greenberg B.A., Ivanov M.A. (Горностырев Ю.Н., Гринберг Б.А., Иванов М.А.). — Phys. status. solidi (a), 1981, v. 66, № 1, p. 293—302; № 2, p. 439—444.
134. Бернер Р., Кронмюллер Г Пластическая деформация монокристаллов: Пер. с нем. М.: Мир, 1969. 272 с.
135. Иоффе А.Ф. Избранные труды. Ч. I Л.: Наука, 1974. 326 с.
136. Юдин А.А. — ФММ, 1970, т. 30, № 5, с. 1067—1070.
137. Гринберг Б.А., Горностырев Ю.Н., Яковенкова Л.П. — В кн.: Деформационное упрочнение сталей и сплавов. Барнаул: Изд-во АГУ, 1981, с. 44—53.
138. Rosinger H.E. — J. Nucl. Mater., 1980, v. 95, № 1, p. 171—180.
139. Suzuki T., Oya Y. — J. Mater. Sci., 1981, v. 16, № 10, p. 2737—2744.
140. Yodogawa M., Wee D.M., Oya Y., Suzuki T. — Scr. Met., 1980, v. 14, № 8, p. 849—854.
141. Гринберг Б.А., Иванов М.А. — В кн.: Упорядочение атомов и свойства сплавов. Киев: Наукова думка, 1979, с. 58—67.
142. Izumi O. — Bulletin Jap. Inst. Metals, 1981, v. 20, № 6, p. 472—476.
143. Regnier P., Dupouy J.M. — Phys. states solidi, 1970, v. 39, № 1, p. 79—93.
144. Escaravage C., Bach P., Clémentier G. — In: International Conference on the Strength of Metals and Alloys, Ohio: Pergamon Press, 1970, p. 299—303.
145. Noble F.W., Kirby J.H. — In: Ordered Alloys. Proc. 3-rd Bolton Landing Conference. N.Y. Batton Ruge, 1969, p. 321—330.
146. Fairhurst W., Noble F.W. — J. Mater. Sci., 1972, v. 7, № 3, p. 334—338.
147. Umakoshi Y., Yamaguchi M., Namba Y., Mirakami K. — Acta metallurgica, 1976, v. 24, № 1, p. 89—93.
148. Umakoshi Y., Yamaguchi M. — Scr. Met., 1977, v. 11, № 3, p. 211—214.
149. Yamaguchi M., Umakoshi Y. — Phys. status solidi (a), 1977, v. 43, № 2, p. 667—674.
150. Yamaguchi M., Umakoshi Y. — Acta metallurgica, 1976, v. 24, № 11, p. 1061—1067.
151. Hanada S., Mori M., Uzumi O. — Trans. Jap. Inst. Metals, 1975, v. 16, № 8, p. 453—461.
152. Hanada S., Izumi O. — Phys. status solidi (a), 1977, v. 40, № 2, p. 589—598.
153. Hanada S., Mori Y., Izumi O. — Scr. Met., 1980, v. 14, № 12, p. 1315—1318.
154. Yamagata T., Yashida H., Fukuzawa Y. — Trans. Jap. Inst. Metals, 1976, v. 17, № 7, p. 393—402.
155. Takeuchi S. — Phil. Mag. (A), 1980, v. 41, № 4, p. 541—553.
156. Takeuchi S. — Phil. Mag. (A), 1979, v. 39, № 5, p. 661—671.

157. Хансен М., Андерко К. Структура двойных сплавов: Справочник: Пер. с англ. /Под ред. Новикова И.И. и Рогельберга И.Л. Т. 1, 2. М.: Металлургиздат, 1962. 1330 с.
158. Ройтбурд А.Л. — ФТТ. 1968, т. 10, № 12, с. 3619—3627.
159. Хачатуян А.Г., Шаталов Г.А. — ЖЭТФ, 1969, т. 56, № 3, с. 1037—1045.
160. Syutkina V.I., Yakovleva E.S. — Phys. status solidi, 1967, v. 21, № 2, p. 465—480.
161. Сюткин П.Н., Сюткина В.И., Шашков О.Д. и др. — ФММ, 1968, т. 26, № 3, с. 549—559.
162. Сюткин П.Н., Сюткина В.И., Яковлева Э.С. — ФММ, 1969, т. 27, № 5, с. 904—909.
163. Сюткин П.Н., Сюткина В.И., Шашков О.Д. и др. — ФММ, 1969, т. 27, № 6, с. 1054—1059.
164. Syutkin P.N., Syutkina V.I., Shashkov O.D. a.o. (Сюткин П.Н., Сюткина В.И., Шашков О.Д. и др.). — In: Ordered Alloys. Proc. 3-ed Bolton Landing Conference. N.Y.: Balton Ruje, 1969, p. 227—239.
165. Адриановский Б.П., Сюткина В.И., Шашков О.Д., Яковлева Э.С. — ФММ, 1971, т. 32, № 1, с. 219—223.
166. Яковлева Э.С., Сюткина В.И., Шашков О.Д. — В кн.: Фазовые превращения в металлах и сплавах: Труды /ИФМ УНЦ АН СССР. Свердловск: Кн. изд-во, 1975, вып. 29, с. 57—74.
167. Буйнов Н.Н. — ЖЭТФ, 1947, т. 17, № 1, с. 41—46.
168. Куранов А.А., Саханская И.Н., Сюткина В.И. и др. — В кн.: Сплавы благородных металлов. М.: Наука, 1977, с. 219—221.
169. Саханская И.Н., Тетель Е.И., Тимофеев Н.И. и др. — ФММ, 1980, т. 49, № 2, с. 363—371.
170. Сюткин П.Н., Сюткина В.И., Яковлева Э.С. — ФММ, 1970, т. 29, № 5, с. 1069—1073.
171. Адриановский Б.П., Сюткина В.И., Шашков О.Д., Яковлева Э.С. — ФММ, 1971, т. 31, № 2, с. 392—400.
172. Абдулов Р.З., Сюткина В.И., Шашков О.Д. — ФММ, 1978, т. 45, № 1, с. 118—124.
173. Сюткина В.И., Ясырева Л.П., Абдулов Р.З. — ФММ, 1978, т. 46, № 1, с. 182—186; 1982, т. 53, № 22, с. 385—393.
174. Келли А. Высокопрочные материалы: Пер. с англ. М.: Мир, 1976. 259 с.
175. Тетельман А.С., Эвлии Дж.М. — В кн.: Разрушение: Пер. с англ. М.: Металлургия, 1976, т. 6, с. 144—182.
176. Röhl H. — Ann. Phys., 1933, Bd 18, № 5, S. 155—168.
177. Гринберг Б.А., Сюткина В.И., Яковлева Э.С. — ФТТ, 1968, т. 10, № 5, с. 1330—1339.
178. Гринберг Б.А., Сюткина В.И., Яковлева Э.С. — В кн.: Некоторые вопросы магнетизма и прочности твердых тел. Свердловск: ИФМ АН СССР, 1968, с. 295—311.
179. Гринберг Б.А., Сюткина В.И., Яковлева Э.С. — В кн.: Динамика дислокаций. Харьков: ФТИНТ АН УССР, 1968, с. 564—571.
180. Гринберг Б.А., Яковенкова Л.И. — ФММ, 1972, т. 33, № 5, с. 1086—1089.
181. Гринберг Б.А., Яковенкова Л.И. — В кн.: Доклады IV Всесоюзного совещания по упорядочению атомов и его влиянию на свойства сплавов, ч. II, Томск: Томский ун-т, 1974, с. 13—20.
182. Гринберг Б.А., Сюткина В.И., Яковенкова Л.И. — ФММ, 1976, т. 42, № 1, с. 170—189.
183. Гринберг Б.А., Земцова Н.Д., Сюткина В.И. — Физ. мет. и металловедение, 1985, т. 59, № 4, с. 847—850.
184. Горностырев Ю.Н., Гринберг Б.А. — ФММ, 1982, т. 53, № 5, с. 999—1011.
185. Greenberg B.A., Gornostirev Yu.N. (Гринберг Б.А., Горностырев Ю.Н.) — Scr. Met., 1982, v. 16, № 1, p. 15—22.
186. Смитиз К.Дж. — В кн.: Металлы: Пер. с англ. М.: Металлургия, 1980, с. 51—135.
187. Панин В.Е., Дударев Е.Ф., Бушнев Л.С. — В кн.: Структура и механические свойства твердых растворов замещения. М.: Металлургия, 1971, с. 87—115.
188. Столоффф Н.С., Дэвис Р.Г. Механические свойства упорядочивающихся сплавов: Пер. с англ. М.: Металлургия, 1969. 113 с.

189. Шашков О.Д., Буйнова Л.Н., Сюткина В.И. и др. — ФММ, 1969, т. 28, № 6, с. 1029—1035.
190. Leuser J., Wagner E. — Z. Metallk., 1953, Bd 44, № 7, S. 282—286.
191. Суховаров В.Ф. — Изв. вузов. Физика, 1976, № 8, с. 104—117.
192. Hornborgen E. — Met. Trans., 1972, v. 3, № 11, p. 2717—2727.
193. Шашков О.Д., Сюткина В.И., Руденко В.К. — ФММ, 1974, т. 37, вып. 4, с. 782—789.
194. Утевский Л.М. Дифракционная электронная микроскопия в металловедении. М.: Металлургия. 1973. 387 с.
195. Келли А., Николсон Р. Дисперсионное твердение: Пер. с англ. М.: Металлургия, 1966. 300 с.
196. Шашков О.Д., Сюткина В.И., Суханов В.Д. — ФММ, 1975, т. 39, № 6, с. 1275—1283.
197. Лариков Л.Н., Шматко О.А. Ячеистый распад пересыщенных твердых растворов. Киев: Наукова думка, 1976. 222 с.
198. Сато Х. — В кн.: Монокристаллические пленки: Пер. с англ. М.: Мир, 1966, с. 371—390.
199. Суховаров В.Ф. — Изв. вузов. Физика, 1976, № 8, с. 103—117.
200. Телегин А.Б., Сюткин Н.Н., Шашков О.Д. — ФММ, 1981, т. 52, № 3, с. 627—633.
201. Телегин А.Б., Сюткин Н.Н., Сюткина В.И., Шашков О.Д. — В кн.: Упорядочение атомов и свойства сплавов. Киев: Наукова думка, 1979, с. 264—266.
202. Яковлева Э.С., Сюткина В.И., Шашков О.Д. — В кн.: Структура и механические свойства металлов и сплавов: Труды /ИФМ УНЦ АН СССР 1975, вып. 30, с. 55—76.
203. Руденко В.К., Шашков О.Д., Сюткина В.И. — В кн.: Сплавы благородных металлов. М.: Наука, 1977, с. 159—160.
204. А.с. 464662 (СССР) /Сюткина В.И., Шашков О.Д., Руденко В.К. Опубл. в Б.И., 1975, № 11, с. 80.
205. Tachiki M., Mackawa S. — J. Phys. Soc. Jap., 1970, v. 28, № 2, p. 375—379.
206. Moss S.C. — Phys. Rev. Letters, 1969, v. 22, № 21, p. 1108—1111.
207. Шашков О.Д., Сюткина В.И., Суханов В.Д. — ФММ, 1976, т. 41, № 6, с. 1280—1289.
208. Суханов В.Д., Шашков О.Д., Сюткина В.И. — ФММ, 1980, т. 49, № 6, с. 1267—1273.
209. Дриц М.Е., Бочвар Н.Р., Гузей Я.С. и др. — В кн.: Двойные и многокомпонентные системы на основе меди. М.: Наука, 1979, с. 121—124.
210. Савицкий Е.М., Полякова В.П., Тылкина М.А. — В кн.: Сплавы палладия. М.: Наука, 1967, с. 140—142.
211. Разуваева Б.Д., Гутов Л.А., Сюткина В.И., Шашков О.Д. — ФММ, 1974, т. 44, № 2, с. 387—394; 1976, т. 42, № 1, с. 132—139.
212. Руденко В.К., Кислицына И.Е. — Металлофизика, 1983, т. 5, № 1, с. 46—52.

**Белла Александровна Гринберг
Валентина Ивановна Сюткина**

НОВЫЕ МЕТОДЫ УПРОЧНЕНИЯ УПОРЯДОЧЕННЫХ СПЛАВОВ

Редактор издательства Е.Н.У т к и н а

Художественный редактор А.А.Я кубенко

Технические редакторы М.К. П е т р о в а, Г.Н. К а л и п и н а

Корректор В.С. Колганова

Обложка художника Б.Г. Д у д а р е в а

ИБ № 2470

Подписано в печать 11.07.85

T-16118

Формат бумаги 60X901/16

Бумага офсетная № 2

Печать офсетная Усл.печ.л. 11,0 Усл.кр.-отт. 11,25 Уч.-изд. л. 13,14

Тираж 1440 экз. Заказ 21 87 Цена 2 р.

Изд. № 0797

Набрано в издательстве "Металлургия"
на НТП оператором Г.Н. П е т р о в о й

Ордена Трудового Красного Знамени
издательство "Металлургия", 119857, ГСП, Москва, Г-34,
2-й Обыденский пер., д. 14

Московская типография № 9 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли
109033 г. Москва, Волочаевская ул., д. 40