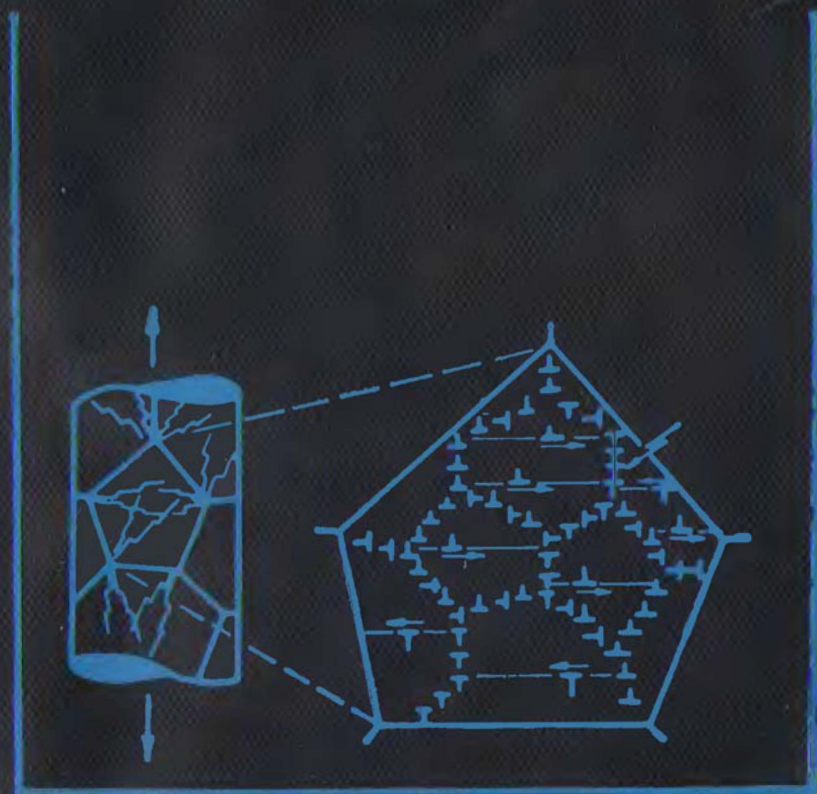


Г. ДЖ. ФРОСТ, М.Ф. ЭШБИ

КАРТЫ МЕХАНИЗМОВ ДЕФОРМАЦИИ



DEFORMATION- MECHANISM MAPS

The Plasticity and Creep of Metals and Ceramics

By

H. J. FROST

Dartmouth College, New Hampshire, USA

and

M. F. ASHBY

Cambridge University, UK



PERGAMON PRESS

OXFORD NEW YORK TORONTO SYDNEY PARIS FRANKFURT

Г. ДЖ. ФРОСТ, М.Ф. ЭШБИ

**КАРТЫ
МЕХАНИЗМОВ
ДЕФОРМАЦИИ**

Перевод с английского
канд. техн. наук
Л. М. БЕРНШТЕЙНА



ЧЕЛЯБИНСК «МЕТАЛЛУРГИЯ»
ЧЕЛЯБИНСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ, 1989

УДК 620.186.4

Рецензент: докт. техн. наук, проф. *С. Б. Масленков*

Научный редактор: докт. техн. наук, проф. *М. Л. Бернштейн*

УДК 620.186.4

Карты механизмов деформации Фрост Г. Дж., Эшби М. Ф., Пер. с англ. Берштейна Л.М., Челябинск: Металлургия, Челябинское отделение, 1989. 328 с.

Рассмотрены механизмы деформации металлов с гране-объемно центрированной, гексагональной плотноупакованной решетками, жаропрочных сплавов, карбидов переходных металлов, оксидов, галлондов, оливинов и шпинели. Приведены соответствующие диаграммы, даны рекомендации по их построению и модификации с учетом высоких скоростей деформации и давлений, классификация материалов и их изомеханических групп. Проанализировано влияние скорости нагружения, указана практическая полезность диаграмм.

Для научных и инженерно-технических работников — материаловедов. Ил. 156. Табл. 27. Библиогр. список 777 назв.

ISBN 5-229-00078-3 (рус.)

ISBN 0-08-029338-7 (англ.)

2605000000—023
Ф ————— 73—88
040(01)—89

© 1982 H. J. Frost and M. F. Ashby

© Перевод на русский язык, «Металлургия», 1989.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие к русскому изданию	7
Предисловие	8
Глава 1. Механизмы деформации и построение карт механизмов деформации	13
1. Связь механизмов деформации с протекающими на атомарном уровне процессами	13
2. Скоростные зависимости	15
3. Карты механизмов деформации	19
Глава 2. Скоростные зависимости	23
1. Разрушение при нагружении в упругой области	24
2. Низкотемпературная пластичность. Дислокационное скольжение	24
3. Механическое двойникование	33
4. Высокотемпературная пластичность. Степенной закон ползучести	33
5. Контролируемое диффузией течение	43
Глава 3. Построение карт механизмов деформации	45
1. Метод построения	45
2. Суперпозиция скоростных зависимостей	48
3. Обработка данных	49
Глава 4. Металлы с г. п. к. решеткой: Ni, Cu, Ag, Al, Pb и γ-Fe	51
1. Общие закономерности механического поведения металлов с г. ц. к. решеткой	51
2. Обзор данных для металлов с г. ц. к. решеткой	57
Глава 5. Переходные металлы с о. ц. к. решеткой: W, V, Cr, Nb, Mo, Ta, Fe₃C	69
1. Общие закономерности механического поведения металлов с о. ц. к. решеткой	73
2. Обзор данных для металлов с о. ц. к. решеткой	75
Глава 6. Металлы с г. п. у. решеткой: Zn, Cd, Mg и Ti	91
1. Общие закономерности механического поведения металлов с г. п. у. решеткой	91
2. Обзор данных для металлов с г. п. у. решеткой	95
Глава 7. Сплавы на основе никеля: нихромы, Т—D-никели и нимоники	107
1. Общие закономерности деформации сплавов на никелевой основе	107
2. Обзор данных для сплавов на никелевой основе	117
Глава 8. Чистое железо и стали	120
1. Общие закономерности механического поведения железа и сталей	121
2. Обзор данных для чистого железа и сталей	132
Глава 9. Элементы с ковалентным типом связи: Si и Ge	139
1. Общие закономерности механического поведения элементов с кубической структурой типа алмаза	140
2. Кремний и германий	144
Глава 10. Галонидные соединения щелочных металлов: NaCl и LiF	146
1. Общие закономерности деформации галонидных соединений щелочных металлов	147
2. Хлорид натрия	151
3. Фторид лития	153
Глава 11. Карбиды переходных металлов: ZrC и TiC	154
1. Общие закономерности механического поведения карбидов переходных металлов	154
2. Обзор данных для карбидов переходных металлов	157

Глава 12. Оксиды со структурой каменной соли: MgO, CoO и FeO	160
1. Общие закономерности деформации оксидов со структурой каменной соли	162
2. Оксид магния	167
3. Оксид $Co_{1-x}O$	171
4. Оксид $Fe_{1-x}O$	173
Глава 13. Оксиды со структурой флюорита (плавикового шпата): UO_2 и ThO_2	174
1. Общие закономерности деформации оксидов со структурой флюорита	176
2. Оксиды UO_2 и ThO_2	178
Глава 14. Оксиды со структурой α-оксида алюминия: Al_2O_3, Cr_2O_3 и Fe_2O_3	182
1. Общие закономерности механического поведения оксидов со структурой α -оксида алюминия	188
2. Оксид Al_2O_3	190
3. Оксид Cr_2O_3	193
4. Оксид Fe_2O_3	193
Глава 15. Оливины и шпинели: Mg_2SiO_4 и $MgAl_2O_4$	195
1. Общие закономерности деформации оливинов и шпинелей	201
2. Форстерит Mg_2SiO_4	201
3. Шпинель $MgAl_2O_4$	203
Глава 16. Лед H_2O	204
1. Общие закономерности процесса деформации льда	209
2. Данные для льда	212
Глава 17. Дополнительные уточнения: механическое поведение на неуставившейся стадии; очень высокие и очень низкие скорости деформации; высокие давления	214
1. Механическое поведение и карты механизмов деформации для неуставившейся стадии	214
2. Высокие скорости деформации	219
3. Очень низкие напряжения	228
4. Влияние давления на пластическое течение	236
Глава 18. Законы подобия и изомеханические группы	243
1. Нормирование данных по механическим свойствам	243
2. Эмпирический способ нормирования данных	247
3. Нормирование уравнений состояния	250
4. Изомеханические группы	255
5. Заключение	256
Глава 19. Использование карт механизмов деформации	257
1. Области использования карт механизмов деформации	257
2. Анализ ползучести свинцовых водопроводных труб	261
3. Анализ ползучести нержавеющей стали типа 316, используемой в качестве материала узлов в реакторе на быстрых нейтронах	265
4. Анализ ползучести лопатки турбины из жаропрочного сплава	272
5. Анализ ползучести вольфрамовой нити накаливания лампы	276
6. Анализ обработки металлов давлением и резанием	281
7. Анализ ползучести в ледниковой шапке Южного полюса Земли	288
8. Реология верхней мантии Земли	291
Библиографический список	297
Предметный указатель	323

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

По мере развития техники возрастает интерес к анализу механического поведения материалов в широком диапазоне температур. Особенную важность приобретают вопросы жаропрочности металлов и сплавов в связи с их использованием в реактивных и/или ракетных системах.

Во многих лабораториях мира ведутся экспериментальные исследования, а на предприятиях внедренческие работы, направленные на создание надежно работающих при высоких температурах металлических материалов. Работы эти носят разрозненный характер, они не являются частями общей концепции, на основе которой могут быть выработаны принципы механического поведения кристаллических тел в широком температурном интервале. Именно основополагающая общность — кристаллическое строение — выбрано авторами для разработки карт механизмов деформации. Анализ этих карт приводит к созданию упомянутой общей концепции, позволяющей не только фиксировать, но и прогнозировать механическое поведение материалов при разных температурах. Указанной аналитической направленностью и интересна предлагаемая советскому читателю книга Фроста и Эшби «Карты механизмов деформации». Можно без преувеличения сказать, что вследствие этой ее направленности она является уникальной, позволяющей непринужденно объяснить и сдвиги в ледовой шапке земной коры, и жаропрочность никелевых и/или композиционных сплавов.

Не все излагаемые в книге Фроста и Эшби концепции, по нашему мнению, бесспорны, однако полезность ее для нашего читателя несомненна. Она воссоздает общую картину смены видов деформации при изменении температуры, напряжения, скорости деформирования и величины зерна. Пользуясь этой книгой, можно найти и ряд конкретных сведений о механизме пластического деформирования конкретного сплава в разных условиях службы.

Профессор М. Л. Берштейн

ПРЕДИСЛОВИЕ

Последние три десятилетия ознаменованы значительным увеличением информации о пластической деформации твердых тел. Физические подходы к пониманию пластичности и ползучести также претерпели изменение в результате изучения лежащих в их основе процессов на атомарном уровне. Все это стимулировало применение положений, заимствованных из таких ранее сформировавшихся дисциплин, как механика твердого тела, термодинамика и кинетика, для моделирования процесса пластичности на современном уровне, и привело к созданию механики материалов, на основе которой строятся все адекватные представления о механическом поведении твердых тел.

Полезными представляются попытки обобщить и классифицировать как можно большее количество надежных экспериментальных данных на базе существующих теоретических представлений. Нами предпринята попытка рассмотреть известные механизмы пластичности материалов и представить хотя бы приблизительное математическое описание этих механизмов. В книге сделана попытка связать эти данные. Экспериментальные и расчетные значения с целью представления в компактной и доступной форме сведены в карты механизмов деформации. Такой метод позволяет выявить как аналогии, так и различия между группами материалов, классифицировать материалы по их механическому поведению.

При написании книги мы основывались на работах, проведенных на факультете прикладных наук Гарвардского университета и в технических лабораториях Кембриджского университета. При создании книги полезными оказались беседы со многими исследователями; особую благодарность авторы выражают проф. А. С. Аргону, д-ру Л. М. Брауну, проф. Б. Чалмерсу, д-ру Р. Дж. Филдсу, д-ру У. Ф. Коксу и проф. Д. Тарнбалу.

Используемые обозначения:

Обозначение	Наименование	Уравнение
A, A_1, A_2	Постоянные, входящие в степенной закон ползучести	(2.18, 2.19)
A_{HD}	Постоянная, входящая в Харпера—Дорна закон ползучести	(2.23)
a_c	Площадь размытой области вокруг ядра дислокации, m^2	(2.20)
α	Безразмерная идеальная прочность	(2.1)
α'	Постоянная, входящая в выражение, описывающее нарушение степенного закона, MH/m^2	(2.26)
B	Коэффициент торможения, Hc/m^2	(2.13)
b	Величина вектора Бюргерса, m	(2.2)
b_b	Вектор Бюргерса граничных дислокаций, m	(17.25)
β	Постоянная для случая низкотемпературной пластичности	(2.5)
β'	Постоянная для выражения, описывающего нарушение степенного закона	(2.25)
C_p	Удельная теплоемкость при постоянном давлении, $Дж/(м \cdot K)$	(17.19)
C	Постоянная для скольжения в условиях торможения	—
C_{11}, C_{12}, C_{44} и т. д.	Модули для монокристалла, MH/m^2	—
D_b	Коэффициент зернограничной диффузии, m^2/c , равный $D_{ob} \exp[-Q_b/(RT)]$	(2.30)
D_c	Коэффициент диффузии по дислокационным трубкам, m^2/c , равный $D_{oc} \exp[-Q_c/(RT)]$	(2.20)
D_v	Коэффициент объемной диффузии, m^2/c , равный $D_{ov} \exp[-Q_v/(RT)]$	(2.17)
D_{eff}	Эффективный коэффициент диффузии для степенного закона ползучести или контролируемого вакансиями течения, m^2/c	(2.20, 2.30)
D_A, D_B	Коэффициенты диффузии радиоактивных индикаторов (меченых атомов) для компонентов A и B , m^2/c	(2.27, 2.28)
D	Коэффициент химической взаимной диффузии, m^2/c	(2.28)
d	Величина зерна, m	(2.29, 2.30)
δ	Диффузионная толщина границы зерна, m	(2.30)
EEL	Упругая энергия дислокации, $Дж/м$	—
ϵ	Нормальная (растяжение или сжатие) деформация	(17.7)
ϵ^T	Деформация, соответствующая переходу от одного механизма к другому (граничная)	(17.9)
$\dot{\epsilon}$	Скорость деформации, c^{-1}	(1.5)
$\dot{\epsilon}_1, \dot{\epsilon}_2, \dot{\epsilon}_3$	Главные компоненты скорости деформации, c^{-1}	(1.3)
$\dot{\epsilon}_{ij}$	Тензор скорости деформации, c^{-1}	(1.4)
$F, \Delta F$	Свободная энергия Гельмгольца и ее изменение, $Дж/моль$	(2.6, 2.7, 2.10)

Обозначение	Наименование	Уравнение
ΔF_n	Свободная энергия зарождения двойника, Дж/моль	(2.15)
F	Сила, приходящаяся на единицу длины дислокации, Н/м	(2.4)
f_v, f_c	Доля местоположений атомов, связанных с диффузией объемной и по дислокационным трубкам соответственно	(2.20)
$G, \Delta G$	Свободная энергия Гиббса и ее изменение, Дж/моль	(2.5, 2.6, 2.10)
Γ	Зернограничная энергия, Дж/м ²	—
γ	Сдвиговая деформация	(1.3)
γ_1	Сдвиговая деформация, соответствующая переходу от одного механизма к другому (границная)	(17.10)
$\dot{\gamma}$	Скорость сдвиговой деформации, с ⁻¹	(1.3, 1.4, 1.5)
$\dot{\gamma}_1, \dots, \dot{\gamma}_8$	Скорости сдвиговой деформации для конкретных механизмов, с ⁻¹	(2.1, 2.9, 2.12, 2.21, 2.23, 2.26, 2.29)
$\dot{\gamma}_{pl}$	Скорость сдвиговой деформации, связанной с действием механизма низкотемпературной пластической деформации, с ⁻¹	(3.1)
$\gamma(\dot{\gamma})$	Зависимость сдвиговой деформации от скорости	—
γ_A	Коэффициент активности компонента A	(2.28)
$\dot{\gamma}_{lim}$	Верхняя предельная скорость деформации (10 ⁶ с ⁻¹)	(17.15)
$\dot{\gamma}_v, \dot{\gamma}_r$	Предэкспоненциальные постоянные, с ⁻¹	(2.9, 2.12)
$\dot{\gamma}_{FD}$	Скорость сдвиговой деформации, контролируемая фононным торможением, с ⁻¹	(2.14)
$\dot{\gamma}_t$	Скорость сдвиговой деформации, контролируемая двойникованием, с ⁻¹	(2.15)
$K(K_0)$	Объемный модуль упругости (при 300 К и атмосферном давлении), МН/м ²	(17.38, 17.41)
K	Постоянная деформационного упрочнения при растяжении, МН/м ²	(17.6)'
K_s	Постоянная деформационного упрочнения при сдвиге, МН/м ²	(17.6)
k	Постоянная Больцмана (1,381·10 ⁻²³ Дж/К)	—
κ	Коэффициент теплопроводности, Дж/(с·м·К)	—
l	Расстояние между препятствиями, м	—
M	Дислокационная подвижность, м ² /(Нс)	(2.4)
m	Показатель деформационного упрочнения	(17.6)
$\mu(\mu_0)$	Модуль сдвига (при 300 К и атмосферном давлении), МН/м ²	(2.1, 2.3)
n, n'	Показатель ползучести	(2.19, 2.26)
ν	Дебаевская частота, 10 ¹² с ⁻¹	(2.5)
ρ_i	Свойства материала	(1.6)

Обозначение	Наименование	Уравнение
p	Гидростатическое давление, МН/м ²	(17.38)
p	Безразмерный показатель степени	(2.7)
p_0	Атмосферное давление, 0,1 МН/м ²	(17.38)
Q_a, Q_b, Q_c	Энергии активации для диффузии объемной, зернограничной и по дислокационным трубкам соответственно, кДж/моль	(2.17, 2.20, 2.30)
Q_{cr}	Энергия активации ползучести в случае, когда она отличается от Q_a , Q_b или Q_c , кДж/моль	(2.24)
q	Безразмерный показатель степени	(2.7)
q	Скорость выделения тепловой энергии, Дж/(м ³ ·с)	(17.16)
R	Газовая постоянная, 8,314 Дж/(моль·К)	—
ϱ	Плотность дислокаций, м ⁻²	—
ϱ_0	Плотность зернограничных дислокаций, м ⁻¹	(17.32)
ϱ_m	Плотность подвижных дислокаций, м ⁻²	(2.3)
$S_i (S^{\circ}_i)$	Параметр состояния (имеет постоянную начальную величину)	(1.6, 1.10)
S_{ij}	Девиаторная часть тензора напряжений (МН/м ²)	(1.2)
σ_n	Нормальное напряжение, МН/м ²	(2.17)
$\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$	Главные напряжения, МН/м ²	(1.1)
σ_{ij}	Тензор напряжений, МН/м ²	(1.2)
σ	Сдвиговое напряжение, МН/м ²	(1.1, 1.5)
σ_{cr}	Предел текучести при растяжении, МН/м ²	—
T	Температура, К	(1.6, 1.12)
T_M	Температура плавления, К	(17.21)
T_{∞}	Температура окружающей среды, К	(17.22)
t	Время, с	—
τ	Сопротивление пластическому течению (при сдвиге), оказываемое препятствием, перерезаемым при ОК, МН/м ²	(2.6, 2.7)
τ_p	Напряжение Пайерлса (сопротивление, оказываемое решеткой движущимися дислокациями) при ОК, МН/м ²	(2.10, 2.12)
$\hat{\tau}$	Напряжение двойникования при ОК, МН/м ²	(2.15)
τ_{cr}	Пороговое напряжение для ползучести, МН/м ²	(17.37)
$\varphi_i, \Delta \varphi$	Химический потенциал и его изменение, Дж/атом	—
$\Phi, \Delta \Phi$	Потенциальный барьер, связанный с поверхностью раздела, и его изменение, Дж/атом	(17.24)
V	Активационный объем, м ³	(17.50)
$\bar{v}$	Средняя скорость движения дислокаций, м/с	(2.3)
$\bar{v}_d$	Средняя скорость переползания, м/с	(2.17)
x_A, x_B	Атомные доли A и B	(2.27, 2.28)
ω	Атомный, ионный или молекулярный объем, м ³	(2.17, 2.29)

Обозначения на картах механизмов деформации:

- I* — идеальная прочность при сдвиге;
- II* — пластическая деформация;
- III* — степенной закон ползучести;
- III a* — низкотемпературная ползучесть по степенному закону;
- III б* — высокотемпературная ползучесть по степенному закону;
- IV* — динамическая рекристаллизация;
- V* — контролируемое диффузией течение;
- V a* — приграничная диффузия;
- V б* — объемная диффузия;
- V в* — диффузия по дислокационным трубкам;
- VI* — подобласть, отражающая скольжение по призматическим полостям в г. п. у. металлах.

**МЕХАНИЗМЫ ДЕФОРМАЦИИ И ПОСТРОЕНИЕ КАРТ
МЕХАНИЗМОВ ДЕФОРМАЦИИ**

Пластическая деформация кристаллических твердых тел характеризуется рядом альтернативных, часто конкурирующих, механизмов. В настоящей книге описаны механизмы деформации и методы построения карт механизмов деформации, позволяющих определить ту область напряжений, температур и скоростей деформации (то поле на карте механизмов деформации), в пределах которого преимущественно реализуется тот или иной механизм деформации. В книге содержатся карты механизмов деформации для более чем сорока чистых металлов, сплавов и керамик. Они построены на основе экспериментальных данных и связаны с уравнениями, описывающими скорость деформации в приближении той или иной модели механизма деформации. Во всех случаях мы принимали, что разрушение не происходит (для чего в случае необходимости прикладывали достаточно большое гидростатическое давление).

В первой части книги (гл. 1—3) описаны механизмы деформации и методы построения карт механизмов деформации. Во второй части (гл. 4—16) с подробной ссылкой на источники представлены карты механизмов деформации чистых металлов, сталей и сплавов на основе цветных металлов, элементов с ковалентной связью, галогидных соединений щелочных металлов и большого числа оксидов. В последнем разделе (гл. 17—19) описаны результаты сравнительно недавних исследований (переход от одного механизма деформации к другому, влияние давления, поведение при очень низких и очень высоких скоростях деформации) и рассмотрены проблемы, связанные с установлением справедливости того или иного закона. Приведены примеры, иллюстрирующие пользование картами механизмов деформации в ряде простых случаев.

Приведенные в настоящей книге карты механизмов деформации, к сожалению, не могут представить всей полноты картины. Однако деление материалов на изомеханические группы (гл. 18) позволяет выработать подход к получению необходимой информации. В заключение отметим, что метод построения карт механизмов деформации (гл. 3) в настоящее время общепризнан, и читатели могут использовать его при построении карт механизмов деформации, интересующих их новых материалов.

**1. Связь механизмов деформации
с протекающими на атомарном уровне процессами**

Пластическое течение является кинетическим процессом. Хотя часто удобно рассматривать поликристаллическое твердое тело, как имеющее четко определяемый предел текучести, ниже которого пластическое течение не происходит, а выше — происходит достаточно интенсивно, на самом деле это, вероятно, справедливо лишь при $T=0$. В общем случае прочность твердого

тела зависит от деформации, скорости деформации и температуры. Она определяется кинетикой процессов на атомарном уровне: скольжения отдельных дислокаций, скольжения группировок дислокаций, переползания дислокаций и сопутствующего (при высоких температурах) движения отдельных атомов, относительного смещения и изменения формы зерен в результате приграничного скольжения (включающего движение дефектов в границах и в приграничных объемах), механического двойникования (за счет движения двойникующих дислокаций) и т. д. Все перечисленные процессы, протекающие на атомарном уровне, оказывают решающее влияние на пластическое течение.

Представляется удобным провести описание пластичности поликристаллического тела, с учетом указанных выше механизмов на атомарном уровне, при их разделении на следующие пять групп:

1. Разрушение при напряжении, соответствующем идеальной прочности. Пластическое течение начинается при превышении идеального напряжения сдвига.

2. Низкотемпературная пластическая деформация за счет скольжения дислокаций, контролируемая: а) решеточным сопротивлением (или напряжением Пайерлса); б) отдельными препятствиями; в) фоновым или другим типом торможения. На эту деформацию влияет адиабатический нагрев.

3. Низкотемпературная пластическая деформация за счет двойникования.

4. Пластическая деформация типа ползучести, протекающая в соответствии со степенным законом за счет дислокационного скольжения или скольжения и переползания. Эта деформация контролируется: а) процессами скольжения дислокаций; б) зависимым от объемной диффузии переползанием дислокаций (высокотемпературная ползучесть); в) зависимым от диффузии по дислокационным трубкам переползанием (низкотемпературная ползучесть); г) явлениями, связанными с нарушением степенного закона ползучести (переходом от переползания + скольжение только к скольжению); д) механизмом ползучести по Харперу—Дорну; е) механизмом ползучести, сопровождаемым динамической рекристаллизацией.

5. Пластическое течение — ползучесть — вакансионного типа, контролируемое либо объемной диффузией («ползучесть по Набарро—Херрингу»), либо зернограницной диффузией («ползучесть по Коблу»), либо взаимодействием на поверхности раздела. Во всех случаях следует учитывать переползание дислокаций, т. е. сохраняется основной механизм пластического течения.

Перечисленные механизмы могут действовать в сочетании, образуя сложные комбинации; в результате может реализовываться ряд других механизмов (таких, например, как сверхпластическое течение).

2. Скоростные зависимости

Пластическое течение твердого тела со 100%-ной плотностью обусловлено сдвиговым напряжением (или девиаторной частью поля напряжений) σ_s . Выражая σ_s через главные напряжения σ_1, σ_2 и σ_3 , получаем:

$$\sigma_s = \left\{ \frac{1}{6} [(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2] \right\}^{1/2}, \quad (1.1)$$

или, используя тензор напряжений σ_{ij} ,

$$\sigma_s = (S_{ij} S_{ij} / 2)^{1/2}, \quad (1.2)$$

$$\text{где } S_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij} \sigma_{kk} / 3.$$

Отметим, что очень большие гидростатические давления влияют на характер пластического течения через изменение свойств материала (см. гл. 17, п. 4), однако движущей силой пластического течения по-прежнему остается сдвиговое напряжение σ_s .

Это напряжение вызывает возникновение сил, действующих на существующие в твердом теле дефекты (вакансии, дислокации), заставляя двигаться последние. Дефекты (дислокации) являются носителями деформации подобно тому, как электрон или ион являются носителями заряда. Если электрический ток зависит от плотности и скорости носителей заряда, то скорость сдвиговой деформации, $\dot{\gamma}$, прямо связана с плотностью и скоростью перемещения носителей деформации. Скорость сдвиговой деформации можно выразить через главные компоненты скорости деформации $\dot{\epsilon}_1, \dot{\epsilon}_2$ и $\dot{\epsilon}_3$ следующим образом:

$$\dot{\gamma} = \left\{ \frac{2}{3} [(\dot{\epsilon}_1 - \dot{\epsilon}_2)^2 + (\dot{\epsilon}_2 - \dot{\epsilon}_3)^2 + (\dot{\epsilon}_3 - \dot{\epsilon}_1)^2] \right\}^{1/2}, \quad (1.3)$$

или, используя тензор скорости деформации $\dot{\epsilon}_{ij}$,

$$\dot{\gamma} = (2\dot{\epsilon}_{ij}\dot{\epsilon}_{ij})^{1/2}. \quad (1.4)$$

В простом случае растяжения σ_s и $\dot{\gamma}$ связаны с растягивающим напряжением σ_1 и скоростью деформации $\dot{\epsilon}_1$ выражениями:

$$\sigma_s = \sigma_1 / \sqrt{3}, \quad \dot{\gamma} = \sqrt{3} \dot{\epsilon}_1. \quad (1.5)$$

Макроскопическими переменными пластической деформации являются напряжение σ_s , температура T , скорость деформации $\dot{\gamma}$ и деформация γ , время t . Если напряжение и температура заданы заранее (независимые переменные), то соответствующие кривые для скорости деформации и деформации обычно имеют вид, аналогичный показанным на рис. 1, а. При низких температурах ($\sim 0,1 T_M$, где T_M — температура плавления) материал испытывает деформационное упрочнение, в результате чего прикладываемое напряжение может стать равным напряжению течения. При этом изменяется структура материала: плотность дислокаций (микроскопическая или изменяющаяся в зависимости от состояния)

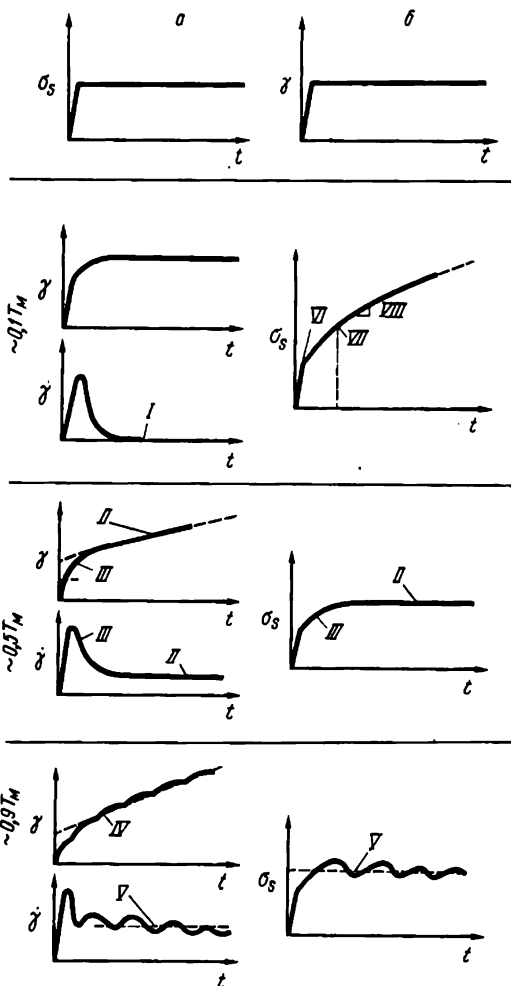


Рис. 1. Временные зависимости σ_s , T , $\dot{\gamma}$ и γ в разных материалах, когда заранее заданы σ_s и T (а) и $\dot{\gamma}$ и T (б), для низких ($0,1T_M$), высоких ($\sim 0,5T_M$) и очень высоких ($\sim 0,9T_M$) температур: I — деформационное упрочнение, уменьшается $\dot{\gamma}$ до нуля; II и III — установившаяся и не установившаяся стадии; IV — волнистость кривой, связанная с протеканием динамической рекристаллизации; V — квази-установившаяся стадия; VI — условный предел упругости; VII — мгновенное значение напряжения течения во время t ; VIII — деформационное упрочнение ($\sigma_s = \sigma_{s0} + K_s t^m$)

возрастает, препятствуя дальнейшему движению дислокаций, и скорость деформации падает до нуля, тогда как деформация асимптотически приближается к определенной величине. Если же заранее заданы T и $\dot{\gamma}$ (рис. 1, б), то с увеличением плотности дислокаций напряжение возрастает. Для данного параметра состояния S_i (плотность дислокаций и характер их распределения, размер

ячеек, размер зерна, размер выделений и расстояние между ними), прочность определяется T и $\dot{\gamma}$, или (альтернативно) скорость деформации определяется σ_s и T .

При более высоких температурах ($\sim 0,5 T_M$) поликристаллические твердые тела испытывают ползучесть (рис. 1, центральная часть). После неустановившейся стадии, в ходе которой изменяются параметры состояния, может достигаться установившаяся стадия, в течение которой твердое тело продолжает деформироваться без сколь-либо значительного изменения S_i . Механическое поведение зависит от напряжения, температуры и скорости деформации, причем между этими тремя макроскопическими переменными существует определенное соотношение.

При очень высоких температурах ($\sim 0,9 T_M$) параметры состояния твердого тела могут не стремиться к установившимся величинам, а изменяться в соответствии с колебательным законом (например, в результате динамической рекристаллизации; рис. 1, внизу). Часто эти колебания происходят около более или менее установившихся величин; тогда это состояние можно определить как квазистационарное, причем и в этом случае между напряжением, температурой и скоростью деформации существует определенная зависимость.

Очевидно, что в качестве независимого параметра можно рассматривать напряжение или скорость деформации. Во многих конкретных случаях эксплуатации деталей (например, баллонов высокого давления) нагрузки (а следовательно, и напряжения) задаются заранее; в других случаях (например, обработки металлов давлением) заранее задается скорость деформации. Для упрощения последующего обсуждения в качестве независимого параметра выберем скорость деформации $\dot{\gamma}$. Тогда каждый механизм деформации можно описать с помощью скоростной зависимости, связывающей $\dot{\gamma}$ с напряжением σ_s , температурой T и структурой материала в данный момент:

$$\dot{\gamma} = f(\sigma_s, T, S_i, P_j). \quad (1.6)$$

Как отмечалось, группы из i величин S_i составляют параметры состояния, которые соответствуют существующему в данный момент времени микроструктурному (включая тонкое строение) состоянию материала. Группа из j величин P_j отражает свойства (природу) материала: период решетки, атомный объем, энергию связи, модули, коэффициенты диффузии и т. д.; эти величины можно считать постоянными. Исключение составляют случаи, когда сравниваются пластические свойства разных материалов (гл. 18).

Параметры состояния S_i в общем случае изменяются с развитием процесса деформации. Скорость их изменения описывается следующей группой уравнений, в которой скорости изменения каждого конкретного параметра состояния соответствует определенное уравнение:

$$dS_i/dt = G_i(\sigma_s, T, S_i, P_i), \quad (1.7)$$

где t — время. Отдельные составляющие скорости деформации получают из уравнения (1.6), используя соответствующие зависимости для пластического течения

$$\begin{aligned} &= \dot{\epsilon}_1 [\sigma_1 - 0,5(\sigma_2 + \sigma_3)]^{-1} = \dot{\epsilon}_2 [\sigma_2 - 0,5(\sigma_1 - \sigma_3)]^{-1} = \\ &\dot{\epsilon}_3 [\sigma_3 - 0,5(\sigma_1 - \sigma_2)]^{-1} = C. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Записывая (1.8) с использованием тензоров напряжения и скорости деформации, получим

$$\dot{\epsilon}_{ij} / (3S_{ij}) = C, \quad (1.9)$$

где C — постоянная.

Сочетание приведенных выше уравнений определяет основные закономерности собственно процесса деформации. Интегрирование этих уравнений по времени позволяет получить деформацию материала после любой предыстории нагружения. Однако, несмотря на существование удовлетворительных моделей, описывающих скоростные зависимости [уравнение (1.6)], тем не менее мы до сих пор не можем представить адекватного описания изменения структуры в процессе деформации (или с течением времени) для того, чтобы можно было правильно составить уравнения для других параметров (например, для dS_i/dt). В связи с этим приходится принимать ряд упрощающих приближений относительно структуры материала.

Используем два альтернативных приближения. Первое, наиболее простое, заключается в том, что структура не меняется:

$$S_i = S_i^0. \quad (1.10)$$

Тогда скоростная зависимость для $\dot{\gamma}$ полностью описывает процесс пластической деформации. Альтернативное приближение заключается в рассмотрении процесса на установившейся стадии:

$$dS_i/dt = 0. \quad (1.11)$$

В описанных случаях структурные параметры (плотность дислокаций и их распределение, величина зерна и т. д.) не входят в явном виде в степенные зависимости; они как бы «включены» в значения внешних параметров — напряжения и температуры. Используя уравнение (1.7), мы можем выразить S_1 , S_2 и т. д. через σ_s и T , вновь получив при этом скоростную зависимость для $\dot{\gamma}$.

Любое из рассмотренных упрощений сводит закономерность, описывающую деформацию, к единственному уравнению:

$$\dot{\gamma} = f(\sigma_s, T), \quad (1.12)$$

так как для данного материала свойства P_j постоянны, и параметры состояния также являются либо постоянными, либо определяются σ_s и T . В гл. 2 описание закономерностей деформации ведется согласно (1.12). При низких температурах установившаяся стадия достигается редко, и поэтому для определяемого скольже-

нием дислокаций механизма деформации мы использовали модель, основанную на неизменности структуры. Это означает, что предлагаемые уравнения описывают пластическое течение материала в строго определенных условиях, не изменяющихся со структурой и степенью деформационного упрочнения. При высоких температурах деформирующиеся материалы быстро достигают установившейся стадии и, опять-таки, использованные нами уравнения соответствуют данному состоянию материала. Свойства материалов на неустановившейся или переходной стадии рассмотрены в гл. 17, п. 1; способы модернизации описывающих механизмы деформации выражений, позволяющие учесть изменения по ходу деформации в свойствах (структуре) материала P_j , рассмотрены в гл. 18.

3. Карты механизмов деформации

Важным представляется метод, позволяющий для каждого конкретного поликристаллического твердого тела представить в обобщенном виде информацию относительно областей, в которых преимущественно реализуется тот или иной механизм пластической деформации, и о скоростях протекания пластического течения. Один из таких методов [1—3] графически представлен на рис. 2, а. Он заключается в построении диаграммы в координатах приведенное напряжение σ_s/μ — гомологическая температура (T/T_M) , где μ — модуль сдвига; T_M — температура плавления. На этой диаграмме можно выделить отдельные области, соответствующие интервалам напряжений и температур, в которых преимущественно реализуется тот или иной механизм деформации. В пределах этих областей нанесены контуры постоянных скоростей деформации, иллюстрирующие усредненную скорость деформации, связанную с соответствующей суперпозицией действующих механизмов. Эта постоянная скорость деформации в конкретных случаях может реализовываться в условиях определенной комбинации напряжения и температуры.

Карта механизмов деформации представляет соотношение между тремя макроскопическими переменными: напряжением σ_s , температурой T и скоростью деформации $\dot{\gamma}$. Если любая пара из этих переменных задается заранее, то карта позволяет определить третий параметр.

Ту же информацию, безусловно, можно получить и другим способом. Один из альтернативных методов описания закономерностей деформации представлен на рис. 2, б; в качестве осей выбраны скорость сдвиговой деформации и приведенное сдвиговое напряжение, а нанесенные контуры соответствуют постоянной температуре. Подобные карты механизмов деформации оказываются особенно полезными в случае, когда необходимо установить связь полученных в изотермических условиях данных со скоростными зависимостями. Однако, так как их не удастся распространить до $T=0$, они менее информативны, чем карты первого типа.

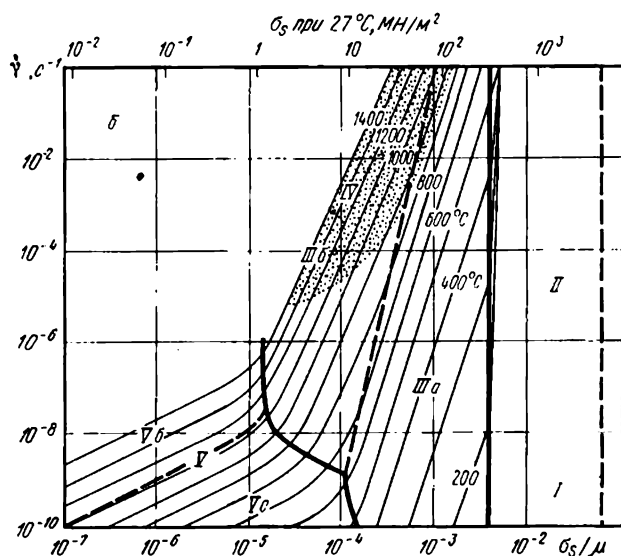
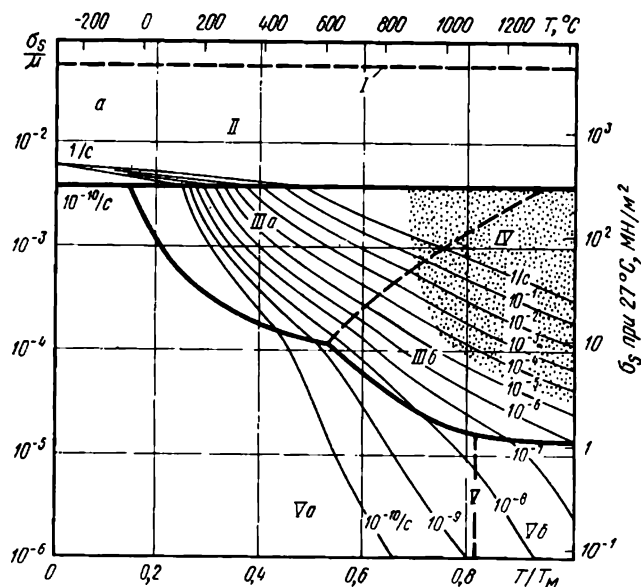
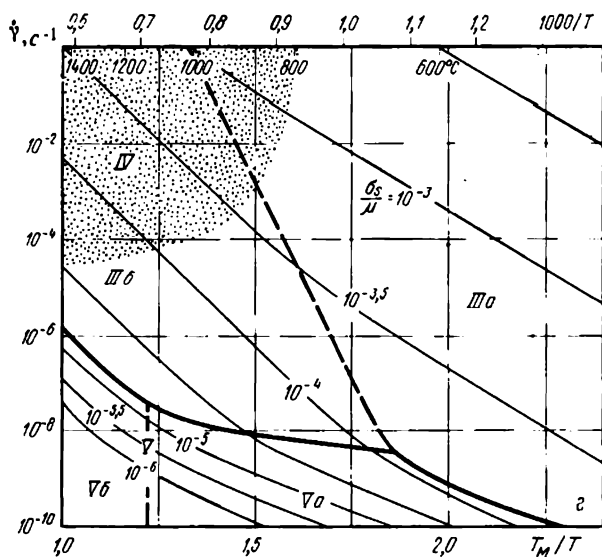


Рис. 2. Карты механизмов деформации чистого никеля с 0,1-мм зерном
ния и данные приведены в гл. 2 и 4)



21

Очевидно, возможен и третий тип карт механизмов деформации, построенных в координатах $\dot{\epsilon}$ — T (или $1/T$), с нанесенными контурами постоянных напряжений (рис. 2, в и г). Подобные графики мы использовали для установления связи между данными, полученными для случая постоянных напряжений, со скоростными зависимостями, приведенными в гл. 2, а также для изучения поведения материалов при очень высоких скоростях деформации (гл. 17, п. 2).

Наконец, карты механизмов деформации можно строить в зависимости от структурного параметра (S_1 , S_2 и т. д.), т. е. откладывая вдоль одной из осей величину плотности дислокаций или размер зерна [4]. В ряде случаев подобный метод построения полезен, однако в общем случае лучше избегать использования этих структурных параметров в качестве одной из осей карт механизмов деформации, так как их трудно контролировать, а также не удастся легко и точно измерить¹. Пока что приходится строить карты механизмов деформации либо для случая заданных, фиксированных величин этих параметров, либо для величин, определяемых условиями приближения к установившейся стадии.

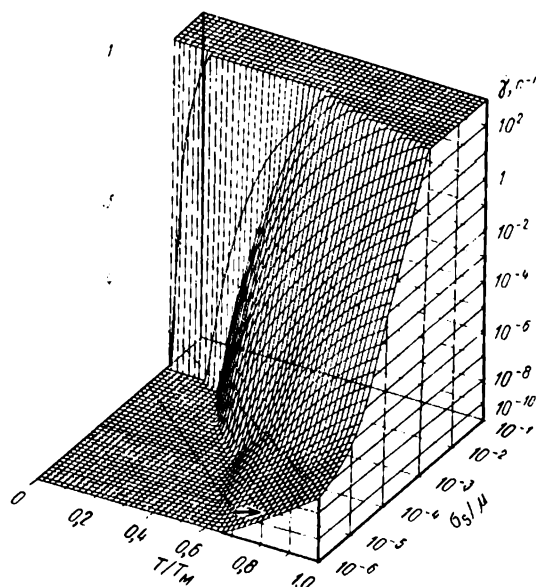


Рис. 3. Трехмерная карта механизмов деформации чистого никеля, построенная по тем же данным, что и рис. 2: 1 — дислокационное скольжение; 2 — высокотемпературная ползучесть; 3 — низкотемпературная ползучесть; 4 — ползучесть по Херринг-Набарро, 5 — ползучесть по Коблу

Три рассмотренных выше типа карт механизмов деформации представляют ортогональные сечения, проходящие через одно и то же трехмерное пространственное построение, изображенное на рис. 3. В общем случае от таких изображений пользы немного, и поэтому далее мы ограничимся рассмотрением двухмерных карт по типу показанных на рис. 2, а и б (а в ряде случаев — аналогичных показанной на рис. 2, в).

Следует иметь в виду, что карты механизмов деформации не характеризуются очень высокой точностью. Хотя на сегодняшний день это — лучший, по нашему мнению, из существующих методов описания действующих механизмов деформации

¹ Но именно эти карты были бы наиболее полезными и наиболее информативными, имея в виду, что все механические свойства (в том числе деформация) являются, в первую очередь, структурно-чувствительными. Когда будут преодолены трудности, указанные авторами, мы получим карты механизмов деформации, наиболее соответствующие физике самого явления. *Прим. ред.*

ции, но и он далек от совершенства. Приведенные в последующих разделах уравнения и построенные на их основе карты механизмов деформации следует рассматривать лишь как первое приближение. Карты механизмов деформации не лучше (и не хуже) тех уравнений и данных, которые были использованы при их построении.

Глава 2

СКОРОСТНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ

В настоящей главе будут приведены (с краткими объяснениями) скоростные зависимости, использованные в последующих разделах книги при построении карт механизмов деформации. Для каждого конкретного механизма мы попытались выбрать наиболее простое уравнение, основанное на имеющей определенный физический смысл микроскопической модели (или на семействе моделей). Часто подобное уравнение включает коэффициенты или показатели степени, для которых известны лишь граничные значения, так как сама модель представляет слишком грубое приближение или семейство моделей охватывает очень широкую область, чтобы можно было рассчитать точные величины. Теория позволяет определить вид уравнения, однако для установления значений входящих в это уравнение постоянных необходимо располагать экспериментальными данными. Это приближение «основанной на модели феноменологии» является полезным при рассмотрении таких явлений, как пластичность, т. е. явлений, которые слишком сложны, чтобы можно было предложить точную адекватную модель. Одним из преимуществ описанного подхода является то, что полученное указанным образом уравнение можно с уверенностью (так как оно основано на физической модели) экстраполировать в область, где экспериментальные данные пока отсутствуют, тогда как полученная эмпирическим путем зависимость этим свойством не обладает.

Точность результатов, полученных в соответствии с принятым приближением, была такой же, как и в случае проведения обычных экспериментов, т. е. около $\pm 10\%$ для величины предела текучести (при заданных T , $\dot{\epsilon}$ и степени деформационного упрочнения); для скорости деформации получали вдвое отличающиеся значения (при заданных σ_s и T). По этой причине мы учитывали температурную зависимость модуля упругости, однако пренебрегали аналогичными зависимостями для атомного объема и вектора Бюргерса.

В этой главе давление не рассматривается в качестве переменного параметра. Влияние его на каждый из действующих механизмов обсуждено с привлечением экспериментальных данных в гл. 17, п. 4. (Номера уравнений, использованных в последующих главах для построения карт механизмов деформации, отмечены звездочкой).

1. Разрушение при нагружении в упругой области

Идеальная прочность при сдвиге определяет уровень напряжения, выше которого деформация совершенного кристалла (или кристалла, в котором все дефекты заблокированы) перестает быть упругой и при этом происходит катастрофически быстрое разрушение, т. е. кристаллическая структура становится механически нестабильной. Условие нестабильности, а также и идеальную прочность при $T=0$ можно рассчитать на основе простых статических зависимостей, используя данные о кристаллической структуре и закон действия межатомных сил [30, 54]. Выше $T=0$ задача становится кинетической, т. е. требуется рассчитывать частоту, с которой дислокационные петли зарождаются и распространяются в первоначально бездефектном кристалле. Мы пренебрегаем кинетической частью задачи и принимаем, что температурная зависимость идеальной прочности такая же, как и для μ — модуля сдвига поликристалла. Пластическое течение, сопровождающее разрушение кристаллической структуры, можно описать следующими уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} \gamma_1 &= \infty \text{ при } \sigma_s > \alpha\mu, \\ \gamma_1 &= 0 \text{ при } \sigma_s < \alpha\mu. \end{aligned} \right\} \quad (2.1)^*$$

Проведенные расчеты позволили установить, что параметр α меняется от 0,05 до 0,1 в зависимости от типа кристаллической структуры, а также от закона действия межатомных сил и критерия нестабильности. Для металлов с г.ц.к. решеткой мы использовали значение $\alpha=0,06$, полученное в работе [54] в результате проведенных с помощью ЭВМ расчетов, основанных на использовании потенциала Леннарда—Джонса. Для металлов с о.ц.к. решеткой использовали значение $\alpha=0,1$, заимствованное из аналитического расчета [38]. Для всех других материалов мы использовали $\alpha=0,1$.

2. Низкотемпературная пластичность. Дислокационное скольжение

Если напряжения ниже уровня, соответствующего идеальной прочности при сдвиге, то возможно протекание пластического течения материала за счет консервативного движения (скольжения) дислокаций при наличии адекватного числа независимых систем скольжения (имеются в виду реальные поликристаллические агрегаты) (рис. 4).

Это движение почти всегда ограничено препятствиями, к которым можно отнести взаимодействие потенциально подвижных дислокаций с другими дислокациями, с растворенными атомами, с выделениями, с границами зерен; к препятствиям относится и изменяющееся по периодическому закону трение, связанное с движением дислокаций через решетку. Взаимодействие движущихся дислокаций с препятствиями определяет эффективную скорость пластического течения и (при заданной скорости) величину предела текучести. Предел текучести многих поликристаллических ма-

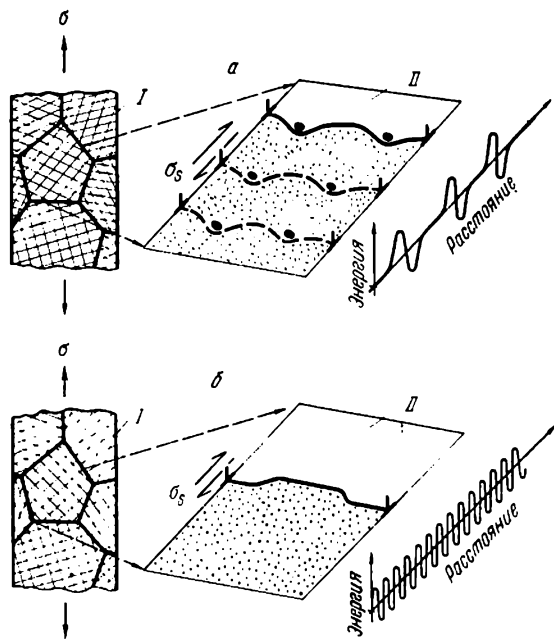


Рис. 4. Низкотемпературная пластическая деформация, контролируемая:

a — отдельными препятствиями (скорость деформации определяется кинетикой перерезания препятствий); b — оказываемым решеткой сопротивлением (скорость деформации определяется кинетикой зарождения и распространения порогов на дислокации); I и II — линии и плоскость скольжения

териналов слабо зависит от скорости деформирования; этот факт позволил предложить ряд моделей течения, в которых влиянием скорости деформации (и температуры) полностью пренебрегают. Однако это ошибочный подход, так как скольжение дислокаций является кинетическим процессом. Подвижные дислокации с плотностью ϱ_m , движущиеся через поле препятствий со средней скоростью v , почти полностью определяемой продолжительностью задержек у препятствий, обуславливают скорость деформации [43]

$$\dot{\gamma} = \varrho_m b \bar{v}, \quad (2.2)$$

где b — величина вектора Бюргерса дислокации.

На установившейся стадии ϱ_m является исключительно функцией напряжения и температуры. Наиболее простой зависимостью, согласующейся с теорией и экспериментальными значениями, в последнем случае является [2]

$$\varrho_m = \alpha [\sigma_s / (\mu b)]^2, \quad (2.3)$$

где $\alpha = \text{const} \approx 1$. Скорость $\bar{v}$ зависит от силы $F = \sigma_s b$, действующей на единицу длины дислокации, и от подвижности дислокаций, M :

$$\bar{v} = MF. \quad (2.4)$$

Кинетическая задача заключается в расчете M , а следовательно, и $\bar{v}$. В представляющем наибольший интерес интервале напряжений M определяется скоростью, с которой дислокационные сегменты, будучи термически активированными, перерезают препятствия или

обходят их. Предложенные ранее скоростные зависимости для низкотемпературной пластической деформации [16, 17, 33] обладают тем недостатком, что скорость в них связана с напряжением экспоненциальной зависимостью, точный вид которой зависит от формы и характера препятствий (что во многих случаях полностью неизвестно).

При более тщательном рассмотрении все существующие препятствия (применительно к монокристаллу или отдельному зерну) можно разделить на два широких класса: 1) отдельные небольшие препятствия, которые дислокации обходят при своем движении (к ним относятся прочные дисперсные частицы или выделения) или перерезают их (например, лес дислокаций или менее прочные и когерентные выделения); 2) протяженные, размытые коллективно преодолеваемые барьеры, препятствующие движению дислокаций (обусловленные трением в решетке или концентрированным твердым раствором). Нами было сделано приближение с целью выбора такой скоростной зависимости, которая наилучшим образом описывала бы данный класс препятствий и позволяла бы разумно изменять ряд «подгоночных» параметров для достижения наибольшего соответствия с экспериментальными данными.

Пластическая деформация, контролируемая отдельными препятствиями

Скорость движения дислокаций в кристаллах часто определяется прочностью и плотностью содержащихся в них отдельных частиц (см. рис. 4, а). Если свободную энергию Гиббса для активации процесса перерезания или обхода препятствий обозначить $\Delta G(\sigma_s)$, то средняя скорость движения дислокационного сегмента $\bar{v}$ будет определяться кинетическим уравнением (см. выше ссылки на библиографические источники):

$$\bar{v} = \beta b v \exp \left[-\Delta G(\sigma_s) / (kT) \right], \quad (2.5)$$

где β — безразмерная постоянная, b — величина вектора Бюргерса; v — частота. Величина $\Delta G(\sigma_s)$ зависит от характера распределения препятствий и поля внутренних напряжений, «форма» которого также характеризует влияние препятствий.

В случае регулярного распределения препятствий прямоугольной формы (каждое из которых можно рассматривать как характеризующуюся постоянным уровнем внутренних напряжений) свободная энергия для активации процесса перерезания или обхода препятствий описывается уравнением:

$$\Delta G(\sigma_s) = \Delta F (1 - \sigma_s / \hat{\tau}), \quad (2.6)$$

где ΔF — общая свободная энергия (энергия активации), необходимая для того, чтобы преодолеть препятствие без приложения внешнего напряжения. Под свойством материала $\hat{\tau}$ подразумевается наличие внутреннего напряжения, уменьшающего (в пределе) ΔG до нуля и позволяющего дислокации проходить через препятствие

без дополнительного подвода тепловой энергии. Его можно рассматривать как напряжение течения твердого тела при $T=0$.

Однако препятствие редко имеют прямоугольную форму и регулярное распределение в объеме. Если рассматриваются препятствия отличной от прямоугольной формы, характеризующиеся случайным (а не регулярным) распределением, то в этом случае справедливым будет следующее общее уравнение [33]:

$$\Delta G(\sigma_s) = \Delta F [1 - (\sigma_s/\hat{\tau})^p]^q. \quad (2.7)$$

Величины p , q и ΔF изменяются в определенных пределах, причем из всех известных моделей следует, что

$$0 \leq p \leq 1, \quad 1 \leq q \leq 2. \quad (2.8)$$

Степень влияния параметров p и q зависит от величины ΔF . В случае, когда ΔF велико, влияние указанных параметров незначительно, и выбор их величины важной роли не играет; для отдельных частиц принимают $p=q=1$. Однако, когда ΔF мало, выбор величины p и q начинает играть более важную роль. Для протяженных, размытых препятствий мы используем величины, полученные при сравнении экспериментально полученных данных со значениями, вычисленными с использованием уравнения (2.7).

Чувствительность прочности к величине скорости деформации определяется энергией активации ΔF , характеризующей прочность отдельного препятствия. Полезно классифицировать препятствия по величине их прочности (табл. 1); для прочных препятствий ΔF составляет $\sim 2\mu b^3$, а для слабых $0,05\mu b^3$. Величины ΔF для материалов, изученных в настоящей книге, приведены в соответствующих таблицах. При рассмотрении чистых металлов и керамик в состоянии деформационного упрочнения использовали зависимость $\Delta F = 0,5\mu b^3$.

Таблица 1. Характеристики препятствий

Прочность препятствия	ΔF	$\hat{\tau}$	Пример
Высокая	$2\mu b^3$	$> \mu b/l$	Крупные и/или прочные частицы выделений (l — расстояние между отдельными препятствиями)
Средняя	$(0,2 \div 1)\mu b^3$	$\approx \mu b/l$	Дислокации леса; радиационные повреждения; небольшие или непрочные частицы выделений (l — расстояние между отдельными препятствиями)
Слабая	$< 0,2\mu b^3$	$\ll \mu b/l$	Сопротивление решетки; закалка на твердый раствор (l — расстояние между атомами растворенного элемента)

Параметр $\hat{\tau}$ представляет собой «атермическое напряжение течения» — прочность на сдвиг в отсутствии подвода тепловой энергии (в отсутствии термической активации). Этот параметр отражает не только собственно прочность (определяемую решеткой), но также плотность и распределение препятствий. Для далеко-взаимно отстоящих частиц $\hat{\tau} \sim \mu b/l$, где l — расстояние между препятстви-

ямы; коэффициент пропорциональности зависит от уровня прочности (природы решетки) и характера распределения препятствий (см. табл. 1). Для подвергнутых деформационному упрочнению чистых металлов мы использовали соотношение $\dot{\epsilon} = \mu b/l$, которое, будучи выраженным через величину плотности дислокаций леса, принимает вид $\dot{\epsilon} = \mu b \sqrt{\rho}$. В последующих разделах в таблицах приведены величины $\dot{\epsilon}/\mu_0$ с указанием степени деформационного упрочнения.

Решая совместно уравнения (2.3), (2.4), (2.5) и (2.7), получим уравнение для скорости пластической деформации, контролируемой наличием отдельных препятствий:

$$\dot{\gamma}_2 = \dot{\gamma}_0 \exp \{ [-\Delta F / (kT)] (1 - \sigma_s / \bar{\tau}) \}, \quad (2.9) *$$

где $\dot{\gamma}_0 = (\alpha / b) (\sigma_s / \mu)^2 \beta b v$.

При больших ΔF (как в настоящем случае) зависимость показателя степени от напряжения настолько велика, что предэкспоненциальным членом можно пренебречь. В этом случае $\dot{\gamma}_0$ можно рассматривать как постоянную величину. Мы приняли $\dot{\gamma}_0 = 10^6 \text{ с}^{-1}$, что хорошо согласуется с полученными экспериментальными данными.

Уравнение (2.9) использовали в последующих главах для описания пластической деформации в тех случаях, когда прочность материала определяется деформационным упрочнением или прочными выделениями (дисперсными частицами); в то же время при существовании протяженных, размытых препятствий (например, к ним относится сопротивление решетки) действенность этого уравнения снижается (см. далее).

Пластическая деформация, контролируемая сопротивлением решетки

Скорость движения дислокации в большинстве поликристаллических твердых тел ограничена еще одним типом барьеров, связанным со взаимодействием движущихся дислокаций с самой атомной структурой (см. рис. 4, б). Эти силы Пайерлса или сопротивление решетки отражает тот факт, что существуют флуктуации энергий дислокации в зависимости от их положения в объеме (в решетке). Амплитуда и длина волны этих флуктуаций определяются прочностью и периодом межатомных или межмолекулярных связей. Кристаллическая решетка представляет собой построение, состоящее из длинных (протяженных), прямых барьеров, препятствующих движению дислокации; последняя движется путем выбрасывания вперед парных порогов (образующихся под воздействием приложенного напряжения и тепловой энергии), которые в дальнейшем распространяются раздельно [20, 33].

Обычно лимитирующим скорость движения дислокаций процессом является скорость зарождения парных порогов. Гиббсовская свободная энергия, необходимая для активации этого процесса, зависит от конкретного закона флуктуации энергии дислокации

в зависимости от ее перемещения, а также от приложенных напряжений и температуры. Как и в случае отдельных препятствий, значения энергий активации для всех возможных вариантов изменения сопротивления решетки образуют семейство, описываемое (как и ранее) уравнением:

$$\Delta G(\sigma_s) = \Delta F_p [1 - (\sigma_s / \xi_p)^\rho] q, \quad (2.10)$$

где ΔF_p — свободная энергия Гельмгольца изолированной пары порогов, а ξ_p с достаточной степенью точности соответствует напряжению течения при $T=0$ ¹. Анализ имеющихся экспериментальных данных (приведенных, например, на рис. 5) позволяет определить параметры ρ и q . Наилучшие результаты получают в случае, когда уравнение принимает следующий вид:

$$\Delta G(\sigma_s) = \Delta F_p [1 - (\sigma_s / \xi_p)^{3/4}]^{4/3}. \quad (2.11)$$

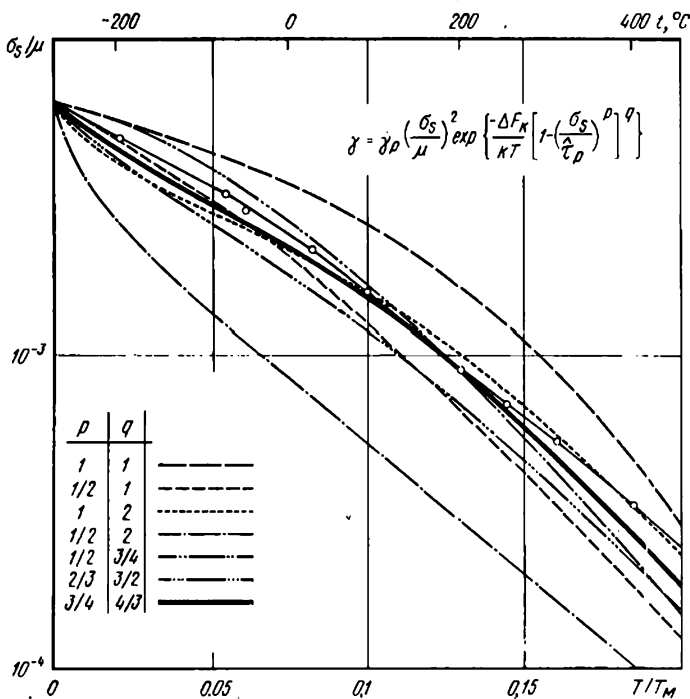


Рис. 5. Рассчитанные при $\dot{\gamma} = 10^{-3}$ с⁻¹, $\dot{\gamma}_p = 10^{10}$ с⁻¹, $\Delta F_p = 1,7 \cdot 10^{-19}$ Дж, $\xi_p = 1,04$ ГН/м² кривые, полученные для закономерностей изменения сопротивления решетки скользящим дислокациям, и экспериментальные при $\dot{\gamma} = 1,45 \cdot 10^{-3}$ с⁻¹ данные [44] (σ) для вольфрама

Решая совместно уравнения (2.2), (2.3) и (2.5), получим основанную на физической модели скоростную зависимость для случая пластической деформации, контролируемой оказываемым решеткой сопротивлением:

¹ Предложенное в [20] уравнение представляет частный случай при $\rho = 1$ и $q = 2$ В [4] это уравнение ошибочно было напечатано в виде $(1 - \sigma_s / \xi_p)^2$ вместо $(1 - \sigma_s / \xi_p)^{3/4}$.

$$\dot{\gamma}_s = \dot{\gamma}_p (\sigma_s / \mu)^2 \exp \{ - [\Delta F_p / (kT)] [1 - (\sigma_s / \hat{\tau}_p)^{3/4}]^{4/3} \}. \quad (2.12) *$$

Влияние выбора значений параметров p и q иллюстрируется данными, приведенными на рис. 5. Температурная зависимость экспериментально измеренной прочности вольфрама [44] приведена в сравнении с расчетными значениями, полученными из уравнения (2.12) при использовании разных комбинаций значений параметров p и q . Указанное сравнение подтверждает правильность выбора значений $p = 3/4$ и $q = 4/3$, хотя видно, что другие комбинации лишь немного хуже выбранной.

Предэкспоненциальный множитель в уравнении (2.12) содержит член σ_s^2 из зависимости, описывающей изменение плотности подвижных дислокаций от напряжения [уравнение (2.3)]; когда ΔF_p мало (как в настоящем случае), член σ_s^2 должен сохраняться. При использовании уравнения (2.12) для описания низкотемпературной прочности о. ц. к. металлов и керамик мы использовали значение $\dot{\gamma}_p = 10^{11} \text{ с}^{-1}$, являющееся средней величиной, полученной при сопоставлении экспериментально полученных данных со значениями, рассчитанными с использованием уравнения (2.12). Когда это возможно, $\dot{\gamma}_p$ следует определять экспериментальным путем. Однако, надо иметь в виду, что величина $\dot{\gamma}_p$ не играет такой важной роли, как ΔF_p и $\hat{\tau}_p$, и редко можно встретить достаточно точные данные, которые позволили бы обоснованно изменить принятое значение. Таким образом, при указанной величине $\dot{\gamma}_p = 10^{11} \text{ с}^{-1}$, были получены значения ΔF_p (обычно $0,1 \mu b^3$) и $\hat{\tau}_p$ (обычно $10^{-2} \mu$). Для этого использовали метод «подгонки» расчетных величин, полученных из уравнения (2.12), к экспериментальным данным, полученным для данного материала (см. таблицы в последующих главах).

Следует отметить, что величины $\hat{\tau}_p$ (и $\hat{\tau}$) для монокристаллов и поликристаллов разнятся, что учитывают, вводя ориентационный фактор Тейлора, зависящий от типа кристаллической структуры и действующих при деформации поликристалла систем скольжения. Для металлов с г. ц. к. решеткой соответствующий фактор Тейлора $M_s = 1,77$; для металлов с о. ц. к. решеткой $M_s = 1,67$ [32]. (Читателю могут быть более известны факторы Тейлора $M_s = 3,06$ и $2,9$, используемые при расчете критического приведенного сдвигового напряжения для случаев растяжения металлов соответственно с г. ц. к. и о. ц. к. решетками. В связи с тем, что $\hat{\tau}_p$ и $\hat{\tau}$ уже представляют собой значения сдвигового напряжения поликристаллов, использованные нами величины факторов Тейлора уменьшены в $\sqrt{3}$ раз). Для поликристаллов с меньшей степенью симметрии сдвиговое напряжение определяется как среднее из частных значений сдвиговых напряжений для каждой действующей системы скольжения. Последние часто значительно различаются, и полезно определять $\hat{\tau}_p$ для той системы скольжения в поликристалле, для которой удастся реализовать наибольшую прочность (т. е.

мы принимаем $M_s = 1$, но используем наибольшее из возможных, для разных систем скольжения, значение $\hat{r}_p$). При расчетах $\dot{\epsilon}_p$ или $\dot{\gamma}$ в случае обращения к полученным для монокристаллов данным мы использовали соответствующие ориентационные факторы Тейлора.

Пластическая деформация, контролируемая фононным или электронным торможением

При взрыве или ударном нагружении, а также в определенных случаях обработки металлов давлением и механической обработки скорость деформации может достигать больших значений ($> 10^2 \text{ с}^{-1}$). В этих случаях скорость деформации будет контролироваться взаимодействием движущихся дислокаций с фононами и электронами. Эффективность взаимодействия определяется коэффициентом торможения B — параметром, обратным подвижности M в уравнении (2.4):

$$v = \sigma_s b / B.$$

Величины B лежат обычно в интервале от 10^{-5} до 10^{-4} Нс/м^2 [31]. Решая это уравнение совместно с (2.4), получаем скоростную зависимость для контролируемого торможением скольжения:

$$\dot{\gamma} = (c \varrho_m \mu / B) (\sigma_s / \mu), \quad (2.13)$$

где c — постоянная величина, включающая соответствующий фактор Тейлора. Чтобы применять это уравнение, необходимо знать, как ϱ_m / B изменяется в зависимости от напряжения и температуры. Для случая торможения атомами растворенных элементов ϱ_m хорошо описывается уравнением (2.3); однако при высоких скоростях деформации, когда преимущественным оказывается процесс фононного торможения, ϱ_m стремится к некоторому постоянному предельному значению [34, 35] и, таким образом, отношение ϱ_m / B практически не зависит от напряжения и температуры. При этом наблюдается линейная зависимость скорости деформации от напряжения, и деформация принимает характер ньютоновского вязкого течения (в грубом приближении):

$$\dot{\gamma}_{PD} = C (\sigma_s / \mu), \quad (2.14)^*$$

где C — постоянная величина, с^{-1} . Используя данные работ [34, 35], мы определили $C \approx 5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$.

Область, соответствующая контролируемой фононным или электронным торможением пластической деформации, не нанесена на большинстве карт механизмов деформации, приведенных в настоящей книге, так как эти карты ограничены невысокими значениями скоростей деформации, при которых этот механизм торможения еще не играет важной роли. Однако при высоких скоростях деформации (см. гл. 17, п. 2) преимущественно реализуется указанный механизм торможения пластической деформации.

Атомы растворенного вещества оказывают тормозящее влияние на процесс скольжения дислокаций. Подобное влияние обусловлено взаимодействием движущихся дислокаций со стационарными слабыми препятствиями: отдельными атомами растворенного элемента в очень разбавленных твердых растворах и/или локальными флуктуациями концентрации в более концентрированных растворах. Оказываемое этими препятствиями влияние можно описать с помощью уравнения (2.9), включающего параметры $\hat{\tau}$ несколько большей величины и ΔF несколько меньшей величины (см. табл. 1). Кроме того, указанное влияние слабых препятствий накладывается и на деформационное упрочнение. При построении карт механизмов деформации сплавов (см. г. 3) мы часто использовали данные для сильно деформированных твердых растворов; в этом случае твердорастворное упрочнение перекрывается деформационным упрочнением, реализуемым при движении дислокаций через лес дислокаций (взаимодействие движущихся дислокаций с лесом). Это позволяет использовать уравнение (2.9) в неизменном виде.

Дисперсные прочные частицы второй фазы в сильной степени препятствуют скольжению дислокаций. Частицы в таких материалах, как САП (алюминий, содержащий частицы Al_2O_3), TD-никель (никель, содержащий частицы ThO — см. гл. 7) или низколегированные стали (стали, содержащие дисперсные частицы карбидов — см. гл. 8) являются прочными и стабильными препятствиями для движения дислокаций. Скользящая дислокация может двигаться лишь при условии, если ее линия будет выгибаться между частицами, обходить эти частицы; в конечном счете она будет тормозиться. Так частицы вносят свой вклад в напряжение течения, которое связано обратной пропорциональной зависимостью с расстоянием между частицами и которое характеризуется очень большой величиной энергии активации (см. табл. 1). Проведенные подробные расчеты этой так называемой прочности Орована [33] приводят к уравнению (2.9) с $\hat{\tau} \approx 2\mu b/l$ и $\Delta F \approx 2\mu b^3$. Энергия активации процесса скольжения в этом случае настолько велика, что приводит к получению почти атермического напряжения течения. Однако если сплав, содержащий прочные дисперсные частицы, достаточно сильно деформирован, то предел текучести будет сохранять температурную зависимость, характерную для деформационного упрочнения, контролируемого скольжением через лес дислокаций (см. табл. 1). Кроме того, мы пренебрегли возможностью протекания термически активируемого процесса поперечного скольжения у частиц [11, 27], который может уменьшить деформационное упрочнение и тем самым снизить напряжение течения. В первом приближении прочные дисперсные частицы и твердорастворное упрочнение вносят аддитивные вклады в величину предела текучести.

Очень дисперсные частицы, особенно при когерентной связи,

могут перерезаться движущимися дислокациями. При высокой плотности частиц напряжение течения велико (большое τ_t), однако оно характеризуется сильной температурной зависимостью. В случае огрубления частиц преимущественно реализуется механизм упрочнения, характерный для торможения прочными частицами.

3. Механическое двойникование

Двойникование, как механизм деформации, играет важную роль при низких температурах в г.п.у. и о.ц.к. металлах, а также в некоторых керамических материалах. Менее важную роль двойникование играет в металлах с г.ц.к. решеткой; оно реализуется лишь в некоторых специальных случаях (в частности, при очень низких температурах). Двойникование является разновидностью дислокационного скольжения (см. п. 2); при двойниковании происходит движение частичных (а не полных) дислокаций.

Кинетика процесса часто указывает на то, что скорость течения определяется зарождением, а не распространением дислокаций. Если это так, то скорость деформации можно описать скоростной зависимостью для двойникования, имеющей вид:

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_t \exp\{[-\Delta F_n / (kT)] [1 - \sigma_g / \tau_t(T)]\}, \quad (2.15)$$

где ΔF_n — энергия активации зарождения двойника без помощи внешнего напряжения; $\dot{\gamma}_t$ — постоянная, имеющая размерность скорости деформации и включающая плотность возможных мест зарождения двойников и деформацию, связанную с процессом их зарождения; τ_t — напряжение, необходимое для зарождения двойника в отсутствие термической активации.

Кроме этого, следует учитывать температурную зависимость ΔF_n , которая позволяет объяснить тот факт, что необходимое для двойникования напряжение может снижаться при уменьшении температуры [8].

Скоростная зависимость для случая двойникования настолько неопределенна, что мы не использовали ее при построении карт механизмов деформации, представленных в настоящей книге. Мы лишь нанесли на эти карты те построенные на основе экспериментальных данных области, где реализуется двойникование. Склонность к двойникованию металлов с г.ц.к. решеткой возрастает при уменьшении энергии дефектов упаковки, являясь наибольшей для серебра и почти полностью отсутствуя в алюминии. Все рассмотренные ниже металлы с о.ц.к. и г.п.у. решетками деформируются двойникованием при достаточно низкой температуре.

4. Высокотемпературная пластичность. Степенной закон ползучести

При высоких температурах материалы характеризуются скоростной зависимостью пластичности от напряжения или ползучестью. Без-

условно, рассмотренные в предыдущих разделах механизмы также связаны с напряжением течения, которое даже при низких температурах в определенной степени зависит от скорости деформации. Однако при температурах $>0,3 T_M$ для чистых металлов и $\sim 0,4 T_M$ для сплавов и большинства керамических материалов указанная зависимость напряжения от скорости деформации становится намного сильнее. Если рассматриваемая зависимость описывается уравнением вида

$$\dot{\gamma} \sim (\sigma_s / \mu)^n, \quad (2.16)$$

то в этой температурной области показатель степени n изменяется от 3 до 10; деформация в этой области соответствует степенному закону ползучести. Ниже мы рассмотрим лишь ползучесть на установившейся стадии (о начальных стадиях ползучести см. гл. 17, п. 1).

Контролируемая дислокационным скольжением ползучесть, подчиняющаяся степенному закону

Если энергия активации ΔF в уравнении (2.9) или в уравнении (2.12) мала, то термически активируемое скольжение при температурах $>0,3 T_M$ может привести к ползучести. Активация дислокационных сегментов вокруг препятствий приводит к деформации с так называемой «дрейфовой» скоростью, которая в предельном случае очень низких значений ΔF почти линейно зависит от напряжения. Этот факт, наряду с зависимостью плотности подвижных дислокаций от напряжения σ^2 , [см. уравнение (2.3)], приводит к поведению, напоминающему степенной закон ползучести при $n \approx 3$. Эта контролируемая скольжением ползучесть может иметь важное значение в случае льда (гл. 16), определенных типов керамических материалов (гл. 9–15), а также для ряда металлов и сплавов при $T < 0,5 T_M$.

Приведенные в последующих главах карты механизмов деформации включают расчетные значения, полученные на основе рассмотренных в п. 2 этой главы механизмов скольжения; нами была рассмотрена и контролируемая скольжением ползучесть. Однако использованное приближение нельзя признать удовлетворительным, так как ползучесть на (или почти на) установившейся стадии обычно происходит не при постоянной структуре, а уравнения (2.9) и (2.12) описывают явление лишь при соблюдении условия постоянства структуры. Соответствующая модель контролируемой скольжением ползучести должна учитывать равновесие между процессами упрочнения и разупрочнения (возврата), определяющими установившуюся стадию. Такой модели до сих пор не существует¹.

Контролируемая скольжением + переползанием дислокаций ползучесть, подчиняющаяся степенному закону

При высоких температурах дислокации приобретают дополнительную степень свободы: они могут не только скользить, но и пере-

¹ Такая модель успешно создается при разработке теории горячей деформации. *Прим. ред*

ползать (рис. 6). Если скользящая дислокация останавливается у отдельного препятствия, то переползание может высвободить ее, и дислокация будет продолжать движение скольжением, пока не достигнет следующих препятствий, где процесс вновь повторяется. Практически вся деформация определяется стадией скольжения дислокаций, тогда как средняя скорость деформации контролируется стадией их переползания. Механизмы, основанные на указанной последовательности скольжения — переползания — скольжения, носят название контролируемой переползанием ползучести [56—58]. Важной чертой, отличающей этот механизм от рассмотренных в предыдущих разделах, является то, что контролирующим скорость деформации процессом (на атомарном уровне) является диффузия отдельных ионов или вакансий к или от переползающей дислокации, а не активированное скольжение самой дислокации.

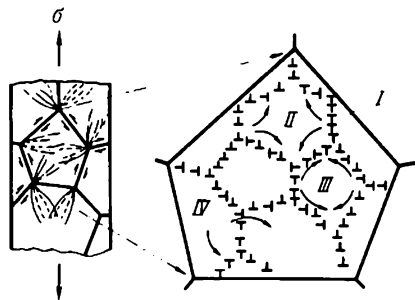


Рис. 6. Протекающая по степенному закону ползучесть, включающая образование дислокационных ячеек в результате развития процессов переползания. Происходит реализация степенного закона ползучести, контролируемого лишь процессами скольжения: I — дислокации движутся преимущественно в результате переползания; II — объемная диффузия; III — диффузия по дислокационным трубкам; IV — ячейки

При температурах $> 0,6 T_M$ переползание в общем случае контролируется объемной диффузией. Скорость переползания краевой дислокации под воздействием локального нормального напряжения σ_n , параллельного вектору Бюргерса [28],

$$v_c \approx D_v \sigma_n \Omega / (b k T), \quad (2.17)$$

где D_v — коэффициент объемной диффузии; Ω — атомный или ионный объем. Основное уравнение, описывающее контролируемую переползанием ползучесть, было получено в предположении, что σ_n пропорционально приложенному напряжению σ_s , а средняя скорость движения дислокаций v пропорциональна скорости их переползания v_c . Решая совместно уравнения (2.2), (2.3) и (2.17), получаем зависимость:

$$\dot{\gamma} = A_1 D_v \mu b (\sigma_s / \mu)^3 / k T, \quad (2.18)$$

в которой Ω аппроксимирован b^3 , а все коэффициенты пропорциональности входят в безразмерную постоянную A_1 порядка единиц.

Поведение ряда материалов описывается приведенным выше уравнением: ползучесть этих материалов подчиняется степенному закону с показателем степени 3, а $A_1 \sim 1$ [9]. Однако эти материалы представляют, скорее, исключение из правила, а не правило. На самом деле локальное нормальное напряжение σ_n необязательно пропорционально σ_s . Следует учитывать возможность кооператив-

ного движения дислокаций, на которые действует концентрация напряжений, а также то, что средняя скорость движения дислокаций (или плотность подвижных дислокаций) изменяются в соответствии с более сложным законом, нежели принятый в модели. В пределах ограниченного интервала напряжений, вплоть до $\sim 10^{-3}\mu$, экспериментальные результаты хорошо описываются с помощью несколько видоизмененного уравнения (2.18) [40], включающего показатель степени n , изменяющийся от 3 до ~ 10 :

$$\dot{\gamma} = A_2 D_v \mu b (\sigma_s / \mu)^n / (kT). \quad (2.19)$$

Существующие в настоящее время теоретические модели, описывающие это поведение, нельзя признать удовлетворительными. Ни одна из моделей не может дать убедительного объяснения наблюдаемым величинам n , а большие величины безразмерной постоянной A_2 (вплоть до 10^{15}) позволяют с высокой степенью достоверности предположить, что в использованном уравнении пропущена некоторая физическая величина, имеющая важное значение [51, 9, 10]. Однако, используя это уравнение, являющееся более общим выражением уравнения (2.18), можно (не уточняя модель) описать некоторые экспериментальные результаты.

В приведенном виде уравнение (2.19) не позволяет объяснить ряд экспериментальных фактов, в частности увеличение показателя степени n и падение энергии активации в случае ползучести при пониженных температурах. Для объяснения этих результатов необходимо предположить, что в общий массоперенос (необходимый для переползания) значительный вклад вносит диффузионный перенос по дислокационным трубкам, который при определенных условиях становится преимущественным [46]. Вклад от диффузии вдоль дислокационных трубок можно учесть, вводя понятие эффективного коэффициента диффузии [25, 46]:

$$D_{\text{eff}} = D_v f_v + D_c f_c, \quad (2.20)$$

где D_c — коэффициент диффузии по дислокационным трубкам; f_v и f_c — доли атомных мест, связанных с каждым из рассматриваемых типов диффузии.

Величина параметра f_v близка к единице, а f_c определяется плотностью дислокаций ρ :

$$f_c = a_c \rho,$$

где a_c — площадь поперечного сечения ядра дислокации, вдоль которого идет ускоренная диффузия. Результаты измерений величины $a_c D_c$ были рассмотрены в работе [6], в которой было показано, что степень ускорения диффузии изменяется в зависимости от ориентировки дислокаций (являясь в 10 раз большей для краевых дислокаций по сравнению с винтовыми) и от степени их расщепления; иными словами, обсуждаемое ускорение массопереноса, необходимого для переползания, зависит от расположения и типа дислокаций. Даже энергия активации не является постоянной. Однако в общем случае, если считать, что $D_c \approx D_b$ (здесь D_b —

коэффициент диффузии по границам зерен), то можно принять $a_c = 2\delta^2$, где δ — эффективная толщина границы. Используя обычно наблюдаемую¹ экспериментальную зависимость $\varrho \approx 10/b^2 (\sigma_s/\mu)^2$ [см. (2.3)], эффективный коэффициент диффузии можно выразить следующим образом:

$$D_{\text{eff}} = D_v [1 + (10a_c/b^2) (\sigma_s/\mu)^2 D_c/D_v]. \quad (2.20)$$

Подставляя (2.20) в (2.19), получим скоростную зависимость для степенного закона ползучести:

$$\dot{\gamma}_4 = A_2 D_{\text{eff}} \mu b (\sigma_s/\mu)^n / (kT). \quad (2.21)^*$$

Это уравнение написано для условий ползучести при одноосном растяжении. Используемая нами постоянная A_2 (связывающая напряжение сдвига со скоростью сдвиговой деформации), в свою очередь связана с аналогичной постоянной A в указанном уравнении для описанного случая растяжения в виде $A_2 = (\sqrt{3})^{n+1} A$. Более подробное обсуждение этих аспектов приведено в гл. 4. Представленные в последующих таблицах данные о величине A относятся к растяжению.

Уравнение (2.21) отображает две степенные зависимости. При высоких температурах и/или низких напряжениях преимущественно реализуется (для переползания) объемная диффузия (решеточная); соответствующую область на картах механизмов деформации мы назвали «высокотемпературной ползучестью». При более низких температурах и/или более высоких напряжениях преимущественной (для обхода препятствий) становится диффузия по дислокационным трубкам, и скорость деформации изменяется в зависимости от σ_s^{n+2} , а не в зависимости от σ_s^n ; соответствующую область на картах механизмов деформации мы назвали «низкотемпературной ползучестью».

Ползучесть по Харперу—Дорну

Существуют экспериментальные данные, свидетельствующие о том, что при достаточно низких напряжениях реализуется чисто дислокационный механизм ползучести, для которого $\dot{\gamma}$ пропорциональна σ_s . Это явление впервые было обнаружено в алюминии Харпером и Дорном [23] и Харпером с сотр. [24], которые при напряжениях ниже $5 \cdot 10^{-6} \mu$, но при скоростях, намного превышающих возможные при контролируемом диффузией течении (см. п. 5 этой главы), наблюдали линейно-вязкую ползучесть. Аналогичное явление наблюдали авторы работы [39] в свинце и олове. Наиболее правдоподобным объяснением этих фактов представляется следующее: контролируемая переползанием ползучесть протекает в условиях, при которых плотность дислокаций не изменяется в зависимости от напряжения. Авторы [39] обобщили имеющиеся эксперимен-

¹ Полученные в [55] данные свидетельствуют о том, что в случае ползучести вольфрама $\varrho = 8/b^2 (\sigma_s/\mu)^2$.

тальные данные, свидетельствующие о существовании в области реализации ползучести по Харперу—Дорну постоянной низкой плотности дислокаций $\sim 10^8 \text{ м}^{-2}$. Задавшись этой постоянной плотностью дислокаций и решая совместно уравнения (2.2) и (2.17) при $\sigma_s \sim \sigma_n$, можно получить следующую скоростную зависимость:

$$\dot{\gamma} = \varrho_m D \nu \mu \Omega (\sigma_s / \mu) / (kT), \quad (2.22)$$

которую обычно представляют в виде:

$$\dot{\gamma}_s = A_{HD} D \nu \mu b (\sigma_s / \mu) / (kT), \quad (2.23)^*$$

где $A_{HD} = \varrho_m \Omega / b$ — безразмерная постоянная величина.

Соответствующая ползучести по Харперу—Дорну область нанесена на карты механизмов деформации для алюминия и свинца (см. гл. 4); при этом были использованы следующие экспериментально определенные значения параметра A_{HD} : $5 \cdot 10^{-11}$ для алюминия [24] и $1,2 \cdot 10^{-9}$ для свинца [39]. Эти величины согласуются с представленной выше простой зависимостью при $\varrho = 10^8 \div 10^9 \text{ м}^{-2}$. Соответствующая ползучести по Харперу—Дорну область появляется на картах механизмов деформации лишь в случае, когда области контролируемого диффузией течения подавляются (например, вследствие крупного размера зерна). Из-за отсутствия экспериментальных данных области ползучести по Харперу—Дорну для других материалов (кроме Al и Pb) не показаны.

Нарушение степенного закона ползучести

При высоких ($\geq 10^{-3} \mu$) напряжениях простой степенной закон перестает соблюдаться: измененные значения скоростей деформации

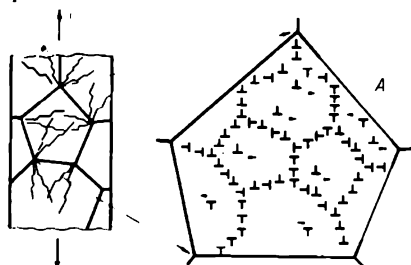


Рис. 7. Нарушение степенного закона, связанное с увеличивающимся вкладом скольжения в величину общей скорости деформации (А — дислокации движутся в результате скольжения и переползания)

превышают рассчитанные с использованием уравнения (2.21). Очевидно, процесс носит переходный характер от контролируемого переползанием дислокаций к контролируемому скольжением дислокаций течению (рис. 7). Было предпринято много попыток эмпирического описания процесса (см., например, [29]). В большинстве случаев предложенная скоростная зависимость имела вид:

$$\dot{\gamma} \sim \exp(\beta' \sigma_s) \exp[-Q_{cr}/(RT)], \quad (2.24)$$

или в более общем виде [47, 59]:

$$\dot{\gamma} \sim [\text{sh}(\beta' \sigma_s)]^{n'} \exp[-Q_{cr}/(RT)]. \quad (2.25)$$

Приведенное уравнение при низких напряжениях ($\beta' \sigma_s < 0,8$) превращается в простой степенной закон, а при высоких ($\beta' \sigma_s > 1,2$) становится экспоненциальным [уравнение (2.4)].

При измерении энергии активации Q_{cr} в случае, характеризующемся несоблюдением степенного закона, часто получают значения, превосходящие характерные для самодиффузии. В ряде ситуаций это используют, иллюстрируя тот факт, что процесс возврата отличается от контролируемой переползанием ползучести. Однако указанное различие (хотя бы частично) может просто отражать влияние температурной зависимости модуля сдвига, причем отмеченное влияние тем больше, чем сильнее зависимость от напряжения (в области соблюдения экспоненциальной зависимости). Экспериментально полученные данные наилучшим образом описываются уравнением

$$\dot{\gamma} = A [\text{sh}(\alpha' \sigma_s / \mu)]^{n'} \exp[-Q_{cr} / (kT)]$$

при том, что $\alpha' = \beta' \mu_0$. С целью установления точного соответствия между этим уравнением и (2.21), описывающим степенной закон, предлагается следующая скоростная зависимость для случаев соблюдения и нарушения степенного закона ползучести:

$$\dot{\gamma}_6 = A_2'' D_{eff} \mu b [\text{sh}(\alpha'' \sigma_s / \mu)]^{n''} / (kT), \quad (2.26)^*$$

где $A_2''(\alpha'')^n = A_2''$; $n' = n$. При напряжениях $\sigma_s \approx \mu / \alpha''$ уравнение (2.26) принимает вид (2.21), описывающего степенной закон ползучести. Однако при обращении к уравнению (2.26) возникает ряд трудностей. Основная проблема связана с использованием параметров n' и α' для описания трех величин: n' описывает степенной закон, α' задает уровень напряжений, при котором степенной закон нарушается, и, наконец, $n' \alpha'$ описывает интенсивность экспоненциальной зависимости от напряжения. В условиях отсутствия физической модели тот факт, что выбранная комбинация n' и α' правильно описывает поведение материала в широком интервале значений напряжения, следует рассматривать как случайный.

Тем не менее, нами было показано, что уравнение (2.26) хорошо описывает данные для случая горячей деформации (нарушение степенного закона) меди и алюминия. В связи с тем, что мы преимущественно придерживаемся степенного закона ползучести, величина n' задается заранее и единственным переменным параметром является α' . Более подробно это будет обсуждено в гл. 4 и в гл. 17, п. 2, где приведены величины α' .

Динамическая рекристаллизация

При высоких $> 0,6T_M$ температурах соответствующая степенному закону ползучесть может сопровождаться повторяющимися (периодическими) «волнами» динамической рекристаллизации (рис. 8) [22, 42, 21, 53, 29, 37].

Каждая такая «волна» в значительной степени изменяет дислокационную субструктуру, способствуя каждый раз как бы протеканию начальных стадий ползучести. Таким образом, скорость

деформации (при постоянной приложенной нагрузке) может отличаться от некоторого среднего значения в ~ 10 раз. Это явление было тщательно изучено в Ni, Cu, Pb, Al и в сплавах на их основе (см. приведенную выше библиографию), которые обычно подвергали нагружению кручением при высоких температурах.

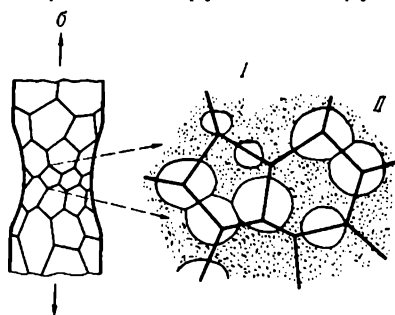


Рис. 8. Динамическая рекристаллизация, приводящая к замене деформированных объемов материала на недеформированные, что способствует протеканию начальных стадий ползучести и, тем самым, ускорению скорости ползучести.
I — старые деформированные зерна; II — новые зерна

Надо отметить, что динамическая рекристаллизация в регламентированных условиях реализуется при любой схеме нагружения. Известны случаи протекания динамической рекристаллизации в керамике (а также, например, в льде и в NaCl). Причем, как в металлах, так и в керамических материалах динамическая рекристаллизация наиболее ярко выражена в очень чистых образцах и менее отчетливо проявляется в сильно легированных образцах, в структуре которых содержатся стабильные дисперсные частицы.

Динамическая рекристаллизация на картах механизмов деформации занимает область, характеризующуюся высокими температурами и высокими напряжениями. В случае ее протекания скорость деформации выше рассчитываемой с помощью описывающего установившуюся стадию ползучести уравнения (2.21). Кроме того, могут также изменяться истинная энергия активации и характеризующий процесс ползучести показатель степени [29]. Наиболее простая физическая модель включает повторяющиеся процессы начальных стадий ползучести, протекающие с частотой, зависящей от температуры и скорости деформации. При этом каждый процесс описывается характерным для начальной стадии ползучести законом (см. гл. 17, п. 1), имеет соответствующие этой стадии энергию активации и зависимость от напряжения. Но удовлетворительной модели, даже для рассмотренного упрощенного случая, не существует¹.

В связи с вышеупомянутым, мы используем эмпирический подход. Приведенные в гл. 1, 4—16 карты механизмов деформации содержат при высоких температурах заштрихованную область, обозначенную как «динамическая рекристаллизация». Она не основана на скоростной зависимости [хотя ее границы и построены по расчетным данным, полученным с использованием уравнения (2.21)], а просто обозначает ту область, в которой наблюдалась динамическая рекристаллизация или (по аналогии с подобными материалами) ее протекания следовало ожидать.

¹ Точнее, не существовало. В результате развития работ по теории горячей деформации уже существуют удовлетворительные адекватные модели динамической рекристаллизации. *Приж. ред.*

Влияние легирования на протекающую по степенному закону ползучесть

Существует множество моделей, отражающих влияние легирования твердого раствора на ползучесть. Влияние оказывают период решетки, энергия дефектов упаковки, значения модулей и температур плавления. Диффузионный перенос в твердом растворе, необходимый для переползания, зависит от природы атомов примесей, которые могут двигаться с разными скоростями. Атомы растворенного вещества взаимодействуют со стационарными или движущимися дислокациями, обуславливая необходимость учета изменения напряжения трения решетки в случае контролируемой скольжением ползучести. Кроме этого, следует учитывать собственно торможение дислокаций растворенными атомами, что, в свою очередь, тормозит контролируемую переползанием ползучесть (более подробно об указанных взаимодействиях см. [28]). Если сплав упорядочен, то единичная движущая дислокация разрушает порядок, но если движутся парные дислокации, то порядок может сохраниться, однако это налагает дополнительные ограничения на процесс деформации (движение дислокаций тормозится) [52].

Зависимости ползучести от напряжения в легированных твердых растворах можно разделить на две группы [7, 48]: с показателем степени $n=4\div 7$ и с $n\approx 3$. Зависимости первой группы реализуются в чистых металлах и в весьма разбавленных твердых растворах, и относятся к «контролируемой переползанием текучести». Зависимости второй группы относятся к «контролируемой вязким торможением ползучести» и определяются ограничением скорости дислокаций, связанным с торможением, оказываемым атмосферой из атомов растворенного вещества, которые движутся в кристалле по необычному диффузионному механизму, так как находятся при этом все время около дислокации. В первом приближении обе группы зависимостей ползучести от напряжения можно описать с помощью отражающего степенной закон ползучести уравнения (2.21), подставляя в него соответствующие значения n , A и коэффициентов диффузии. Это приближение и принято в настоящей работе.

Коэффициент диффузии (для случая вакансионного механизма), подходящий для случая контролируемой переползанием ползучести в двухкомпонентных системах, определяется выражением [26, 14]:

$$D = D_A D_B / (D_A x_B + D_B x_A), \quad (2.27)$$

где D_A и D_B — коэффициенты диффузии меченых атомов, x_A и x_B — атомные доли компонентов A и B . Соответствующий коэффициент диффузии для контролируемой вязким торможением ползучести определяется протекающей химической взаимной диффузией в сплаве:

$$D = (x_A D_B + x_B D_A) (1 + \partial \ln \gamma_A / \partial \ln x_A), \quad (2.28)$$

где γ_A — коэффициент активности примесных атомов A . (В общем случае это приближение справедливо, так как атмосфера из ато-

мов растворенного элемента перемещается вместе с движущейся дислокацией, диффузионно обмениваясь положениями с встречающимися на пути движения дислокации атомами растворителя).

Низкотемпературная, контролируемая диффузией по дислокационным трубкам ползучесть будет протекать в твердых растворах в соответствии с тем же механизмом, что и в чистых металлах. Однако величину коэффициента диффузии необходимо изменять в соответствии с уравнением (2.27), чтобы учесть присутствие атомов растворенного вещества. В общем случае, концентрация твердого раствора вблизи ядра дислокации будет отличаться от средней концентрации в матрице, что оказывает соответствующее влияние на диффузию по дислокационным трубкам. Отсутствие табулированных данных предусматривает необходимость экспериментального определения скоростей диффузии [10] (см. также гл. 7 и 8). Ползучесть в твердых растворах при высоком уровне напряжений характеризуется нарушением степенного закона, а при низком уровне напряжений наблюдается ползучесть по Харперу—Дорну.

Дисперсные прочные частицы второй фазы тормозят дислокационное скольжение и переползание, способствуют стабилизации дислокационной субструктуры и могут подавить развитие динамической рекристаллизации. Показатель степени при напряжении для дисперсноупроченных сплавов имеет большую величину ($n > 7$); величина энергии активации часто также выше, чем при самодиффузии. На процесс ползучести в дисперсноупроченных сплавах значительно влияет термомеханическая предыстория. Холодная деформация приводит к образованию стабилизированных частицами дислокационных сеток (ячеек), которые могут сохраняться и после рекристаллизации, проходящей при температурах $(0,8 \div 0,9) T_M$. Ползучесть холоднодеформированного материала существенно отличается от наблюдаемой в рекристаллизованном, причем в первом возможно отсутствие установившейся стадии ползучести. При рекристаллизации частицы также могут стабилизировать состоящую из удлиненных зерен структуру¹, которая характеризуется высоким сопротивлением ползучести в направлении вытяжки зерен.

Ранние теории, описывающие ползучесть в этих сплавах [1], нельзя признать удовлетворительными, так как они не позволяют дать приемлемое физическое объяснение высоким величинам параметров n и Q . Установлено [49, 50], что ползучесть в дисперсноупроченных монокристаллах контролируется переползанием дислокаций, накопившихся у частиц. Однако удовлетворительной модели для поликристаллов (в которых в результате скольжения в приграничных объемах возникают дополнительные напряжения, способствующие преодолению дислокациями частиц) до сих пор не существует.

Большинство выделений, особенно дисперсных, являются не-

¹ Ориентированное расположение дисперсоидов может обусловить рост рекристаллизованных зерен в преимущественном направлении *Прим. ред.*

стабильными при температурах ползучести. Однако они могут вносить определенный вклад в величину предела кратковременной ползучести; в частности, сплавы, в которых в процессе ползучести непрерывно выделяются частицы второй фазы, часто характеризуются высокими значениями предела ползучести. Огрубление выделений приводит к тому, что они начинают вести себя аналогично частицам при дисперсном упрочнении.

5. Контролируемое диффузией течение

Воздействующее напряжение изменяет химический потенциал ϕ атомов у поверхностей зерен в поликристалле. Гидростатическое давление приводит к изменению ϕ по всему объему на одну и ту же величину, и, таким образом, градиентов потенциала не возникает. В то же время поле напряжений с девиаторной компонентой изменяет ϕ на поверхности некоторых зерен в большей степени, чем на поверхности других, что вновь приводит к возникновению градиента потенциала $\Delta\phi$. При высоких температурах градиент $\Delta\phi$ вызывает появление диффузионного потока вещества через зерна и вдоль их поверхностей (рис. 9). Этот поток при условии, что он сопровождается происходящими в результате скольжения дислокаций смещениями в плоскости самих границ, способствует деформации. В большинстве моделей [15, 19, 26, 36, 41, 45] принимают, что этот процесс скольжения контролируется диффузией¹. Указанные представления хорошо согласуются, что проявляется в предложенных на их основе скоростных зависимостях: если одновременно протекают объемная и зернограничная диффузии, то скоростная зависимость для контролируемого диффузией течения имеет вид:

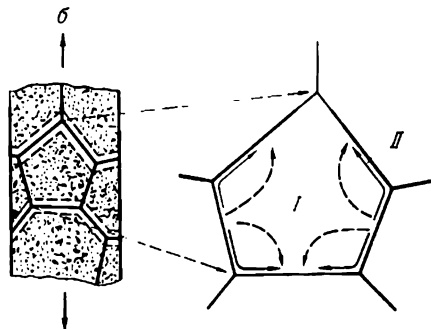


Рис. 9. Диффузионный поток, обусловленный диффузионным переносом поперек и вдоль границ зерен. Скорость деформации, контролируемая переползанием, в свою очередь зависит от объемной (I) или приграничной (II) диффузии

$$\dot{\gamma} = 42 \sigma_s \Omega D_{eff} / (kTd^2), \quad (2.29)$$

$$D_{eff} = D_v [1 + (\pi \delta D_b / d D_v)] \quad (2.30)$$

¹ Автор не обсуждает основного, принципиального противоречия этих моделей: скольжение, требующее кооперативного перемещения атомов, контролируется диффузией, обуславливающей движение атомов поодиночке. (2¹) Вероятно, этого противоречия можно избежать, если принять, что при контролируемой диффузией ползучести дислокации перемещаются на весьма короткие расстояния из-за частого нарушения периодичности решетки (велика вероятность тепловых флуктуаций при высоких температурах). В уменьшении длины свободного пробега дислокаций из-за теплового разупорядочения проявляется одно из влияний сильно развивающейся при высокой температуре диффузии. Другое ее влияние — облегчение переползания, определяющее большое число движущихся на короткие расстояния дислокаций. Таким образом, при сохранении дислокационного механизма деформации контролирующим перемещение дислокаций процессом является сильно развивающаяся при высоких температурах диффузия. Представления же о том, что деформация определяется диффузионным массопереносом, являются ошибочными, не имеющими оправданной физической модели. Это становится особенно очевидным в случаях, когда деформация достигает высоких значений, которые не могут обеспечиваться диффузионным и строго направленным (2²) массопереносом атомов поодиночке. *Прим. ред.*

В уравнении (2.30) d — величина зерна; D_b — коэффициент зернограницной диффузии; δ — эффективная толщина границы.

Как и при рассмотрении уравнения для контролируемой переползанием ползучести, следует выделять два типа зависимостей. При высокой температуре скорость деформации контролируется объемной диффузией; результирующее течение известно как ползучесть по Набарро—Херрингу, и ее скорость определяется отношением D_v/d^2 . При более низких температурах преимущественно реализуется зернограницная диффузия; течение в этом случае носит название ползучести по Коблу и определяется отношением D_b/d^3 .

Приведенное уравнение представляется очень упрощенным. Оно не учитывает кинетику отвода вакансий от границ зерен и их подвода обратно, что в определенных условиях может играть очень важную роль. Подобное поведение может оказаться важным в сплавах, особенно в содержащих дисперсные частицы второй фазы. Чистые металлы все же могут, в первом приближении, характеризоваться уравнением (2.29), которое и используется нами в неизменном виде при построении карт механизмов деформации в соответствующих разделах. Процессы, контролируемые реакциями (вернее, разными взаимодействиями) на поверхности раздела, и влияние этих процессов на вид карт механизмов деформации рассмотрены в гл. 17, п. 3.

Влияние легирования на контролируемое диффузией течение

Образование твердого раствора может влиять на контролируемое диффузией течение через изменение коэффициента диффузии [26]. В случае, когда преимущественно протекающим процессом становится объемная диффузия, коэффициент D_v следует заменять на D [уравнение (2.27)]. В случае, когда превалирует зернограницная диффузия, следует использовать выведенный аналогичным образом другой усредненный коэффициент, однако отсутствие достаточного количества данных не позволяет провести подобное уточнение в настоящее время. Более важным является то, что в случае образования твердого раствора содержащиеся в границах зерен дислокации будут тормозиться, что замедляет скорость ползучести; кроме этого, перераспределение взаимодействующих с дислокациями атомов растворенных элементов в процессе контролируемого диффузией течения может привести к удлинению неустойчивившейся стадии. Эти эффекты более подробно рассмотрены в гл. 17, п. 3.

Существуют данные, свидетельствующие о том, что характер распределения дисперсных частиц второй фазы влияет на процессы, при которых граница зерна выступает в качестве либо места стока, либо источника вакансий. При этом вводят понятия барьера, препятствующего протеканию реакций на поверхности раздела (и, следовательно, диффузии), а также порогового напряжения, ниже которого ползучесть останавливается. Влияние этого напряжения иллюстрируется в гл. 7 и подробно обсуждено в гл. 17, п. 3.

Данных о влиянии дисперсных выделений на контролируемое диффузией течение нет. Ползучесть рассматриваемого типа обычно наблюдают при высоких ($> 0,5T_M$) температурах, когда большинство выделений либо растворяются, либо быстро коагулируют.

Глава 3

ПОСТРОЕНИЕ КАРТ МЕХАНИЗМОВ ДЕФОРМАЦИИ

Семь (или более) механизмов¹, рассмотренных в гл. 2, вносят вклад в процесс деформации кристаллических твердых тел. Преимущественно действующий с максимальным вкладом в общую скорость деформации механизм зависит от напряжения и температуры, воздействующих на кристаллическое твердое тело, и, следовательно, на движение дислокаций в нем. Естественно, что это зависит и от свойств самого твердого тела. Для каждого данного материала полезно разработать метод построения областей, в которых преимущественно реализуется тот или иной механизм деформации; этот метод должен позволять одновременно представлять как экспериментальные, так и расчетные данные, полученные с использованием рассмотренных в гл. 2 уравнений. Подобная диаграмма (или карта) в компактной форме обобщает экспериментально найденные и основанные на разных моделях данные, характеризующие механическое поведение материала [1, 4].

Способы построения указанных диаграмм кратко были описаны в гл. 1 (см. также рис. 2, 3). По рассмотренным причинам в качестве осей диаграммы преимущественно используют макроскопические переменные σ_s/μ , T/T_M , $\dot{\gamma}$, а при рассмотрении неустановившейся стадии (гл. 17, п. 1) — деформацию γ или время t . Из всех возможных комбинаций наиболее целесообразно использовать оси σ_s/μ и T/T_M (см. рис. 2, а), γ и σ_s/μ (см. рис. 2, б). В первом случае целиком охватывается область, включающая все макроскопические переменные и открывается возможность наилучшим образом сравнить расчетные и экспериментальные данные при низких температурах. Второй способ позволяет описать условия ползучести и сравнить расчетные и экспериментальные данные, полученные при высоких температурах. Подобные диаграммы приведены в гл. 4—16. Карта механизмов деформации, построенная в осях $\dot{\gamma} - T/T_M$, позволяет представить данные, полученные при очень высоких скоростях деформации (гл. 17, п. 2).

1. Метод построения

Карту механизмов деформации для каждого данного материала строят следующим образом (примеры, иллюстрирующие каждый этап построения, будут приведены в гл. 4—16).

¹ Отметим, что имеется единственный механизм пластической деформации — дислокационный! Когда авторы говорят о разных (семи) механизмах, то имеют в виду, какой из ведущих процессов, происходящих в твердом теле, контролирует в данном конкретном случае движение (скорость, траекторию, взаимодействие и т. д.) дислокаций. *Прим. ред.*

Во-первых, обобщают данные, относящиеся к свойствам материала: тип и параметр решетки, молекулярный объем, вектор Бюргерса, модули и их температурные зависимости; коэффициент диффузии объемной, зернограницной и по дислокационным трубкам (если эти виды диффузии следует рассматривать). Часто необходима перегруппировка полученных значений модулей и коэффициентов диффузии, чтобы можно было разумно подойти к выбору постоянных параметров μ_0 , $d\mu/dT$, $D_{0\gamma}$, Q_{γ} , δD_{0h} , Q_b и т. д.

Во-вторых, обобщают данные по твердости, низкотемпературной текучести и ползучести: напряжение течения (предел текучести) в зависимости от температуры и скорости деформации, а также скорость ползучести в зависимости от температуры и напряжения. Эти данные представляют в координатах, используемых для построения карт механизмов деформации:

$$\lg(\sigma_s/\mu) - T/T_M \text{ или } \lg\dot{\gamma} - \lg(\sigma_s/\mu).$$

Каждое значение наносят на диаграмму с указанием источника и величины третьей макроскопической переменной: $\lg\dot{\gamma}$ или T .

В-третьих, предварительно выявляя свойства материала, определяющие развитие скольжения (ΔF , $\hat{\tau}$, ΔF_p , $\hat{\tau}_p$ и т. д.) и/или ползучести (n , A и т. д.), подгоняя расчетные данные, полученные с использованием уравнений (2.9), (2.12) и (2.21), к экспериментально полученным кривым. Из указанных кривых можно также определить напряжение, при котором нарушается простой степенной закон ползучести, что учитывается параметром α' из уравнения (2.26).

В-четвертых, предварительно полученные величины, характеризующие свойства материала, используют для построения первого варианта карты механизмов деформации. Наилучшим образом это можно осуществить с использованием расчетной программы на ЭВМ, позволяющей шаг за шагом проходить рассматриваемый интервал значений σ_s/μ и T/T_M (или $\dot{\gamma}$ и σ_s/μ), определяя при этом и обобщая скоростные зависимости для каждого этапа, строя результирующие кривые, аналогично представленным на рисунках в гл. I.

Все карты механизмов деформации (независимо от выбора координатных осей) разделены на области; в пределах каждой из них действует преимущественно тот или иной механизм. Границы областей — геометрические места точек, в которых два механизма вносят одинаковый вклад в общую величину скоростной зависимости, — рассчитывают, приравнивая пары (или группы) скоростных зависимостей и решая полученные уравнения относительно температурной зависимости напряжения (рис. 10). На построенные таким образом области наносят контуры постоянной скорости деформации, полученные суммированием скоростных зависимостей (см. ниже) с целью получения величины общей скорости деформации $\dot{\gamma}_{\text{net}}$ и строя в виде графика геометрическое местоположе-

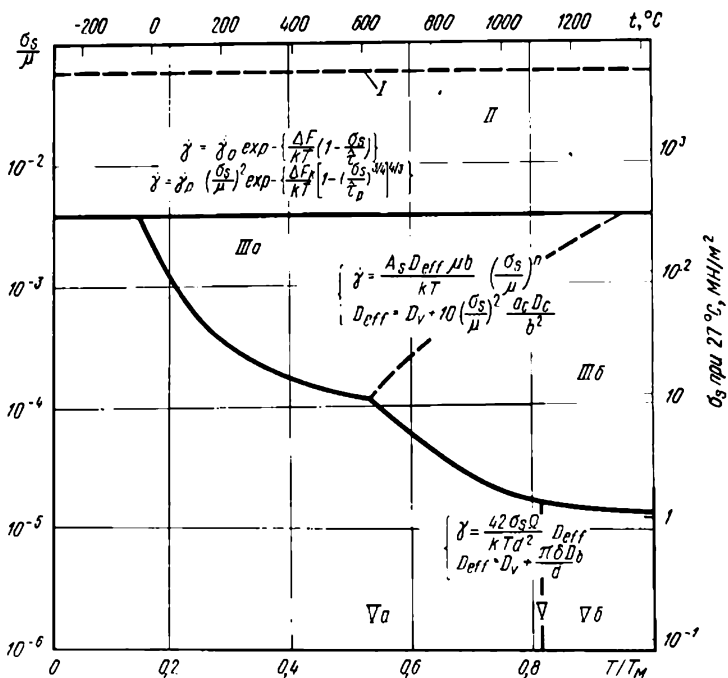


Рис. 10. Построение карты механизма деформации чистого никеля с 0,1-м зерном. Границы областей представляют собой геометрическое место точек, в которых два механизма (или комбинация механизмов) протекают с одинаковыми скоростями

ние точек, для которых $\dot{\gamma}_{\text{net}}$ имеет заданную постоянную величину (см., например, рис. 2, а).

В-пятых, полученные экспериментальным путем кривые накладывают на пробную (предварительную) карту механизмов деформации, что приводит к разбиению общего массива данных на отдельные группы, соответствующие преимущественно действующим механизмам, контролирующим пластическое течение. При этом открывается возможность проведения детального сравнения между каждой группой данных и соответствующей скоростной зависимостью. На этом этапе корректируют данные по свойствам материала для установления наилучшего соответствия между теоретическими и экспериментально полученными результатами. После этого расчетным путем строят новые карты, и сравнение повторяется. Окончательную «подгонку» осуществляют, строя карты по типу описанных в гл. 1, нанося на них экспериментальные данные и анализируя степень соответствия отдельных областей и точность, с которой совпадают расчетные и экспериментально полученные границы областей. Нельзя с уверенностью утверждать, что при тщательном сравнении окончательно построенной карты механизмов деформации с экспериментально полученными данными во всем исследованном интервале значений параметров T , σ_s и $\dot{\gamma}$ будет получено очень хорошее соответствие.

Наконец, скорректированные данные сводят в таблицы и карты

перестраивают с использованием либо данных, нанесенных на карты, либо содержащихся на специально построенных (в том числе экспериментально) кривых. Указанные таблицы и кривые для каждого из рассмотренных в настоящей книге материалов приведены в гл. 4—16.

2. Суперпозиция скоростных зависимостей

Способ суперпозиции скоростных зависимостей требует более подробного обсуждения. Контролируемая скольжением пластическая деформация описывается двумя скоростными зависимостями (см. п. 2 в гл. 2): одна — для контролируемого препятствиями скольжения [$\dot{\gamma}_2$, уравнение (2.9)] и другая — для контролируемого решеточным торможением скольжения [$\dot{\gamma}_3$, уравнение (2.12)]. В самом грубом приближении эти зависимости можно рассматривать как альтернативные:

$$\dot{\gamma}_{pl} = \text{Наименьшее из } \{\dot{\gamma}_2, \dot{\gamma}_3\}. \quad (3.1)$$

Указанный уровень был принят при построении карт механизмов деформации, приведенных в настоящей книге. Это эквивалентно предположению, что напряжение течения контролируется наиболее прочными препятствиями; последнее вполне отвечает стоящей перед нами задаче.

При более совершенном подходе предусматривается, что когда несколько механизмов упрочнения (общее торможение, влияние отдельных препятствий, сопротивление решетки) действуют одновременно, то их вклады в напряжение течения подчиняются (в грубом приближении) линейному закону аддитивности. Однако это всего лишь приближение; суперпозиция разных механизмов в действительности резко отличается от линейной зависимости. Достижение наибольшей точности возможно лишь в случае детального моделирования характера взаимодействия любой данной пары механизмов [3, 5, 6].

Степенной закон ползучести [$\dot{\gamma}_4$, (2.21) или $\dot{\gamma}_6$, (2.26)] и контролируемое диффузией течение [$\dot{\gamma}_7$, (2.29)] являются независимыми механизмами течения, предусматривающими разную степень участия в процессе течения разных дефектов. В первом приближении определяемые указанными механизмами скорости деформации складываются. Скорости деформации, определяемые степенным законом ползучести ($\dot{\gamma}_4$) и скольжением [$\dot{\gamma}_{\text{пласт}}$, (3.1)], закону аддитивности не подчиняются. В обоих процессах участвуют одни и те же дефекты; эти механизмы описывают одно и то же движение дислокаций, но в разных условиях. При увеличении напряжения более важна контролируемая скольжением (движением) дислокаций часть процесса пластического течения, а контролируемая переползанием часть дислокационного движения играет менее важную роль, пока не будет достигнута граница между двумя областями. При определенном значении напряжения контролируемое степенным законом переползание может вообще не происходить. Мы решили возникшую проблему, рассматривая контро-

лируемую степенным законом ползучести пластическую деформацию и контролируемую скольжением пластическую деформацию как альтернативные механизмы, выбирая всякий раз тот, который определял наибольшую скорость деформации. При этом карты механизмов деформации делятся на две части: одна («степенной закон ползучести») соответствует течению с установившейся скоростью, а вторая («пластичность») — течению в условиях как бы не изменяющейся структуры. Последнее обусловлено тем, что описывающие скольжение уравнения не учитывают процессы возврата и поэтому не могут адекватно описать переход от пластической деформации, контролируемой исходной структурой, к пластической деформации, контролируемой структурой на установившейся стадии. Ползучесть по Харперу—Дорну [$\dot{\gamma}_5$, (2.23)] рассматривается как механизм, альтернативный контролируемому диффузией течению; при этом предпочтение вновь отдают механизму, определяющему наибольшую скорость деформации. Наконец, в случае, когда напряжения превышают уровень прочности совершенного кристалла, течение [$\dot{\gamma}_1$, (2.1)] принимает «катастрофический» характер (условия разрушения). В результате, полная скорость деформации поликристалла, подвергнутого воздействию напряжения σ_s при температуре T , составляет:

$$\dot{\gamma}_{\text{net}} = \dot{\gamma}_1 + \text{наибольшая из } (\dot{\gamma}_{D1}, \dot{\gamma}_4 \text{ или } \dot{\gamma}_6) + \text{наибольшая из } (\dot{\gamma}_5, \dot{\gamma}_7). \quad (3.2)$$

В пределах одной области на поле карты механизмов деформации вклад от данного, конкретного механизма в величину $\dot{\gamma}_{\text{net}}$ больше, нежели чем вклад от любого другого механизма. Каждая область отделена от соседних, в которых преимущественно реализуются другие механизмы, границами (жирные, сплошные линии). Уравнение (2.21) для контролируемой степенным законом ползучести пластической деформации и уравнение (2.29) для контролируемого диффузией течения описывают сумму двух подчиняющихся закону аддитивности вкладов; жирные пунктирные линии разделяют области, в которых преимущественное влияние оказывает тот или иной вклад. Контуры постоянной скорости деформации получают, решая уравнение (3.2) относительно температурной зависимости σ_s при постоянном значении $\dot{\gamma}_{\text{net}}$.

3. Обработка данных

Литературные источники и подробная обработка данных рассмотрены в соответствующих разделах, посвященных конкретным материалам. Как подчеркивалось ранее, точность карт зависит от точности экспериментальных данных. Скорости деформации, определенные в разных экспериментах, часто разнятся более чем в 100 раз для одних и тех же значений σ_s и T ; при этом необходимо выбирать, какой из проведенных экспериментов с наибольшей достоверностью позволяет определять истинные свойства материала. Этот выбор является, в некоторой степени, субъективным из-за

огромного числа влияющих на конечный результат переменных: чистота материала, атмосфера испытаний, величина зерна, термомеханическая предыстория, влияние рекристаллизации, схема испытаний и т. д. Влияние примесей наиболее ярко проявляется в номинально «чистых» металлах: примеси в количестве 0,1% снижают скорость ползучести чистого никеля более, чем на порядок [2]. Еще меньшее содержание примесей элементов внедрения приводит к значительному повышению предела текучести о. ц. к. металлов при низких температурах. Величина зерна (исключая предельные значения), атмосфера и схема испытаний менее важны, однако мы старались фиксировать и эти параметры (величина зерна указана на всех картах механизмов деформации). Динамическая рекристаллизация может осложнить общую картину; она может обусловить колебания значений скорости деформации (при постоянном напряжении) или напряжения течения (при постоянной скорости деформации) и затрудняет определение установившейся стадии. Если рекристаллизация (которая в значительной степени зависит от чистоты материала) происходит в процессе проведения испытаний лишь один раз, то ее влиянием на развитие установившейся стадии можно пренебречь. Однако, если в ходе испытаний процесс рекристаллизации носит повторяющийся характер, что обычно реализуется при испытаниях на горячую деформируемость в случае больших деформаций, то последовательные «волны» рекристаллизации могут перекрываться, обуславливая создание иной, отличной от установившейся, стадии. Эти режимы обозначены на картах механизмов деформации заштрихованными областями.

Как отмечалось выше, входящие в скоростные зависимости параметры можно изменять для установления наилучшей связи с экспериментально полученными данными. Наиболее часто изменяют контролирующие дислокационную ползучесть параметры n и A и контролирующие дислокационное скольжение параметры $\dot{\epsilon}_0$, $\dot{\epsilon}_p$ и ΛF_p . В некоторых случаях изменяли коэффициенты диффузии по дислокационным трубкам, что позволяло установить соответствие с данными по низкотемпературной ползучести.

Лежащие в основе каждой карты данные нанесены в виде образующих отдельные кривые значений. Соединенные сплошной линией точки характеризуются одинаковыми скоростями деформации. Пунктирная линия между точками соответствует группе промежуточных экспериментальных точек. Кривые, построенные на основе испытаний на ползучесть, растяжение, сжатие, кручение и в ряде случаев экструзии, включают данные, пересчитанные в сдвиговые напряжения. Полученные из испытаний на кручение и экструзию данные трудно интерпретировать, так как напряжение и скорость деформации не постоянны по всему образцу; поэтому на их основе нельзя делать заключения о положении той или иной области пластического течения. Данные для монокристаллов несколько отличаются: там, где это возможно, их представляют через величину критического приведенного напряжения сдвига:

используют стандартный переход от растягивающего к сдвиговому напряжению: $\sigma_s = \sigma/\sqrt{3}$. Чтобы сравнить данные для монокристаллов с данными для поликристаллов, нанесенными на той же карте, следует умножить величины напряжений для монокристаллов на соответствующий коэффициент, равный 1,77 для металлов с г. ц. к. решеткой и 1,67 для металлов с о. ц. к. решеткой (дополнительная информация по ориентационным факторам Тейлора приведена в гл. 2, п. 2). Приведенные в таблицах в последующих главах данные для монокристаллов были получены указанным способом.

Карты механизмов деформации в координатах $\sigma_s/\mu - T/T_M$ содержат в нижней части линию постоянного напряжения сдвига (обычно $\sigma_s = 0,1 \text{ МН/м}^2$). Это позволяет переводить значения, нанесенные на координатную ось в правой части карт (напряжение сдвига при 300 К), в значения напряжения сдвига при любой температуре. На всех картах, построенных с использованием координатной оси T/T_M , в качестве дополнительной введена температурная координатная ось ($^{\circ}\text{C}$).

Глава 4

МЕТАЛЛЫ С Г. Ц. К. РЕШЕТКОЙ: Ni, Cu, Ag, Al, Pb и $\gamma\text{-Fe}$

Отличие металлов и сплавов с г. ц. к. решеткой состоит в том, что они являются вязкими и пластичными даже при температурах, близких к $T=0$. Будучи отоженными, они, как правило, являются мягкими и легко деформируются. Однако их способность к деформационному упрочнению достаточно высока, и в холоднодеформированном состоянии они характеризуются высокой прочностью, определяющей возможность их практического использования. Способность металлов с г. ц. к. решеткой к растворению легирующих элементов также высока, что позволяет создать широкую группу таких промышленных материалов, как алюминиевые сплавы, бериллиевые бронзы, нержавеющие стали и жаропрочные сплавы на основе никеля, с высокими пределами текучести и ползучести. Карты механизмов деформации для пяти чистых металлов с г. ц. к. решеткой (Ni, Cu, Ag, Al и Pb) представлены на рис. 11 - 25. Карты механизмов деформации цветных сплавов приведены в гл. 7, а железа и нержавеющих сталей — в гл. 8. Карты построены на основе экспериментальных данных и параметров, содержащихся в табл. 2.

1. Общие закономерности механического поведения металлов с г. ц. к. решеткой

Карты механизмов деформации для никеля (рис. 11, а—г) типичны для металлов с г.ц.к. решеткой. На всех картах можно

Таблица 2. Металлы с г. ц. к. решеткой

Свойства	Никель	Медь	Серебро	Алюминий	Свинец	Углерод [21]
<i>Кристаллографические и тепловые параметры</i>						
Атомный объем Ω , м ³	1,09·10 ⁻²⁹	1,18·10 ⁻²⁹	1,71·10 ⁻²⁹	1,66·10 ⁻²⁹	3,03·10 ⁻²⁹	1,21·10 ⁻²⁹
Вектор Бюргерса b , м	2,49·10 ⁻¹⁰	2,56·10 ⁻¹⁰	2,86·10 ⁻¹⁰	2,86·10 ⁻¹⁰	3,49·10 ⁻¹⁰	2,58·10 ⁻¹⁰
Температура плавления T_m , К	1726	1356	1234	933	601	1810
<i>Модули</i> ^{*1}						
Модуль сдвига при 300 К μ_0 , МН/м ²	7,89·10 ¹¹ [1]	4,21·10 ¹¹ [6]	2,64·10 ¹¹ [10]	2,54·10 ¹¹ [15]	0,73·10 ¹¹ [18]	8,1·10 ¹¹
Температурная зависимость модуля $T_m/\mu_0 d\mu/dT$	-0,64 [1]	-0,54 [6]	-0,54 [11]	-0,50 [15]	-0,76 [18]	-0,91
<i>Объемная диффузия</i> ^{*2}						
Предэкспоненциальный множитель D_{0v} , м ² /с	1,9·10 ⁻⁴ [2]	2,0·10 ⁻⁵ [7]	4,4·10 ⁻⁵ [12]	1,7·10 ⁻⁴ [16]	1,4·10 ⁻⁴ [19]	1,8·10 ⁻⁵
Энергия активации Q_v , кДж/моль	284 [2]	197 [7]	185 [12]	142 [16]	109 [19]	270
<i>Диффузия по границам зерен</i> ^{*2}						
Предэкспоненциальный множитель δD_{0b} , м ² /с	3,5·10 ⁻¹⁵ [3]	5,0·10 ⁻¹⁵ [8]	4,5·10 ⁻¹⁵ [13]	5,0·10 ⁻¹⁴ [8]	8,0·10 ⁻¹⁴ [20]	7,5·10 ⁻¹⁴
Энергия активации Q_b , кДж/моль	115 [3]	104 [8]	90 [13]	84 [8]	66 [20]	159
<i>Диффузия по дислокационным трубкам</i> ^{*2}						
Предэкспоненциальный множитель $a_c D_{0c}$, м ⁴ /с	3,1·10 ⁻²³ [4]	1,0·10 ⁻²⁴ [9]	2,8·10 ⁻²⁵ [14]	7,0·10 ⁻²⁵ [17]	1,0·10 ⁻²² [8]	1,0·10 ⁻²³
Энергия активации Q_c , кДж/моль	170 [4]	117 [9]	82 [14]	82 [17]	66 [8]	159

Степенной закон ползучести

Экспонента
Постоянная Дорна^{а,з} А
Параметр, учитывающий на-
рушение степенного закона, α

Контролируемое препятствиями скопление

Напряжение течения при 0 К
 τ/μ_0
Предэкспоненциальный мно-
житель $\dot{\gamma}_0$, с⁻¹
Энергия активации $\Delta F/\mu_0\delta^3$

4,6 [5] 3,0·10 ⁶	4,8 [5] 7,4·10 ⁵	4,3 [5] 3,2·10 ²	4,4 [5] 3,4·10 ⁶	5,0 [5] 2,5·10 ⁶	4,5 4,3·10 ⁵
—	794	—	1000	—	—
6,3·10 ⁻³ [5] 10 ⁶ 0,5	6,3·10 ⁻³ [5] 10 ⁶ 0,5	7,2·10 ⁻³ [5] 10 ⁶ 0,5	7,2·10 ⁻³ [5] 10 ⁶ 0,5	8,7·10 ⁻³ [5] 10 ⁶ 0,5	1,7·10 ⁻³ 10 ⁶ 0,5

П р и м е ч а н и е. Приведены данные исследования: [1] Alers et al. (1960); [2] Montma (1965); [3] Wazzan (1965); [4] Cannon and Stark (1969) [5]. См. по тексту; [6] Chang and Himmel (1966); Overton and Gaffney (1955); [7] Kuper et al. (1954); (1956); [8] определено в приближении: $\delta D_{0\delta} = bD_{0\delta}$ и $Q_0 = 0,6Q_0$ или Q_0 (если известно), $a_0 D_{0\delta} = 4b^2 D_{0\delta}$ и $Q_0 = 0,6Q_0$ или Q_0 (если известно); [9] получено из сравнения с экспериментально полученным значени-
ем (см. по тексту); [10] Chung and Himmel (1966); [11] Neighbours and Alers (1958); [12] Tomizuka and Sonder (1956); [13] Hoffman and Turn-
bull (1951); [14] Turnbull and Hoffman (1954); [15] Sutton (1953); Lazarus (1959); [16] Lundy and Murdoch (1962); [17] Balluffi (1970); [18] Hun-
tington (1958); [19] Nachtrieb et al. (1959); [20] Okkerse (1954); [21] более подробно данные для у-Fe представлены в гл. 8; здесь они
приведены для сравнения.

^{а,з} $\mu = \mu_0[1 + (T - 300)/T_M](T_M/\mu_0)d\mu/dT$.

^а $D_0 = D_{0\delta} \exp(-Q_0/RT)$; $\delta D_0 = \delta D_{0\delta} \exp(-Q_0/RT)$; $a_0 D_0 = a_0 D_{0\delta} \exp(-Q_0/RT)$.

^з Эта величина А относится к напряжению и скорости деформации при растяжении. Карты построены в координатах сдвиговое напряжение — ско-
рость деформации. При построении карт механизмов деформации использовался $\lambda_s = \sqrt{3}$ гл. 1. А.

выделить три основные области: низкотемпературной пластичности, степенного закона ползучести и контролируемого диффузией течения. В ряде случаев (например, для алюминия и свинца) область контролируемого диффузией течения заменяется на область, соответствующую ползучести по Харперу - Дорну, а в двух случаях (медь и алюминий) наблюдается область нарушения степенного закона ползучести.

Металлы с г. ц. к. решеткой отличаются чрезвычайно низким сопротивлением решетки движущимся дислокациям (безусловно $< 10^{-5} \mu$); в результате предел текучести этих металлов определяется плотностью отдельных препятствий или содержащихся в этих сплавах других барьеров в виде, например, скоплений дефектов¹. В чистых г. ц. к. металлах предел текучести определяется плотностью и распределением дислокаций: вообще предел текучести зависит от степени деформационного упрочнения металла. Большая часть карт механизмов деформации относится к металлам, уже находящимся в состоянии деформационного упрочнения; последнее оценивали, используя величину плотности дислокаций $6,25 \cdot 10^{14}$ (или величину среднего расстояния между препятствиями $l = 4 \cdot 10^{-8}$ м (см. табл. 1). Указанные значения соответствуют сильно деформированному состоянию, хотя они и лежат ниже наибольших из известных плотностей и поэтому не являются плотностями, соответствующими насыщению или установившейся стадии. Отжиг снижает предел текучести металлов с г. ц. к. решеткой промышленной чистоты до $\sigma_s / \mu = 10^{-3}$, что соответствует $l = 2 \cdot 10^{-7}$ м; карта механизмов деформации для отожженного никеля представлена на рис. 11, г. Энергия активации ΔF для процесса перерезания леса дислокаций $0,5 \mu b^3$ (см. табл. 1) обуславливает слабую зависимость предела текучести (напряжения течения) от температуры. Эта величина лишь немного выше наилучших оценочных значений [1], однако это различие никак не отражается на приведенных картах механизмов деформации.

При $T \geq 0,3T_M$ возможна ползучесть г. ц. к. металлов. Диффузия (которая, как считают, контролирует процесс ползучести через переползание дислокаций в этих металлах) в материалах с г. ц. к. решеткой протекает медленнее, чем в материалах с более рыхлой о. ц. к. решеткой; это отражается в более низких скоростях ползучести при сравнимых величинах σ_s / μ и T/T_M . Область ползучести подразделяется, согласно (2.20), на области низкотемпературной (контролируемой диффузией по дислокационным трубкам) ползучести, для которой показатель степени при напряжении составляет $n+2$, и высокотемпературной (контролируемой объемной диффузией) ползучести, для которой показатель степени при напряжении составляет n . Нарушение степенного закона ползучести для всех пяти металлов происходит при $\sigma_s / \mu \approx 10^{-3}$, что соответствует $\alpha' \approx 10^3$.

¹ Жаропрочные г. ц. к. металлы Ir и Rh составляют исключение, характеризываясь высокими значениями сопротивления решетки $\sim 10^{-2} \mu$ при $T \rightarrow 0$.

Для двух рассматриваемых в этой главе металлов — Cu и Al — имеется достаточное количество экспериментальных данных для построения карт механизмов деформации.

Контролируемое диффузией течение реализуется при высокой температуре и низком напряжении. Эта область подразделяется, согласно (2.30), на участок, в пределах которого скорость ползучести контролируется диффузией по границам зерен, и на участок, в пределах которого контролирующим процессом является объемная диффузия. В случае большой величины зерна эта область может трансформироваться на область, соответствующую ползучести по Харперу—Дорну [уравнение (2.23)]; примеры приведены на картах механизмов деформации для Al и Pb.

Влияние величины зерна на вид карт механизмов деформации иллюстрируется данными, представленными на рис. 11, а, 11, б, 2 и 11, в. Рассматривая карты в указанном порядке, можно последовательно проследить влияние увеличения размера зерна до десятикратного. Видно, что с ростом величины зерна область степенного закона ползучести расширяется за счет области контролируемого диффузией течения; для этой последней преимущественным (контролирующим ползучесть) процессом становится объемная диффузия (а не по границам зерен). При этом, как отмечалось выше, может реализоваться ползучесть по Харперу—Дорну, хотя прямых доказательств протекания этого процесса для никеля нет.

Модули для всех пяти рассмотренных металлов рассчитывали по данным для монокристаллов:

$$\mu = [0,5c_{44}(c_{11} - c_{12})]^{1/2}$$

Именно эту величину использовали при расчете анизотропии упругой энергии винтовой дислокации $1/2 \langle 110 \rangle$; ее же используют для определения величины силы, необходимой для того, чтобы вызвать образование порогов на винтовых дислокациях, а также при расчете силы, необходимой для выгибания краевых дислокаций между прочными препятствиями. Мы приняли линейный характер температурной зависимости, являющийся достаточно точным приближением для рассматриваемых металлов. Данные по пластичности, ползучести и диффузии рассмотрены ниже.

2. Обзор данных для металлов с г. ц. к. решеткой

Никель (рис. 2, 3 и 11—13)

Никель (его сплавы см. гл. 7) рассмотрен в настоящей книге более подробно, чем любой другой материал. На рис. 11, а, 2, 11, б и 11, в (в указанной последовательности) представлены карты механизмов деформации никеля с величиной зерна от 1 мкм до 1 мм в состоянии деформационного упрочнения. На рис. 2, б и 3 показаны другие способы представления той же информации. Наконец, на рис. 11, г изображена карта механизмов деформации никеля в отожженном состоянии. Все перечисленные карты механизмов де-

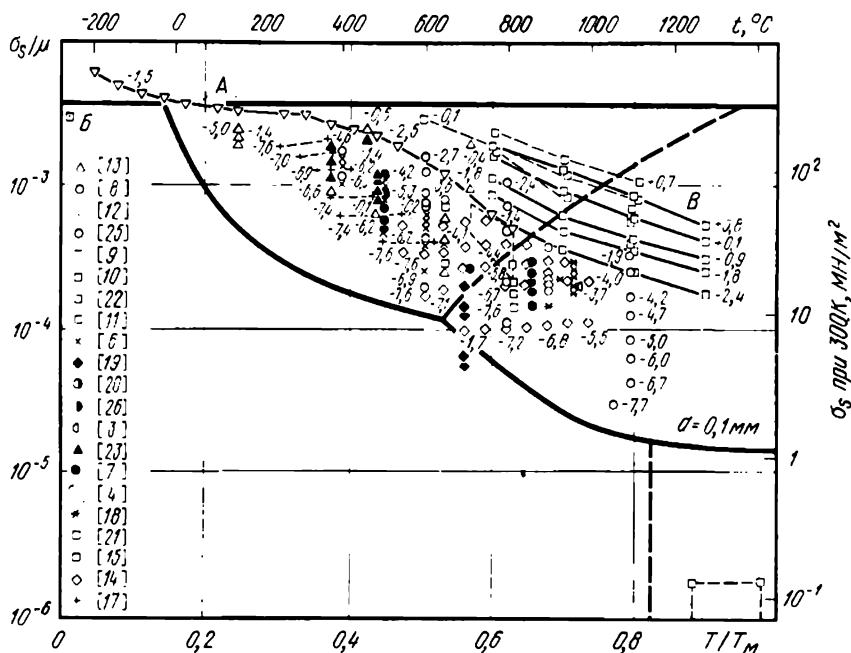


Рис. 12. Разделенные на группы данные для никеля. Каждая группа связана с определенной скоростью зависимости. Цифры соответствуют $\lg \dot{\epsilon}$: А — максимальное истинное напряжение (при растяжении); Б — двойникование; В — максимальное напряжение течения (при кручении)

формации основаны на данных, приведенных на рис. 12, 13 и обобщенных в табл. 2.

Параметры высокотемпературной ползучести основаны на измерениях [25] при изучении ползучести Ni чистотой 99,75% ($n=4,6$) в высокотемпературной области. Было показано [7], что небольшое количество примесей ($\sim 0,1\%$) может привести к снижению скорости ползучести никеля почти на порядок. Поэтому мы использовали также почти на порядок превосходящую найденную в [25] величину $A=3,0 \times 10^6$, что позволило установить намного более близкое соответствие с максимальным напряжением течения при испытаниях на кручение [15], а также с целым рядом других параметров, характеризующих границу между областями высокотемпературной и низкотемпературной ползучести (см. рис. 12).

Применительно к низкотемпературной ползучести мы использовали коэффициент диффузии по дислокационным трубкам, предложенный авторами [5] для краевых дислокаций, составляющих симметричную наклонную границу. Энергия активации этого процесса ($Q_c=170$ кДж/моль) совпадает с найденной в работе [17] для ползучести в низкотемпературной области. Кроме этого, было обнаружено [17], что $n \approx 7,0$; это значение согласуется с существованием области низкотемпературной ползучести. Найденные авторами [17] величины скорости деформации точно совпадают с

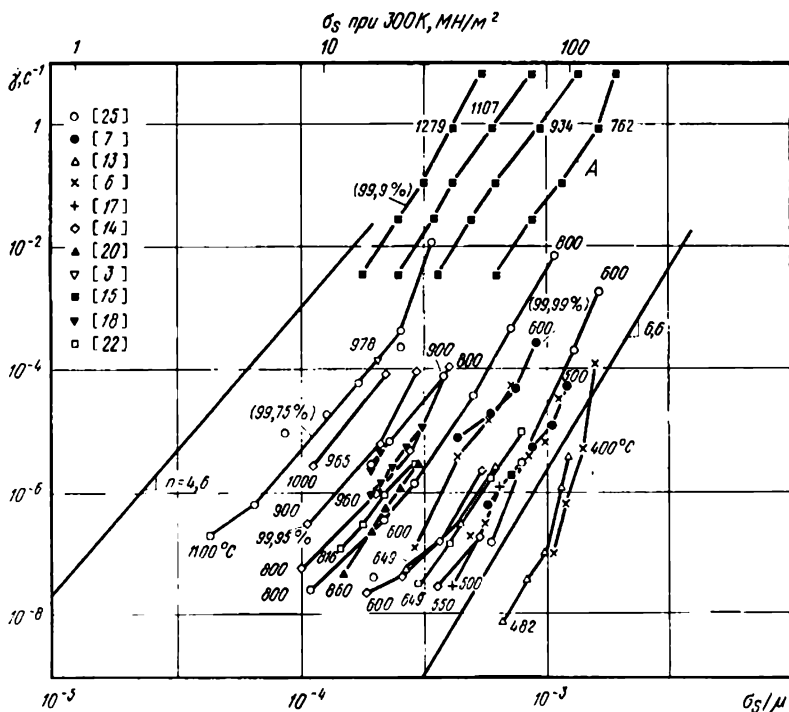


Рис. 13. Данные по ползучести чистого никеля. Цифры в кривых соответствуют тем- пературам, $^{\circ}C$; А — кручение (максимальное напряжение)

рассчитанными при $A = 3,0 \cdot 10^6$ значениями. Авторы [25] также обнаружили увеличение показателя степени при напряжении в низкотемпературной области, хотя найденные ими величины скоростей деформации ниже. Мы не рассматривали область нарушения степенного закона ползучести для никеля, хотя (по аналогии с медью и алюминием) уравнение (2.26) с $\alpha' = 1000$ позволяет представить почти адекватную картину.

Соответствующая динамической рекристаллизации заштрихованная область основана на данных работы [2].

Медь (рис. 14—16)

Карта механизмов деформации для меди с (типичной) величиной зерна 100 мкм показана на рис. 14; она включает широкую переходную область от степенного закона ползучести к пластичности, которую мы связываем с нарушением степенного закона [уравнение (2.26)]. Эта карта построена по данным, приведенным на рис. 15 и 16 и обобщенным в табл. 2. Влияние изменения величины зерна аналогично наблюдаемому для никеля.

Основные данные по высокотемпературной ползучести меди заимствованы из [2, 10]. Для области низкотемпературной ползучести мы использовали величину энергии активации диффузии по

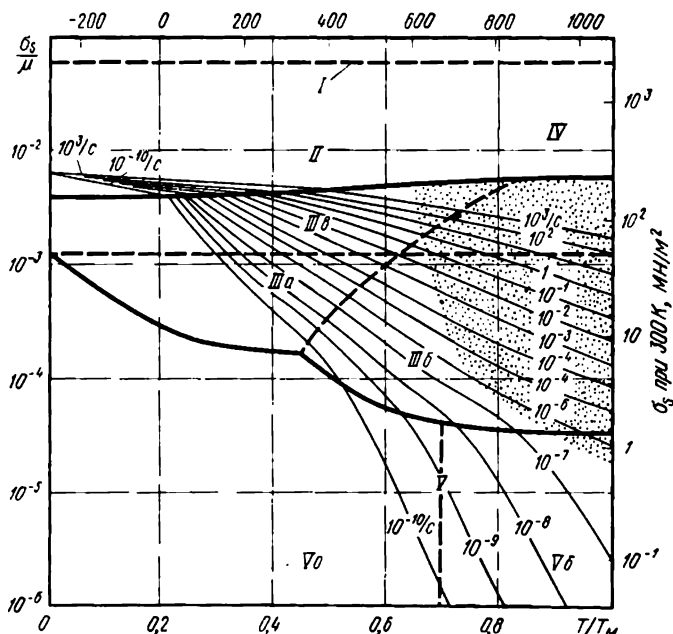


Рис. 14. Карта механизмов деформации чистой меди с 0,1-мм зерном; III в — область, соответствующая нарушению степенного закона ползучести

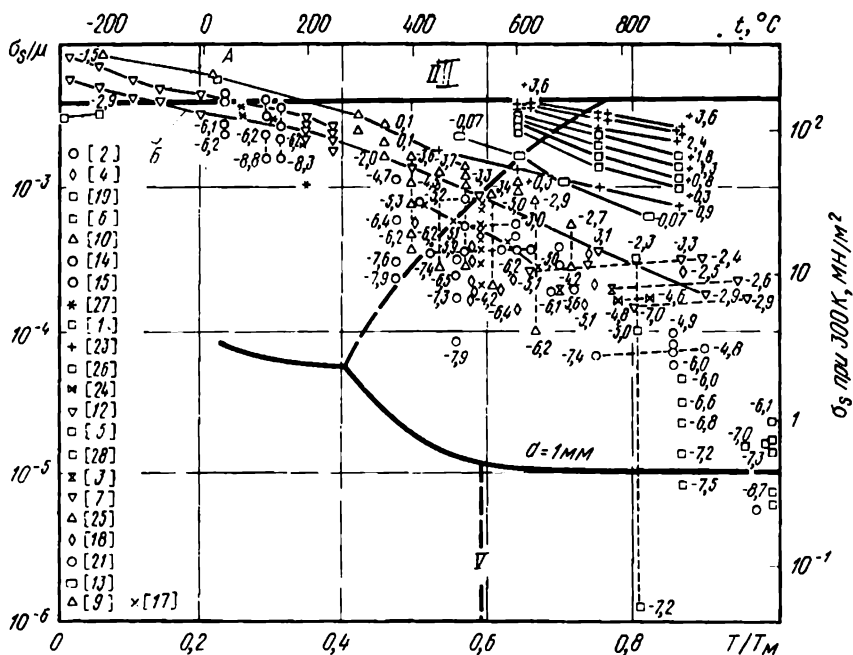
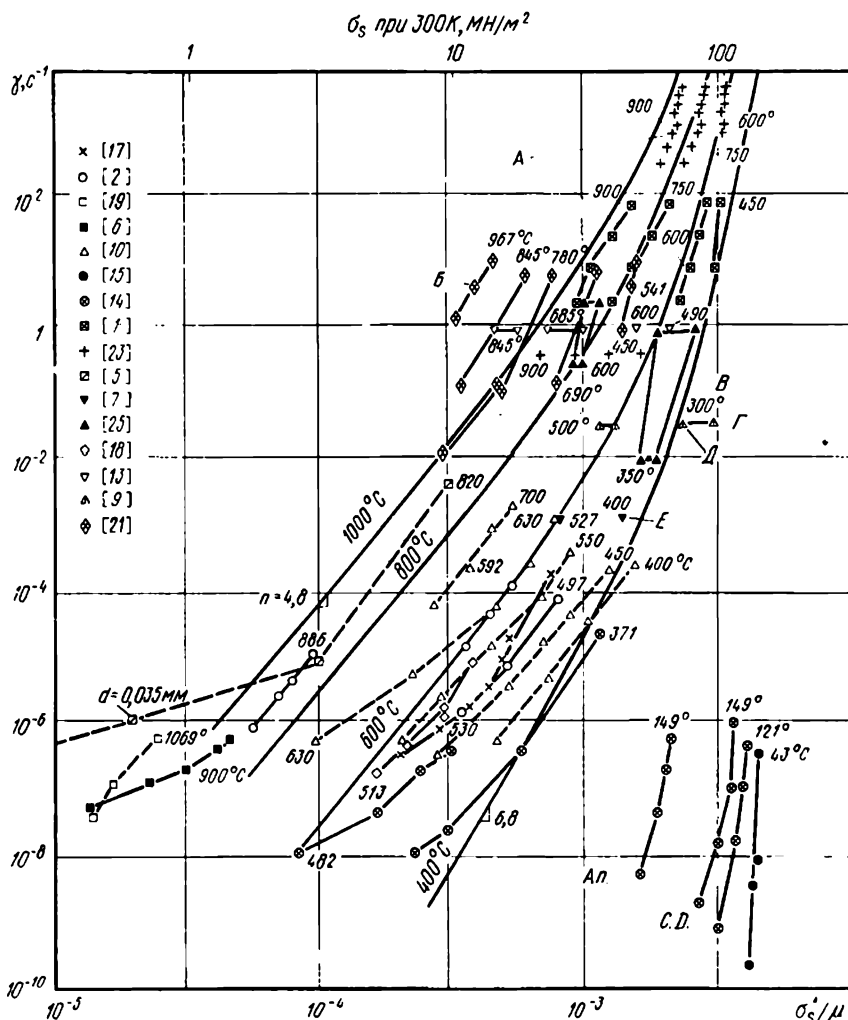


Рис. 15. Разделенные на группы данные для меди. Цифры соответствуют $\lg$: А — максимальное истинное напряжение; Б — прочность при растяжении, двойникование, II — пластическая деформация, V — контролируемое диффузией течение

дислокационным трубкам, равную 117 кДж/моль и согласующуюся с величиной энергии активации для низкотемпературной ползучести, приведенной в работе [3]. Экспериментально подтвержденных данных о коэффициентах диффузии по дислокационным трубкам и вдоль границ в меди не существует. Область нарушения степенного закона ползучести рассчитывали по устанавливающему связь с экспериментальными данными для динамического сжатия уравнению (2.26) при $\alpha' = 794$ [1, 23]. Область динамической рекристаллизации построена по данным [11, 22].



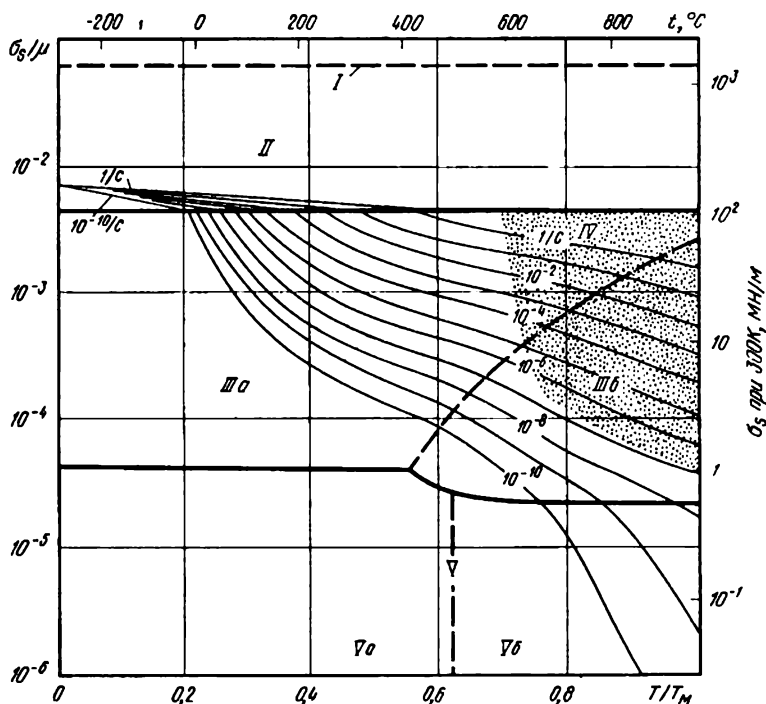
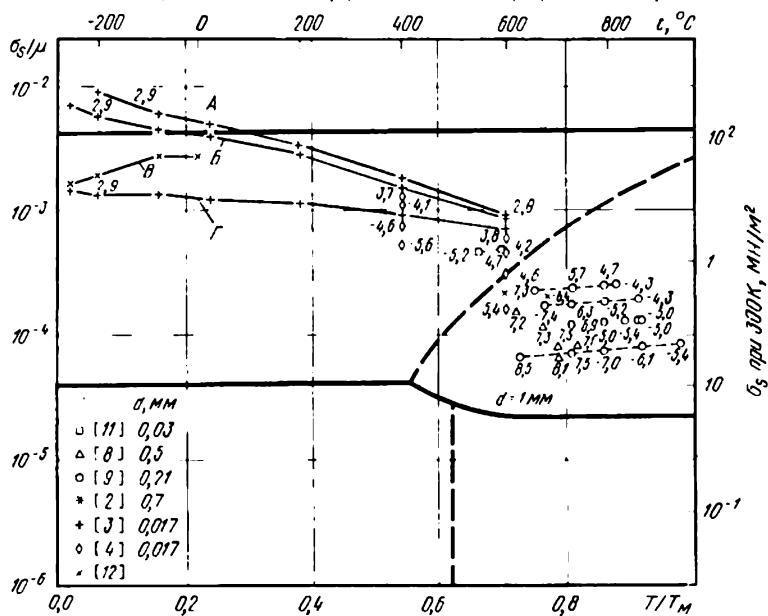


Рис. 17. Карта механизмов деформации чистого серебра с 1-мм зерном



На рис. 17 приведена карта механизмов деформации для серебра с большим (1 мм) зерном. Она напоминает соответствующие карты для меди и никеля (иллюстрирующие влияние величины зерна на вид этих карт). Карта механизмов деформации построена по данным, приведенным на рис. 18 и 19 и обобщенным в табл. 2.

Работ, посвященных изучению ползучести серебра, меньше, чем исследований других металлов с г. ц. к. решеткой. Параметры высокотемпературной ползучести серебра определены по данным [8]. Для области низкотемпературной ползучести использовали среднее значение коэффициента диффузии по дислокационным трубкам [14]. При этом достигается хорошее соответствие с результатами [4, 11].

Область динамической рекристаллизации построена по данным [1].

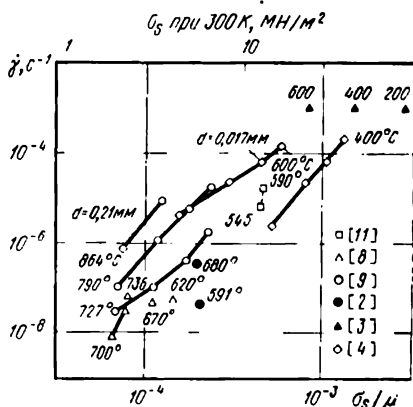


Рис. 19. Данные по ползучести серебра. Числа у кривых и точек — температуры, °С

Алюминий (рис. 20—22)

Две карты механизмов деформации алюминия (рис. 20, а и б) иллюстрируют замену области контролируемого диффузией течения на область ползучести по Харперу—Дорну при переходе к зерну большой величины. Обе карты включают область, соответствующую нарушению степенного закона (2.26). Карты основаны на данных, приведенных на рис. 21—22 и обобщенных в табл. 2.

Параметры высокотемпературной ползучести алюминия взяты из [16, 22]. В указанных исследованиях было обнаружено, что при высоких температурах энергия активации согласуется с коэффициентом диффузии, предложенным в [13]: $Q_v = 142 \text{ кДж/моль}$. Для случая низкотемпературной ползучести мы использовали найденный в [2] коэффициент диффузии по дислокационным трубкам ($Q_c = 82 \text{ кДж/моль}$), позволяющий получить хорошее соответствие с данными экспериментов по низкотемпературной ползучести. Область ползучести по Харперу—Дорну основана на данных [9]. Указанная область появляется на рис. 20, б для $d = 1 \text{ мм}$, но подавляется контролируемым диффузией течением при $d = 10 \text{ мкм}$ (см. рис. 20, а).

Область, соответствующая нарушению степенного закона ползучести для алюминия, подробно изучена; экспериментальные данные хорошо описываются уравнением (2.25), что было показано в [15, 23]. Данные для алюминия промышленной частоты, полученные из испытаний на динамическое сжатие [1, 10, 14] и экструзию

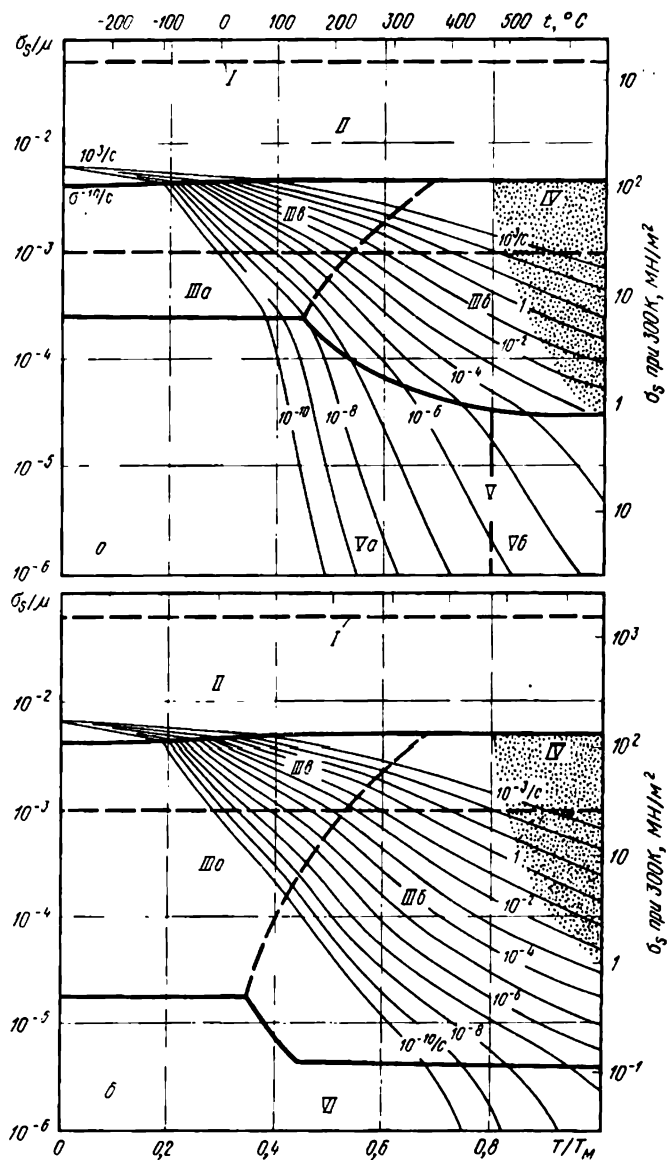


Рис. 20. Карты механизмов деформации чистого алюминия:

а — с 10-мкм зерном, карта содержит область, соответствующую нарушению степенного закона (III а); б — с 1-мкм зерном, область VI ползучести по Харперу-Дорну заменила область V контролируемого диффузией течения

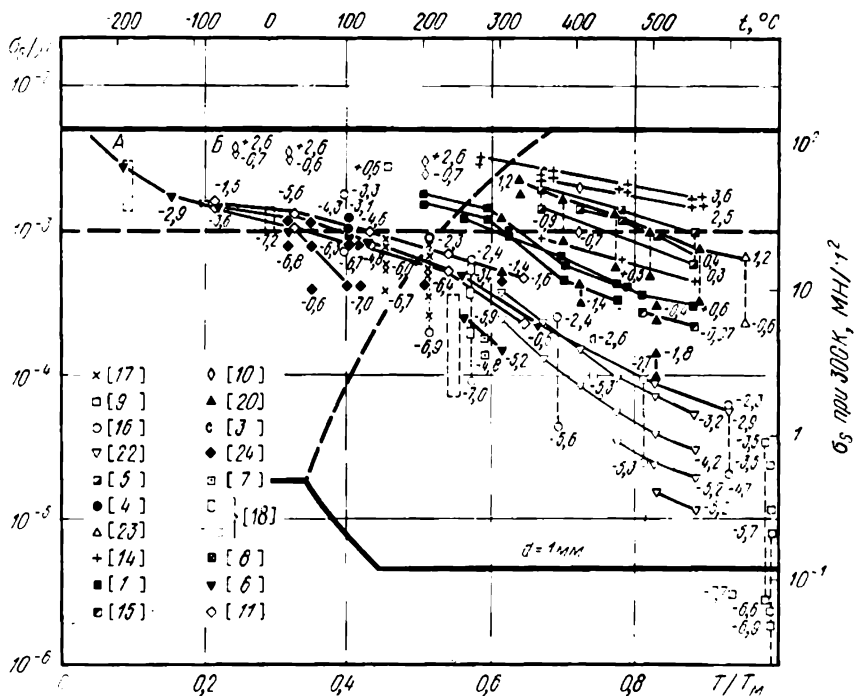


Рис. 21. Разделенные на группы данные для алюминия. Числа у кривых $\lg \dot{\epsilon}$: А — прочность при растяжении; Б — сжатие $\epsilon = 70\%$

[23], характеризуются намного более низкими значениями скоростей деформации по сравнению с данными, полученными при испытании образцов высокочистого алюминия на кручение [15], и из экстраполяции данных по ползучести [16]. Две указанные группы данных нельзя описать с использованием одного и того же параметра, характеризующего нарушение степенного закона. При построении обеих карт использовали значение параметра $\alpha' = 1 \cdot 10^3$, что позволило достичь удовлетворительного приближения. Отдельные области на поле карт нельзя рассматривать как точно отражающие границы действия разных механизмов; они отображают лишь общую картину.

При $T > 0,8T_M$ в алюминии в процессе ползучести происходит быстрый рост зерна [16], определяющий нестабильность процесса ползучести. Заштрихованная область скорее отражает этот факт, а не динамическую рекристаллизацию, которая наблюдается редко.

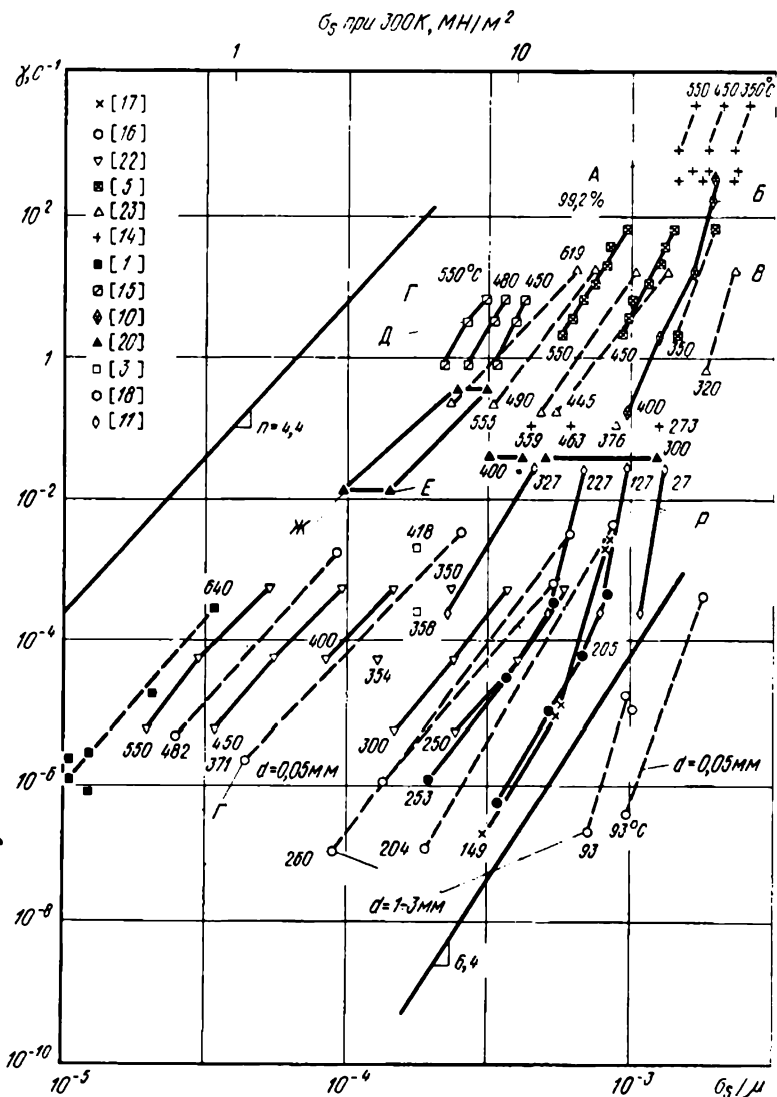


Рис. 22. Данные по ползучести алюминия (числа у кривых — температуры, °C): А — динамическое сжатие; Б — сжатие, $\epsilon = 0,7$ (промышленно чистый алюминий); В — экструзия (99,7%), Г — высокочистый алюминий; Д — кручение; Е — максимальное напряжение; Ж — установившаяся стадия; Р — растяжение ($\epsilon = 0,2$)

Свинец (рис. 23—25)

В свинце, как и в алюминии, в случае большой величины зерна наблюдается ползучесть по Харперу—Дорну. Этот факт иллюстрируется двумя картами механизмов деформации (рис. 23, а, б), построенными по данным, приведенным на рис. 24 и 25 и обобщенным в табл. 2.

Использованные параметры высокотемпературной ползучести

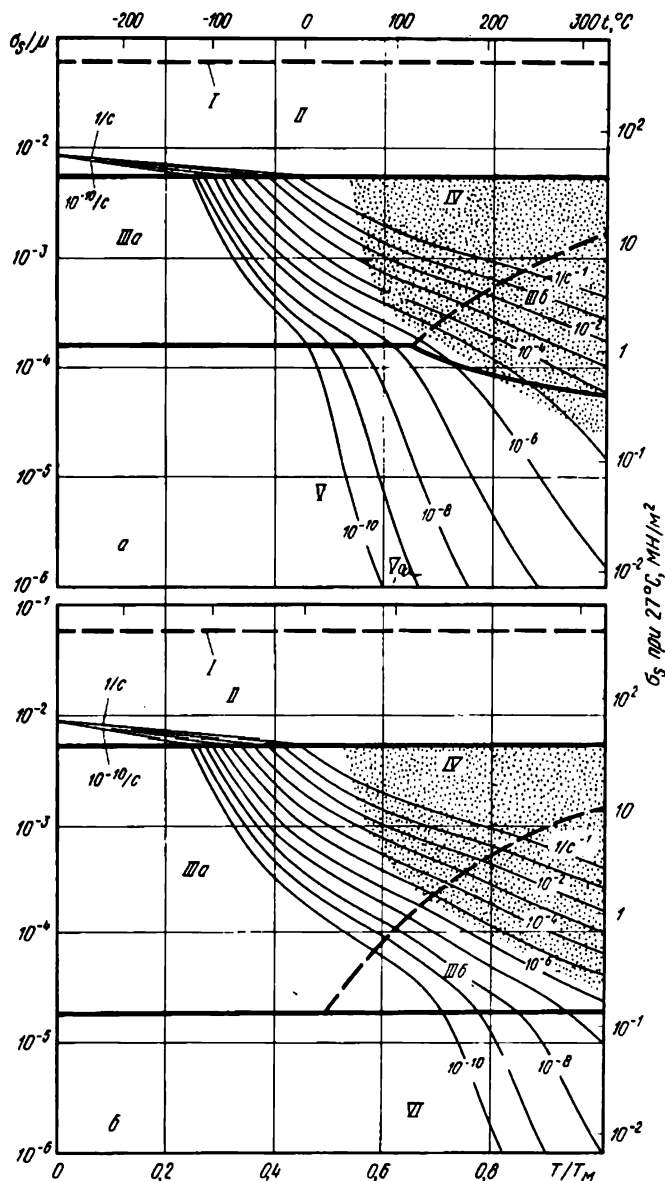


Рис. 23. Карты механизмов деформации чистого свинца:
 а с 10-мкм зерном; б с 1-мкм зерном. область VI ползучести по Хар-перу-Дорну заменила область V контролируемого диффузией течения

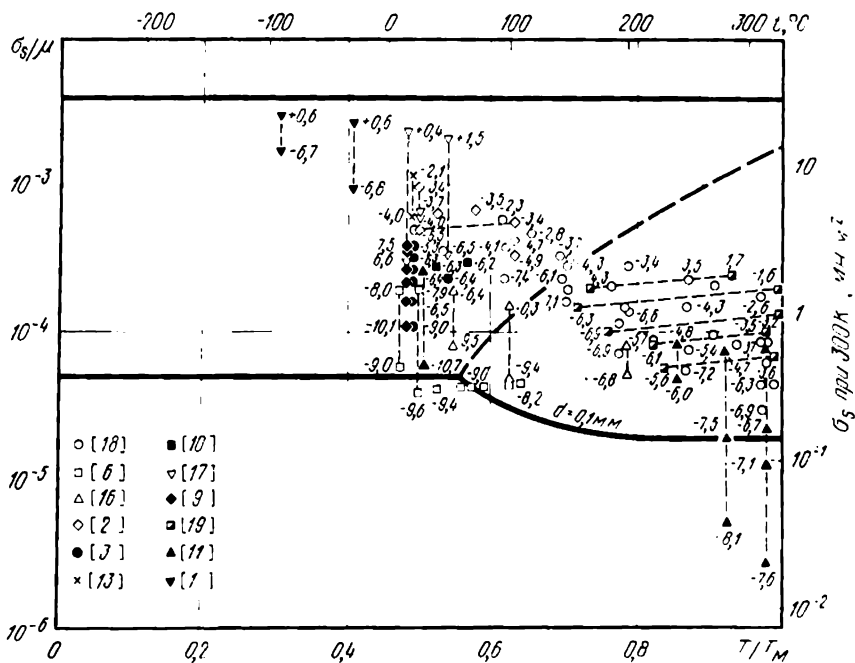


Рис. 24. Разделенные на группы данные для свинца (числа у кривых $\lg d$)

[11] : $n=5,0$; $A \approx 2,5 \cdot 10^8$. Эти величины отличаются от экспериментальных данных, полученных на монокристаллах в работе [18]; последние характеризуются несколько более низкими значениями n при высоких температурах. Мы оперировали энергией активации диффузии 109 кДж/моль [15], более высокой, чем приведено в работе [11], и более низкой, чем рассчитано по данным [18].

Низкотемпературная ползучесть была изучена в ряде работ. Данные [18] свидетельствуют о том, что при низких температурах показатель степени при напряжении больше, а энергия активации — ниже, чем при высоких температурах. Согласно [2], при низкотемпературной ползучести энергия активации составляет 92 кДж/моль при $n \geq 7$ (по сравнению с 109 кДж/моль и $n=5$ при высокотемпературной ползучести). При комнатной температуре $n \approx 8$ [3, 13]. Коэффициент диффузии по дислокационным трубкам был выбран так, чтобы наблюдалось соответствие с данными [14] для приграничной диффузии: $Q_c = 65$ кДж/моль. Область ползучести по Харперу — Лорну определена по данным [11]. Указанная область появляется для $d=1$ мм (см. рис. 23,б) и «вытесняется» областью контролируемого диффузией течения при $d=10$ мкм (см. рис. 23,а).

Диффузия в свинце при заданном отношении T/T_M протекает исключительно медленно. По этой причине скорость контролируемого диффузией течения свинца при заданной гомологической температуре меньше, чем в других металлах с г. ц. к. решеткой.

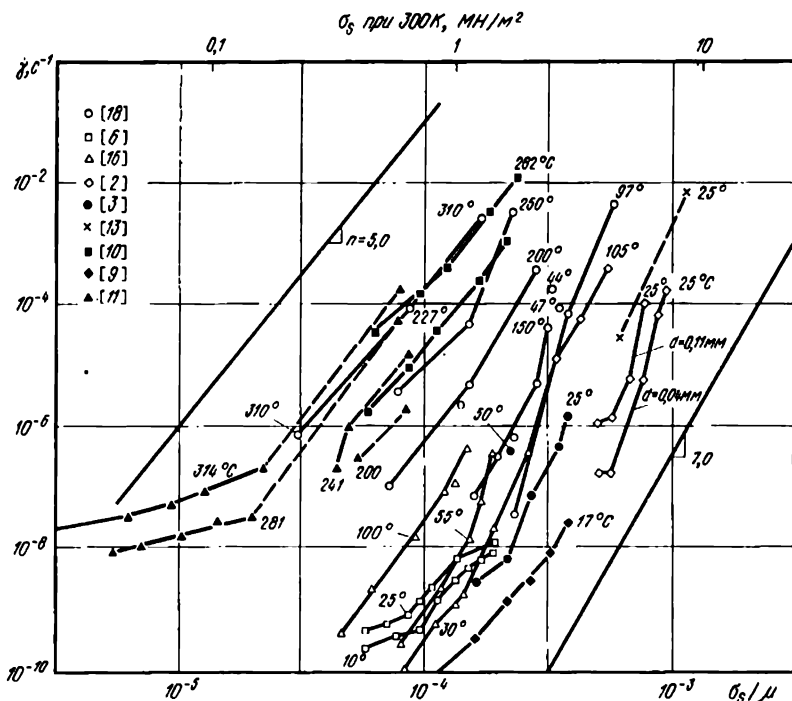


Рис. 25. Данные по ползучести свинца (числа у кривых – температуры, °С)

Динамическая рекристаллизация наблюдается в свинце при $\dot{\epsilon} > 0.7\dot{\epsilon}_M$. Область динамической рекристаллизации была выделена на карте механизмов деформации для свинца по данным [4, 5, 7].

Аустенит (Fe_γ)

Параметры для аустенита включены в табл. 2 (для сравнения). Карта механизмов деформации для железа и соответствующая библиография приведены в гл. 8.

Глава 5

ПЕРЕХОДНЫЕ МЕТАЛЛЫ С О. Ц. К. РЕШЕТКОЙ:

W, V, Cr, Nb, Mo, Ta, Fe α

Указанные металлы с о. ц. к. решеткой отличаются высокими температурами плавления и модули. Эти свойства и определяют многие области использования указанных материалов, например, вольфрам: нити накаливания ламп нагреваются до 2800 °С (см. гл. 19) или молибдена: молибденовые спирали эксплуатируют при температурах до 2000 °С. Тугоплавкие металлы широко используют в качестве легирующих элементов сталей и жаропрочных сплавов,

Т а б л и ц а 3. Металлы с о. ц. к. решеткой

Свойства	Вольфрам	Ванадий	Хром	Никобий	Молибден	Тантал	α-железо
<i>Кристаллографические и тепловые параметры</i>							
Атомный объем Ω , м ³	$1,59 \cdot 10^{-29}$	$1,40 \cdot 10^{-29}$	$1,20 \cdot 10^{-29}$	$1,80 \cdot 10^{-29}$	$1,53 \cdot 10^{-29}$	$1,80 \cdot 10^{-29}$	$1,18 \cdot 10^{-29}$
Вектор Бюргерса b , м	$2,74 \cdot 10^{-10}$	$2,63 \cdot 10^{-10}$	$2,50 \cdot 10^{-10}$	$2,86 \cdot 10^{-10}$	$2,73 \cdot 10^{-10}$	$2,86 \cdot 10^{-10}$	$2,48 \cdot 10^{-10}$
Температура плавления T_m , К	3683	2173	2163	2741	2883	3271	1810
<i>Модули*</i>							
Модуль сдвига при 300К μ_0 , МН/м ²	$1,60 \cdot 10^5$ [1]	$5,01 \cdot 10^4$ [7]	$1,26 \cdot 10^5$ [12]	$4,43 \cdot 10^4$ [7]	$1,34 \cdot 10^5$ [15]	$6,12 \cdot 10^4$ [7]	$6,4 \cdot 10^8$ [18]
Температурная зависимость модуля $T_m/\mu_0 \cdot d\mu/dT$	$-0,38$ [2]	$-0,38$ [8]	$-0,50$ [8]	0,0	$-0,42$ [15]	$-0,42$ [2]	$-0,81$
<i>Объемная диффузия (нормальная)*2</i>							
Предэкспоненциальный множитель D_{00} , м ² /с	$5,6 \cdot 10^{-4}$ [3]	$3,6 \cdot 10^{-5}$ [9]	$2,8 \cdot 10^{-5}$ [13]	$1,1 \cdot 10^{-4}$ [11]	$5,0 \cdot 10^{-5}$ [16]	$1,2 \cdot 10^{-5}$ [17]	$2,0 \cdot 10^{-4}$
Энергия активации Q_0 , кДж/моль	585 [3]	308	306 [13]	401 [11]	405 [16]	413 [17]	251
<i>Объемная диффузия (аномальная)*2</i>							
Предэкспоненциальный множитель D_{00} , м ² /с	—	$2,14 \cdot 10^{-2}$ [10]	—	—	—	—	—
Энергия активации Q_0 , кДж/моль	—	394	—	—	—	—	—
<i>Диффузия по границам зерен*2</i>							
Предэкспоненциальный множитель D_{00} , м ² /с	$3,3 \cdot 10^{-13}$ [4]	$5,0 \cdot 10^{-14}$ [11]	$5,0 \cdot 10^{-15}$ [11]	$5,0 \cdot 10^{-14}$ [11]	$5,5 \cdot 10^{-14}$ [11]	$5,7 \cdot 10^{-14}$ [11]	$1,1 \cdot 10^{-12}$
Энергия активации Q_0 , кДж/моль	385 [4]	209 [11]	192 [11]	263 [11]	263 [11]	280 [11]	174

Свойства	Вольфрам	Ванадий	Хром	Никобий	Молибден	Тантал	α -Железо
<i>Диффузия по дислокационным трубкам</i> ^{*2}							
Предэкспоненциальный множитель $a, D_{0c}, \text{ м}^2/\text{с}$	$7,9 \cdot 10^{-22}$ [4]	$1,0 \cdot 10^{-22}$	$1,0 \cdot 10^{-23}$ [14]	$1,3 \cdot 10^{-23}$ [11]	$1,0 \cdot 10^{-22}$ [11]	$1,0 \cdot 10^{-23}$ [11]	$1,0 \cdot 10^{-23}$
Энергия активации $Q_c, \text{ кДж/моль}$	378 [4]	209	192 [14]	263 [11]	263 [11]	280 [11]	174
<i>Степенной закон ползучести</i>							
Экспонента n	4,7 [5]	5,0 [5]	4,3 [5]	4,4 [5]	4,85 [5]	4,2 [5]	6,9
Постоянная Дорна ^{*3} A	$1,1 \cdot 10^8$ [5]	$1,0 \cdot 10^8$ [5]	$1,3 \cdot 10^8$ [5]	$4,0 \cdot 10^7$ [5]	$1,0 \cdot 10^8$ [5]	$7,5 \cdot 10^5$ [5]	$7,0 \cdot 10^{13}$
<i>Контролируемое препятствиями скольжение</i>							
Напряжение течения при $OK \text{ } \tau_p \mu_0$	$1,4 \cdot 10^{-3}$ [6]	$1,3 \cdot 10^{-3}$ [6]	$1,3 \cdot 10^{-3}$ [6]	$1,4 \cdot 10^{-3}$ [6]	$1,0 \cdot 10^{-3}$ [6]	$1,4 \cdot 10^{-3}$ [6]	$1,7 \cdot 10^{-3}$
Предэкспоненциальный множитель $\gamma_0, \text{ с}^{-1}$	10^6	10^6	10^6	10^6	10^6	10^6	10^6
Энергия активации $\Delta F \mu_0 b^3$	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5
<i>Контролируемое решеточным торможением скольжение</i>							
Напряжение течения при $OK \text{ } \tau_p \mu_0$	$6,5 \cdot 10^{-3}$ [6]	$1,7 \cdot 10^{-2}$ [6]	$9,8 \cdot 10^{-3}$ [6]	$1,7 \cdot 10^{-2}$ [6]	$6,6 \cdot 10^{-3}$ [6]	$1,3 \cdot 10^{-2}$ [6]	$1,0 \cdot 10^{-2}$

Продолжение табл. 3

Свойства	Вольфрам	Ванадий	Хром	Никобий	Молибден	Тантал	α-железо
Предэкспоненциальный множитель $\dot{\gamma}_p$, с ⁻¹	10 ¹¹	10 ¹¹	10 ¹¹	10 ¹¹	10 ¹¹	10 ¹¹	10 ¹¹
Энергия активации $\Delta F_p/\mu_0 b^3$	5,2·10 ⁻² [6]	8,8·10 ⁻² [6]	5,9·10 ⁻² [6]	8,9·10 ⁻² [6]	5,7·10 ⁻² [6]	6,6·10 ⁻² [6]	1,0·10 ⁻¹

Примечание. В таблице обобщены данные исследований: [1] Lundy et al (1965); [2] Käsler (1948); [3] Robinson and Sherby (1969); [4] Kreider and Briggman (1967); [5] получен методом сравнения данных по ползучести с результатами, полученными из уравнения, описывающего контролирующую диффузную ползучесть (см. текст); [6] получен методом сравнения данных по изотемпературной текучести с результатами, полученными из уравнения, описывающего контролируемое препятствиями и решеточным торможением скольжение (см. текст); [7] Bolef (1961); [8] Armstrong and Brown (1964); [9] Peart (1965); [10] см. по тексту для ванадия; [11] определено из условия: $D_{Dp} = bD_{Dp}$ и $Q_b = 0,66Q_c$, или Q_c (если известно), $a_c D_{Dp} = 4b^2 D_{Dp}$ и $Q_c = 0,66Q_b$ или Q_b (если известно); другие случаи оговорены в тексте; [12] Bolef and de Klerk (1963); [13] Hagel (1962); [14] Gletten and Chalmers (1972); [15] Bolef and de Klerk (1962); [16] Askill and Tomlin (1963); [17] Pawel and Lundy (1965); [18] данные для α-Fe подробно описаны в гл. 8; здесь они приведены для сравнения

* $\mu_0 = \mu_0(1) + (T-300)/T_M [(\tau-T_M)/\mu_0 \phi \mu d T]$.

** $D_p = D_{Dp} \exp(-Q_p/RT)$; $\delta D_{Dp} = bD_{Dp} \exp(-Q_b/RT)$; $a_c D_{Dp} = a_c D_{Dp} \exp(-Q_c/RT)$.

*** Эта величина A относится к напряжению и скорости деформации при растяжении. Карты механизмов деформации построены в координатах $\dot{\gamma}_p$ и A .
 и напряжение — скорость деформации. При построении карт использовались $A_s \cdot (\sqrt{3})^{n+1} A$.

повышающих не только пределы текучести и ползучести, но и модули. Кроме этого, железо — основа всех сталей и чугунов, что и определило огромный научный интерес, проявляемый к этому о. ц. к. металлу.

На рисунках в настоящей главе представлены карты механизмов деформации для шести чистых металлов с о. ц. к. решеткой: W, V, Cr, Nb, Mo, Ta. Соответствующие карты для Ti, Fe и сталей рассмотрены отдельно в гл. 6 и 8. Карты механизмов деформации построены по данным, приведенным в виде кривых на соответствующих рисунках, и параметров, обобщенных в табл. 3.

1. Общие закономерности механического поведения металлов с о. ц. к. решеткой

Карты механизмов деформаций для металлов с о. ц. к. решеткой, как и металлов с г. ц. к. решеткой, содержат три основные области: дислокационного скольжения, степенного закона ползучести и контролируемого диффузией течения.

Основное отличие о. ц. к. металлов проявляется при низких ($\leq 0,15T_M$) температурах в быстро возрастающем с уменьшением температуры пределе текучести, обусловленном высоким сопротивлением решетки (сопротивлением Пайерлса). В результате напряжение течения чистых металлов с о. ц. к. решеткой при $T=0$ экстраполируется до величины $\sim 10^{-2}\mu$, не зависящей от содержания препятствий для всех предельных состояний деформационного упрочнения.

Но нормированные напряжения для о. ц. к. металлов при высоких ($> 0,5T_M$) температурах много ниже, чем для г. ц. к. металлов. Это определяется большей диффузионной подвижностью в о. ц. к. решетке по сравнению с более плотноупакованной г. ц. к. решеткой.

Важно отличать о. ц. к. переходные металлы как от щелочных металлов (Li, K, Na, Cs), так и от редкоземельных и трансурановых металлов (La, Ce, Yb, U, Pu и т. д.), также имеющих о. ц. к. решетки. Каждая из рассмотренных совокупностей металлов образует свою изомеханическую группу (гл. 18); представители каждой группы характеризуются аналогичными механическими свойствами, но сами группы существенно разнятся. Данные и карты в настоящей главе относятся лишь к о. ц. к. переходным металлам и не содержат информации относительно двух других изомеханических групп.

Для большинства металлов представлены карты, рассчитанные для «типичной» величины зерна 100 мкм. Влияние величины зерна (1, 10, 10^2 и 10^3 мкм) подробно проиллюстрировано на примере вольфрама (см. рис. 26, а—г). Аналогичные найденным зависимостями будут, в основном, справедливы и для других металлов.

Некоторые из о. ц. к. переходных металлов характеризуются значительной анизотропией свойств упругости, поэтому определенные различными исследователями средние значения модулей моно-

кристаллов сильно разнятся. При расчете анизотропии энергии винтовой дислокации $\frac{1}{2} \langle 111 \rangle$ [4] мы использовали значение модуля сдвига при 300 К (μ_0) и рассчитывали линейную температурную зависимость либо по данным для монокристаллов, либо, когда такие данные отсутствовали, по данным для поликристаллов. Подобный подход давал хорошие результаты для всех металлов, за исключением ниобия, характеризовавшегося аномальным поведением [1], и железа (см. гл. 8).

Объемная диффузия была изучена для всех металлов и представлена в виде соответствующих кривых (см. ниже). Для некоторых металлов было обнаружено, что энергия активации диффузии уменьшается при понижении температуры. Для описания этой «аномальной диффузии» в ванадии мы использовали два выражения для коэффициентов объемной диффузии; соответствующие параметры приведены в табл. 3. Аналогичное поведение было обнаружено и для тантала [5]; оно хорошо описывается простым соотношением Аррениуса.

Полный набор данных для самодиффузии по границам зерен и по дислокационным трубкам имеется лишь для вольфрама. Для хрома приведены данные по энергии активации диффузии по дислокационным трубкам. Все другие значения для коэффициентов диффузии по дислокационным трубкам и по границам зерен определяли, используя приближение $Q_c \sim Q_b - (2Q_v/3)$, проанализированное в [3].

Параметры, описывающие контролируемое сопротивлением решетки скольжение, получали (когда это оказывалось возможным) подстановкой экспериментально полученных данных в уравнение (2.12). Эта скоростная зависимость хорошо описывает экспериментальные данные; однако следует иметь в виду, что величины параметров ΔF_p и $\dot{\gamma}_p$ зависят от выбранного значения ΔG . Более того, группа величин ΔF_p , $\dot{\gamma}_p$ и $\dot{\gamma}_p$, полученных при сопоставлении уравнения (2.12) с экспериментальными данными, не является однозначно установленной. Незначительное изменение любого из этих параметров не нарушает общего соответствия при условии, что другие параметры также изменяются для компенсации возникших отклонений. Приведенные нами параметры хорошо согласуются с экспериментальными данными, на основе которых построены кривые.

Величину $\dot{\gamma}_p$ приблизительно определяют, экстраполируя значения напряжения течения до $T=0$. Экспериментальное определение $\dot{\gamma}_p$ довольно затруднительно, если напряжение течения не известно в широком интервале скоростей деформации. Данные для молибдена [2] и вольфрама [6], связанные с уравнением (2.12), хорошо описываются величиной $\dot{\gamma}_p = 10^{11} \text{ с}^{-1}$ и поэтому мы использовали ее для всех переходных металлов с о. ц. к. решеткой. Если $\dot{\gamma}_p$ и $\dot{\gamma}_p$ известны, то ΔF_p можно определить из температурной зависимости напряжения течения. Наконец, определяют степенную зависимость [уравнение (2.12)] и варьируют параметра-

ми τ_p и ΔF_p для достижения наилучшего соотношения с экспериментальными данными.

По мере увеличения чистоты по примесям предел текучести ряда металлов с о. ц. к. решеткой уменьшается. Не ясно, обусловлено ли напряжение Пайерлса τ_p собственным сопротивлением решетки или небольшим количеством примесей внедрения. Здесь нет необходимости подробно рассматривать этот вопрос, однако следует иметь в виду, что конкретные параметры пластического течения относятся к определенному уровню чистоты металла по примесям.

Критическое приведенное напряжение сдвига о. ц. к. монокристаллов связано со сдвиговой прочностью поликристаллов через ориентационный фактор Тейлора, $M_s = 1,67$ (гл. 2, п. 2). В этой главе приведены данные для обоих случаев; видно, что данные по прочности на сдвиг для поликристаллов и значения критических приведенных сдвиговых напряжений для монокристаллов при всех исследованных температурах хорошо взаимосвязаны через указанный ориентационный фактор (в случае одинаковой чистоты металла). В табл. 3 приведены значения прочности на сдвиг для поликристаллов. Как отмечалось в гл. 3, п. 2, процессы скольжения, контролируемые сопротивлением решетки и/или препятствиями, следует рассматривать как альтернативные механизмы, причем истинно контролирующим механизмом будет тот, который определяет наименьшую скорость деформации. Это обстоятельство определяет возможность возникновения перегибов на кривых для скорости деформации. Не исключено, что более полная модель взаимодействия механизмов будет предусматривать плавные переходы, о чем свидетельствуют некоторые экспериментальные данные. Мы использовали величину расстояния между препятствиями $l = 2 \cdot 10^{-7}$ м (или плотность дислокаций $\rho = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$). Эта величина ниже используемой при построении карт механизмов деформации металлов с г. ц. к. решеткой и соответствует более низкому уровню деформационного упрочнения. Выбранные значения позволяют установить достаточно надежную связь с большинством экспериментальных данных.

2. Обзор данных для металлов с о. ц. к. решеткой

Вольфрам

На рис. 26, а—г приведены карты механизмов деформации для вольфрама с величиной зерна 1; 10; 100 мкм и 1 мм, иллюстрирующие влияние величины зерна. Они основаны на данных, представленных в виде графиков на рис. 27–29, и параметров, приведенных в табл. 3.

Данные по объемной диффузии для вольфрама представлены на рис. 29. Между данными, представленными на кривых 3, 5 и 6, наблюдается хорошее соответствие [1, 19, 13]. Используются коэффициенты, предложенные в [19]; величины коэффициентов диф-

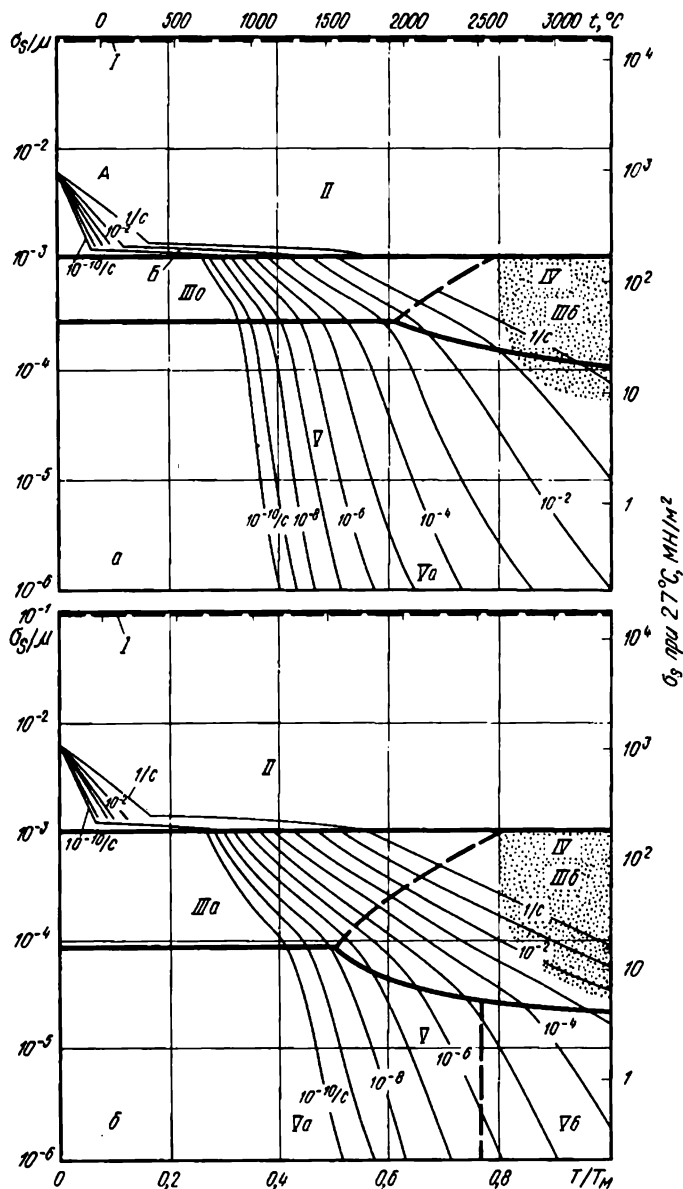
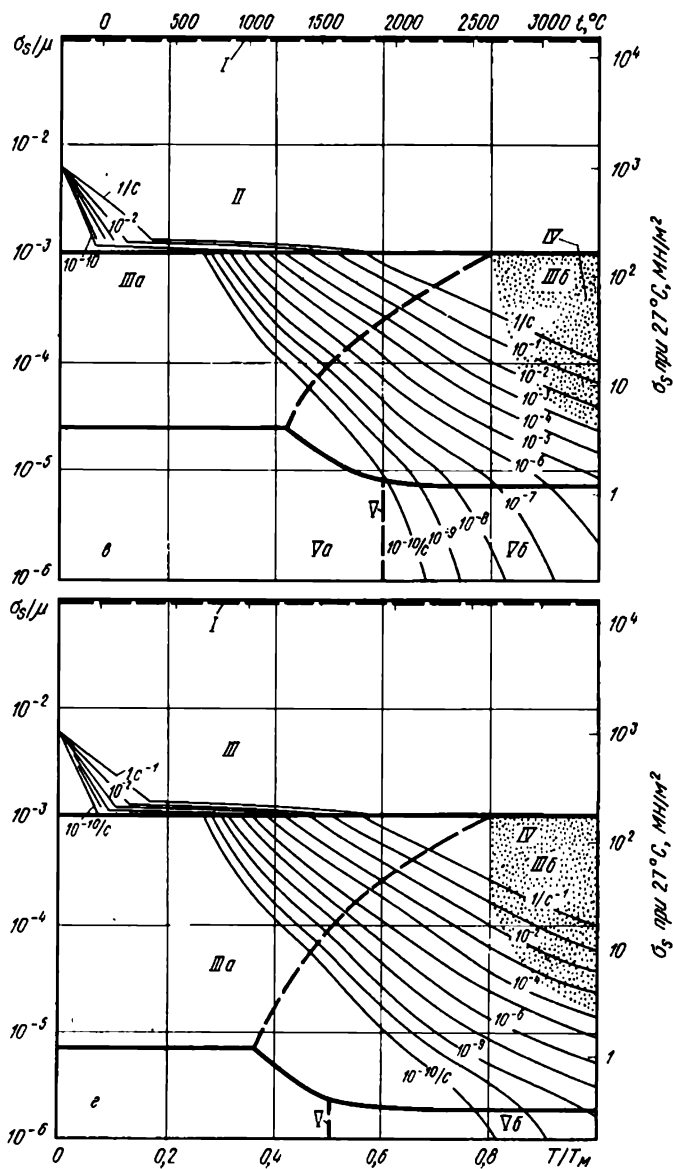


Рис. 26 Карты механизмов деформации
 а — 1 мкм (расстояние между препятствиями $l=0,2$ мкм), б — 10 мкм, в — 0,1
 сопротивлений Пайерлса и препятствиям



полюграмма с величиной зерна:
мм, а — 1 мм; А, Б — механизмы пластичности, контролируемые соответственно

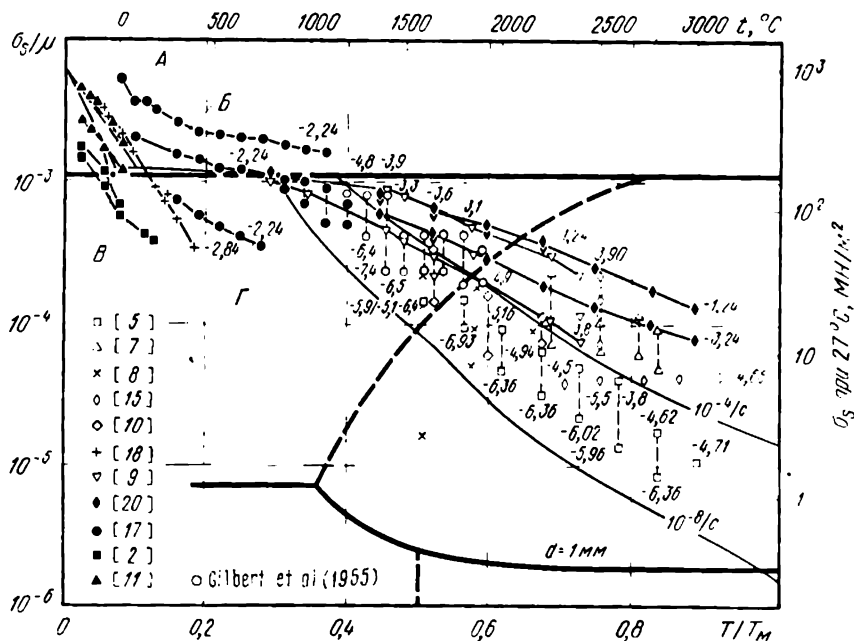


Рис. 27. Разделенные на группы данные для вольфрама. Каждая группа связана с определенной скоростной зависимостью. Числа у кривых $\dot{\gamma}$:

А — предел прочности при растяжении (нерекристаллизованный материал); Б — предел прочности при растяжении (рекристаллизованный материал); В — критическое напряжение сдвига в монокристаллах, Г — предел текучести поликристаллов

фузии по границам зерен и по дислокационным трубкам заимствованы из [13].

Высокотемпературную (при $t > 2000^\circ\text{C}$) ползучесть вольфрама изучали в работе [19]. В этой работе показано, что имеющиеся данные можно сгруппировать как относящиеся либо к высокотемпературной ползучести ($> 2000^\circ\text{C}$), либо к низкотемпературной ползучести ($< 2000^\circ\text{C}$). Данные [5, 9] по высокотемпературной ползучести деформированного вольфрама, полученного электродуговой плавкой, характеризуются более высокими значениями скоростей ползучести по сравнению с результатами [5, 7] для порошкового вольфрама. Область низкотемпературной ползучести представлена данными Гилберта (1965 г.), обнаружившего, что $n \approx 7$ при $1300 - 1900^\circ\text{C}$ и энергии активации диффузии ~ 376 кДж/моль (эти данные приблизительно на порядок ниже полученных в [5] для несколько иного температурного интервала). Описанное механическое поведение подтверждается данными других работ. Параметры, характеризующие низкотемпературное пластическое течение в поликристаллах (см. также гл. 2 и рис. 5). Они хорошо согласуются с данными [2, 11] по критическому приведенному сдвиговому напряжению.

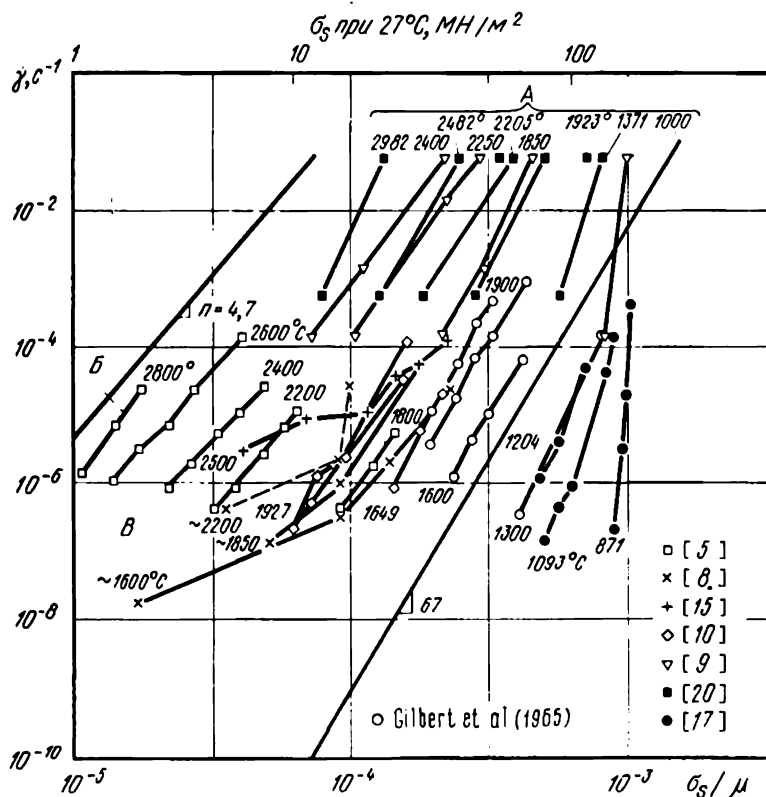


Рис. 28 Данные по ползучести вольфрама. Числа у кривых — температуры, °C:

А — испытания на растяжение; Б — электродуговая выплавка + деформация; В — испытания на ползучесть

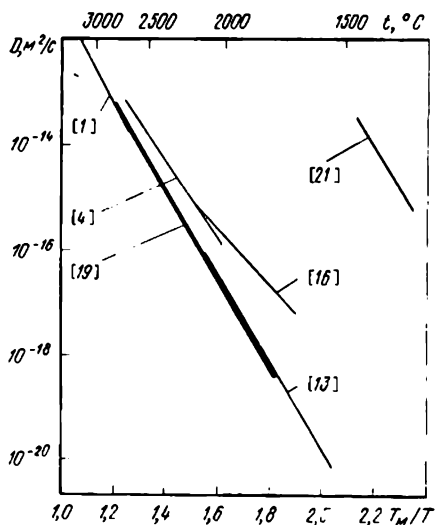


Рис. 29 Данные по объемной диффузии для вольфрама

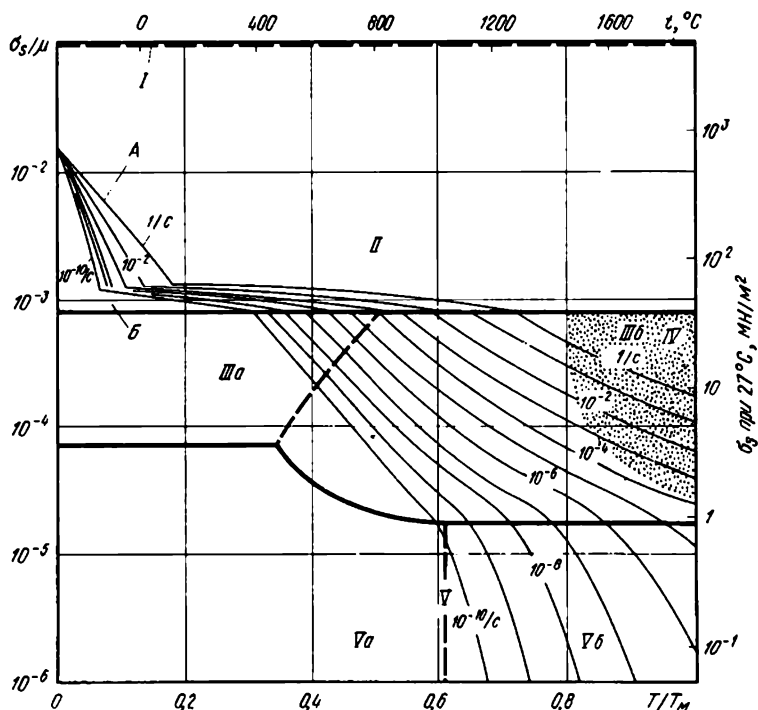
Область динамической рекристаллизации определена по результатам испытаний вольфрама при T до $0,998 T_M$ [3, 6].

Ванадий

На рис. 30 представлена карта механизмов деформации для ванадия с величиной зерна 0,1 мм, построенная с учетом приведенных на рис. 31 данных и параметров, обобщенных в табл. 3. В связи с ограниченным количеством данных по ползучести ванадия соответствующие кривые не приведены.

Данные по объемной диффузии представлены на рис. 32. Обнаружено, что энергия активации уменьшается от 390 кДж/моль при температурах выше 1350 °С до ~310 кДж/моль при более низких температурах. Мы использовали коэффициенты, определенные в работе [6], обозначенные на рис. 32 жирными линиями.

Описывающие контролируемую движением дислокаций ползучесть параметры были заимствованы из работы [3], в которой было обнаружено, что энергия активации ползучести, как и в случае диффузии, уменьшалась (от 472 до 393 и до 318 кДж/моль) при уменьшении температуры; отмеченное уменьшение энергии



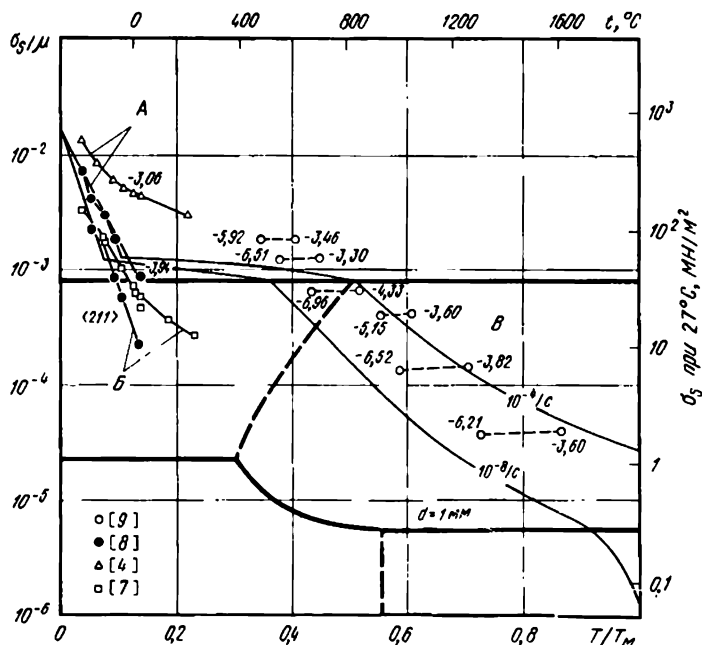


Рис. 31. Разделенные на группы данные для ванадия. Числа у кривых $\lg \dot{\epsilon}$: А — предел текучести поликристалла при растяжении. Б — предел текучести монокристалла; В — ползучесть

активации ползучести происходила при более низкой (чем в случае уменьшения энергии активации диффузии) температуре. При наиболее низких из исследованных температурах энергия активации ползучести падала до величины 226 кДж/моль, которую авторы [9] связывали с контролируемым диффузией по дислокационным трубкам течением. Показатель степени при напряжении, n , возрастал от 5 при высоких температурах до 8 при низких температурах, что согласовывалось с ожидаемым поведением при низкотемпературной ползучести (см. гл. 2, п. 4).

Характеризующие сопротивление решетки параметры были рассчитаны по данным для высокочистых поликристаллических материалов [8]. Они хорошо согласуются со значениями, полученными при использовании в расчетах данных для монокристаллов [7, 8] и переводного ориентационного фактора Тейлора.

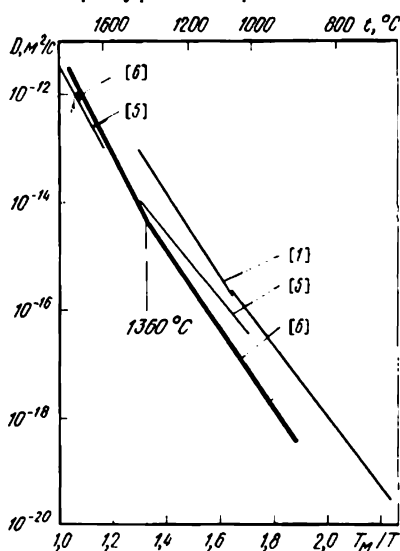


Рис. 32. Данные по объемной диффузии ванадия

Протекания самостоятельной динамической рекристаллизации в ванадии не обнаружено ; заштрихованная область типична для других металлов с о. ц. к. решеткой (совместно с ползучестью).

Хром

На рис. 33 представлена карта механизмов деформации для хрома с величиной зерна 0,1 мм. Она основана на данных, представленных на рис. 34, и параметрах, приведенных в табл. 8. Работ, посвященных изучению ползучести хрома, настолько мало, что соответствующая кривая ползучести не приведена.

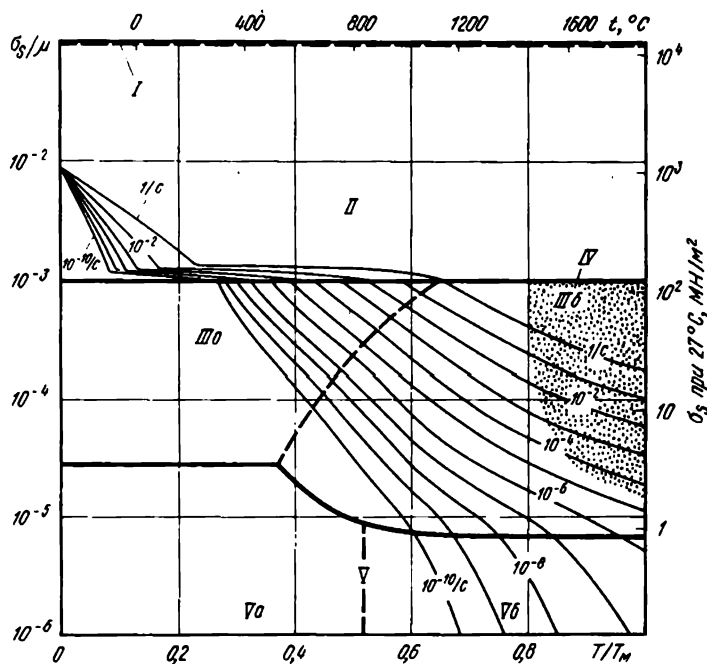


Рис. 33 Карта механизмов деформации хрома с 0,1-мм зерном

Данные по объемной диффузии представлены на рис. 35. Наилучшим образом экспериментально полученные значения описываются с помощью коэффициентов, предложенных в работе [7] (прямая 6).

Описывающие контролируемое движением дислокаций ползучесть параметры были заимствованы из работы [13], в которой исследовали высокочистый иодидный хром. В температурном интервале 1316—1149°C авторы работы [13] получили $n \approx 4,5$; при 816 и 982°C $n \approx 6,5$. Однако полученные при низких температурах данные не выявили тенденции к уменьшению энергии активации. Поэтому убедительных данных, свидетельствующих в пользу (или против) существования области низкотемпературной ползучести, на

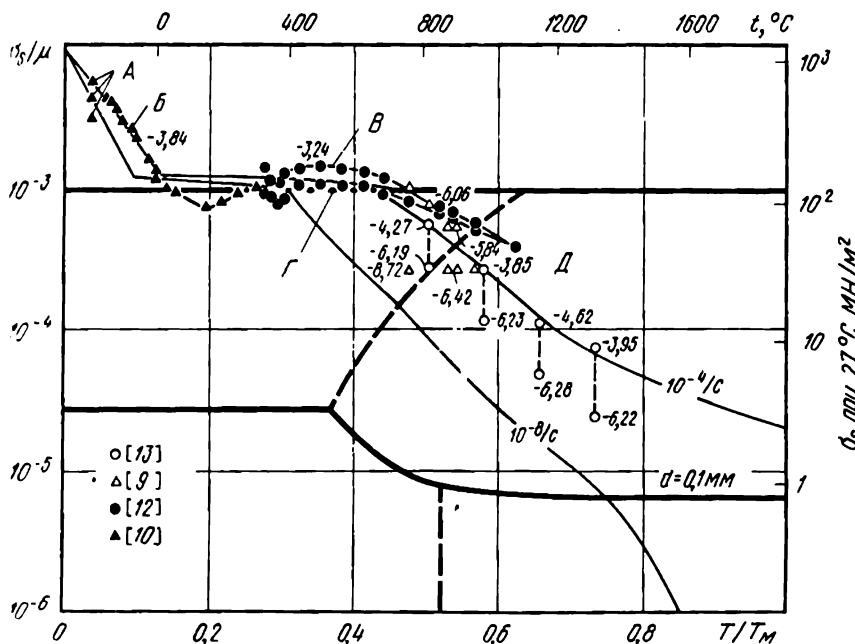


Рис. 34. Разделенные на группы данные для хрома. Числа у кривых — $-\lg \dot{\epsilon}$:
 А — двойникование; В — нижнее значение напряжения течения (при сжатии); В — предел прочности при растяжении; Г — предел текучести; Д — ползучесть

карте механизмов деформации для хрома нет. Параметры, описывающие сопротивление решетки, основаны на данных [10] для поликристаллов. При 88 К в хrome наблюдается двойникование. Сообщений о самостоятельной динамической рекристаллизации в хrome нет. Заштрихованная область является типичной для других металлов с о.ц.к. решеткой.

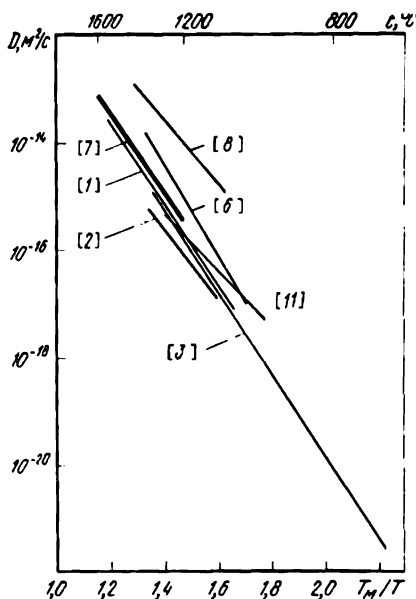


Рис. 35. Данные по объемной диффузии хрома

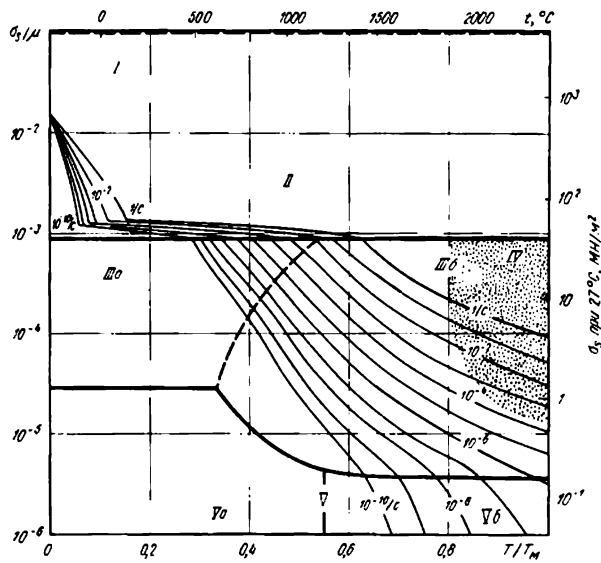


Рис. 36. Карта механизмов деформации ниобия с 0,1-м зерном

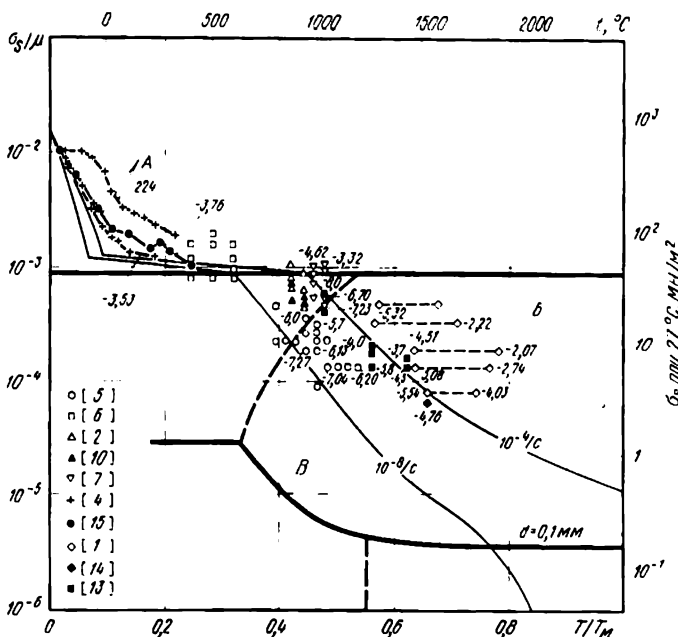


Рис. 37. Разделенные на группы данные для ниобия. Числа у кривых — $\lg \dot{\gamma}$:
А — напряжение течения для поликристалла; Б — ползучесть при кручении; В — ползучесть

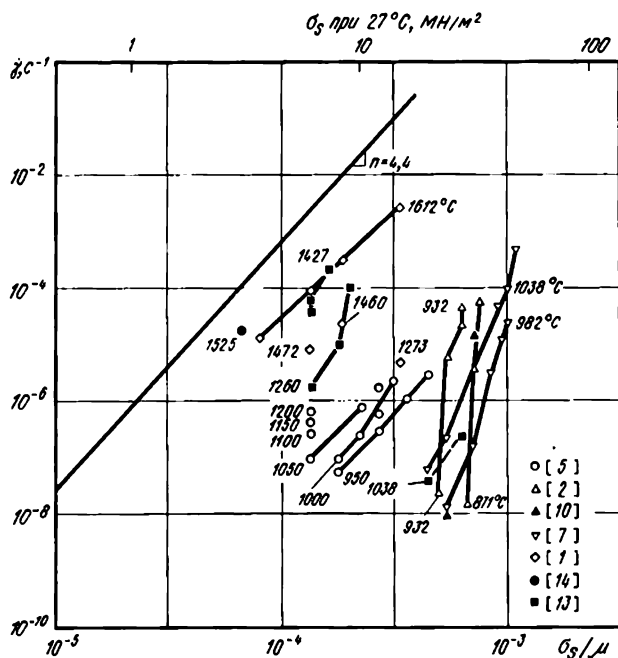


Рис. 38. Данные по ползучести ниобия. Числа у кривых — температуры, °C

Ниобий

Карта механизмов деформации для ниобия с величиной зерна 100 мкм приведена на рис. 36. Она основана на данных, представленных на рис. 37 и 38, и на значениях параметров, обобщенных в табл. 3.

Упругие константы ниобия характеризуются аномальной температурной зависимостью, полученной Армстронгом с сотр. в 1966 г. В связи с этим мы пренебрегали температурной зависимостью модуля.

Данные по объемной диффузии приведены на рис. 39. Мы использовали коэффициенты из работы [8], являющиеся средними между другими предложенными коэффициентами диффузии; их значения приведены для очень широкого температурного интервала.

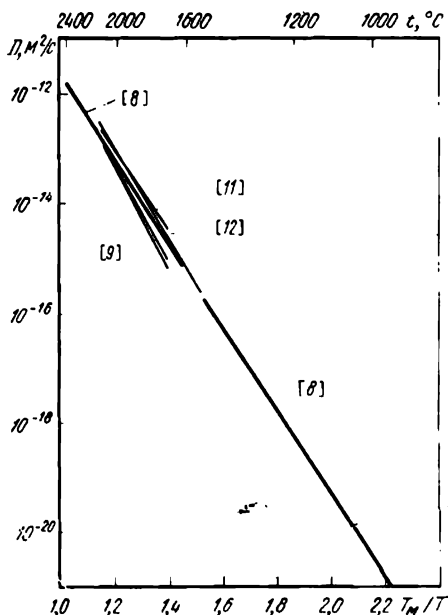


Рис. 39. Данные по объемной диффузии ниобия

Работ, посвященных изучению ползучести ниобия, немного. Параметры в табл. 3 отражают результаты измерений в работе [5], хорошо согласующиеся с данными [13], однако они отличаются от полученных авторами [1], которые обнаружили, что деформация происходит с меньшими скоростями.

Низкотемпературное пластическое течение ниобия тщательно исследовали на поли- и монокристаллах. Описывающие это течение параметры были рассчитаны по данным [4], хорошо коррелирующим с полученными в более ранних исследованиях.

В температурной области $> 1400^\circ\text{C}$ исследований не проводили. Область динамической рекристаллизации нанесена по аналогии с другими о. ц. к. металлами.

Молибден

На рис. 40 изображена карта механизмов деформации для молибдена с величиной зерна 100 мкм, построенная по данным, представленным на рис. 41 и 42, с использованием параметров, обобщенных в табл. 3.

Данные по объемной диффузии в молибдене приведены на рис. 43. Следует отметить хорошее соответствие результатов разных исследований. Мы использовали данные [2], полученные

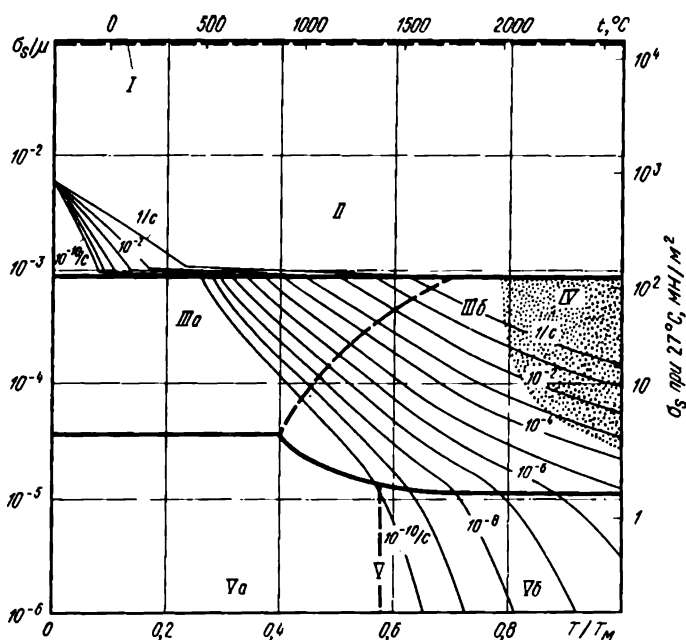


Рис. 40. Карта механизмов деформации молибдена с 0.1-мм зерном

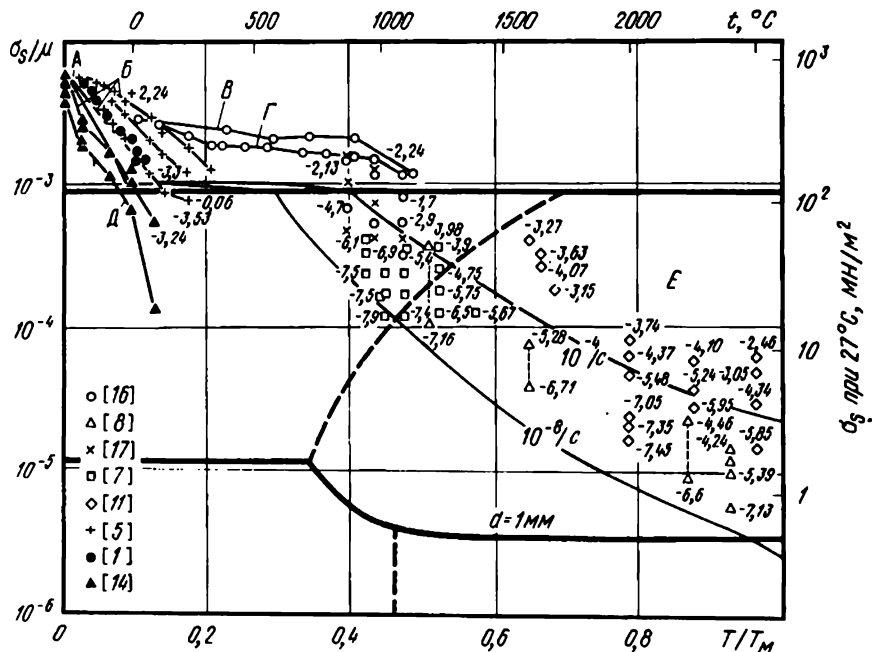


Рис. 41. Разделенные на группы данные для молибдена. Числа у кривых $\lg \dot{\epsilon}$: А — двойникование; Б — напряжение течения для поликристалла; В, Г — максимальное истинное напряжение соответственно в деформированном и рекристаллизованном состоянии; Д — критическое сдвиговое напряжение для монокристалла; Е — ползучесть

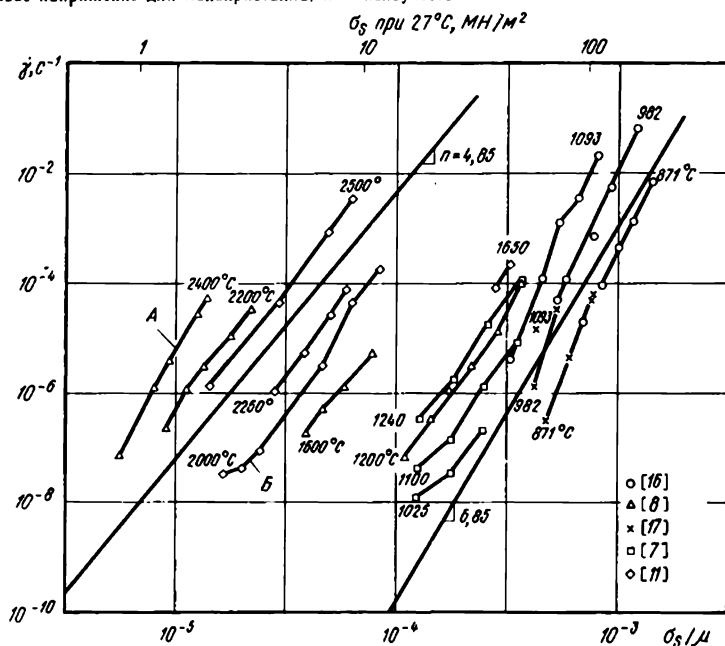


Рис. 42. Данные по ползучести молибдена электродуговой выплавки (А), спеченного и деформированного порошкового молибдена (Б)

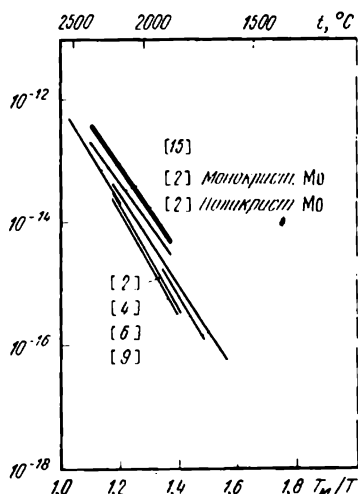


Рис. 43. Данные по объемной диффузии молибдена

при изучении поликристаллов.

Ползучесть молибдена исследована достаточно подробно. Характеризующие высокотемпературную ползучесть параметры заимствованы из работы [8]; следует отметить, что при использовании указанных параметров скорость ползучести на порядок превышает обнаруженную в работе [11], и дает значение $n=4,85$. В ряде исследований было предположено существование области низкотемпературной ползучести. При $T = (0,4 \div 0,53) T_M$, согласно [7, 16, 17], $n=6 \div 8$, а энергия активации ползучести меньше, чем для объемной диффузии.

Характеризующие низкотемпературное пластическое течение параметры основаны на данных [5]. Последние не являются наиболее низкими из известных значениями предела текучести, и поэтому не относятся к молибдену наивысшей степени чистоты. Обнаружено [14], что напряжение течения для поликристаллического молибдена можно снизить вдвое в результате повторяющейся зонной очистки, хотя изменения чистоты металла существующими методами анализа обнаружить не удастся.

Выше 2000°C ($0,8 T_M$) в молибдене промышленной чистоты протекает динамическая рекристаллизация [10, 13]; в чистом молибдене динамическая рекристаллизация происходит при несколько более низкой температуре. Область динамической рекристаллизации на карте (рис. 40) занимает как бы среднее положение.

Тантал

Карта механизмов деформации для тантала с величиной зерна 100 мкм (рис. 44) построена по данным, представленным на рис. 45 и 46 с использованием параметров, обобщенных в табл. 3.

Данные по объемной диффузии приведены на рис. 47. Мы использовали величины параметров, полученные в [11], хорошо согласующиеся с результатами [5] в очень широком температурном интервале.

Параметры высокотемпературной ползучести тантала заимствованы из [7]. Полученные в указанной работе данные для установившейся стадии свидетельствуют о возрастании энергии активации с увеличением температуры (см. также работу Флина и Джилберта, 1966 г.). Это, однако, можно объяснить тем, что испытания, проведенные при наиболее высоких температурах, попадали в область динамической рекристаллизации. Показатель сте-

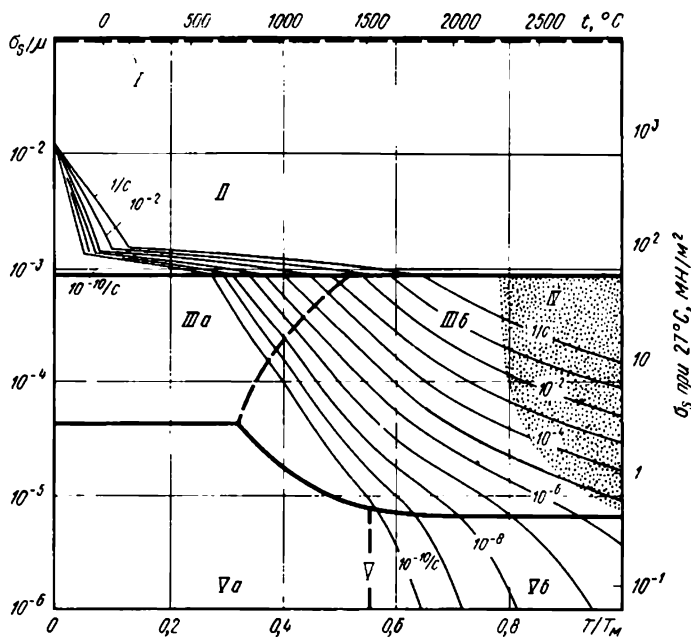


Рис. 44. Карта механизмов деформации тантала с 0,1-мм зерном

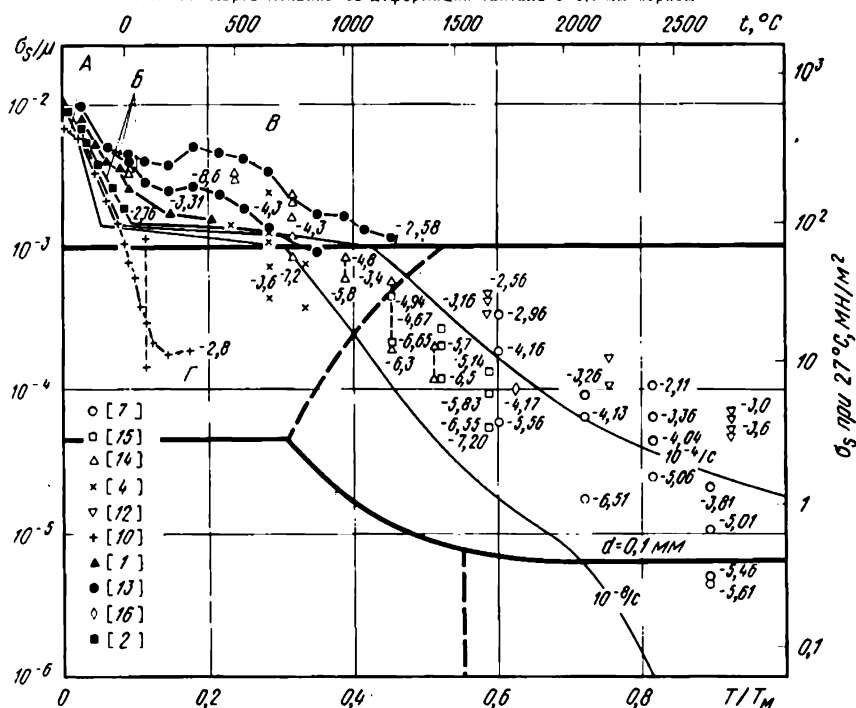


Рис. 45. Разделенные на группы данные для тантала. Числа у кривых $\lg \dot{\epsilon}$: А — двойникование; Б — напряжения течения для поликристалла; В — предел прочности при растяжении; Г — напряжения течения при сдвиге монокристалла

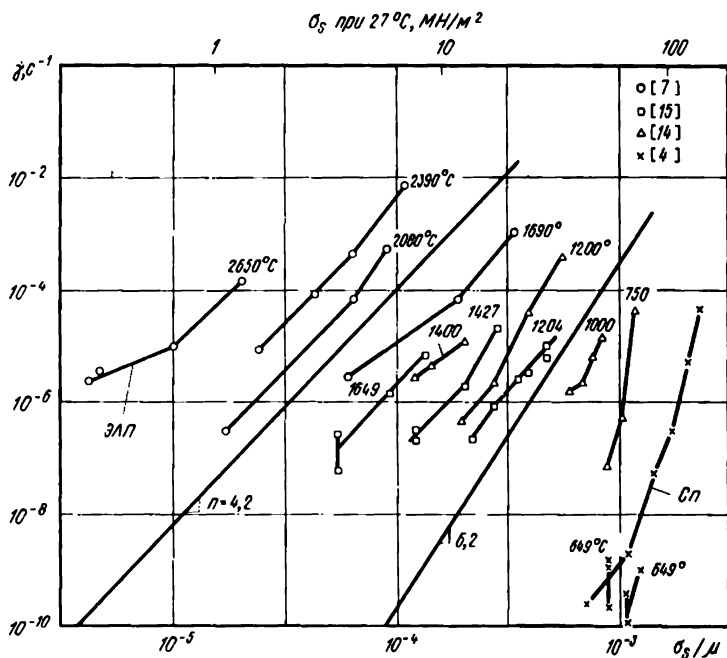


Рис. 46. Данные по ползучести тантала (электроннолучевой плавки и спеченного). Числа у кривых — температуры: °С.

пени при напряжении $n \approx 4,2$. Ряд данных свидетельствует о существовании области низкотемпературной ползучести; так, в [14]

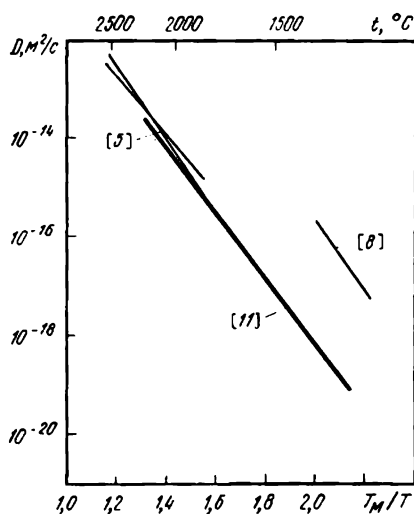


Рис. 47. Данные по объемной диффузии тантала

было определено, что при 1000 и 1200°С $n \approx 6$. Характеризующие течение параметры для тантала, определенные по результатам [2], хорошо согласуются с полученными на монокристаллах значениями [10], пересчитанными с использованием соответствующего ориентационного фактора Тейлора (см. гл. 2, п. 2). Область динамической рекристаллизации была обнаружена в работах [6, 7, 12]. Положение этой области на приведенной карте механизмов деформации отчасти обосновано данными указанных исследований, а отчасти выбрано по аналогии с другими металлами с о.ц.к. решеткой.

Глава 6

МЕТАЛЛЫ С Г. П. У. РЕШЕТКОЙ: Zn, Cd, Mg и Ti

Металлы с г. п. у. решеткой являются основой для ряда промышленных сплавов, из которых наибольшую известность приобрели сплавы на основе магния, цинка и титана. Эти металлы и сплавы во многих аспектах напоминают металлы с г. ц. к. решеткой, однако их структура хотя и является плотноупакованной, тем не менее характеризуется более низкой симметрией. Это определяет реализацию иных типов скольжения, протеканию которых препятствует значительное по величине оказываемое решеткой сопротивление. Этим обуславливается и повышенная склонность г. п. у. металлов к двойникованию и к разрушению сколом. Карты механизмов деформации и экспериментально полученные данные для четырех металлов с г. п. у. решеткой (Zn, Cd, Mg и Ti) представлены на рис. 48—59. Используемые при расчете карт параметры обобщены в табл. 4.

1. Общие закономерности механического поведения металлов с г. п. у. решеткой

Представленные ниже карты механизмов деформации для металлов с г. п. у. решеткой напоминают соответствующие карты для металлов с г. ц. к. решеткой. Области пластичности, степенного закона ползучести и контролируемого диффузией течения имеют примерно ту же протяженность, хотя и смещены в сторону несколько больших напряжений. Металлы с г. п. у. решеткой отличаются от металлов с г. ц. к. решеткой в двух аспектах. Во-первых, двойникование в металлах с г. п. у. решеткой встречается чаще, а при низких температурах этот механизм деформации вообще начинает играть главенствующую роль. Во-вторых, ввиду низкой симметрии пластическая деформация реализуется в общем случае лишь по двум (или трем) системам скольжения. Три металла (Zn, Cd и Mg) из рассматриваемых ниже характеризуются отношением $c/a > 1,6$; наиболее легко скольжение происходит только по одной базисной плоскости (0001), где практически отсутствует (минимально) сопротивление решетки. Скольжение по призматическим (или пирамидальным) системам, или двойникование, протекающее при низких температурах, обуславливает необходимость преодоления сопротивления решетки $\sim 5 \cdot 10^{-3} \mu$. Для Ti, Zr и Hf $c/a < 1,6$, и скольжение наиболее легко происходит по призматическим плоскостям (1010); сопротивление решетки при скольжении по базисным и пирамидальным плоскостям выше. Во всех г. п. у. металлах указанное сопротивление решетки падает с увеличением температуры (как и в случае металлов с о. ц. к. решеткой) до тех пор, пока не окажется «перекрытым» контролируемым препятствиями торможением течения, связанным с деформационным упроч-

Т а б л и ц а 4. Металлы с г. у. решеткой

Свойства	Цинк	Кадмий	Магний	α -Титан	β -Титан
<i>Кристаллографические и тепловые параметры</i>					
Атомный объем Ω , м ³	1,52·10 ⁻²⁸	2,16·10 ⁻²⁸	2,33·10 ⁻²⁸	1,76·10 ⁻²⁹ [16]	1,81·10 ⁻²⁹ [16]
Вектор Бюргерса b , м	2,67·10 ⁻¹⁰	2,93·10 ⁻¹⁰	3,21·10 ⁻¹⁰	2,95·10 ⁻¹⁰	2,86·10 ⁻¹⁰
Температура плавления T_m , К	683	594	924	1933	1933
<i>Модули*</i>					
Модуль сдвига при 300 К	4,93·10 ⁴ [1]	2,78·10 ⁴ [9]	1,66·10 ⁴ [12]	4,36·10 ⁴ [17]	2,05·10 ⁴ [21]
μ_0 , МПа/м ²					
Температурная зависимость модуля $T_m \mu_0 d\mu/dT$	-0,50 [1]	-0,59 [9]	-0,49	-1,2 [17]	-0,5 [21]
<i>Объемная диффузия*</i>					
Предэкспоненциальный множитель D_{0D} , м ² /с	1,3·10 ⁻⁵ [2]	5,0·10 ⁻⁶ [10]	1,0·10 ⁻⁴ [12]	8,6·10 ⁻¹⁰ [18]	1,9·10 ⁻⁷ [22]
Энергия активации Q_D , кДж/моль	91,7 [2]	76,2 [10]	135 [12]	150 [18]	153 [22]
<i>Диффузия по границам зерен*</i>					
Предэкспоненциальный множитель $\delta D_{0\delta}$, м ³ /с	1,3·10 ⁻¹⁴ [3]	5,0·10 ⁻¹⁴ [10]	5,0·10 ⁻¹² [13]	3,6·10 ⁻¹⁶ [19]	-0,5 [21]
Энергия активации Q_δ , кДж/моль	60,5 [3]	54,4 [10]	92 [13]	97 [19]	153
<i>Диффузия по дислокационным трубкам*</i>					
Предэкспоненциальный множитель $a_c D_{0c}$, м ⁴ /с	2,6·10 ⁻²⁴ [4]	1,0·10 ⁻²² [4]	3,0·10 ⁻²³ [14]	7,8·10 ⁻²⁹ [4]	1,6·10 ⁻²⁸
Энергия активации Q_c , кДж/моль	60,5 [4]	54,4 [4]	92 [14]	97 [4]	153
<i>Степенный закон ползучести</i>					
Экспонента n	4,5 [5]	4,0 [11]	5,0 [15]	4,3 [6, 19]	4,3 [23]
Постоянная Дорна A^{*3}	4·10 ⁴ [5]	6,8·10 ³ [11]	1,2·10 ⁶ [15]	7,7·10 ⁴ [6, 19]	1·10 ⁶ [23]
Энергия активации Q_{cr} , кДж/моль	152 [6]	—	230 [6]	242 [6, 19]	

Свойства	Цинк	Кадмий	Магний	α -Титан	β -Титан
Предэкспоненциальный множитель в уравнении, описывающем ползучесть $D_0 \exp$	8,1 [6]	—	$8,9 \cdot 10^6$ [6]	$1,3 \cdot 10^{-2}$ [6, 19]	—
Контролируемое препятствиями скольжение					
Напряжение течения при 0К, $\tau \mu_0$	$6,7 \cdot 10^{-3}$ [7]	$7,5 \cdot 10^{-3}$ [7]	$8,0 \cdot 10^{-3}$ [7]	$1,5 \cdot 10^{-2}$ [20]	$5 \cdot 10^{-3}$
Предэкспоненциальный множитель τ_0 , с $^{-1}$	10^6 [8]	10^6 [8]	10^6 [8]	10^6	
Энергия активации $\Delta F/\mu_0 b^3$	0,5 [8]	0,5 [8]	0,5 [8]	0,14	0,14

Примечание. В таблице обобщены данные исследований: [1] Huntington (1958); [2] Paterson and Rothman (1967); [3] Wadja (1954); [4] Q_z принимают равным соответствующему значению для зернограничной диффузии. Величины предэкспоненциальных множителей $a_0 D_0 \exp$ выбраны таким образом, чтобы они согласовывались с экспериментальными данными для случая низкотемпературной ползучести; [5] значения выбраны по принципу наилучшей согласованности с данными для цинка (см. по тексту); [6] для цинка и магния обнаружены две области высокотемпературной ползучести: в одной энергия активации совпадает с соответствующим значением для объемной диффузии, а в другой — с более высокой величиной энергии активации, обозначенной Q_{gr} . При расчете области высокотемпературной ползучести на картах механизмов деформации использовали уравнения: $\epsilon = (A_0 b/kT) \max D_0 \cdot D_{gr} \exp$, где $D_{gr} = D_0 \exp(-Q_{gr}/RT)$. Для α -Ti карту рассчитывали, используя лишь значения D_{gr} . Более подробно см. по тексту; [7] соответствует сильно деформированному состоянию, однако ниже предела прочности; [8] типичные величины для контролируемого препятствиями скольжения, когда в качестве основных препятствий выступают дислокации; [9] Garland and Silverman (1960); [10] Wadja et al. (1955); [11] см. по тексту; [12] Shewmon (1966); [13] выбрано для согласования с данными по ползучести по Kobay (см. по тексту); [14] выбрано для согласования с данными по ползучести (см. по тексту); [15] средние граничные величины, рассчитанные Simmons and Wang (1971) по данным Fisher and Remken (1964) [16] Barrett and Masalski (1966); [17] средние граничные величины, рассчитанные Simmons and Wang (1971) по данным Malakdiah (1980) по контролируемому диффузией Dymant and Libanatti (1968), диффузии радиоактивных изотопов; [19] получено на основе данных Malakdiah (1980) по контролируемому диффузией течения и согласуется с данными Donger and Conrad по описываемой степенным законом ползучести; [20] все существующие литературные данные свидетельствуют о том, что приписываемое напряжению течение вплоть до 4,2 К. При низких температурах наблюдается двойникование (Conrad et al., 1973); [21] рассчитано по данным Fisher and Dever (1968) в предположении $(T/M/\mu_0 b^3) dT/M = -0,5$ (см. по тексту); [22] de Recca and Libanatti (1968) (см. рис. 59 б и по тексту); [23] согласовано с данными Bühler and Wagner (1965)

* $\mu_0 = 10,5 \kappa \alpha (c_{11} - c_{12})/2,5$; $\tau = \mu_0 d(1 + [(T - 300)/T] M) / (T M \mu_0 b^3) dT/dT$.

** $D_0 = D_0 \exp(-Q_0/RT)$; $\delta D_0 = \delta D_0 \exp(-Q_0/RT)$; $a_0 D_0 \exp(-Q_0/RT)$.

*** Эта величина A относится к напряжению и скорости деформации при растяжении. Карты механизмов деформации построены в координатах сдвиговое напряжение — скорость деформации. При построении карт использовали $A_5 = (\sqrt{3})^{n+1} A$.

нением. Удовлетворительных теоретических моделей и скоростных зависимостей для описания макроскопической пластической деформации, включающей описание совместного скольжения, например, по двум разным системам, пока не существует. Эту трудность нам удалось преодолеть, представив карты механизмов деформации для сильно деформированных поликристаллов; в которых деформационное упрочнение определяет величину предела текучести в широком интервале температур — вот почему они напоминают карты механизмов деформации для металлов с г.ц.к. решеткой.

При очень высоких ($>0,8T_M$) температурах для таких металлов, как Zn , Cd и Mg , была обнаружена область ползучести, характеризующаяся аномально высокой энергией активации. Возникновение такой области связывают с резким падением сопротивления сдвигу по небазисным системам; другой причиной может быть также и развитие (начало) динамической рекристаллизации. Действующий механизм окончательно не ясен, однако так как при этом наблюдают существенное изменение прочности, то указанная область была нанесена нами на соответствующие карты механизмов деформации на основе экспериментально полученных результатов (см. гл. 6, п. 2 и [6] в примечании к табл. 4).

Карты механизмов деформации для Ti (см. рис. 57, 58 и 133) разделены фазовой границей (1115 K ; $0,6T_M$) на две части. На фазовой границе отмечается разрыв в значениях скоростей деформации; при высоких напряжениях скорость ползучести при превращении $Ti_\alpha \rightarrow Ti_\beta$ возрастает (в ~ 10 раз), а при низких напряжениях уменьшается. В связи с этим карта механизмов деформации в координатах напряжение — скорость деформации (рис. 58) содержит замкнутую область (заштрихованную) и область перекрытия (границы показаны штриховыми линиями), разделяющие две фазы: Ti_α и Ti_β .

Известно, что у Ti низкий модуль сдвига в определенных плоскостях, неожиданно малый коэффициент диффузии в г. п. у. α -фазе и аномальная диффузия в о.ц.к. β -фазе (связанная с ростом энергии активации при увеличении температуры). По указанным особенностям Ti сходен с Ni и Zr . Подчиняющаяся степенному закону ползучесть для Ti_α и Zr_α характеризуется энергией активации, приблизительно вдвое превышающей соответствующее значение для объемной диффузии. Этот факт не имеет удовлетворительного объяснения; он может быть связан со скольжением по двум (или более) системам, для сохранения аккомодации при пластической деформации поликристалла. Энергия активации ползучести в Ti_β близка к энергии активации самодиффузии.

Одно из следствий анизотропии сопротивления решетки в г. п. у. металлах заключается в том, что текстура необычайно сильно влияет на прочностные характеристики. Например, скорость ползучести (под действием данной нагрузки) продольного образца,

вырезанного из текстурованного экструдированного цинка, отличается в 100 раз от скорости ползучести (под той же нагрузкой) образца, вырезанного в поперечном направлении [1]. Это, в частности, намного превышает соответствующее различие в скоростях деформации по-разному вырезанных образцов из текстурованных металлов с г.ц.к. и о.ц.к. решетками. По-видимому, наблюдаемое различие в данных для г.п.у. металлов может быть связано с различием в степени текстурованности и влиянии на механические свойства получаемой в г.п.у. металлах специфичной текстуры. Строго говоря, конкретная карта механизмов деформации должна относиться лишь к образцам с определенной текстурой, испытанным в определенном направлении.

Величины коэффициентов объемной диффузии металлов с г.п.у. решеткой лишь незначительно зависят от направления (анизотропии). Мы использовали коэффициенты диффузии, определенные для направления, параллельного оси c . Параметры установлены достаточно надежно, и поэтому приводить кривые диффузии, наподобие представленных для металлов с о.ц.к. решеткой, для г.п.у. металлов (за исключением Ti) оказалось необязательным.

Дополнительные данные и карты механизмов деформации для Ti содержатся в гл. 17, п. 2. Там же особо рассмотрена область контролируемой торможением дислокаций пластической деформации, показанной на рис. 57.

2. Обзор данных для металлов с г.п.у. решеткой

Цинк

На рис. 48 изображена карта механизмов деформации для цинка с величиной зерна 0,1 мм, построенная с использованием данных, представленных на рис. 49 и 50 и приведенных в табл. 4.

Область ползучести построена в основном по данным работ [3, 11], в которых были обнаружены необычайно высокие величины энергии активации ползучести при $T > 0,8T_m$: $Q_{cr} = 152$ кДж/моль при $T > 270^\circ\text{C}$ [3] или $Q_{cr} = 159$ кДж/моль при $T > 350^\circ\text{C}$ [11] (по сравнению с 92 кДж/моль для объемной диффузии). Авторами [3, 11] были найдены сравнительно низкие значения n для области высокотемпературной ползучести. Мы использовали два степенных закона (см. [6] в примечании к табл. 4), подставляя значение $Q_{cr} = 152$ кДж/моль для верхней части и 92 кДж/моль для нижней части области высокотемпературной ползучести; в обоих случаях использовали $n = 4,5$. Указанное сочетание степенных законов позволяет построить карту механизмов деформации, которая хорошо согласуется с экспериментальными данными, показанными на рис. 49 и 50. Высокая энергия активации ползучести согласуется с величиной 159 кДж/моль, найденной в [5] для случая скольжения по призматическим плоскостям в монокристаллах цинка. По этой причине высокотемпературную область часто связывают с

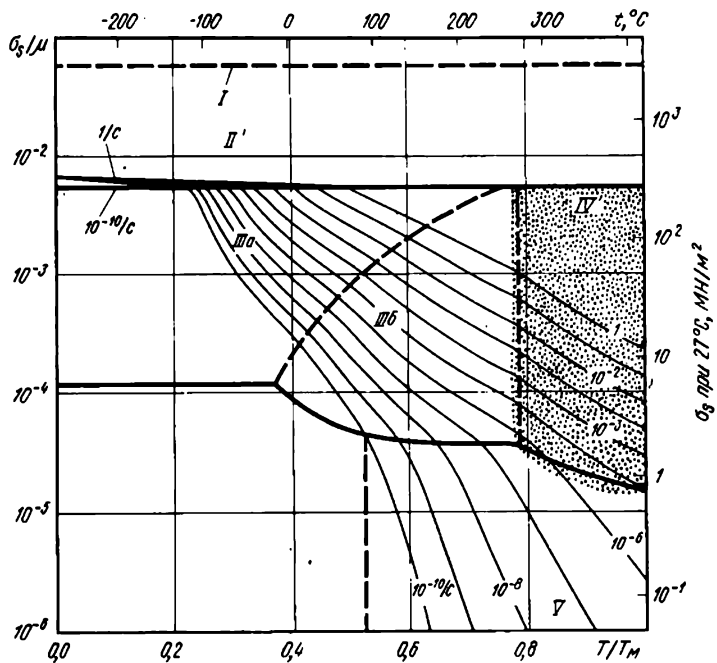


Рис. 48. Карта механизмов деформации чистого цинка с 0,1-м зерном (II' — скольжение с двойникованием; IV — динамическая рекристаллизация с легким скольжением по призматическим плоскостям)

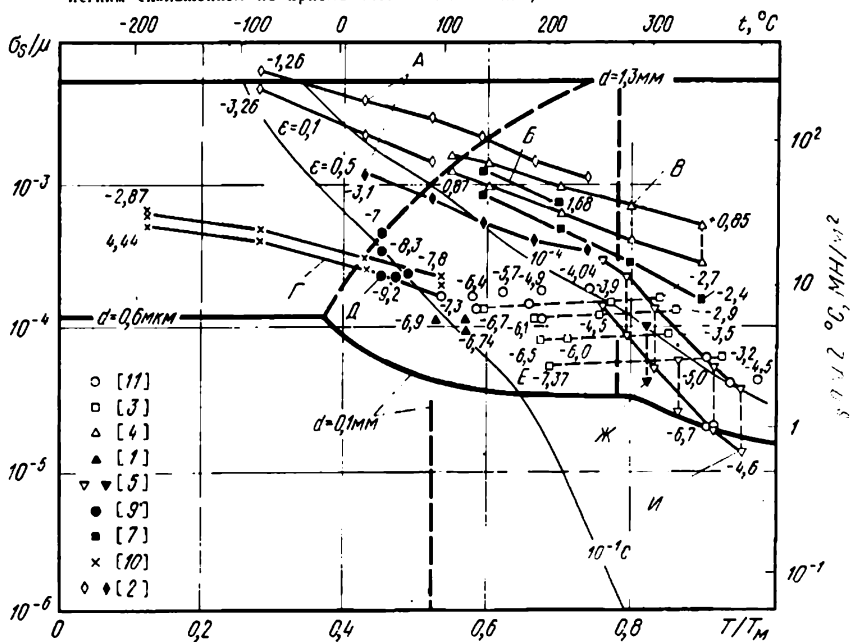


Рис. 49. Разделение на группы данные для цинка. Числа у кривых — $\lg \dot{\epsilon}$. А — полученный методами порошковой металлургии текстурированный образец цинка (сжатие); Б — максимальное напряжение при кручении; $d=1,3$ мм; В — экструзия; Г — текучесть в поликристаллическом образце, $d=0,6$ мм; Д — ползучесть; Е — ползучесть при сжатии; Ж — ползучесть поликристаллического образца; И — пластическое течение по призматическим плоскостям в монокристалле

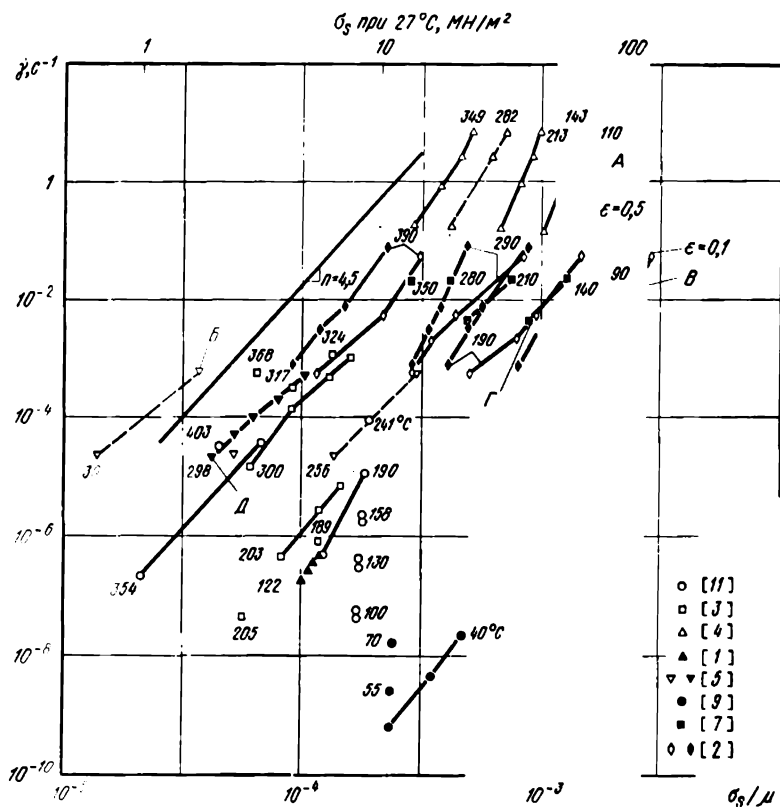


Рис. 50. Данные по ползучести чистого цинка. Числа у кривых — температуры, °С: А — экструзии; Б — скольжение по призматическим плоскостям в монокристалле; В — чистое сжатие полученного методами порошковой металлургии цинка; Г — максимальное напряжение при кручении, $d = 1,3$ мм; Д — ползучесть поликристаллического образца

легким скольжением по призматическим плоскостям. С нашей точки зрения это, по-видимому, следствие динамической рекристаллизации (см. гл. 2, п. 4), обычно обуславливающей рост энергии активации ползучести.

На рис. 49 и 50 приведены данные [2], полученные на изготовленном методами порошковой металлургии цинке, содержащем 1,2% (объемн.) ZnO . Энергия активации составила 54—59 кДж/моль при низких температурах ($0,5 \div 0,6$) T_M и 113 кДж/моль при повышенных — ($0,8 \div 0,95$) T_M . Предполагаем, что более низкая величина энергии активации отражает вклад диффузии по дислокационным грубкам; к сожалению, экспериментальных данных для чистого цинка, которые относились бы к низкотемпературной области, нет.

Кадмий

На рис. 51 изображена карта механизмов деформации кадмия с величиной зерна 0,1 мм, построенная по данным, представленным на рис. 52 и 53 и в табл. 4.

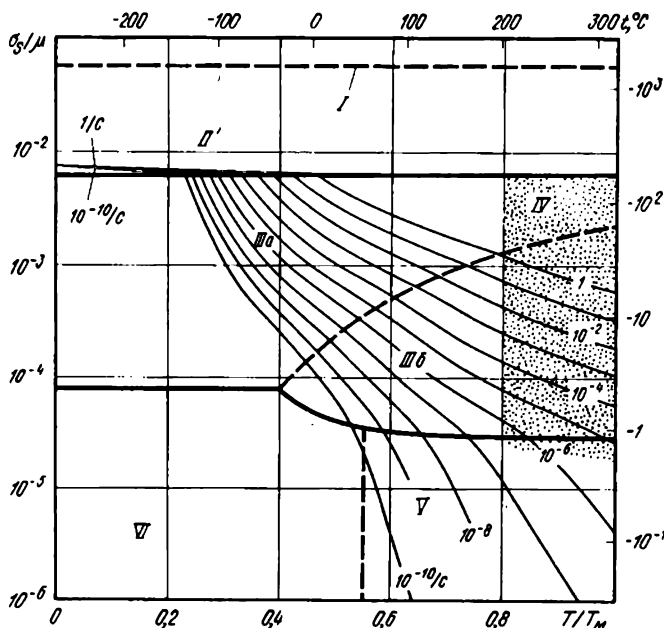


Рис. 51. Карта механизмов деформации чистого кадмия с 0,1-м зерном: II' — пластическая деформация (с двойникованием); VI — возможно существующая область, характеризующаяся высокой энергией активации при высоких температурах (отражает скольжение по призматическим плоскостям)

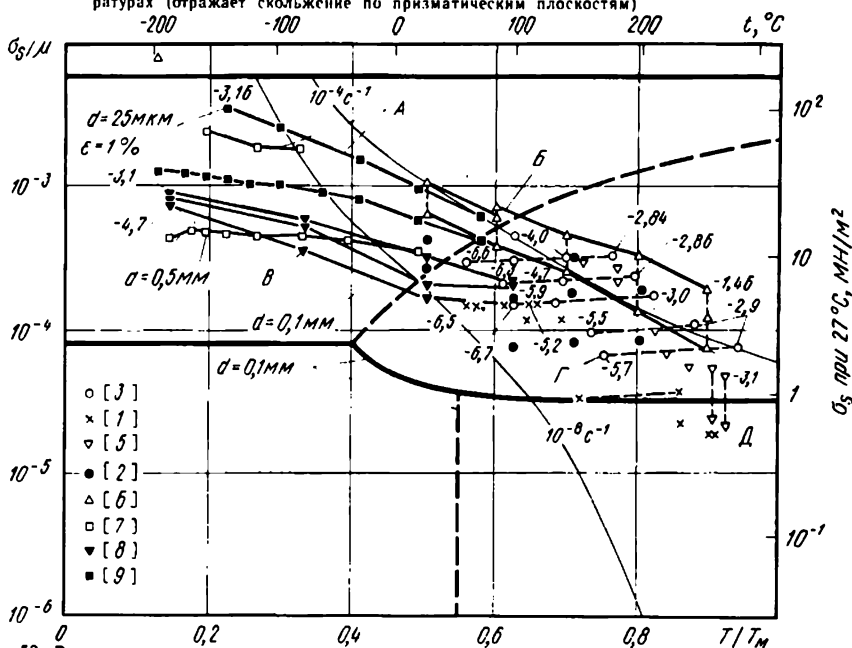


Рис. 52. Разделенные на группы данные для чистого кадмия. Числа у кривых соответствуют $\lg \gamma$: А — максимальное напряжение течения при растяжении; Б — сжатие ($\epsilon = 0.4$); В — напряжение течения поликристалла; Г — ползучесть на установившейся стадии; Д — скольжение по призматическим плоскостям в монокристалле

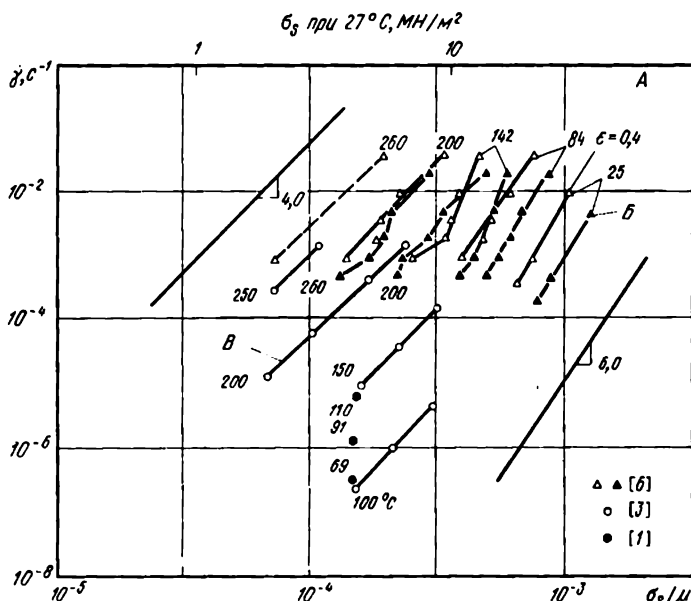


Рис. 53. Данные по ползучести кадмия; числа у кривых температуры, °С.
А сжатие; Б максимальное напряжение; В ползучесть при сжатии

Данные по низкотемпературной пластической деформации и параметры ползучести были заимствованы из работы [6], содержащей результаты испытаний на сжатие (рис. 52 и 53). Проведенные автором [6] испытания на литом кадмии позволили выявить деформационное разупрочнение, которое на приведенных нами рисунках проявляется в виде разницы между максимальными напряжениями при сжатии и растяжении с $\epsilon = 0,4$. Входящие в скоростную зависимость параметры подбирали так, чтобы достичь соответствия с величиной максимального напряжения. Найденная в [6] энергия активации ползучести при высоких температурах, равная 75—84 кДж/моль, согласуется с энергией активации объемной самодиффузии 76 кДж/моль. При более низких температурах была найдена величина 40—60 кДж/моль, что позволяет предположить протекание необходимой для развития пластического течения диффузии по дислокационным трубкам (54 кДж/моль).

Имеется предположение о существовании высокотемпературной подобласти по типу показанной на карте механизмов деформации для цинка, которая контролируется скольжением по призматическим плоскостям или отражает протекание динамической рекристаллизации. Например, отмечается [3], что выше 150 °С $Q_{cr} \approx 127$ кДж/моль, а при более низких температурах 87 кДж/моль. Подобное выделение отдельной подобласти не находит поддержки в работе [6].

Магний

На рис. 54 приведена карта механизмов деформации магния с

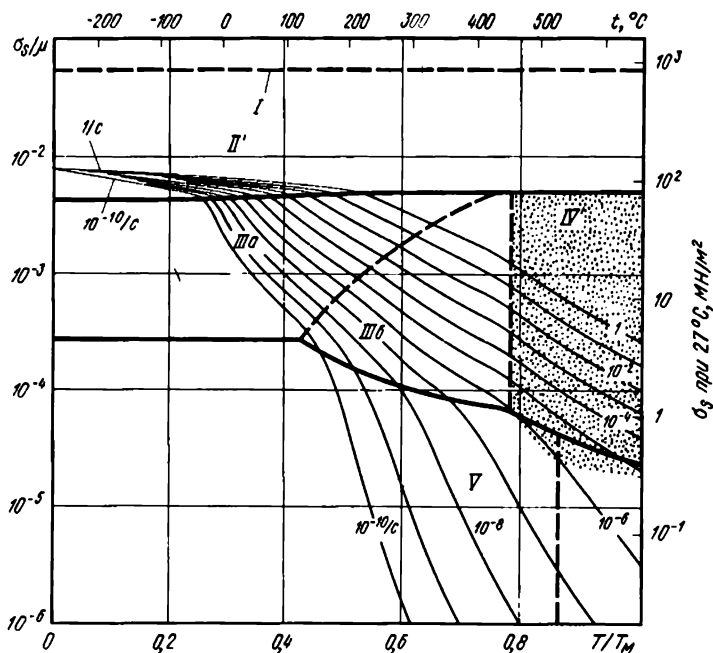


Рис. 54. Карта механизмов деформации чистого магния с 0,1-мм зерном (II' — см. рис. 51; IV — динамическая рекристаллизация (легкое скольжение по призматическим плоскостям))

величиной зерна 0,1 мм, построенная по данным, представленным на рис. 55 и 56 и обобщенным в табл. 4.

Параметры, описывающие область низкотемпературной пластичности, основаны на данных по пластическому течению поликристаллов [6, 14] и по пластичности монокристаллов [3].

При анализе опубликованных данных по ползучести магния авторы [2] обнаружили хорошее соответствие в случае, если результаты, полученные на «грязном» магнии, содержащем большое количество MgO, в рассмотрение не принимать. Был сделан вывод, что энергия активации ползучести при $(0,5 \div 0,67) T_M$ составляет 92 кДж/моль, возрастая до 230 кДж/моль при более высоких температурах. В то же время мы обнаружили, что нормированные на величину модуля данные в температурном интервале $(0,5 \div 0,78) T_M$ хорошо описываются единственным значением энергии активации ползучести, равным 134 кДж/моль и близким к величине энергии активации самодиффузии. При $T > 0,78 T_M$ мы использовали предложенную в [2] величину энергии активации ползучести 230 кДж/моль, которая хорошо согласуется с предложенной в [13]. Считают, что эта величина отражает переползание + скольжение призматических дислокаций (как в случае цинка), хотя (как для того же цинка) она может отражать и динамическую рекристаллизацию. Более низкое значение энергии активации (92 кДж/моль) мы трактовали как связанное с диффузией по дислокационным

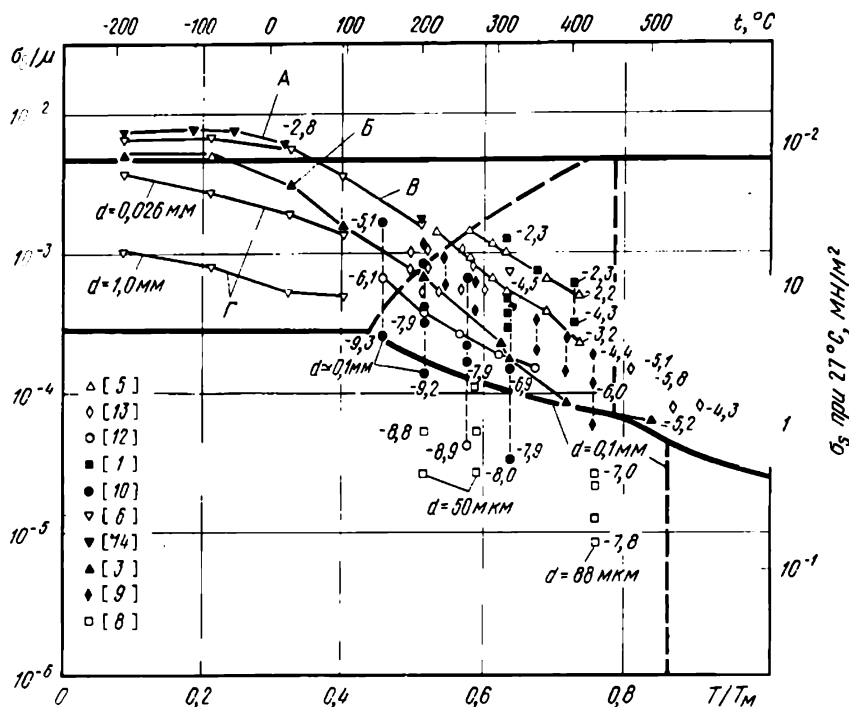


Рис. 55. Разделение на группы данные для чистого магния. Числа у кривых — $\lg \dot{\epsilon}$:
 А — проность при растяжении; Б — критическое напряжение сдвига для монокристалла (скольжение по призматическим плоскостям); В — напряжение разрушения; Г — напряжение течения

трубкам, которая реализуется в области низкотемпературной ползучести на карте механизмов деформации.

В работе [2] были найдены значения показателя степени при напряжении $n=5$ при низких температурах, и $n=10$ при высоких температурах. Большая величина основана на данных работы [9] при $0,76T_M$; полученные при той же температуре, но более низком уровне напряжений данные дают $n \approx 4$. В работе [13] было найдено значение $n=5,5$ при низких температурах и $n=4$ при высоких. В связи с отсутствием надежных теоретических основ мы разрешили эту проблему, используя одно значение $n=5$ для обеих областей (для контролируемой объемной диффузией области и для контролируемой скольжением по призматическим плоскостям или динамической рекристаллизацией области). При более низких температурах из скоростной зависимости для ползучести [уравнение (2.21)] следует увеличение показателя степени при напряжении, что согласуется с данными [10]. Предэкспоненциальный множитель для диффузии по дислокационным трубкам был выбран таким, чтобы при $0,46T_M$ полученные с использованием этой зависимости расчетные данные были согласованы с экспериментальными.

При описании области ползучести по Коблу мы выбрали такие величины $\delta D_{об}$ и Q_b , которые позволили достичь приемлемого

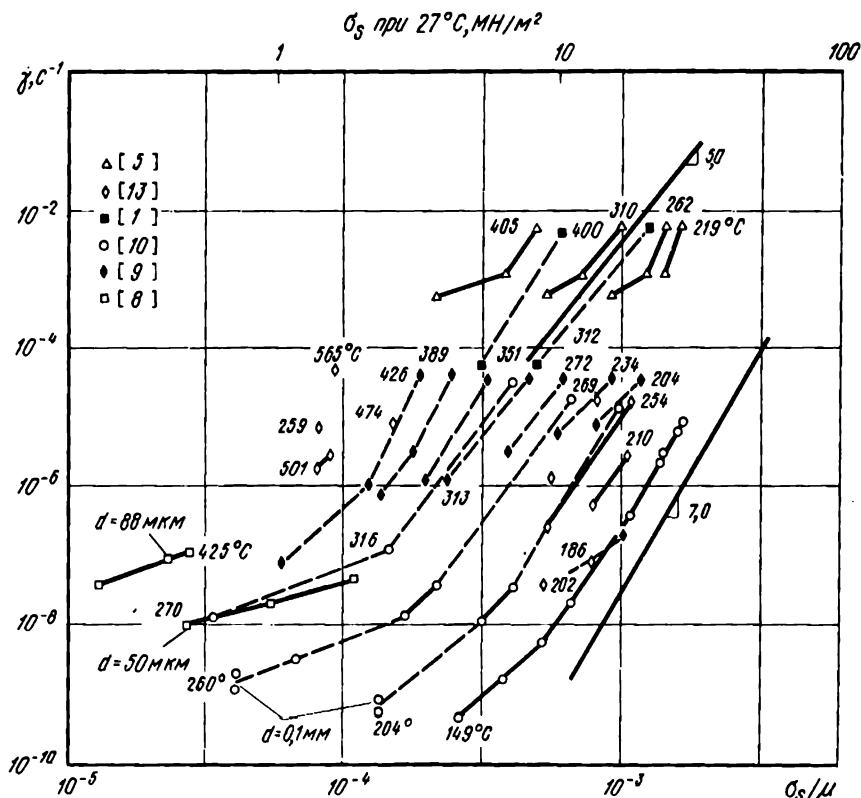


Рис. 56. Данные по ползучести чистого магния. Числа у кривых — температуры, °С

соответствия с опубликованными экспериментальными данными. В работе [8] была найдена величина энергии активации 80 кДж/моль, а в работе [2] — 105 кДж/моль. Мы использовали промежуточное значение 92 кДж/моль.

Положение области динамической рекристаллизации основано на результатах исследований в работе [4].

Титан

На рис. 57, 58 и 133 приведены карты механизмов деформации Ti с величиной зерна 0,1 мм, построенные по данным, представленным на рис. 59 и обобщенным в табл. 4.

За величину модуля сдвига Ti_α принято среднее арифметическое двух граничных значений, рассчитанных авторами [20] на основе данных для монокристаллов из работы [11] (рис. 59). Модули сдвига мы нормировали относительно 1934 К — температуры плавления β -фазы; это приводит к сильной нормированной температурной зависимости ($-1,24$). [Если значения модуля для α -фазы нормировать относительно $T_M = 1957 \pm 30$ К, как это предложено в [1], то температурная зависимость все же остается

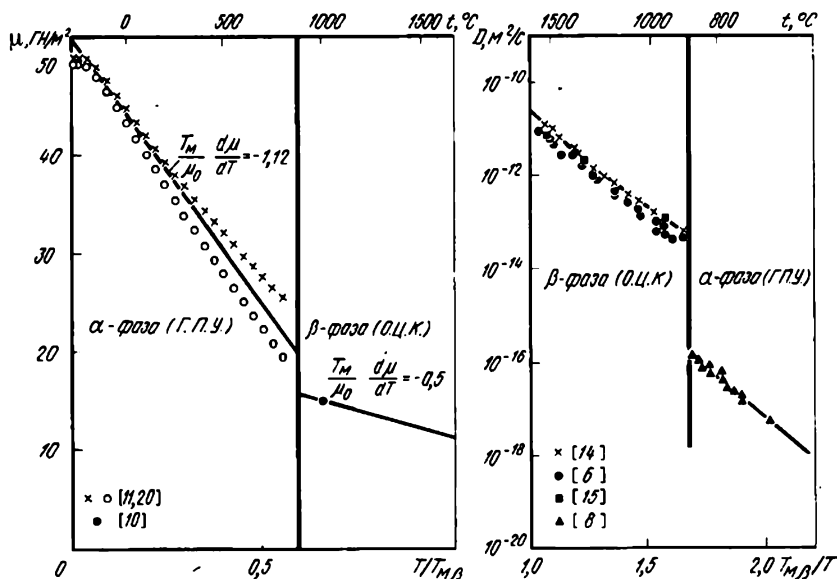


Рис. 59. Модули сдвига и коэффициенты диффузии титана

ная энергия активации 15,6, которая на фазовой границе уменьшалась до 8,1 (см. рис. 59). С достаточной степенью надежности все данные можно аппроксимировать единственной прямой линией, соответствующей величине энергии активации 152 кДж/моль [6]; эту величину мы и использовали.

Прямых измерений зернограницной диффузии в титане нет. Соответствующие коэффициенты диффузии для Ti_α были получены из данных по контролируемой диффузией ползучести в мелкозернистых проволочных образцах (см. ниже). Аномально быстрая диффузия в Ti_β вблизи фазовой границы является следствием неустойчивости решетки и большей стабильности этой фазы по сравнению с α - и ω -фазами; таким образом, граница зерна, хотя и более рыхлая, может оказаться практически непроницаемой. Ввиду недостаточного количества данных мы приравнивали Q_b^β к средней энергии активации объемной диффузии в β -фазе, а параметр D_{ob}^β приняли равным предэкспоненциальному множителю для объемной диффузии, умноженному на $2b$.

Анализ данных по ползучести Ti_α , по-видимому, лучше всего начать с работы [13], авторы которой в режиме контролируемого диффузией течения испытывали спиральные пружины из титана промышленной чистоты (с кислородным эквивалентом 0,3%). Деформация крупнозернистых (200—400 мкм) образцов контролировалась объемной диффузией, при $Q_v = 242$ кДж/моль и $D_{ov} = 1,3 \cdot 10^{-2}$ м²/с, хорошо описываемыми степенной закон ползучести (см. ниже). В [13], кроме того, испытывались пружинные образцы с мелким (63—69 мкм) зерном, причем в относительно низком

(832—873 К) температурном интервале. Полученные данные согласуются с контролируемой диффузией течением, когда оно определяется зернограницной диффузией. При этом $Q_b = 97$ кДж/моль и $D_{об} = 3,6 \cdot 10^{-16}$ м²/с. Данные для мелкозернистых образцов при $T > 900$ К не согласуются с расчетными, так как при указанной высокой температуре, по-видимому, происходил рост зерна в процессе испытаний. Область контролируемого диффузией течения для T_a построена по приведенным выше коэффициентам. Данные [13] представлены на рис. 57 и 58.

Характеризуемую степенным законом ползучесть T_a изучали авторы [7, 12]. Полученные ими данные (см. рис. 57 и 58), соответствуют энергии активации 242 кДж/моль. Отметим, что та же величина приведена в [13] для контролируемой объемной диффузией ползучести, причем, при более высоких напряжениях наблюдался перегиб, используя который можно разграничить области контролируемого диффузией течения и описываемого степенным законом ползучести.

На картах механизмов деформации, рассчитанных по уравнению (2.26), отмечены изученные в [7] области нарушения степенного закона, для которых $\alpha' = 300$. Данные [4, 16] согласуются с представленной картиной и, кроме того, позволяют установить переход к контролируемому диффузией по дислокационным трубкам степенному закону ползучести. При построении этой области по данным работ [4, 16] использовали ту же энергию активации, что и для контролируемой зернограницной диффузией ползучести (97 кДж/моль).

Низкотемпературная пластичность T_a чрезвычайно чувствительна к содержанию примесных элементов внедрения Н, С, N и О; предел текучести T_a «промышленной чистоты» в зависимости от концентрации указанных элементов изменяется до 3,5 раз [4]. На рис. 57 приведены данные работы [4], в которой испытывали титан, характеризующийся кислородным эквивалентом 0,25% (по массе) и являющийся более мягким, нежели менее чистый, но более твердый титан [99,8% (по массе)], исследованный в работе [16].

Данных по ползучести T_f относительно меньше. Результаты исследований, проведенных авторами [4], показаны на рис. 57 и 58; они относятся к области нарушения степенного закона ползучести. Приняв $\alpha' = 10^3$ (уравнение (2.26)) указанные в [4] данные можно использовать, если принять показатель степени 4,3, а величину энергии активации ползучести равной среднему арифметическому значений, полученных при изучении диффузии меченых атомов: 152 кДж/моль. Данных по контролируемому диффузией течению нет; представленная на карте механизмов деформации область построена по коэффициентам диффузии, приведенным в [17].

СПЛАВЫ НА ОСНОВЕ НИКЕЛЯ: НИХРОМЫ, Т—D-НИКЕЛИ И НИМОНИКИ

В предыдущих главах мы рассматривали лишь чистые металлы. Карты механизмов их деформации содержат важную информацию, но редко оказываются полезными для конструкторских целей, так как при переходе даже к простейшим сплавам наблюдается значительное изменение и усложнение общей картины. Легирование изменяет такие важные физические постоянные, как коэффициенты диффузии и модули. Кроме того, легирование обуславливает развитие новых процессов структурообразования, препятствующих движению дислокаций: твердорастворного упрочнения, дисперсионного твердения и дисперсного упрочнения. Влияние этих процессов на вид скоростных зависимостей было рассмотрено в гл. 2, их можно проследить и на приведенных ниже картах механизмов деформации.

Мы рассмотрим шесть сплавов на никелевой основе: два нихрома, прочность которых связана с твердорастворным упрочнением за счет легирования никеля хромом; дисперсноупрочненный сплав $Ni-ThO_2$; два сплава $Ni-Cr-ThO_2$, сочетающих твердорастворное и дисперсное упрочнение; никелевый жаропрочный сплав MAR-M200, сочетающий твердорастворное упрочнение, дисперсионное твердение и упрочнение дисперсными частицами.

Анализ механического поведения указанных сплавов иллюстрирует многие аспекты влияния легирования. Для них имеется достаточное количество данных, необходимых для построения карт механизмов деформации (см. рис. 60, 62-67). Используемые в расчетах параметры приведены в табл. 5 (данные для чистого никеля приведены для сравнения). Стали (сплавы на железной основе) приведены в гл. 8.

1. Общие закономерности деформации сплавов на никелевой основе

Разные аспекты влияния легирования на карты механизмов деформации наиболее отчетливо прослеживаются при сравнении карт, приведенных в настоящей главе, с картами механизмов деформации для чистого никеля с той же величиной зерна, представленными на рис. 2 и 11, г.

Твердорастворное упрочнение, иллюстрируемое на примере нихромов (рис. 60), приводит к увеличению предела текучести. Влияние твердорастворного упрочнения может перекрываться деформационным упрочнением (см. рис. 2), однако отчетливо выявляется при сравнении карт механизмов деформации, изображенных на рис. 11, г и 60, а. В твердом растворе скорость подчиняющейся степенному закону ползучести меньше (чем в чистом никеле) в пределах всей области реализации указанного вида деформации. Содержащий 10% (ат.) Cr нихром «ползет» в ~ 10 раз

Т а б л и ц а 5. Никелевые сплавы

Свойства	Никель [1]	Ni - 10% (ат.) Cr	Ni 20% (ат.) Cr	Ni - 1% (объем.) ThO ₂	Ni-13,5% (по массе) Cr - 1% (объем.) ThO ₂	Ni 22,6% (по массе) Cr - 1% (объем.) ThO ₂	МАР-М200
<i>Кристаллографические и тепловые параметры</i>							
Атомный объем Ω , м ³	1,9·10 ⁻²⁹	1,1·10 ⁻²⁹	1,1·10 ⁻²⁹	1,09·10 ⁻²⁹	1,09·10 ⁻²⁹	1,1·10 ⁻²⁹	1,1·10 ⁻²⁹ [10]
Вектор Бюргерса b , м	2,49·10 ⁻¹⁰	2,5·10 ⁻¹⁰	2,5·10 ⁻¹⁰	2,49·10 ⁻¹⁰	2,5·10 ⁻¹⁰	2,5·10 ⁻¹⁰	2,5·10 ⁻¹⁰
Температура плавления T_m , К	1726	1700	1673	1726	1688	1660	1600
<i>Модули*</i>							
Модуль сдвига при 300 К μ_0 , МН/м ²	7,89·10 ⁴	8,24·10 ⁴	8,31·10 ⁴	7,89·10 ⁴	8,24·10 ⁴	8,31·10 ⁴	8,0·10 ⁴
Температурная зависимость модуля $T_m/\mu_0 d\mu/dT$	-0,64	-0,5 [2]	-0,5 [2]	-0,64	-0,5	-0,5	-0,5
<i>Объемная диффузия*</i> ² для никеля							
Предэкспоненциальный множитель D_{0v} , м ² /с	1,9·10 ⁻⁴	3,3·10 ⁻⁴ [3]	1,6·10 ⁻⁴ [3]	1,9·10 ⁻⁴	3,3·10 ⁻⁴	1,6·10 ⁻⁴	1,6·10 ⁻⁴
Энергия активации Q_v , кДж/моль	284	293	285 [3]	284	293	285	285
<i>Объемная диффузия*</i> ² для хрома							
Предэкспоненциальный множитель D_{0v} , м ² /с	—	1,4·10 ⁻⁴ [3]	1,4·10 ⁻⁴ [3]	—	1,4·10 ⁻⁴	1,9·10 ⁻⁴	—
Энергия активации Q_v , кДж/моль	—	278 [3]	283	—	278	283	—
<i>Диффузия по границам зерен*</i> ²							
Предэкспоненциальный множитель δD_{0b} , м ² /с	3,5·10 ⁻¹⁵	2,8·10 ⁻¹⁵ [4]	2,8·10 ⁻¹⁵ [4]	3,5·10 ⁻¹⁵	2,8·10 ⁻¹⁵	2,8·10 ⁻¹⁵	2,8·10 ⁻¹⁵

Свойства	Никель [1]	Ni—10% (ат.) Cr	Ni—20% (ат.) Cr	Ni—1% (объемн.) ThO ₂	Ni—13,5% (по массе) Cr—1% (объемн.) ThO ₂	Ni—22,6% (по массе) Cr—1% (объемн.) ThO ₂	MAR-M200
Энергия активации Q_b , кДж/моль	115	115 [4]	115 [4]	115	115	115	115
Диффузия по дислокационным трубкам*2							
Предэкспоненциальный множитель αD_0 , м ² /с	3,1·10 ⁻²³	2·10 ⁻²⁵ [4]	1·10 ⁻²⁶ [4]	3,1·10 ⁻²³	2,0·10 ⁻²⁵	1,0·10 ⁻²⁵	10 ⁻²⁶
Энергия активации Q_c , кДж/моль	170	170 [4]	170	170	170	170	170
Степенной закон ползучести							
Экспонента n	4,6	5,2 [5]	4,6 [5]	8,0 [8]	6,3 [8]	7,2 [8]	7,7 [11]
Постоянная Дорна*3 A	3,0·10 ⁶	3,8·10 ⁷ [5]	1,22·10 ⁵ [5]	5,0·10 ¹⁵ [8]	1,2·10 ⁹ [8]	1,5·10 ¹¹ [8]	— [11]
Энергия активации Q_{cr} , кДж/моль	—	—	—	—	—	—	—
Предэкспоненциальный множитель в уравнении, описывающем ползучесть, A' , с ⁻¹	—	—	—	—	—	—	5,3·10 ³⁴ [11]
Контролируемое препятствием скольжение							
Напряжение течения при ОК $\tau_{\mu 0}$	6,2·10 ⁻³	6,3·10 ⁻³	6,3·10 ⁻³	1,0·10 ⁻³ [9]	1,0·10 ⁻³ [9]	1,0·10 ⁻³ [9]	8,3·10 ⁻³ [12]
Предэкспоненциальный множитель γ_0 , с ⁻¹	10 ⁶	10 ⁶	10 ⁶	10 ⁶	10 ⁶	10 ⁶	10 ⁶ [12]

Таблица 5.

Свойства	Никель [1]	Ni—10% (ат.) Cr	Ni—20% (ат.) Cr	Ni—1% (объемн.) ThO ₂	Ni—13,5% (по массе) Cr—1% (объемн.) ThO ₂	Ni—22,6% (по массе) Cr—1% (объемн.) ThO ₂	MAR-M200
Энергия активации Энергия дефектов упаковки $\gamma sf, Дж/м^2$	0,5 0,24 [6]	0,5 0,18 [6]	0,5 0,10 [6]	2,0 0,24 [6]	2,0 0,14 [6]	2,0 0,80 [6]	2,0 [12] —

Примечание. При составлении таблицы использованы данные: [1] для чистого никеля (см. гл. 4); [2] расчет проведен на основе значения модуля Юнга поликристаллического материала, измеренного Benliva and Polotski (1961), с использованием уравнения $\mu = (E/2)(1+\nu)$, где $\nu = 1/3$. [3] Молла et al. (1964); [4] см. по тексту; [5] основано на результатах измерений Молла et al. (1964); [6] Wilcox and Clauser (1969); [7] период решетки, модуль и коэффициенты диффузии приняты как для чистого никеля; [8] Wilcox and Clauser (1969); [9] для рекристаллизованного Ni—ThO₂ (см. по тексту); [10] параметры решетки, модуль и коэффициенты диффузии основаны на данных для Ni—Cr сплавов; [11] энергия активации ползучести сплава MAR-M200 отличается от соответствующего значения для диффузии. Экспериментальные данные сравнивали с расчетными, полученными с использованием уравнения $\dot{\epsilon} = A''(a/\mu)^n \exp(-Q_{cr}/RT)$ или эквивалентного уравнения $\dot{\gamma} = (\sqrt{3})^{n+1} A''(\sigma_s/\mu)^n \exp(-Q_{cr}/RT)$. Постоянные A'' , Q_{cr} и n изменяли с тем, чтобы достичь соответствия с данными, полученными Webster and Pearsall (1967) и Kear and Pikecey (1967); [12] предел текучести и его температурную зависимость выбирались таким образом, чтобы соблюлись соответствие с данными, полученными Pearsall et al. (1967).

*1 $\mu = \mu_0(1 + [(T - 300)/T_M]^2) [T_M/\mu_0] d\mu/dT$.

*2 $D_0 = D_0 \exp(-Q_0/RT)$; $\delta D_0 = \delta D_0 \exp(-Q_0/RT)$; $a_f D_0 = a_f D_0 \exp(-Q_0/RT)$.

*3 Эта величина A относится к напряжению и скорости деформации при растяжении. Карты механизмов деформации построены в координатах сдвигового напряжения — скорость деформации. При расчете и построении карт использовали $A_s = (\sqrt{3})^{n+1} A$.

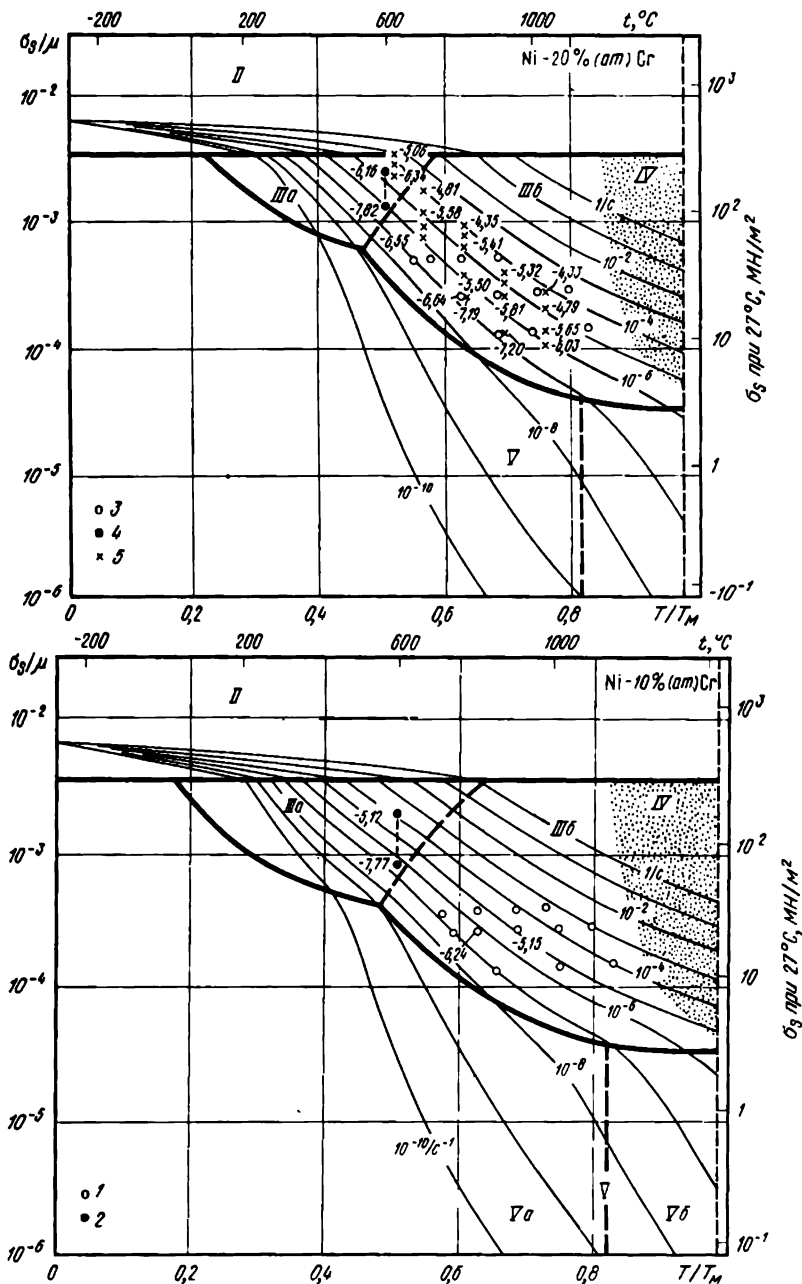


Рис. 60. Карты механизмов деформации сплавов Ni—Cr с 100-мкм зерном; на карты нанесены экспериментально полученные данные ($T_m = 1726\text{ К}$ — температура плавления чистого никеля):

- 1 — Ni — 10% (ат.) Cr — 0.19% (ат.) Mn [5]; 2 — Ni — 10.04% (ат.) Cr (высокочистый) [2];
 3 — Ni — 19.9% (ат.) Cr — 0.16% (ат.) Mn [5]; 4 — Ni — 19.54% (ат.) Cr (высокочистый) [2];
 5 — Ni — 19.2% (ат.) Cr — 1.5% (ат.) Fe — 1.4% (ат.) Si — 0.47% (ат.) Mn (промышленный сплав) [6]

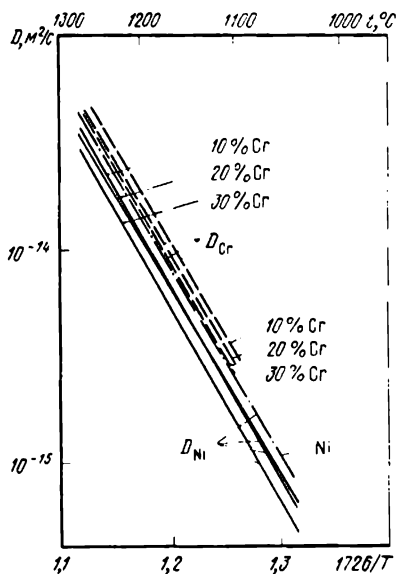


Рис. 61. Объемная диффузия в никеле, хроме и в Ni—Cr-сплавах трех составов ([14] Ni—Cr-сплавы)

медленнее, чем чистый никель (при тех же напряжениях и температуре); скорость ползучести никрома с 20% (ат.) Cr, уже почти втрое меньше. Отмечается изменение области контролируемого диффузией течения: коэффициенты диффузии изменяются (рис. 61), и твердый раствор может тормозить движение зернограницных дислокаций и вакансий, являющихся стоками и источниками массопереноса в процессе контролируемого диффузией (через переползание) течения. (Отмеченный эффект более подробно рассмотрен в гл. 17, п. 3). Относительно более интенсивное торможение подчиняющейся степенному закону ползучести обуславливает сужение области степенного закона ползучести и расширение области контролируемого диффузией

течения по сравнению с соответствующими областями на карте механизмов деформации для чистого никеля.

Дисперсное упрочнение также приводит к росту предела текучести. Карты механизмов деформации для упрочненных частицами ThO_2 никеля и никромов в рекристаллизованном состоянии (рис. 62—65) следует сравнивать с картой для чистого никеля, изображенной на рис. 11, г. Обнаружено, что предел текучести прямо зависит от расстояния между частицами l , что описывается формулой Орована¹ [2]:

$$\sigma_y = \mu b/l.$$

Наиболее существенное различие, однако, заключается в торможении подчиняющейся степенному закону ползучести, скорость которой при тех же напряжениях и температуре в дисперсноупрочненном сплаве в 10^2 — 10^3 раз меньше, чем в чистом никеле. Упрочнение и дисперсными частицами, и твердорастворное влияют также на контролируемое диффузией течение (см. гл. 17, п. 3), но в меньшей степени; таким образом, область степенного закона ползучести существенно сужается.

На контролируемое диффузией течение также влияет легирование (гл. 17, п. 3). В твердом растворе снижается подвижность зернограницных дислокаций и вакансий, являющихся стоками и источниками массопереноса в процессе контролируемого диффузией (через переползание) течения, что замедляет ползучесть и изменяет характер ее зависимости от напряжения (особенно при

¹ Аналогичной для зависимости, характеризующей действие источника Франка — Рида. *Прим. ред.*

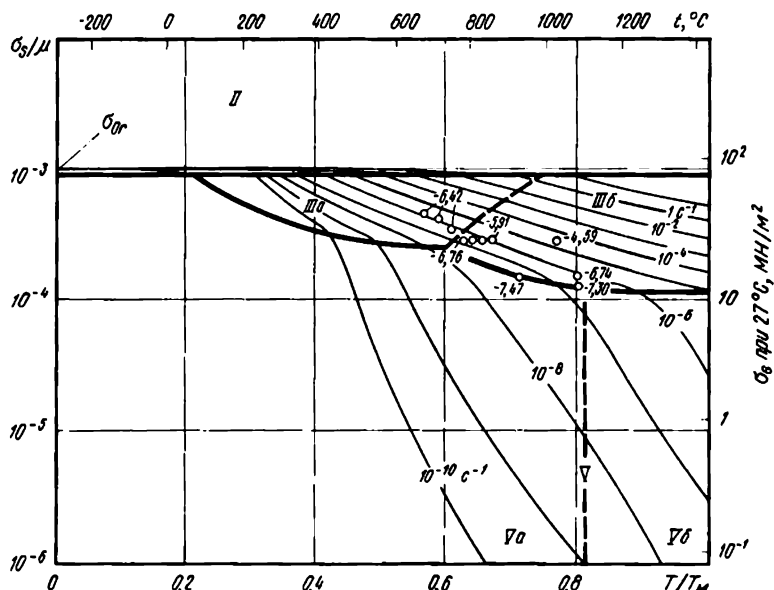


Рис. 62. Карта механизмов деформации для сплава Ni—1% (объемн.) ThO₂ с 0,1-м зерном. На карту нанесены точки данные [7] (Ni—Cr-сплавы). $\sigma_{(gr)}$ — напряжение Орована

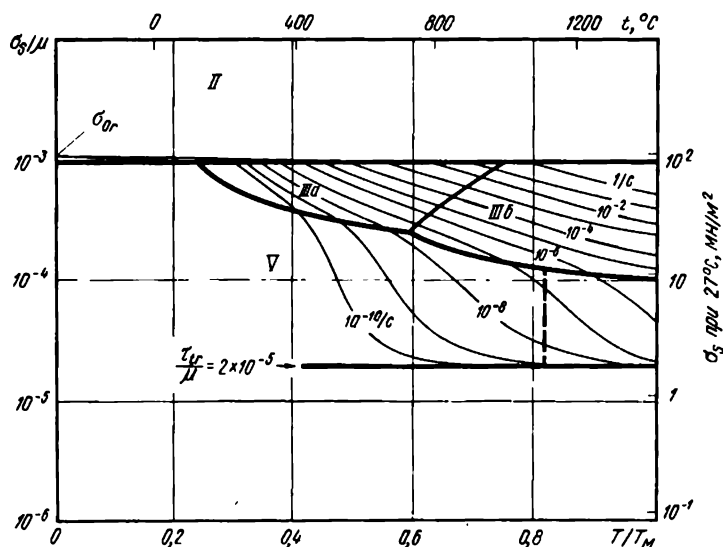


Рис. 63. Карта механизмов деформации для сплава Ni—1% (объемн.) ThO₂ с 100-мкм зерном. Иллюстрируется характер изменения составляющих карту областей в случае, когда дисперсные частицы тормозят зернограницные дислокации, приводя к возникновению порогового напряжения $\tau_{gr} \mu = 2 \cdot 10^{-5}$

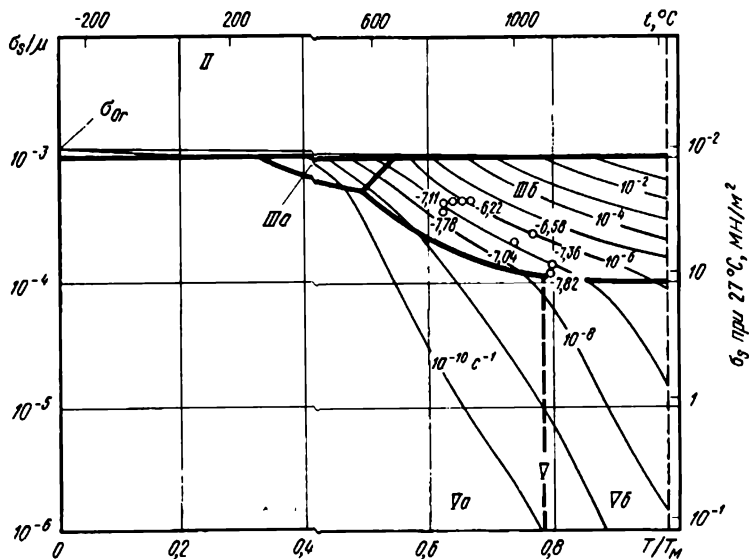


Рис. 64. Карта механизмов деформации сплава Ni - 13,5% (по массе) Cr 0,93% (объем.) ThO₂ с 0,2-мм зерном (рекристаллизованное состояние). На карту нанесены точки данные [2] к гл. 7, п. 1

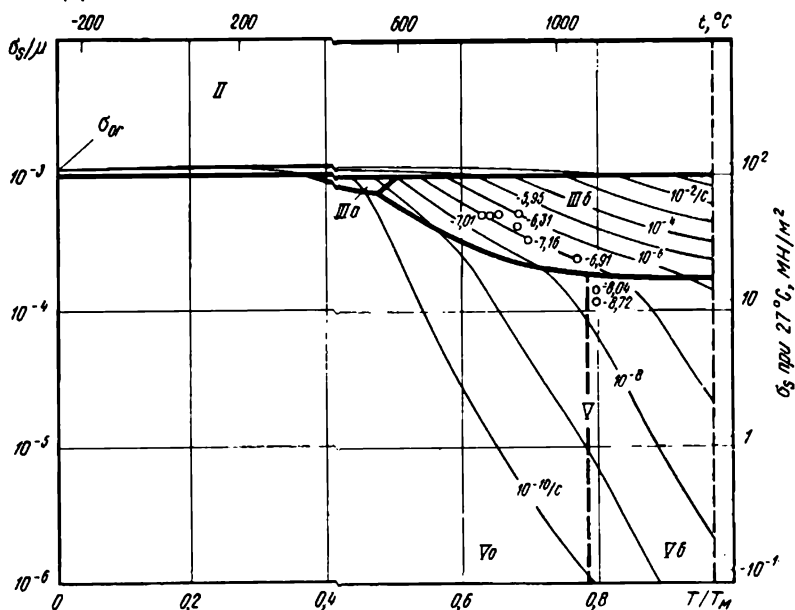


Рис. 65. Карта механизмов деформации сплава Ni 22,6% (по массе) Cr 0,9% (объем.) ThO₂ с 0,2-мм зерном (рекристаллизованное состояние) тип (1) к гл. 7, п. 1

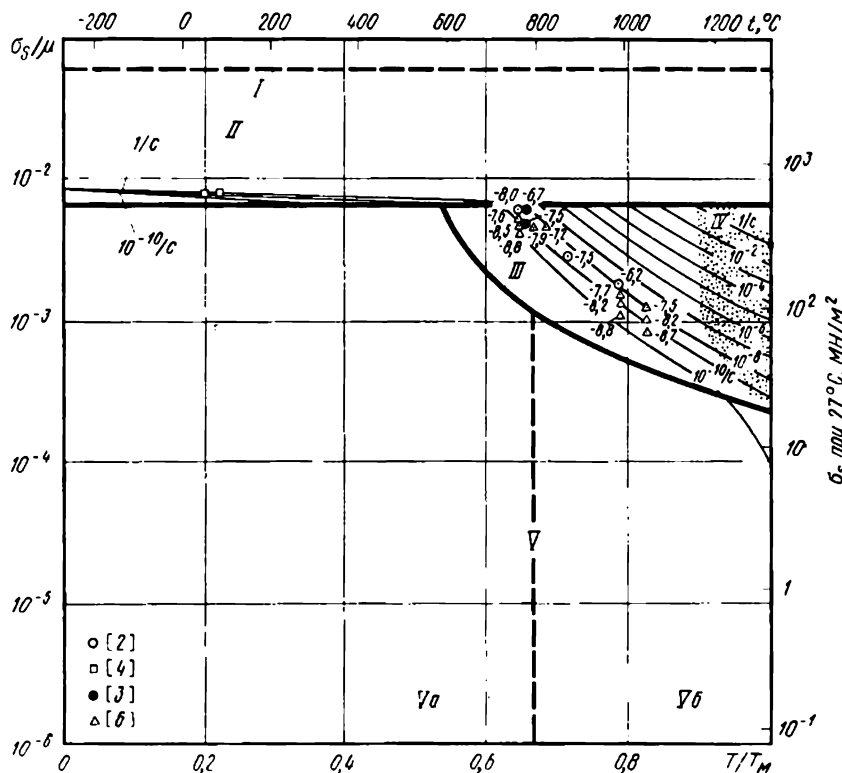


Рис. 66 Карта механизмов деформации сплава MAR-M200 с 10-м зерном (литое состояние); на карту нанесены экспериментально полученные данные на монокристаллических образцах

малых размерах зерна). Дисперсно распределенные частицы тормозят зернограницные дислокации, обуславливая возникновение порогового напряжения τ_{gr} , ниже которого они не могут двигаться и протекание ползучести невозможно¹. Ожидаемое изменение вида карты механизмов деформации иллюстрируется на рис. 63 для сплава Ni—ThO₂; представленная карта основана на тех же данных, что и изображенная на рис. 62, однако, включает пороговое напряжение, $\tau_{gr} = 2 \cdot 10^{-5} \mu$ [гл. 17, п. 3]. Такое пороговое напряжение может существовать для всех дисперсноупрочненных сплавов, но оно обычно мало, а характеризующих его надежных экспериментальных данных недостаточно.

Совместное влияние твердорастворного упрочнения и упрочнения дисперсными частицами можно проследить (в частности, на примере области степенного закона ползучести) при тщательном сравнении карт механизмов деформации для нихромов (см. рис. 60), для упрочненных частицами ThO₂ никеля (рис. 62) и для упрочненных частицами ThO₂ нихромов (рис. 64 и 65). Упрочнение по

¹ Еще раз показано, что ползучесть во всех случаях (в том числе и при высоких температурах) контролируется движением дислокаций, а массоперенос лишь ей способствует. Прим. ред.

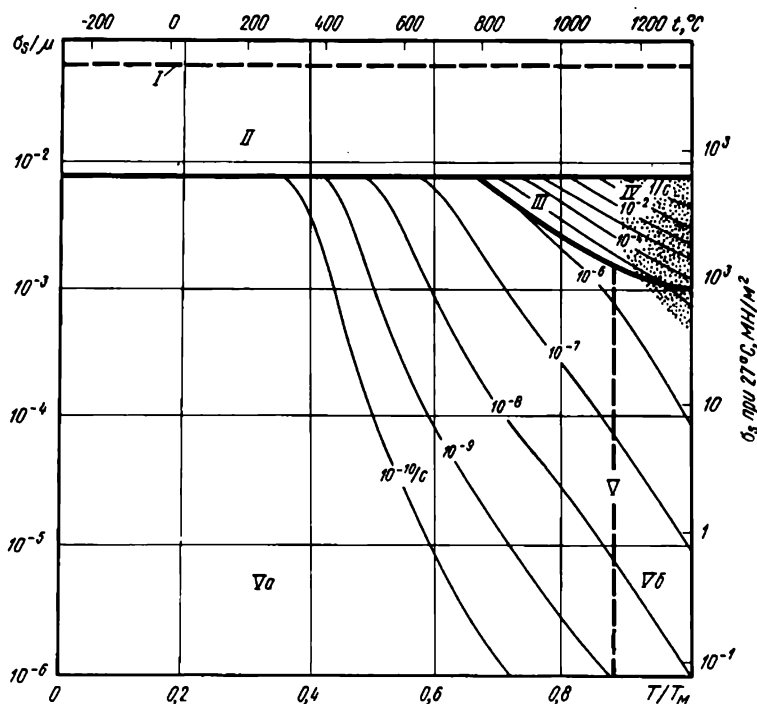


Рис. 67. Карта механизмов деформации сплава MAR-M200 в литом состоянии с 0,1-мм зерном

двум механизмам (частицами и твердорастворное) замедляет ползучесть более эффективно, чем каждый из них в отдельности. Кроме этого, упрочнение дисперсными частицами способствует подавлению динамической рекристаллизации.

В структуре жаропрочного сплава на никелевой основе [1] сочетаются: концентрированный твердый раствор (обычно при легировании Cr и Co); большая объемная доля выделений $Ni_3(Al, Ti)$; меньшая объемная доля карбидов, многие из которых расположены вдоль границ зерен. Представленные в этой главе карты (рис. 66 и 67), в значительной степени основаны на данных для сплава MAR-M200; однако мы хотели проиллюстрировать, что основные общие черты характерны для многих жаропрочных сплавов.

Предел текучести возрастает почти до предела прочности, и описываемая степенным законом ползучесть сильно замедляется. Данных по контролируемому диффузией течению жаропрочных сплавов очень мало. Можно ожидать, что динамическая рекристаллизация будет происходить при температурах, выше растворения γ' -фазы, а также карбидов $M_{23}C_6$ и M_7C_3 .

2. Обзор данных для сплавов на никелевой основе

Твердорастворное упрочнение никеля: нихромы

Для того, чтобы можно было провести необходимое сравнение, при построении карт механизмов деформации для $\text{Ni } 10\% \text{ Cr}$ и $\text{Ni}-20\% \text{ Cr}$ (см. рис. 60) по абсциссе откладывали нормированную температуру (отнесенную к температуре плавления чистого никеля). На картах нанесены линии солидуса. Модули сдвига рассчитывали по значениям модулей Юнга для поликристаллов [1], используя при этом соотношение $\mu_0 = 3E_0/8$.

Как следует из представленных на рис. 61 данных, легирование замедляет объемную диффузию в исследованных сплавах [4]. В табл. 5 приведены коэффициенты диффузии для никеля и хрома; при оценке степенных зависимостей мы рассчитывали эффективный коэффициент диффузии, используя приведенные в гл. 2 значения [см. уравнение (2.27)].

Данных по зернограницной диффузии и диффузии по дислокационным трубкам для исследованных сплавов мы не нашли, и поэтому использовали соответствующие значения, известные для чистого никеля, изменяя предэкспоненциальные множители так, как описано ниже. В [3] отмечено, что при увеличении концентрации твердого раствора диффузия по границам зерен может как усиливаться, так и ослабевать; то же относится и к диффузии по дислокационным трубкам. В связи с тем, что присутствие хрома снижает скорость объемной диффузии никеля, мы приняли, что диффузия по границам зерен также уменьшается, и выбрали $D_{\text{гг}} = 80\%$ от величины соответствующего коэффициента диффузии для чистого никеля.

Существуют прямые экспериментальные данные, свидетельствующие об уменьшении под влиянием легирования интенсивности диффузии по дислокационным трубкам. В работе [2] было обнаружено, что величины энергии активации ползучести при $0,57 \text{ М}$ составляют 284 кДж/моль ($10\% \text{ Cr}$) и 309 кДж/моль ($20\% \text{ Cr}$), что согласуется с величинами энергии активации объемной диффузии. Для нанесения полученных в [2] данных на карту механизмов деформации необходимо использовать также более низкое значение коэффициента диффузии по дислокационным трубкам. В соответствии с этим требованием мы использовали $a_c D_{\text{ос}} = 2 \cdot 10^{-25} \text{ м}^4/\text{с}$ для $10\% \text{ Cr}$ и $1 \cdot 10^{-25} \text{ м}^4/\text{с}$ для $20\% \text{ Cr}$. При этом протяженность области низкотемпературной ползучести уменьшается по сравнению с аналогичной областью для чистого никеля, хотя данные [2] все же попадают в эту область. Аналогичное сужение этой области было обнаружено для нержавеющей сталей, что более подробно будет рассмотрено в гл. 8.

Параметры, описывающие протекающую в соответствии со степенным законом ползучесть, заимствованы из [5]; они представлены на картах механизмов деформации в виде соответствующих кривых. Полученные авторами [5] значения хорошо согласуются с

данными по ползучести для промышленного сплава Ni-20% Cr [6].

Динамическую рекристаллизацию наблюдали в Ni—Cu сплавах (монеля) при $T > 1050$ С и скорости деформации 10^{-5} с $^{-1}$. Аналогичное поведение можно ожидать и в нихромах; соответствующая область заштрихована на картах механизмов деформации.

*Дисперсноупрочненный никель:
сплавы Ni—ThO₂ и Ni—Cr—ThO₂*

Соответствующие карты механизмов деформации основаны на данных работы [1]. На рис. 62 и 63 изображена карта механизмов деформации сплава Ni—1% (объемн.) ThO₂, на рис. 64 — карта для сплава Ni—13% (по массе) Cr—1% (объемн.) ThO₂ и на рис. 65 — карта для сплава Ni—22,6% (по массе) Cr—1% (объемн.) ThO₂; все три сплава находились в исходном рекристаллизованном состоянии. На всех трех картах нанесены экспериментально полученные в работе [1] данные по ползучести. Коэффициенты диффузии с достаточной степенью достоверности можно принять равными соответствующим коэффициентам для чистого никеля и сплавов Ni—Cr. Модули также были приняты равными модулям никеля и нихрома, хотя это менее правдоподобно, так как в деформированном состоянии дисперсноупрочненные сплавы обладают значительной текстурой, снижающей значения эффективных модулей в направлении прокатки.

Величину зерна сплава Ni—1% ThO₂ ($d = 0,1$ мм) определяли по микрофотографиям. В случае сплава Ni—Cr—ThO₂ была выбрана несколько большая величина зерна ($d = 0,2$ мм), так как при меньшей величине зерна большая часть данных по ползучести ошибочно попадала в область контролируемого диффузией течения; высокая наблюдаемая величина показателя степени при напряжении $n = 6 \div 8$ соответствует степенному закону ползучести. Данных по контролируемому диффузией течению в сплавах Ni—ThO₂ и нихром—ThO₂ нет. Соответствующую область рассчитывали, используя значения коэффициентов диффузии для чистого никеля и для ранее описанных нихромов. Величина нанесенного на рис. 63 порогового напряжения определена на основе данных по ползучести сплавов Cu—Al₂O₃ и Au—Al₂O₃, а также при использовании теоретических положений, приведенных в гл. 17, п. 3.

При построении области дислокационного скольжения использован исходный предел текучести для полностью рекристаллизованного сплава (соответствующий напряжению Орована $\mu_0 b/l$, где l — расстояние между частицами ThO₂). Области пластичности простираются до более низких значений напряжения, чем для Ni—Cr сплавов, так как последние находились в состоянии деформационного упрочнения. Сплавы, упрочненные частицами ThO₂, характеризуются более высокой степенью деформационного упрочнения. Их обычно и используют в состоянии деформационного упрочнения, характеризующемся большей низкотемпературной прочностью, чем у сплавов с твердорастворным упрочнением.

Частицы ThO_2 в рассмотренных сплавах находятся в стабильном состоянии вплоть до температуры плавления и полностью подавляют динамическую рекристаллизацию.

Жаропрочный сплав на никелевой основе: MAR-M200

MAR-M200 является жаропрочным сплавом на никелевой основе, в котором твердорастворное упрочнение реализуется как за счет легирования W, Co, Cr никелевой матрицы, а дисперсионное упрочнение — в результате выделения частиц $\text{Ni}_3(\text{Ti}, \text{Al})$, а также карбидов M_{23}C и M_7C_3 . Типичный химический состав сплава MAR-M200, % (по массе): Al 5, Ti 2, W 12,5, Cr 9, Nb 1,0, Co 10, C 0,15, B 0,015, Zr 0,05, Ni — остальное. На рис. 66 приведена карта механизмов деформации для сплава MAR-M200 с величиной зерна 10 мкм. На карту нанесены также экспериментальные данные, полученные на монокристалле сплава MAR-M200.

Легирование значительно снижает температуру плавления сплава (до 1600 К) и несколько повышает его модуль сдвига (до 80 ГН/м²) по сравнению с чистым никелем. При отсутствии более полных данных мы использовали те же значения коэффициентов объемной и зернограничной диффузии, что и для высоколегированного нихрома. Упрочнение за счет дисперсных частиц $\text{Ni}_3(\text{Al}, \text{Ti})$, накладываемое на твердорастворное упрочнение за счет W, Co, Cr, позволяет реализовать в сплаве MAR-M200 (и на аналогичных сплавах) предел текучести, сравнимый с пределом прочности чистого никеля, причем, этот высокий предел текучести в меньшей степени зависит от температуры [5]. Легирование также значительно снижает скорость ползучести, протекающей в соответствии со степенным законом; область этой ползучести на карте механизмов деформации построена по данным [2, 3, 6].

Указанные различия наглядно выявляются при сравнении приведенной на рис. 67 карты механизмов деформации для мелкозернистого сплава MAR-M200 с картой для чистого никеля (величина зерна та же) (см. рис. 2).

Дисперсионное и твердорастворное упрочнения обуславливают повышение положения на карте соответствующей линии для предела текучести и существенно уменьшают область степенного закона ползучести. Кроме этого, указанные механизмы упрочнения изменяют скорость контролируемого диффузией течения [7, 8] и, несмотря на то, что эти данные не являются экспериментально установленными на сплаве MAR-M200, мы предположили, что контролируемое диффузией течение происходит с той же скоростью, что и в сплаве Ni—20% Cr (см. гл. 17, п. 3 и рис. 63).

Мы не располагаем данными по наблюдению динамической рекристаллизации в сплаве MAR-M200, но при $T > 1000^\circ\text{C}$ γ' -фаза растворяется, а при чуть более высокой температуре растворяются расположенные вдоль границ зерен карбиды (M_{23}C_6 растворяются при 1040—1095 $^\circ\text{C}$, а M_7C_3 — при 1095—1150 $^\circ\text{C}$ [1]). Следовательно, при $T > 0,9 T_M$ структура сплава представляет собой твердый

раствор, и если руководствоваться рассмотренными ранее данными для твердых растворов, то можно ожидать протекания динамической рекристаллизации. С учетом этих соображений часть области на карте механизмов деформации заштрихована.

Глава 8

ЧИСТОЕ ЖЕЛЕЗО И СТАЛИ

В настоящей главе описаны карты механизмов деформации для чистого железа, низколегированной стали ферритного класса и двух нержавеющих сталей. В связи с тем, что железо является основой для всех сталей, оно в настоящей книге рассмотрено более подробно, чем любой другой металл. Температурная зависимость свойств железа осложняется протекающими двумя кристаллографическими и одним магнитным превращениями, однако следует отметить существование огромного количества экспериментальных данных, адекватно описывающих свойства в интервале $(0,05 \div 0,9) T_M$. Обобщение этих данных позволяет построить карту механизмов деформации (рис. 68), которая, хотя и является сложной, тем

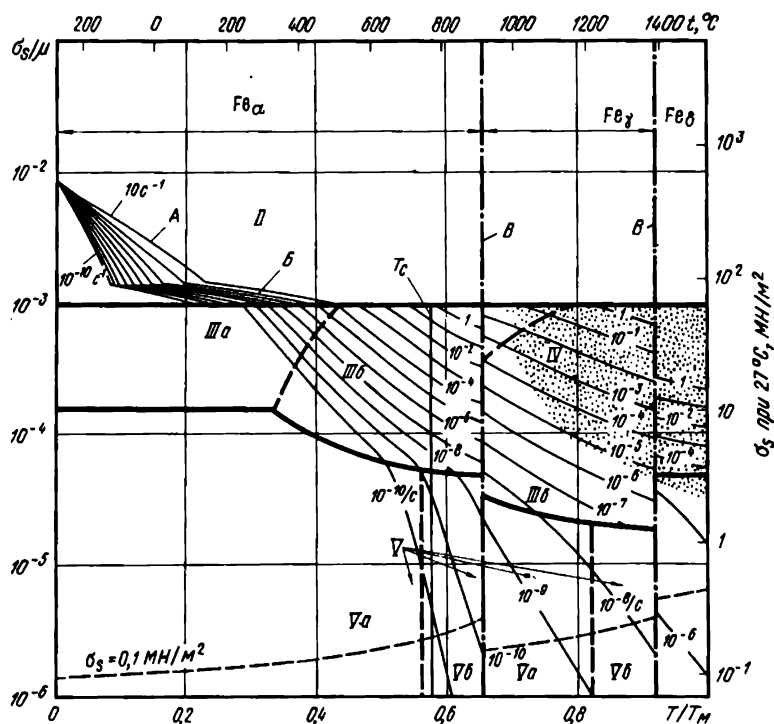


Рис. 68. Карта механизмов деформации чистого железа с 0.1-м зерном: А - контролируемое сопротивлением решетки скольжение; Б - контролируемое препятствиями скольжение; T_C - температура Кюри; В - фазовое превращение

не менее позволяет составить достаточно точное и полное представление о механическом поведении чистого железа.

Стали рассмотрены менее подробно. В рамках настоящей книги нецелесообразен анализ для широкой группы сталей; последнее обусловлено не только их огромным количеством, но и тем, что если прочность стали определяется ее термомеханической предисторией, то конкретная карта механизмов деформации соответствует лишь какому-то одному состоянию, связанному лишь с данной термической обработкой и/или термомеханической предисторией этой стали. В основном мы преследовали цель проиллюстрировать разнообразные черты и охарактеризовать два важных класса сталей, используемых как при умеренных, так и при высоких температурах (сталь ферритного класса, содержащая 1% Cr, Mo и V, и две нержавеющих стали типов 316 и 304). Многие из рассмотренных свойств являются общими для данной группы аналогичных сталей, и поэтому описание использованных для анализа методов и полученных результатов может помочь читателю, желающему описать другую, интересующую его сталь.

Низколегированные теплостойкие стали ферритного класса используют в тех случаях, когда необходимо реализовать высокую прочность при комнатной или несколько повышенной температурах. Эти стали широко используют в качестве материала для трубопроводов и деталей паровых турбин, в случаях, когда необходимо противостоять нагружению при температурах до 550 °C. Нержавеющие стали используют в еще более широком температурном интервале—от 4,2 К (криогенная аппаратура) до 650°C (химические установки и энергетические ядерные реакторы). Рассмотренные ниже конкретные стали являются типичными представителями отдельных классов сталей, подвергаемых термомеханической обработке по оптимальному режиму. Карты механизмов деформации построены по данным табл. 6.

1. Общие закономерности механического поведения железа и сталей

Карта механизмов деформаций для чистого железа (рис. 68), построенная с использованием данных на рис. 69—73 [1], довольно сложна в связи с происходящими двумя кристаллографическими (полиморфными) и одним магнитным превращениями. На карте можно выделить три поля, соответствующие трем аллотропическим модификациям железа: α , γ и δ . При каждом кристаллографическом фазовом превращении прочность изменяется резким скачком, а при магнитном превращении изменяется производная прочности по температуре, что в значительной степени связано с аналогичными изменениями модулей и коэффициентов диффузии. Однако несмотря на эти усложняющие карту механизмов деформации факторы для железа имеется достаточно много данных, и карта хорошо согласуется с огромным количеством измеренных механических свойств.

В поле карты механизмов деформации, соответствующем суще-

Таблица 6. Железо и стали

Свойства	α-Железо		γ-Железо	δ-Железо	Сталь 1% Cr - Mo-V состояние		Нержавеющая сталь типов 304 и 316
	ферромагнитное состояние	парамагнитное состояние			ферромагнитное	парамагнитное	
<i>Кристаллографические и тепловые параметры</i>							
Атомный объем Ω , м ³	1,18·10 ⁻²⁹		1,21·10 ⁻²⁹	1,18·10 ⁻²⁹	1,18·10 ⁻²⁹		1,21·10 ⁻²⁹
Вектор Бюргерса b , м	2,48·10 ⁻¹⁰		2,58·10 ⁻¹⁰	2,48·10 ⁻¹⁰	2,48·10 ⁻¹⁰		2,58·10 ⁻¹⁰
Температурный интервал существования, К							
Модули ¹⁾							
Модуль сдвига при 300 К μ_0 , МН/м ²							
Температурная зависимость модуля $(T/\mu_0)d\mu/dT$							
Объемная диффузия ²⁾							
Предэкспоненциальный множитель D_{00} , м ² /с	6,4·10 ⁴	6,92·10 ⁴	8,1·10 ⁴ [8]	3,9·10 ⁴ [10]	8,1·10 ⁴ [12]		8,1·10 ⁴ [16]
Энергия активации Q_0 , кДж/моль	—0,81 [2]	—1,31 [2]	—0,91 [8]	—0,72 [10]	—1,09 [12]		—0,85 [16]
<i>Диффузия по границам зерен²⁾</i>							
Предэкспоненциальный множитель D_{0b} , м ² /с	2,0·10 ⁻⁴	1,9·10 ⁴	1,8·10 ⁻⁵ [3]	1,9·10 ⁻⁴ [11]	2,0·10 ⁻⁴	1,9·10 ⁻⁴	3,7·10 ⁻⁵ [17]
Энергия активации Q_b , кДж/моль	251 [3]	239 [3]	270	239 [11]	251 [11]	239 [11]	280 [17]
<i>Диффузия по границам зерен²⁾</i>							
Предэкспоненциальный множитель $D_{0\delta}$, м ² /с	1,1·10 ⁻¹²	1,1·10 ⁻¹² [4]	7,5·10 ⁻¹⁴ [4]	1,1·10 ⁻¹² [11]	1,1·10 ⁻¹² [11]		2,0·10 ⁻¹³ [18]
Энергия активации Q_δ , кДж/моль	174 [4]		159 [4]	174 [11]	174 [11]		167 [18]
<i>Диффузия по дислокационным трубкам²⁾</i>							
Предэкспоненциальный множитель $-D_{0\delta}$, м ² /с	1,0·10 ⁻²³	1,0·10 ⁻²³ [5]	1,0·10 ⁻²³ [5]	1,0·10 ⁻²³ [11]	1,0·10 ⁻²³ [13]		—
Энергия активации Q_c , кДж/моль	174 [5]		159 [5]	174 [11]	174 [11]		—

Степенной закон ползучести
Экспонента n

Постоянная Дорна^{а3} A

Контролируемое
препятствием скольжение

Напряжение течения при ОК φ/μ
Предэкспоненциальный множитель

$\gamma, \text{с}^{-1}$

Энергия активации $\Delta F/\mu_0 \delta^3$

Контролируемое сопротивлением
решетки скольжение

Напряжение течения при ОК φ_0/μ_0
Предэкспоненциальный множитель

$\gamma_0, \text{с}^{-1}$

Энергия активации $\Delta F_p/\mu_0 \delta^3$

Примечание. При составлении таблицы использованы данные: [1] α -Fe; [2] α -Fe; [3] α -Fe; [4] α -Fe; [5] α -Fe; [6] α -Fe; [7] α -Fe; [8] α -Fe; [9] α -Fe; [10] α -Fe; [11] α -Fe; [12] α -Fe; [13] α -Fe; [14] α -Fe; [15] α -Fe; [16] α -Fe; [17] α -Fe; [18] α -Fe; [19] α -Fe; [20] α -Fe. При расчете значений модулей для ферромагнитного состояния ($T < 1043 \text{ K}$) использованы данные для парамагнитного состояния ($T > 1043 \text{ K}$).

$$\mu = \mu_0 \frac{(1-f)^{3/10}}{T_M} \cdot \frac{T_M}{T} \cdot \frac{d\mu}{dT} \quad \mu_0 \quad K_1(T-573)^2 \quad K_2(T-923)^2$$

где $K_1 = 3.2 \cdot 10^{-3} \text{ MN}/(\mu \cdot \text{K})^2$; $K_2 = 2.4 \cdot 10^{-2} \text{ MN}/(\mu \cdot \text{K})^2$; [3] Buffington et al. (1961). Принято, что переход из парамагнитного в ферромагнитное состояние в α -Fe происходит при $T = 1043 \text{ K}$; [4] James and Leak (1965); [5] определено с использованием коэффициентов диффузии по границам зерен; [6] получено при согласовании экспериментальных данных по ползучести с расчетами с использованием уравнений ползучести (см. уравнение (2.21)); [7] получено при согласовании экспериментальных данных по изотемпературной ползучести α -Fe с расчетами для случая контролируемого сопротивления решетке скольжения (см. уравнение (2.12)); [8] использовали предложенное Koster (1948) соотношение $\mu = 3E/8$; [9] основано на полученных Feltham (1963) данных по ползучести (см. по тексту); [10] экстраполировано из данных по $K_{\text{ср}}(\alpha\text{-Fe})$ с использованием предложенного Lutton (1964) метода для $\text{Fe}-3.1\% \text{ Si}$ (см. по тексту); [11] принято такое же значение, как и для α -Fe; [12] основано на величинах модуля Юнга для стали 1% Cr-Mo-V (1974, CEBG — Universities Collaborative Project [13] использование для α -Fe значения модуля упругости на порядок, что позволило достичь соответствия с экспериментальными данными по ползучести. Это дает хорошие результаты для сплавов со структурой твердого раствора (см. по тексту); [14] CEBG — Universities Collaborative Project, сталь 1% Cr-Mo-V (1974); [15] в связи с тем, что в этой стали происходит дисперсионное твердение, при расчете контролируемого препятствиями скольжения $\Delta F = 2k_0 b^2$. Для других сталей использованы $\Delta F = 0.5k_0 b^2$; [16] по аналогии с α -Fe основано на использовании предложенной Blackburn (1972) температурной зависимости; [17] Perkins et al. (1974). Величина для диффузии межатомных φ в сплаве Fe — 13% (по массе) Cr — 13% (по массе) Ni; [18] Perkins et al. (1974). Эти величины являются приблизительно средними арифметическими для значений коэффициентов зернистой диффузии Fe, Ni и Cr в сплаве Fe-17Cr-12Ni; [19] Blackburn (1972); [20] основано на данных по ползучести, полученных Blacburn (1972), Gardalo et al. (1963), Challenger and Motell (1973) — см. по тексту.

^{а1} $\mu = \mu_0 [1 + (T - 300)/T_M] (T \text{ и } \mu_0 \text{ в дин/см})$ для исключения феррита (см. ссылку [11]). При нормировании температурной зависимости модуля μ и μ_0 использованы $T_M = 1810 \text{ K}$.

^{а2} $D_0 = D_0 \exp(-Q_0/RT)$; $\delta D_0 = \delta D_0 \exp(-Q_0/RT)$; $a_0 D_0 = a_0 D_0 \exp(-Q_0/RT)$.

^{а3} Эта величина A описывает скорость деформации при растяжении. Карты механизмов деформации построены в координатах стандартного напряжения — скорость деформации. При расчете и построении карт использовали $A_0 = (\sqrt{3})^{n+1} A$.



Рис. 71. Модули сдвига для Fea.
Значения упругих констант —
из [16]

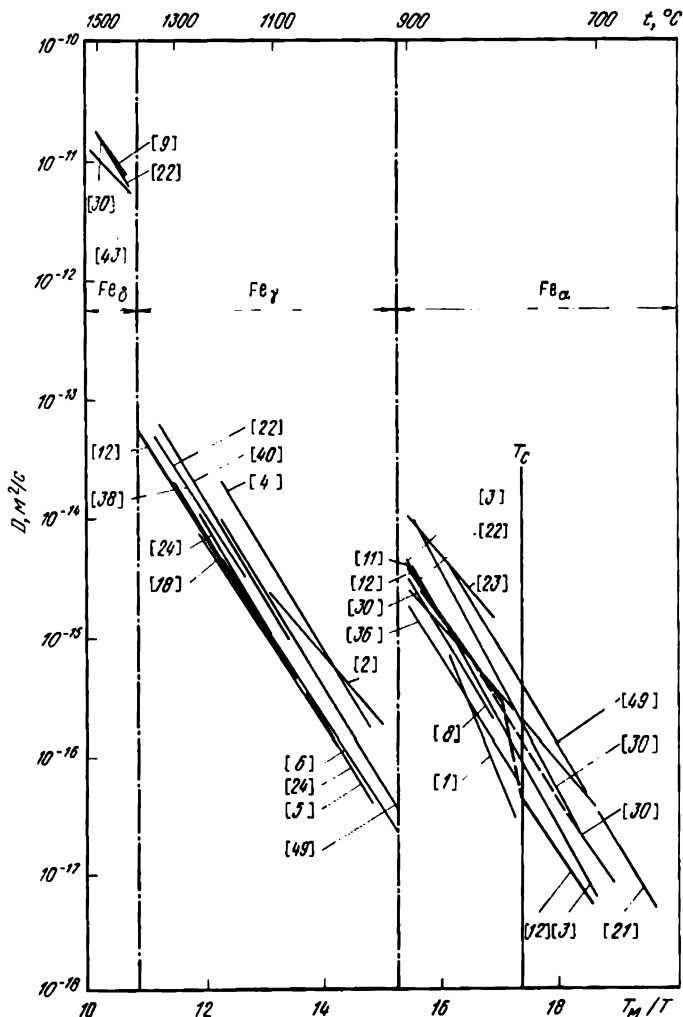
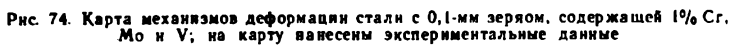


Рис. 72. Данные по объемной диффузии для железа

Зависимость свойств от термомеханической предыстории начинает играть важную роль для обладающих повышенным сопротивлением ползучести низколегированных сталей ферритного класса, таких, как теплостойкая сталь, содержащая 1% Cr, Mo и V (рис. 74). Прочность этих сталей определяется, в основном, процессами дисперсионного твердения, точнее карбидными превращениями в ферритной матрице. В связи с указанным, незначительные изменения термомеханической предыстории существенно влияют на механическое поведение этих сталей; кроме того, следует учитывать возможное влияние перестаривания при эксплуатации [2].



Полезной оказалась бы информация о смещении границ областей на картах механизмов деформации при старении, однако по известным данным нельзя сделать каких-либо однозначных выводов. Температурная область использования стали в связи с ее перестариванием и окислением ограничена 600°C . Старение в процессе эксплуатации становится важным лишь при $T > 550^{\circ}\text{C}$. Поэтому в температурной области ниже указанной карта механизмов деформации представляет определенную практическую ценность.

Превращение феррита в аустенит в стали начинается при $\sim 700^{\circ}\text{C}$, поэтому при более высоких температурах ферритную сталь практически никогда не используют в качестве конструкционного материала.

Для того, чтобы информация была более полной, на карте показаны изоконтуры скоростей деформации и границы областей для однофазного аустенита (не учтено небольшое влияние дисперсионного твердения, которое легирующие элементы будут определять и в γ -фазе).

Следует обратить внимание на наглядно представленные на картах высокие значения напряжения течения и сопротивления ползучести упрочненного в результате старения феррита.

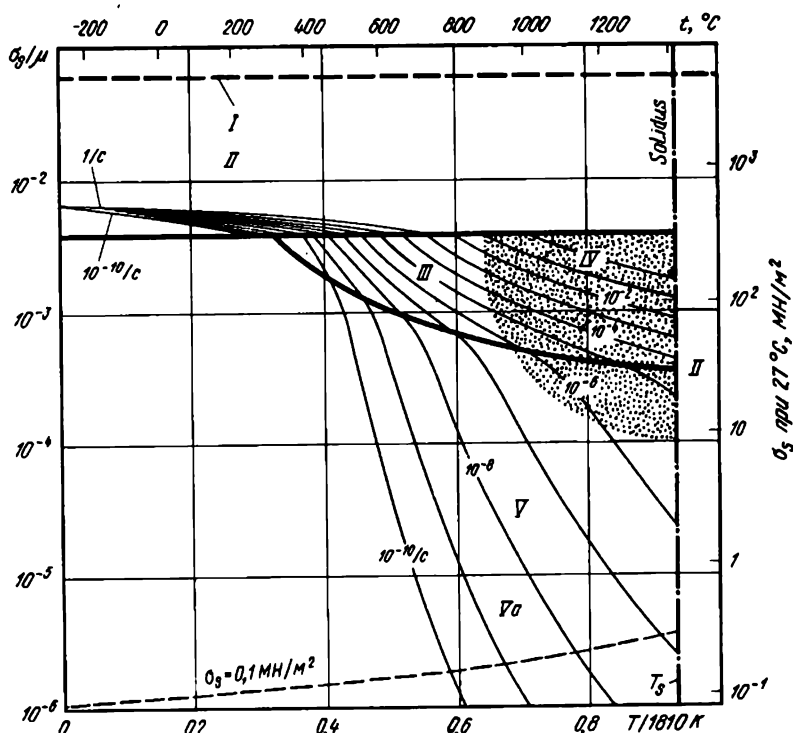


Рис. 75. Карта механизмов деформации нержавеющей стали типа 316 с 50-мкм зерном

Легирование подавляет образование о.ц.к. δ -фазы, которая в этом случае отсутствует на карте механизмов деформации.

Карта механизмов деформации на рис. 68 хорошо отражает экспериментальные данные, причем она составлена для материала с величиной зерна, близкой к наблюдаемой для сталей, на которых были получены указанные экспериментальные данные. Видно, что область контролируемого диффузией течения лежит ниже области, занимаемой экспериментальными данными (одна точка могла попасть в расчетную область). Это позволяет предположить, что в случае использования сплава при $T > 450^\circ\text{C}$ преимущественно действующим механизмом может стать контролируемое диффузией течение (если только пригранично расположенные частицы выделений не препятствуют границам зерен выступать в качестве стоков и источников в процессе диффузии (см. гл. 17, п. 3)).

В известном смысле нержавеющие стали с г.ц.к. структурой (рис. 75—79) проще сталей ферритного класса [3]. Прочность нержавеющих сталей типов 304 и 316 в значительной степени определяется твердорастворным упрочнением — механизмом, на который сравнительно мало влияет термическая или термомехани-

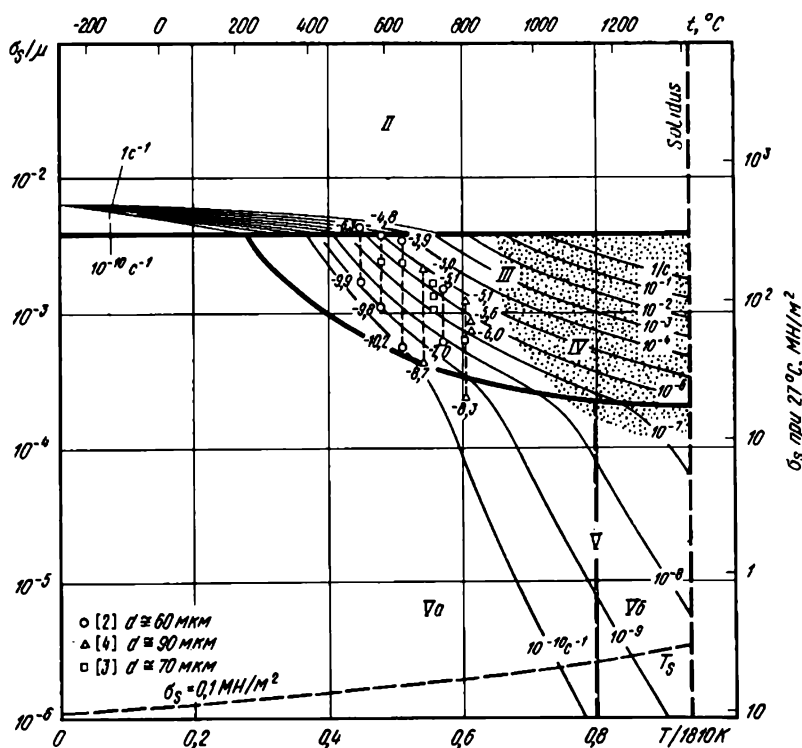


Рис. 76. Карта механизмов деформации нержавеющей стали типа 316 с 200-мкм зерном; на карту нанесены и экспериментальные данные

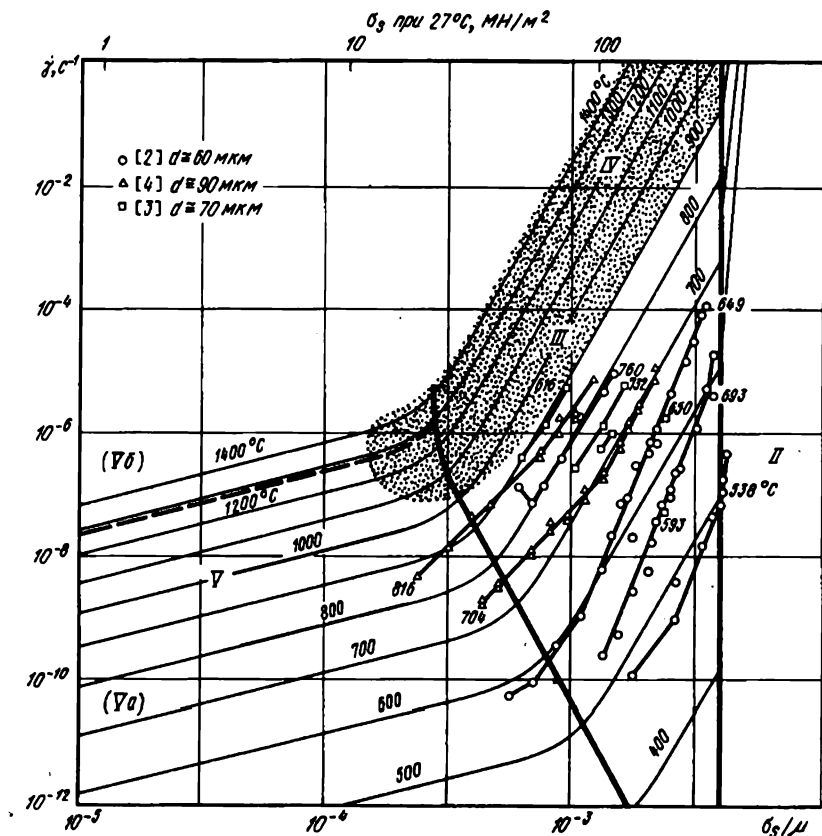


Рис. 77. Карты механизмов деформации нержавеющей стали типа 316 с 100-мкм зерном; на карту нанесены и экспериментальные данные

ческая предыстория. Частично прочность нержавеющей сталей связана, конечно, с выделением карбидов (что, в частности, справедливо для стали типа 316). Указанная часть вклада в общее упрочнение зависит от предыстории термической и термомеханической обработки стали, и может также изменяться в процессе эксплуатации. Приведенная карта механизмов деформации для нержавеющей стали типа 316 относится лишь к одному определенному структурному состоянию; горячекатаный прутки в состоянии поставки. Строго говоря, для каждого состояния стали следует строить новую карту механизмов деформации, хотя на практике изменения могут оказаться незначительными и представленная карта позволяет характеризовать, по крайней мере, в общих чертах, достоверную картину механического поведения сталей.

Альтернативная форма построения карты механизмов деформации в координатах напряжение — скорость деформации (обычный способ представления данных по ползучести) приведена на рис. 77 и 79. Экспериментальные данные также приведены на этих рисун-

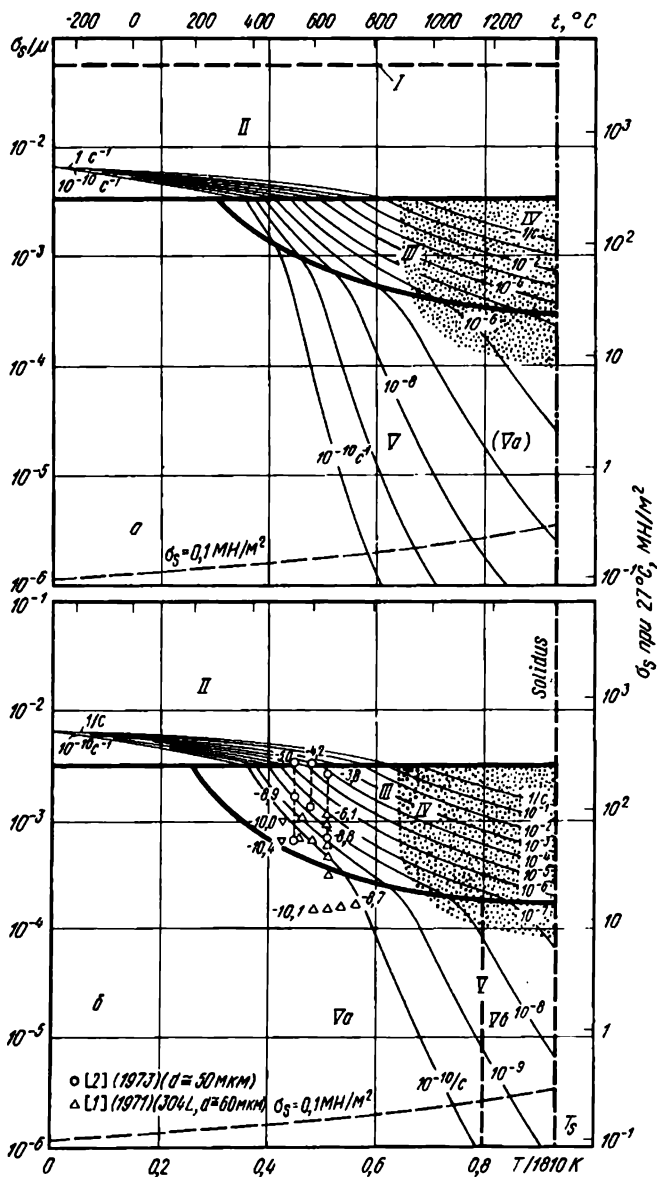


Рис. 78. Карты механизмов деформации нержавеющей стали типа 304 с зерном 50 (а) и 200 мкм (б)

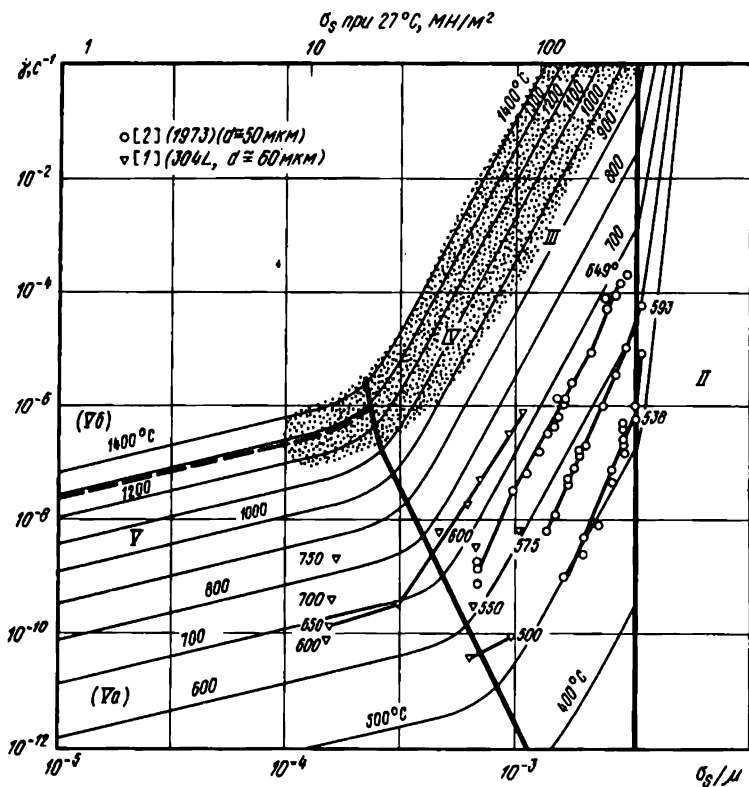


Рис. 79. Карта механизмов деформации в координатах напряжение — скорость деформации нержавеющей стали типа 304 с величиной зерна 100 мкм: на карту нанесены и экспериментальные данные

ках (карты построены для стали с величиной зерна 100 мкм, примерно равной наблюдаемой в образцах, на которых были получены экспериментальные данные). Эти экспериментальные кривые позволяют проверить правильность нанесения границ областей, причем и расчетные, и экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что при низких напряжениях реализуется переход к контролируемому диффузией течению, а при высоких напряжениях — к области, соответствующей нарушению степенного закона ползучести.

2. Обзор данных для чистого железа и сталей

Чистое железо

Карта механизмов деформации для чистого железа с величиной зерна 100 мкм (см. рис. 68) построена по данным, представленным на рис. 69—73 и обобщенным в табл. 6.

Кристаллографические параметры (вектор Бюргерса, атомный объем) $Fe\alpha$ и $Fe\gamma$ заимствованы из работы [44]. Указанные параметры для $Fe\delta$ экстраполированы по данным для $Fe\alpha$. Необ-

ходимо особо рассмотреть модуль Fe_α при 300 К и его зависимость от температуры. Монокристаллы Fe_α анизотропы, и поэтому сначала следует выбрать соответствующую среднюю величину модуля монокристалла. На рис. 71 представлены возможные значения, из которых и предстоит сделать выбор.

Предельные значения модулей сдвига для монокристалла c_{44} и $(c_{11}-c_{12})/2$ рассчитывали с использованием данных [16]. На рис. 71 представлены также зависимости модуля для монокристалла, использованные при расчете энергии $\frac{1}{2} \langle 111 \rangle$ краевой (K_{edge}) и $\frac{1}{2} \langle 111 \rangle$ винтовой (K_{screw}) дислокаций в плоскости (110) Fe_α

[26]. В конечном счете мы использовали значение для K_{screw} .

Из представленных на рис. 71 данных следует еще одна связанная с Fe_α проблема. При 770 °С происходит магнитное превращение, и температурная зависимость модуля нелинейна (это превращение также влияет на коэффициенты диффузии). Вместо линейной температурной поправки к μ_0 , которая обычно позволяет адекватно решить проблему, мы использовали степенную зависимость для μ , хорошо описывающую изменение K_{screw} в зависимости от температуры (см. [2] в примечании к табл. 6). В связи с тем, что карта механизмов деформации построена в приведенных (нормированных) координатных осях, аномальное поведение K_{screw} в явном виде не проявляется. Эта аналогия хорошо видна при построении кривой истинного напряжения: см. линию, соответствующую $\sigma_s = 0,1$ МН/м² на рис. 68.

Модуль Fe_γ и его температурная зависимость изучены недостаточно подробно. Мы рассчитывали эти параметры по данным [33], где выполнены измерения E , использовав при этом соотношение $\mu = 3E/8$. Получение значений модуля Fe_δ также представляет проблему. Линейная экстраполяция от величин, полученных для парамагнитного Fe_α , приводит к нулевому значению при температуре ниже точки плавления. Поэтому мы экстраполировали значения модуля для поликристаллического образца стали, содержащей 3,1% Si (как предложено в [37]), после чего умножали полученное значение на величину отношения $K_{screw}(Fe_\alpha, 912^\circ C)$ к μ (сталь с 3,1% Si, 912 °С).

Как и модули, коэффициенты диффузии железа необходимо рассмотреть отдельно для каждой его модификации. Представленные на рис. 72 данные по объемной диффузии свидетельствуют о резком уменьшении D_v при превращении феррита в аустенит и об аналогичном увеличении коэффициента объемной диффузии при превращении аустенита в Fe_δ . Магнитное превращение оказывает меньшее влияние: диффузия в феррите не подчиняется закону Аррениуса, однако при 770 °С вдвое превосходит величину, полученную экстраполяцией от низкотемпературных значений (и при этом характеризуется температурнозависимой энергией активации [12, 34]). Мы использовали для Fe_α и Fe_γ коэффициенты объем-

ной диффузии, предложенные в [12] и обозначенные на рис. 70 цифрой 9; при этом по данным на рис. 72 мы предположили, что коэффициенты диффузии для Fe_δ те же, что и для Fe_α .

Изменение скоростей зернограницной диффузии (см. рис. 73), связанное с полиморфными превращениями, оказалось не столь значительным, как для случая объемной диффузии. Это, по-видимому, связано с тем, что изменение структуры границ зерен при полиморфном превращении не настолько существенно, как переход от неплотной упаковки в Fe_α к плотной упаковке атомов внутри зерен Fe_γ . Мы использовали коэффициенты зернограницной диффузии, предложенные в [29], и обозначенные на рис. 73 цифрой 3. Параметры, характеризующие диффузию по дислокационным трубкам, также основаны на данных [29].

Параметры степенного закона ползучести для Fe_α (n и A) и информация относительно диффузии по дислокационным трубкам (a_c , D_c) были получены при сопоставлении описывающего степенной закон ползучести уравнения с данными, представленными на рис. 69 и 70. Для случая высокотемпературной ползучести мы использовали предложенную в работе [28] величину $n=6,9$, которая достаточно надежно описывает экспериментальные данные (см. рис. 70). За исключением области вблизи температуры Кюри, величина энергии активации для высокотемпературной ползучести достаточно близка к величине энергии активации объемной диффузии и, таким образом, указанные параметры можно приравнять; аномальное поведение, связанное с магнитным превращением, адекватно отражается на карте механизмов деформации через нелинейную температурную зависимость модуля и аномальную диффузию.

Хотя данных, свидетельствующих о существовании области низкотемпературной ползучести для феррита мало, тем не менее опыт построения карт механизмов деформации для других металлов с о.ц.к. решеткой (см. гл. 5) свидетельствует о том, что эта область обычно присутствует. Величины коэффициентов диффузии по дислокационным трубкам основаны на данных по зернограницной диффузии [29]. С использованием этих величин была построена небольшая область низкотемпературной ползучести (см. рис. 68), а почти все представленные на рис. 70 экспериментальные данные попали в область высокотемпературной ползучести.

Данных по ползучести Fe_γ относительно меньше по сравнению с имеющимися для Fe_α (рис. 69). В основном они содержатся в работе [17], к которой мы и обращались для получения характеризующих ползучесть параметров n и A . При использовании изображенной на рис. 68 карты механизмов деформации следует иметь в виду, что напряжение нормировано относительно разных значений модуля выше и ниже температуры полиморфного превращения:

$$\left. \begin{aligned} \mu(\text{Fe}_\alpha) &= 2,5 \cdot 10^4 \text{ МН/м}^2 \\ \mu(\text{Fe}_\gamma) &= 4,5 \cdot 10^4 \text{ МН/м}^2 \end{aligned} \right\} \text{ при } 912^\circ\text{С.}$$

Подобное нормирование не позволяет выявить истинную величину нарушения непрерывности скорости деформации при температуре 912 °С: на самом деле это нарушение непрерывности больше, чем изображенное на рис. 68. Связанная с нормированием разница показана пунктирной линией, соответствующей постоянному сдвиговому напряжению $\sigma_s = 0,1 \text{ МН/м}^2$. В соответствии с указанным необходимо также смещать изоконты для скорости деформации, с тем, чтобы отразить нарушение непрерывности скорости деформации $\dot{\gamma}$ при постоянном σ_s .

Параметры, характеризующие ползучесть Fe_β , приравнивали (с соответствующими поправками) к параметрам, определенным для Fe_α . Мы считаем, что величина $n=6,9$ может оказаться несколько завышенной, но, за неимением других данных, мы использовали указанную величину.

Характеризующие скольжение в Fe_α параметры определяли, совмещая результаты, полученные с использованием уравнений (2.12) и (2.19) для контролируемого решеточным сопротивлением скольжения и контролируемого препятствиями скольжения, с результатами (данными), приведенными на рис. 69.

Динамическая рекристаллизация в чистом железе происходит при температурах выше $0,7T_M = 1000^\circ\text{C}$. Положение заштрихованной области основано на данных [47, 48].

Сталь, содержащая 1% Cr—Mo—V

Изображенная на рис. 74 карта механизмов деформации относится к конкретной стали, содержащей, % (по массе) [1]: С 0,24; Si 0,29; Mn 0,64; Ni 0,21; Cr 1,02; Mo 0,57; V 0,29; S 0,010; P 0,016. Все исследования проводили на кованом материале после проведения стандартной термической обработки, обеспечивающей получение дисперсной структуры отпущенного бейнита с мелкими карбидами. Режим термической обработки: нагрев до 1000 °С, охлаждение с печью до 690 °С с последующей 70-ч выдержкой, охлаждение на воздухе; повторный нагрев и выдержка в соляной ванне при 975 °С, изотермическая закалка в другой соляной ванне при 450 °С, охлаждение на воздухе, повторный нагрев до $700 \pm 3^\circ\text{C}$ с последующей 20-ч выдержкой.

Модуль μ_0 и его температурную зависимость рассчитывали по данным для модуля Юнга поликристаллических образцов стали, приведенных в [1], используя соотношение $\mu_0 \approx 3E_0/8$. Анализ, использованный при описании модуля чистого железа, в настоящем случае излишен, так как температура Кюри (и связанные с ней упругие аномалии) для данной стали выше температуры $\alpha \rightarrow \gamma$ -фазового превращения.

Величины коэффициентов объемной и зернограницной диффузии выбраны такими же, как и для чистого феррита. Несмотря на то, что легирующие элементы должны изменять величину коэффициента диффузии (см. гл. 2.), в этом случае для низколегированной стали указанное влияние мало, и им можно пренебречь.

Данные по дислокационному скольжению, полученные в работе [1], хорошо описываются с помощью уравнения (2.9) при использовании большой величины $\Delta F = 2\mu b^3$, что позволяет предположить существование прочных препятствий (в основном, карбидов), а также то, что напряжение течения, будучи нормированным, не является сильно чувствительным к температуре или скорости деформации. По-видимому, в случае равномерного распределения дисперсных карбидов в стали это напряжение представляет собой напряжение Орована — см. табл. 1.

Экспериментальные данные для степенного закона ползучести можно использовать при построении карты механизмов деформации лишь с определенными оговорками (эти данные получены из результатов экспериментов по нагружению под постоянным напряжением образцов так называемой второй серии, исследованных в рамках университетской программы [1]). Образцы четвертой серии испытывали на ползучесть при скорости деформации на 30% выше. Полученные результаты еще раз доказали тот факт, что механическое поведение подвергаемых термической обработке сталей (аналогичных исследованной) весьма чувствительно к незначительным изменениям состава или режима термической обработки.

Экспериментально установленная величина энергии активации ползучести (250—370 кДж/моль) близка к соответствующему значению энергии активации самодиффузии. Имеющиеся данные позволяют предположить, что диффузия по дислокационным трубкам в исследованной стали подавляется (см. также гл. 7). Этот факт мы учли, уменьшив предэкспоненциальный множитель в 10 раз; при этом все данные попадают в область высокотемпературной ползучести.

Экспериментальных данных, свидетельствующих о протекании в исследованной стали контролируемого диффузией течения, нет. Простой анализ уравнения (2.29), лежащего в основе построения карты механизмов деформации для исследованной стали, позволяет сделать вывод, что при $T > 450^\circ\text{C}$ и низких скоростях деформации преимущественным механизмом деформации становится ползучесть по Коблу. Однако дисперсные частицы выделений могут подавить контролируемое диффузией течение (см. гл. 17, п. 3). Поэтому указанная область может лежать ниже, чем показано на карте механизмов деформации; эту проблему удастся разрешить лишь в результате дополнительного проведения экспериментов при пониженных температурах.

Нержавеющие стали типов 316 и 304

Карты механизмов деформации и экспериментальные данные для нержавеющей стали типов 316 и 304 представлены на рис. 75—79. Карты основаны на данных, нанесенных на поле координат в виде соответствующих кривых, а также на параметрах, обобщенных в табл. 6. Исследованные стали позволяют охватить определенный интервал составов. При построении карт использовали данные

исследования трех плавок стали AISI 316 и двух плавок стали AISI 304; химические составы этих сталей приведены в табл. 7.

Значение модуля и зависимость его от температуры заимствованы из работы [2]. Существует достаточно подробная информация относительно коэффициентов диффузии компонентов в этих сталях. В работе [7] приведены данные по объемной и зернограничной диффузии Fe, Cr и Ni в стали, имеющей близкий к исследованным сталям состав. Строго говоря, правильный выбор коэффициента диффузии для установившейся стадии должен основываться на уравнении (2.27). Данные работы (7) являются достаточно полными для проведения соответствующего расчета; при этом показано, что три основных компонента в стали (Fe, Cr, Ni) диффундируют с настолько близкими (почти одинаковыми) скоростями, что наиболее простым представляется использование величины коэффициента диффузии для главного компонента — железа; выбор этой величины позволяет адекватно описать представленные ниже данные по ползучести.

Правильное описание зернограничной диффузии, вообще говоря, также предусматривает использование «комбинаций» всех трех (для Fe, Cr, Ni) коэффициентов диффузии. Однако, как и в предыдущем случае, мы выбрали одну, являющуюся средней, величину коэффициента диффузии (167 кДж/моль среди величины $150,7 \pm 9,6 \text{ кДж/моль}$ для Cr, $177 \pm 17,2 \text{ кДж/моль}$ для Fe и $133,9 \pm 8,0 \text{ кДж/моль}$ для Ni) и одну величину предэкспоненциального множителя, позволяющую получить значения, лежащие в центре полосы разброса данных.

Параметры, описывающие протекающую в соответствии со степенным законом ползучесть, были получены при анализе группы данных, представленных на рис. 77 и 79. Простой степенной закон не позволяет надежно описать эти имеющиеся данные, большая часть из которых была получена при высоких напряжениях, при которых начинает наблюдаться нарушение степенного закона. Для стали типа 316 (см. рис. 77) мы использовали величину $n=7,0$, среднюю между значениями для случаев высоких температур и низких напряжений [4], с одной стороны, и низких температур и высоких напряжений [2], с другой. В интервале температур и напряжений, исследованных в работах [2, 4], параметр n изменялся от 4 до 10. Автор [4] описывает полученные им данные с использованием закона $(sh\beta' \sigma_s)^{n'}$ [см. уравнение (2.25)], являющегося более гибким по сравнению со степенным законом, однако уступающим по точности уравнению (2.26) по причинам, рассмотренным в гл. 2, п. 4. Более того, величина энергии активации ползучести, полученная в результате соответствующей перестройки данных рис. 77, оказалась выше, чем энергия активации диффузии. Значение предэкспоненциального множителя A выбрали таким образом, чтобы можно было согласовать данные [4], полученные при 732°C , с данными [2], полученными при 650°C .

Таблица 7. Химический состав

Сталь AISI	Cr	Ni	Mo	C
Тип 316, литературный источник:				
[6], номинальный состав	16—18	10—14	2,0—3,0	max 0,08
[2]	17,8	13,6	2,4	0,05
[4]	18	11,4	2,15	0,07
[3]	18,16	13,60	2,47	0,086
Тип 304, литературный источник:				
[6], номинальный состав	18—20	8,0—12,0	max 0,08	max 1,0
[2]	18,4	9,7	0,1	0,07
[1] (304L)	17,7	9,99	—	0,015

* Сталь обоих типов (304 и 316) выплавляют и с низким содержанием углерода ($<0,03\%$); в этом смысле отличаются от свойств тех сталей, для которых приведены карты механизмов деформации.

Однако из-за несоответствия между величинами энергий активации ползучести и диффузии, и недостаточно хорошего соответствия экспериментальных данных описываемым степенным законом. эту область ползучести, нанесенную на рис. 75—79, следует рассматривать лишь в качестве первого приближения.

Ползучесть нержавеющей стали типа 304 лучше описывается степенным законом (см. рис. 79). Найденные экспериментально величины энергий активации ползучести и диффузии очень близки; большую часть данных [2] можно описать с использованием единственного степенного закона с $n=7,5$. В [1] исследовали сталь типа 304L — низкоуглеродистую модификацию стали типа 304. Ползучесть стали типа 304L развивается на порядок быстрее ползучести стали типа 304; соответственно у стали 304L более низкий предел текучести.

Воспроизводимость данных разных исследователей по ползучести сталей типов 316 и 304 несколько различающихся составов оказалась достаточно хорошей (лучшей, чем для ползучести чистых металлов). Этот факт, очевидно, является следствием удачного общего легирования твердого раствора, которое перекрывает влияние примесей.

Для исследованных сталей типов 316 и 304 существуют экспериментальные данные, свидетельствующие о протекании контролируемого диффузией течения; на рис. 77 и 79 показано уменьшение показателя степени n до единицы. Этот факт важен для экспериментального подтверждения правильного нанесения на карты механизмов деформации границы между областями контролируемого диффузией течения и степенного закона ползучести. Имеющиеся данные свидетельствуют о том, что указанная граница нанесена правильно.

Для исследованных сталей типов 316 и 304 область дислокационного скольжения построена согласно уравнению (2.9) при $\Delta F = 0,5\mu b^3$ и $\hat{\tau} = 6,45 \cdot 10^{-3}\mu$. Величину $\hat{\tau}$ выбирали так, чтобы пре-

нержавеющих сталей*, % (по массе)

Si	Mn	P	S	N	Ti	Al	B
max 1,0	max 2,0	max 0,045	max 0,03	—	—	—	—
0,4	1,7	0,01	0,02	0,04	0,003	0,026	< 0,005
0,38	1,94	0,01	0,006	0,05	—	0,003	—
0,52	1,73	0,01	0,006	0,05	< 0,005	< 0,005	< 0,0005
max 2,0	max 0,045	max 0,03	—	—	—	—	—
0,5	0,9	0,02	0,01	0,05	0,013	—	0,0014
0,31	0,57	—	—	—	—	—	—

случае их обозначают 316L и 304L. Свойства таких сталей (с низким содержанием углерода) существ.

дел текучести (напряжение течения) при комнатной температуре был равен предложенному в [6]. Для деформационно-упрочненной стали следует использовать более высокую величину τ .

В обоих сталях при $T > 1000^\circ\text{C}$ (температура растворения большинства карбидов) происходит динамическая рекристаллизация. Заштрихованная область основана на данных [5, 8].

Глава 9

ЭЛЕМЕНТЫ С КОВАЛЕНТНЫМ ТИПОМ СВЯЗИ:

Si и Ge

Четыре элемента кристаллизуются с образованием кубической структуры алмаза, а именно: Si, Ge, Sn_α и сам алмаз. Указанную структуру можно рассматривать как г. ц. к. решетку, в которой в каждом положении атомов, создающих г. ц. к. построение, находятся два атома. Каждый атом имеет четырех ближайших соседей, с которыми он связан четырьмя слабыми ковалентными связями. Низкое координационное число определяет тот факт, что структура является рыхлой, с низкой плотностью. Однако, несмотря на это, элементы с ковалентной связью являются чрезвычайно прочными, характеризуются высоким напряжением течения ($\geq \mu/20$ при $T=0$), причем это напряжение остается высоким даже при $0,5T_M$. Механические свойства этих элементов представляют определенный интерес, так как являются типичными для материалов с чисто ковалентной связью.

Карты механизмов деформации и экспериментальные данные для кремния и германия приведены на рис. 80—83. Используемые при расчете карт механизмов деформации параметры приведены в табл. 8.

Таблица 8. Элементы с ковалентной связью

Свойства	Кремний	Германий
<i>Кристаллографические и тепловые параметры</i>		
Атомный объем Ω , м ³	$2,00 \cdot 10^{-29}$	$2,26 \cdot 10^{-29}$
Вектор Бюргерса b , м	$3,83 \cdot 10^{-10}$	$3,99 \cdot 10^{-10}$
Температура плавления T_M , К	1687	1211
<i>Модули</i>		
Модуль сдвига при 300 К μ_0 , МН/м ²	$6,37 \cdot 10^4$ [1]	$5,20 \cdot 10^4$ [7]
Температурная зависимость модуля $(T_M/\mu_0) (d\mu/dT)$	$-0,078$ [2]	$-0,146$ [2]
<i>Объемная диффузия (нормальная)</i>		
Предэкспоненциальный множитель D_{0v} , м ² /с	0,9 [3]	$7,8 \cdot 10^{-4}$ [8]
Энергия активации Q_v , кДж/моль	4,96	287
<i>Диффузия по границам зерен</i>		
Предэкспоненциальный множитель δD_{0b} , м ³ /с	10^{-25} [4]	10^{-17} [4]
Энергия активации Q_b , кДж/моль	300	172
<i>Диффузия по дислокационным трубкам</i>		
Предэкспоненциальный множитель $a_c D_{0c}$, м ⁴ /с	10^{-25} [4]	10^{-27} [4]
Энергия активации Q_c , кДж/моль	300	172
<i>Степенной закон ползучести</i>		
Экспонента n	5,0 [5]	5,0 [9]
Постоянная Дорна A	$2,5 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^6$
<i>Контролируемое препятствиями скольжение</i>		
Напряжение течения при ОК $\hat{\tau}/\mu_0$	—	—
Предэкспоненциальный множитель $\dot{\gamma}_0$, с ⁻¹	—	—
Энергия активации $\Delta F/\mu_0 \cdot b^3$	—	—
<i>Контролируемое сопротивлением решетки скольжение</i>		
Напряжение течения при ОК $\hat{\tau}_p/\mu_0$	0,07 [6]	0,06 [6]
Предэкспоненциальный множитель $\dot{\gamma}_p$, с ⁻¹	10^{11}	10^{11}
Энергия активации $\Delta F_p/\mu_0 \cdot b^3$	0,2	0,2

Примечание. При составлении таблицы использованы данные: [1] Mc Skimin (1953), Prasad and Wooster (1955); $\mu = [1/2 c_{44}(c_{11} - c_{12})]^{1/2}$; [2] Mc Skimin (1959), Mc Skimin and Andreatch (1964); $\mu = \mu_0 [1 + (T - 300)/T_M] (T_M/\mu_0) (d\mu/dT)$; [3] Masters and Fairfield (1966); $D_0 = D_{0v} - D_{0v} \exp(-Q_v/RT)$;

[4] определено с использованием соотношений: $Q_b = 0,6Q_v$, $\delta D_b = 2\delta D_{0v}$, $\delta D_b = \delta D_{0b} \exp(-(Q_b/RT)$, $a_c D_c = a_c D_{0c} \exp(-(Q_c/RT)$; [5] изменено в соответствии с данными Мышляева с сотр. (1969) Постоянная A относится к ползучести при растяжении, при расчете карт механизмов деформации использовалась $A_3 = (\sqrt{3})^{n+1} A$; [6] изменено для достижения соответствия с данными по твердости, полученными Трефиловым и Мильманом (1964); [7] Fine (1953), Mc Skimin and Andreatch (1963); [8] Letaw et al. (1956); [9] определено с использованием такого же описывающего ползучесть показателя степени, что и для кремния; величина постоянной A согласовывалась с данными Gerh (1965); см. ссылку [5].

1. Общие закономерности механического поведения элементов с кубической структурой типа алмаза

На механическое поведение Si и Ge основное влияние оказывает существующая в них локализованная, характеризующаяся высокой

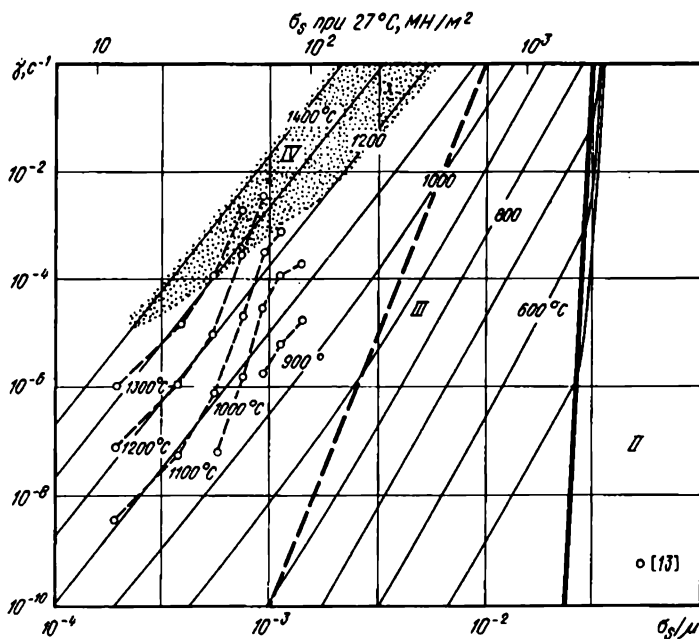


Рис. 81. Карта механизмов деформации кремния с 100-мкм зерном. Числа у кривых — температуры, $^\circ C$

велика и, таким образом, диффузия (при заданной гомологической температуре) происходит медленнее, чем в других классах твердых тел. При высокой ($>0,6T_M$) температуре для Si и Ge характерна ползучесть, подчиняющаяся степенному закону, которая часто осложняется «обратным переходом» (при испытаниях на ползучесть) или падением напряжения течения (при испытаниях с постоянной скоростью деформации), когда плотность дислокаций возрастает, достигая некоторого определенного значения на установившейся стадии. Эта стадия редко достигается при малых деформациях в большинстве экспериментов; однако в [2] дано описание установившейся стадии в кремнии. Мы предположили, что ползучесть на установившейся стадии можно охарактеризовать скоростной зависимостью, справедливой для металлов [уравнение (2.21)], а при достаточно низких напряжениях может быть реализовано контролируемое диффузией течение [см. уравнение (2.29)]. Оба механизма ползучести должны контролироваться диффузией и будут протекать с малыми скоростями, что обусловлено низкой скоростью диффузии в материалах с ковалентной связью.

Таким образом, образующие отдельный класс элементы и соединения с ковалентной связью являются более прочными [с точки зрения отношения σ_s/μ] при всех гомологических температурах по сравнению с твердыми телами любого другого класса; в качестве наиболее яркого примера можно привести алмаз.

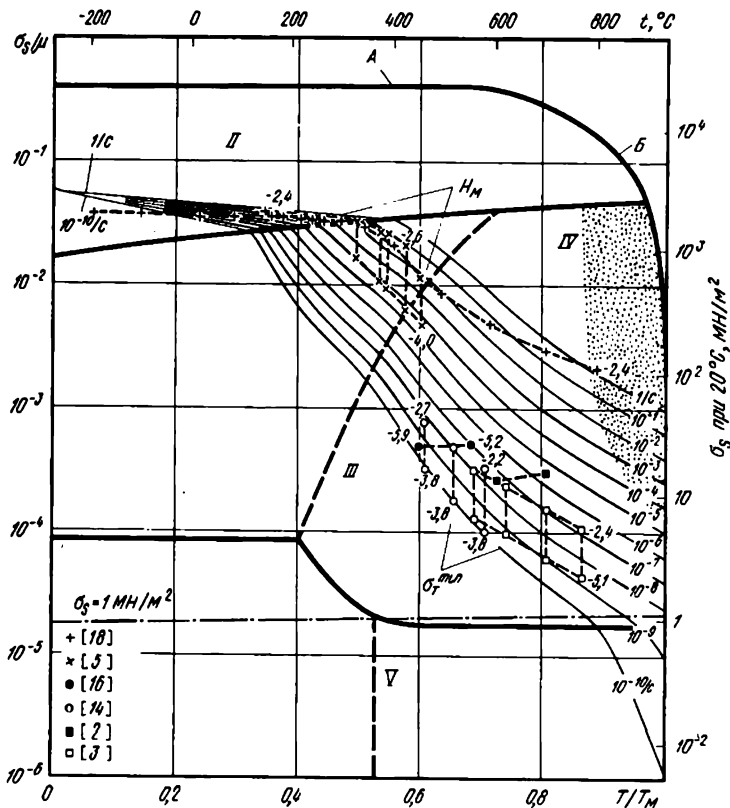


Рис. 82. Карта механизмов деформации германия с 100-мкм зерном. Числа у кривых — $\lg \mu$:
 А — фазовое превращение (для одноосного сжатия); Б — частичное оплавление (сжатие); $\sigma_T^{\min}$ — нижнее значение предела текучести при сжатии

Карты механизмов деформации хорошо согласуются с данными по твердости, за исключением области с $T < 0,2T_M$ (при этих низких температурах вокруг индентера, при его вдавливании часто происходит разрушение). Карты механизмов деформации хорошо согласуются и с данными по высокотемпературной ($> 0,8T_M$) ползучести. При средних температурах карты механизмов деформации хуже согласуются с данными по ползучести. Нижние значения предела текучести и данные по ползучести на неуставившейся стадии (некоторые из них представлены на рис. 82) значительно отличаются от расчетных величин для установившейся стадии деформации, нанесенной на карты; поэтому при расчете параметров, используемых для построения карт, этими данными пренебрегали.

Координатная ось напряжения на картах, представленных в настоящей главе, была увеличена в 10 раз по сравнению с той же осью на других картах механизмов деформации, помещенных в этой книге. Это было связано с уже обсуждавшимися причинами (приведенные напряжения при тех же гомологических температу-

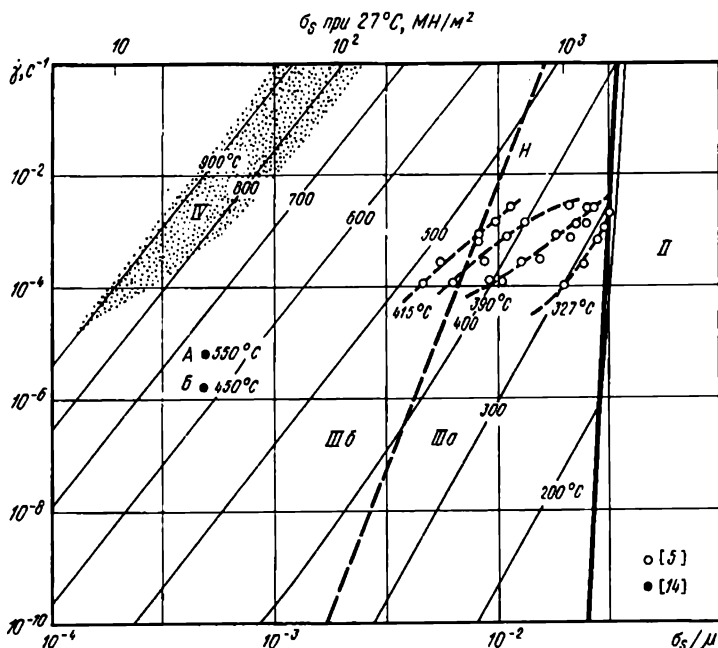


Рис. 83. Карта механизмов деформации германия с величиной зерна 100 мкм. Числа у кривых — температуры; H — твердость; А — монокристалл, Б — $\sigma_s^{\text{сж}}$ нижнее значение

рах для материалов с ковалентной связью намного выше, чем для большинства других материалов), кроме этого можно было отметить области, в которых при простом одноосном сжатии происходило вызванное давлением фазовое превращение. В этом случае использовалось давление, равное $\frac{1}{3} \sigma_1$, которое возникает при испытаниях на одноосное сжатие. Такие фазовые превращения могут играть важную роль при интерпретации данных по измерению твердости, когда гидростатическая составляющая напряжений течения приблизительно втрое выше при том же сдвиговом напряжении σ_s .

Механические свойства кремния и германия достаточно широко рассмотрены в литературе. Эта тема подробно изложена в обзоре [1].

2. Кремний и германий

Модуль и его температурную зависимость рассчитывали из данных для монокристалла, используя соотношение

$$\mu = [0,5c_{44}(c_{11} - c_{12})]^{1/2}$$

и результаты работ [9—12].

Движение дислокаций и системы скольжения в кубических кристаллах типа алмаза были рассмотрены в [1]. При нормальных

условиях скольжение происходит в $\{111\} \langle \overline{110} \rangle$, что предопределяет пять независимых систем скольжения, необходимых для accommodation пластической деформации в поликристаллическом материале.

Низкотемпературные (при $T < 0,5T_M$) значения предела текучести пересчитаны по результатам измерения микротвердости [18], а также согласованных с данными [7]. В обоих случаях температурная зависимость твердости была меньше, чем можно было бы объяснить, используя реальные величины ΔF_p , а полученные (с использованием скоростной зависимости) расчетные значения (при подстановке величин параметров, приведенных в табл. 8) не достаточно хорошо согласуются с измеренными значениями твердости при $T < 0,2T_M$ (последнее можно объяснить разрушением материала вблизи вдавливаемого индентера).

Параметры, описывающие протекающую в соответствии со степенным законом ползучесть для кремния, сопоставляли с данными [13] по ползучести монокристаллов на установившейся стадии. В принятом в [13] интервале измерений энергия активации ползучести составляла 400—520 кДж/моль, а энергия активации самодиффузии 496 кДж/моль [8]; это хорошо согласуется с приведенными значениями для ползучести. Использование для описания ползучести степенного закона является приближенным (см. рис. 81); предложенные нами величины: $n=5$ и $A=2,5 \cdot 10^6$ дают наилучшее соответствие.

Данных по ползучести на установившейся стадии для германия обнаружено не было. При изучении ползучести на неуставившейся стадии было обнаружено [3], что величина энергии активации ползучести (340 кДж/моль) больше, чем для объемной диффузии (287 кДж/моль) [6]. Полезную информацию можно извлечь из результатов высокотемпературных измерений твердости [5, 18], представленных на рис. 82 и 83. Данные [5] позволяют предложить использовать для степенного закона $n=3$. Однако в связи с тем, что измерение твердости при высоких температурах не моделирует условий, характерных для установившейся стадии ползучести, мы согласовывали экспериментальные данные для германия с расчетными, описываемыми степенным законом, используя тот же показатель степени n , что и для кремния ($n=5$), изменяя постоянную A так, чтобы достичь соответствия с данными [5]. Подобный метод обуславливает лучшее соответствие с результатами работы [18], чем использование по рекомендации автора [5] значения $n=3$.

ГАЛОИДНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ:

NaCl и LiF

Хлорид натрия и фторид лития — типичные представители большой группы галоидных соединений щелочных металлов со структурой каменной соли. Элементарную ячейку можно представить в виде двух вставленных, одна в другую г.ц.к. подрешеток, каждый ион в которой окружен шестью ионами противоположного заряда, расположенных в соответствии с октаэдрической упаковкой. Элементарная ячейка содержит по четыре иона каждого типа.

Известно более 200 соединений с указанной структурой. Наиболее часто она встречается среди галоидных соединений щелочных металлов, оксидов двухвалентных переходных металлов, оксидов и галогенидов щелочноземельных элементов, а также карбидов, нитридов и гидридов переходных металлов. Можно выделить по крайней мере четыре подгруппы материалов с этой структурой, различающиеся по механическому поведению (см. гл. 17). Нами рассмотрены три подгруппы: галоидные соединения щелочных металлов (гл. 10), карбиды переходных металлов (гл. 11) и простые оксиды (гл. 12). Составляющие каждую подгруппу материалы отличаются типом связи и, таким образом, несмотря на одинаковую структуру механическая прочность этих материалов различна. Галоидные соединения щелочных металлов имеют чисто ионную связь. При построении карт механизмов деформации для указанных соединений (рис. 84—87) использовали приведенные в табл. 9 параметры.

Таблица 9. Галоидные соединения щелочных металлов

Свойства	Хлористый натрий	Фтористый литий
<i>Кристаллографические и тепловые параметры</i>		
Атомный объем Ω , м ³	$4,49 \cdot 10^{-29}$ [1]	$1,63 \cdot 10^{-29}$ [1]
Вектор Бюргерса b , м	$3,99 \cdot 10^{-10}$	$2,84 \cdot 10^{-10}$
Температура плавления T_M , К	1670	1140
<i>Модули</i>		
Модуль сдвига при 300 К μ_0 , МН/м ²	$1,5 \cdot 10^4$ [2]	$4,58 \cdot 10^4$ [2]
Температурная зависимость модуля ($T\mu/\mu_0$) ($d\mu/dT$)	-0,73	-0,8
<i>Объемная диффузия (анионов)</i>		
Предэкспоненциальный множитель D_{0v} , м ² /с	$2,5 \cdot 10^{-2}$ [3]	$7,4 \cdot 10^{-3}$ [7]
Энергия активации Q_v , кДж/моль	217	214
<i>Диффузия по границам зерен (анионов)</i>		
Предэкспоненциальный множитель δD_{0b} , м ² /с	$6,2 \cdot 10^{-10}$ [4]	—
Энергия активации Q_b , кДж/моль	155	—

Свойства	Хлористый натрий	Фтористый литий
<i>Диффузия по дислокационным трубкам (анионов)</i>		
Предэкспоненциальный множитель $a \cdot D_{0c}$, м ² /с	$4,9 \cdot 10^{-19}$ [4]	—
Энергия активации Q_c , кДж/моль	155	—
<i>Степенной закон ползучести</i>		
Экспонента n	3,6 [5]	6,6 [8]
Постоянная Дорна A	$6,6 \cdot 10^2$	$2,6 \cdot 10^{13}$
<i>Контролируемое препятствиями скольжение</i>		
Напряжение течения при ОК τ/μ_0	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$1,87 \cdot 10^{-2}$
Предэкспоненциальный множитель $\dot{\gamma}_0$, с ⁻¹	10^6 [6]	10^6 [9]
Энергия активации $\Delta F/\mu_0 b^3$	0,5	0,5
<i>Контролируемое сопротивлением решетки скольжение</i>		
Напряжение течения при ОК τ_p/μ_0	$1,8 \cdot 10^{-2}$	$3,7 \cdot 10^{-2}$
Предэкспоненциальный множитель $\dot{\gamma}_p$, с ⁻¹	$2,5 \cdot 10^{11}$ [6]	$2,5 \cdot 10^{11}$ [9]
Энергия активации $\Delta F_p/\mu_0 b^3$	0,12	0,11

Примечание. При составлении таблицы использованы данные: [1] Handbook of Chemistry and Physics (1973), $b = a/\sqrt{2}$; [2] по константам для монокристаллов [из Landolt — Bornstein Tables 3—1 (1966) and 3—2 (1969); $\mu_0 = [\frac{1}{2} c_{44}(c_{11} - c_{12})]^{1/2}$; $\mu = \mu_0(1 + \frac{T-300}{T_M}) (\frac{T_M}{\mu_0} \cdot \frac{d\mu}{dT})$;

[3] наилучшее соответствие с характеризующим диффузию Cl графиком (см. по тексту): $D_p = D_{0p} \exp(-Q_p/RT)$; [4] Burke (1968), диффузия ионов Cl, $\delta D_p = \delta D_{0p} \exp(-(Q_p/RT)$, $a_c D_c = a_c D_{0c} \exp(-(Q_c/RT)$; [5] Burke (1968); исследования им образцы содержали примеси следующих элементов (в количестве не более 10^{-4} %): Ag, Al, Ba, Ca, Co, Cr, Cu, Fe, Mg, Mo, Ni, Pb, Si, Sn, Ti, V, Zr; кроме этого присутствовал Cd в количестве не более $25 \cdot 10^{-4}$ %, величина A относится к ползучести при растяжении; карты построены с использованием $A_s = (\sqrt{3})^{n+1} A$; [6] параметры получены при согласовании расчетных результатов на базе уравнений (2.9) и (2.12) с экспериментальными данными из работ: Aldag et al. (1970) (поликристаллические образцы NaCl с величиной зерна 100 мкм, подвергнутые сжатию при комнатной температуре под воздействием давления от атмосферного до 10^5 Па со скоростью деформации 10^{-4} с⁻¹; Stokes (1966) (поликристаллические образцы с величиной зерна 100 мкм, деформированные со скоростью $5 \cdot 10^{-10}$ с⁻¹ при температурах 150, 250 и 350 °C); Gilman (1961); Verrall et al. (1977); [7] Matzke HJ. (1971), Naumov and Ptashnik (1968), см. также ссылку [3]; [8] Cropper and Langdon (1968). Примеси в виде оксидов следующих элементов, 10⁻⁴ %: Mg 10, Cu 5, Al 10, Cu 4, Si 150; величина A относится к напряжению и скорости деформации при растяжении (см. п. 4 в гл. 4); см. также ссылку [5]; [9] параметры получены при согласовании расчетных результатов, полученных из уравнений (2.9) и (2.12), с экспериментальными данными из работы Verrall et al. (1977).

1. Общие закономерности деформации галоидных соединений щелочных металлов

Как и для других поликристаллических материалов, пластическая деформация твердых тел с ионным типом связи происходит в соответствии со следующими механизмами: низкотемпературная пластичность; степенной закон ползучести; контролируемое диффузией течение. Все три механизма деформации наблюдали в галоидных соединениях щелочных металлов, среди которых наиболее подробно изучены LiF и NaCl.

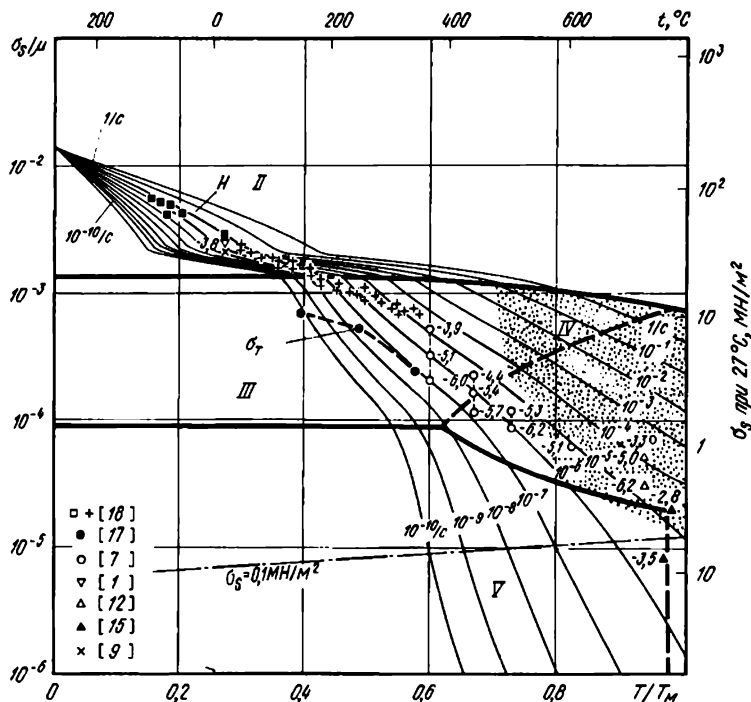


Рис. 84. Карта механизмов деформации NaCl с 50-мкм зерном; числа у кривых — $\lg \dot{\gamma}$; H — твердость; σ_T — напряжение течения для поликристалла

При низких температурах скольжение в NaCl и LiF наиболее легко происходит в плоскостях $\{110\}$ в направлениях $\langle 1\bar{1}0 \rangle$, образующих лишь две независимых системы. Для аккомодации пластической деформации в поликристаллах необходимо организовать скольжение и в неблагоприятно расположенных плоскостях $\{001\}$ и $\{111\}$ в направлениях $\langle 1\bar{1}0 \rangle$, которое и определяет величину напряжения течения [6] (см. также гл. 2, п. 2). Даже при 250 °C течение определяется скольжением в неблагоприятно расположенных плоскостях [2].

Примеси влияют на тонкую структуру (расположение и плотность дефектов) твердых тел с ионной связью (а тем самым и на скорость деформации, происходящей в соответствии с тем или иным механизмом), причем это влияние оказывается более сложным, чем в металлах (см., например, [4]). Во-первых, примеси двухвалентных элементов, изменяя концентрацию вакансий (и других точечных дефектов), влияют на коэффициенты диффузии. Например, содержание двухвалентной примеси с концентрацией C стабилизирует концентрацию вакансий катионного типа, (S_0) . При температурах выше тех, при которых концентрация «термических» вакансий составляет S_0 , примеси оказывают незначительное влияние, и диффузия катионов определяется причинами иного («внутреннего») характера. При более низких темпера-

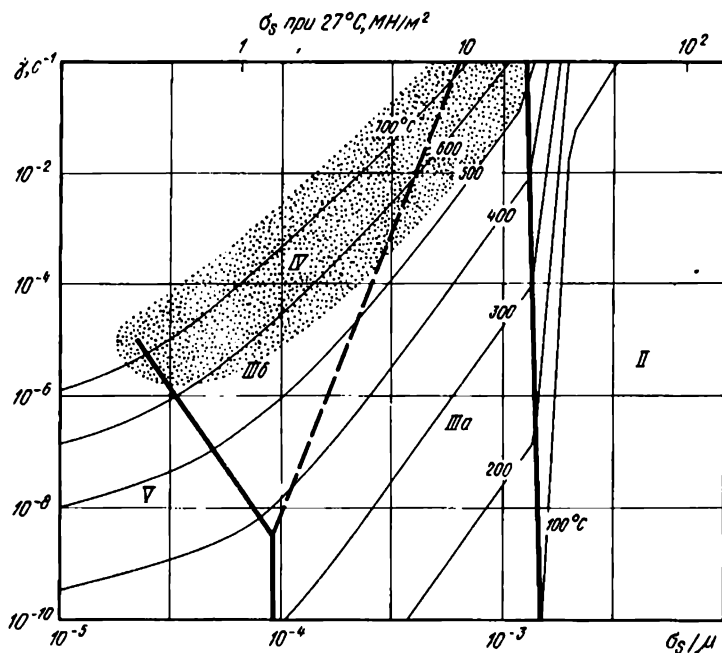


Рис. 85. Карта механизмов деформации NaCl с величиной зерна 50 мкм

турах наличие примесей обуславливает создание концентрации вакансий катионного типа C_0 и (в соответствии с законом действующих масс) снижает концентрацию вакансий анионного типа до величины, лежащей ниже определяемой состоянием теплового равновесия в чистом твердом теле. При этом примеси влияют на диффузию, которая, как принято говорить, определяется «внешними» причинами. В связи с тем, что скорость массопереноса в галоидных соединениях щелочных металлов обычно контролируется диффузией анионов, примеси этого типа могут существенно замедлять скорость определяемой степенным законом ползучести, а также контролируемого диффузией течения.

Во-вторых, примеси могут изменять электрический заряд дислокаций и границ зерен (см., например, [8]). Так, при высоких температурах дислокации в NaCl заряжены положительно. Примеси двухвалентных катионов обуславливают такое распределение ионов, что при так называемой «изоэлектрической» температуре T_1 заряд меняет знак. При $T > T_1$ в ядре каждой дислокации содержится избыток ионов Na^+ , а вокруг ядра дислокации существует отрицательно заряженное пространство, связанное с избытком вакансий Na^+ . Однако при $T < T_1$ в ядре содержится избыток ионов Cl^- , вокруг ядра — положительно заряженное пространство. По не вполне понятным причинам это усиливает диффузию вдоль дислокационных трубок (или вблизи от них), чем можно объяснить некоторые аспекты ползучести в NaCl, рассмотренные в п. 2 этой главы.



Все рассмотренные выше причины обусловили значительный разброс данных, опубликованных в литературе, по галоидным со-

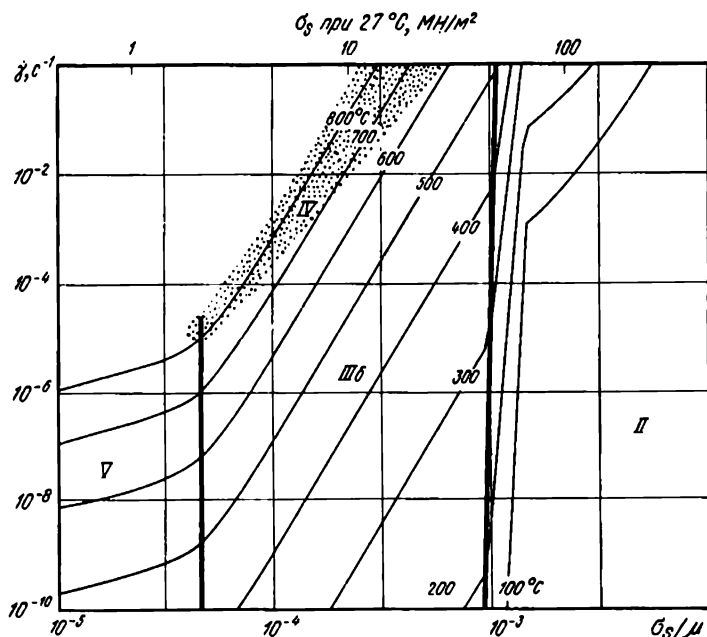


Рис. 87. Карта механизмов деформации LiF с величиной зерна 50 мкм

единениям щелочных металлов. Мы сопоставляли расчетные, полученные из уравнений, значения с экспериментальными, отдавая предпочтение данным, полученным при изучении образцов поликристаллических материалов, чистых по примесям.

Расчет модуля сдвига и его температурной зависимости проводили в соответствии с уравнением

$$\mu = [0,5 c_{44}(c_{11} - c_{12})]^{1/2},$$

используя константы для монокристаллов из справочника [9].

В исследовании [1], включающем измерения микротвердости девяти галоидных соединений щелочных металлов, было показано, что при построении графиков в координатах $(T/T_M, \sigma_s/\mu)$ механическая прочность всех девяти материалов была примерно на одном уровне; таким образом, приведенные ниже карты механизмов деформации можно рассматривать как типичные для всех галоидных соединений щелочных металлов. Установление масштаба изменений механических свойств рассмотрено в гл. 18.

2. Хлорид натрия

На рис. 84 и 85 приведены карты механизмов деформации для NaCl с величиной зерна 50 мкм, построенные с использованием данных, обобщенных в табл. 9. Данные по кристаллографическим,

тепловым и характеризующим упругие свойства параметрам были заимствованы из источников, перечисленных в примечании к табл. 9. Результаты измерения диффузии отличались большим разбросом. В связи с этим при построении карт механизмов деформации целесообразно перестраивать полученные непосредственно из измерений данные (отбрасывая вызывающие сомнение из-за недостаточной чистоты объекта или несовершенства метода исследования), после чего выбирать те характеризующие диффузию параметры, которые наилучшим образом согласуются с экспериментальными данными (см. рис. 88). Анионы при всех исследованных температурах диффундируют медленнее катионов; в табл. 9 приведены данные по диффузии анионов.

Данные по скольжению дислокаций и по ползучести, представленные на рис. 84, противоречивы, и принятые нами критерии выбора параметров требуют объяснения.

В [7] исследовали установившуюся стадию степенного закона ползучести при деформации сжатием поликристаллического NaCl в интервале 330—740 °C. При $T > 530$ °C автор [7] обнаружил, что энергия активации ползучести — 205 ± 25 кДж/моль — близка к энергии активации объемной диффузии ионов Cl^- , наиболее медленной в NaCl. В [7] сообщается о падении величины энергии активации ползучести до 155 ± 25 кДж/моль при $T < 530$ °C (что хорошо согласуется с данными о диффузии по дислокационным трубкам [3]) и увеличении вдвое величины n — показателя степени при напряжении. Это, по нашему мнению, отражает влияние примесей на так называемую изоэлектрическую температуру T_i (и на диффузию по дислокационным трубкам), рассмотренное в п. 1 этой главы. Исходя из этого предположения, мы сопоставляли данные из работы [7] с расчетными значениями из уравнения (2.21), используя при этом эффективный коэффициент диффузии [см. уравнение (2.20)], включающий член, учитывающий диффузию по дислокационным трубкам. Полученные в результате такого сопоставления и расчета параметры приведены в табл. 9.

Приведем некоторую дополнительную информацию о NaCl. В работе [15] рассмотрено сжатие монокристаллов NaCl при более высоких температурах (750—795 °C). Хотя полученное автором [15] значение энергии активации ползучести не согласуется с полученным в работе [7], проведенный анализ [16] позволяет считать правильными именно данные работы [7].

В работе [11] изучали деформацию относительно грязных поликристаллических образцов (содержащих H_2O в количестве $40 \cdot 10^{-4} \%$) под давлением $2 \cdot 10^8$ Па. Измеренные скорости сдвиговой деформации (от $3,2 \cdot 10^{-1}$ до $2 \cdot 10^{-8}$ с $^{-1}$ при температурах от 23 до 400 °C) были от 10^2 до 10^4 раз выше показанных на картах механизмов деформации. Измеренная величина энергии активации составляла лишь 99,5 кДж/моль (по сравнению со 155 кДж/моль для области низкотемпературной ползучести). Более высокие скорости деформации и иная величина энергии активации могут быть связаны с присутствием воды; например, в работе [5]

отмечено усиление зернограницной диффузии в присутствии воды. (Часть из описанной дополнительной информации представлена на рисунках, хотя ее и не учитывали при расчете представленных в табл. 9 параметров).

В [12] изучали контролируемое диффузией течение в поликристаллическом NaCl при 740 °С. Используемый авторами [12] материал являлся относительно грязным, содержащим частицы Al_2O_3 , размером 1 мкм. Кроме того, имелась пористость 4%. Полученные данные также нанесены на рис. 84.

Описывающие скольжение параметры (см. табл. 9) основаны на данных измерения микротвердости [18, 2].

3. Фторид лития

Карты механизмов деформации для LiF с величиной зерна 50 мкм приведены на рис. 86 и 87. Они основаны на данных, представленных на этих же рисунках и обобщенных в табл. 9. Кристаллографические, тепловые и характеризующие упругие свойства параметры заимствованы из источников, перечисленных в примечании к табл. 9.

При изучении деформации сжатием образцов LiF в интервале от 450 до 550 °С наблюдали протекающую в соответствии со степенным законом ползучесть [2]. Полученные авторами [2] данные считаются наиболее надежными; приведенные в табл. 9 параметры,

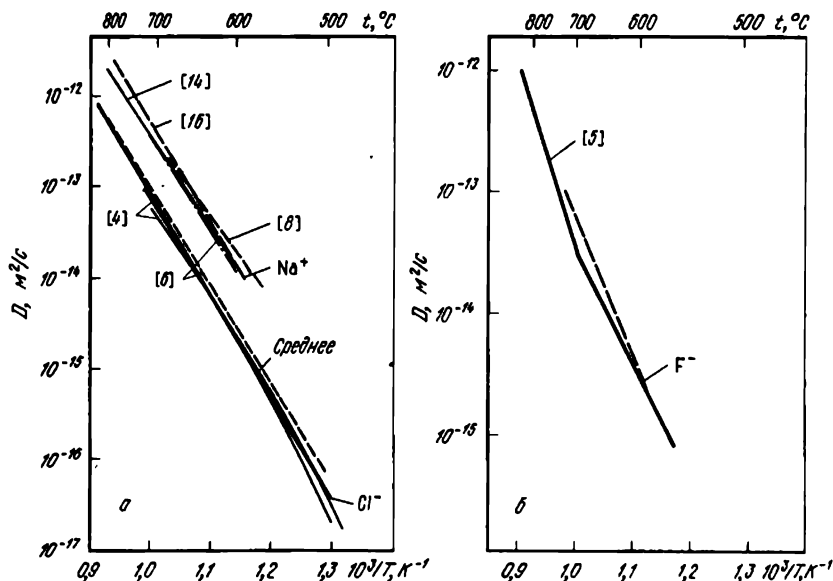


Рис. 88. Диффузия: а — анионов и катионов в NaCl, б — анионов в LiF [штриховая кривая — данные Айзенштадта (1963)]

а также сами карты механизмов деформации основаны на этих данных. Имеется большое количество данных, полученных на монокристаллах [7]. Они также представлены на рис. 86, однако их никак не изменяли (не пересчитывали) с целью сравнения с данными для поликристаллов, а также не использовали при построении карт механизмов деформации.

Данные по объемной диффузии анионов F— приведены на рис. 88, б. В LiF не было обнаружено ускорения диффузии за счет ее протекания по дислокационным трубкам или по границам зерен. Подобное отличие по сравнению с NaCl можно объяснить, исходя из влияния примесей, рассмотренного в п. 1 этой главы. В результате на картах механизмов деформации для LiF отсутствуют области низкотемпературного степенного закона ползучести или ползучести по Коблу.

Параметры скольжения (см. табл. 9) основаны на данных измерения микротвердости [1, 8].

Глава II

КАРБИДЫ ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ: ZrC и TiC

Карбиды циркония и титана являются типичными представителями большого числа тугоплавких карбидов со структурой каменной соли (к ним, в частности, относятся карбиды: HfC, VC, NbC, TaC). Эти соединения являются частью более крупной группы, включающей более 80 гидридов, боридов и карбидов с указанной структурой. Карбиды переходных металлов отличаются от галоидных соединений щелочных металлов тем, что связь носит менее выраженный ионный характер; в ряде случаев их целесообразно представлять как фазы (соединения) внедрения на основе металлических циркония, титана и т. д. Почти все карбиды переходных металлов отличаются высокой твердостью, и из них изготавливают режущие инструменты, абразивы и штампы. Механические свойства определены лишь для некоторых из карбидов переходных металлов; TiC и ZrC рассмотрены здесь как соединения (фазы) с типичными для всей группы свойствами.

Карты механизмов деформации и экспериментальные данные для ZrC представлены на рис. 89. Карты и данные для TiC настолько близки к наблюдаемым для ZrC, что карты механизмов деформации для TiC не приводятся. Используемые при расчете карт механизмов деформации параметры обобщены в табл. 10.

1. Общие закономерности механического поведения карбидов переходных металлов

Рассматриваемые карбиды характеризуются высокими модулями упругости ($\mu_0 \approx 200$ ГН/м²) и температурами плавления (~ 3500 К)

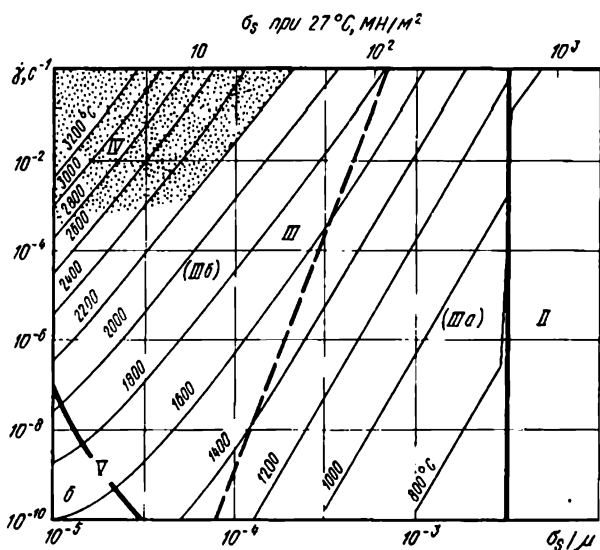
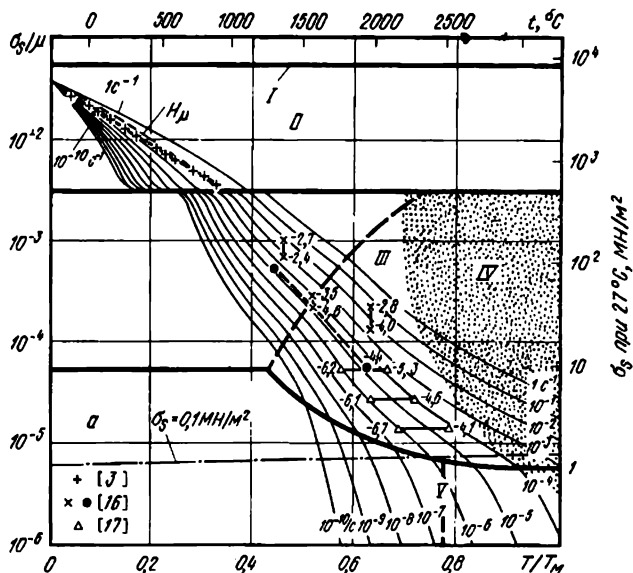


Рис. 89. Карты механизмов деформации $\text{ZrC}_{0.95}$ с 10-мкм зерном: числа у кривых — $\lg \delta_s(a)$, температуры, $^{\circ}\text{C}$ (б)

Таблица 10. Карбиды переходных металлов

Свойства	ZrC _{0,95}	TiC _{0,95}
<i>Кристаллографические и тепловые параметры</i>		
Атомный объем Ω , м ³	$2,64 \cdot 10^{-29}$ [1]	$2,0 \cdot 10^{-29}$ [1]
Вектор Бюргерса b , м	$3,34 \cdot 10^{-10}$ [2]	$3,05 \cdot 10^{-10}$ [9]
Температура плавления T_M , К	3530 [3]	3523 [3]
<i>Модули</i>		
Модуль сдвига при 300 К μ_0 , МН/м ²	$1,73 \cdot 10^5$ [4]	$1,93 \cdot 10^5$ [4,6]
Температурная зависимость модуля (T/μ_0) ($d\mu/dT$)	-0,28 [4]	-0,18 [4, 10]
<i>Объемная диффузия</i>		
Предэкспоненциальный множитель D_{0v} , м ² /с	0,103 [5]	4,4 [5]
Энергия активации Q_v , кДж/моль	720 [5]	740 [5]
<i>Диффузия по границам зерен</i>		
Предэкспоненциальный множитель δD_{0b} , м ³ /с	$5 \cdot 10^{-12}$ [5]	$2 \cdot 10^{-9}$ [5]
Энергия активации Q_b , кДж/моль	468 [5]	543 [5]
<i>Диффузия по дислокационным трубкам</i>		
Предэкспоненциальный множитель $a_c D_{0c}$, м ⁴ /с	$1 \cdot 10^{-21}$ [5]	$1 \cdot 10^{-21}$ [5]
Энергия активации Q_c , кДж/моль	468 [5]	543 [5]
<i>Степенной закон ползучести</i>		
Экспонента n	5,0 [6]	5,0 [11]
Постоянная Дорна A	$1 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{13}$
<i>Контролируемое препятствиями скольжение</i>		
Напряжение течения при ОК τ_{μ_0}	$3,34 \cdot 10^{-3}$ [7]	$3,3 \cdot 10^{-3}$
Предэкспоненциальный множитель $\dot{\gamma}_0$, с ⁻¹	10^8	10^8 [5]
Энергия активации $\Delta F/\mu_0 b^3$	1,0	1,0
<i>Контролируемое сопротивлением решетки скольжение</i>		
Напряжение течения при ОК τ_p/μ_0	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$5,2 \cdot 10^{-2}$ [8]
Предэкспоненциальный множитель $\dot{\gamma}_p$, с ⁻¹	10^{11} [8]	10^{11}
Энергия активации $\Delta F_p/\mu_0 b^3$	0,05	0,05

Примечание. При составлении таблицы использовали данные: [1] Pearson (1967); Gilman (1970); [2] Lee and Haggerty (1969); Williams and Schall (1962); [3] Storms (1967); Williams (1971); Routhbort (1971); [существует некоторое разногласие относительно величин T_M , Atkins and Tabor (1966) предлагают для TiC величину 3803 К, из других источников для ZrC $T_M = 3693$ К]; [4] рассчитано на основе констант для монокристаллов [Chang and Graham (1966)] с использованием соотношения $\mu = [1/2 c_{44}(c_{11} - c_{12})]^{1/2}$ и данных для ZrC_{0,94}; $\mu = \mu_0(1 + \frac{T-300}{T_M})(\frac{T_M}{\mu_0} \frac{d\mu}{dT})$; [5] см. график для диффузии и обсуждение в тексте; $D_v = D_{0v} \exp(-Q_v/RT)$; $\delta D_b = \delta D_{0b} \exp(-(Q_b/RT)$; $a_c D_c = a_c D_{0c} \exp(-(Q_c/RT)$; [6] Lee and Haggerty (1969); Liepold and Nielsen (1964); величина A относится к ползучести при растяжении; карты механизмов деформации рассчитаны с использованием соотношения $A_s = (V/3)^{n+1} A$; [7] Lee and Haggerty (1969) и Williams (1964) (использованы предложенные ими значения критического сдвигового напряжения); [8] см. по тексту; [9] Hollox and Smallman (1966); [10] Gilman and Roberts (1961); [11] Keihl and Kebler (1964); см. также Hollox (1968) и ссылку [6]; [12] Williams (1964) о значениях критического приведенного сдвигового напряжения.

При низких температурах они чрезвычайно тверды, а предел текучести при $T \rightarrow 0$ приближается к идеальной прочности (см. рис. 89). Но при высоких гомологических температурах карбиды очень мягки или, более точно, деформируются по механизму ползучести с очень высокой скоростью. Подобное механическое поведение связано с двумя важными свойствами карбидов переходных металлов: при низких температурах они характеризуются чрезвычайно высоким сопротивлением решетки скольжению дислокаций, а при высоких диффузия ионов металлов происходит с очень высокими скоростями.

Основной системой скольжения в монокристаллах является $\{111\} \langle \overline{110} \rangle$, с вектором Бюргерса $a/2 \langle 110 \rangle$; наблюдают скольжение и в плоскостях $\{100\}$ и $\{110\}$ [30, 11, 16]. Предполагают, что вклад от ионного типа связи в общую связь незначителен, иначе заряженные ионы должны были бы способствовать увеличению доли скольжения в системе $\{110\} \langle 110 \rangle$ [28]. В значительной мере, связь носит металлический характер. При температурах от 0,2 до 0,4 T_M твердость этих материалов быстро падает, и при 0,5 T_M они являются мягкими, например, мягче чистой меди при комнатной температуре. В отличие от подобного механического поведения твердость Si и Ge с кубической решеткой типа алмаза, соединений с ковалентной связью SiC и Si₃N₄, а также льда со связью водородного типа начинает уменьшаться лишь при $T > 0,5 T_M$. По указанной причине карбиды переходных металлов не представляют интереса в качестве высоко-температурных материалов: они деформируются по механизму ползучести с высокими скоростями при сравнительно низких температурах. В качестве одной из потенциальных возможностей повышения прочности при ползучести карбидов переходных металлов является дисперсное упрочнение при введении боридов.

К наиболее важным работам по изучению карбидов переходных металлов следует отнести исследования: твердости [3], скольжения и ползучести в ZrC [16], скольжения в монокристаллах TiC [10, 11], а также обзор [29]. Данные из всех указанных источников приведены на рис. 89, 90.

2. Обзор данных для карбидов переходных металлов

Большая часть данных, использованных при анализе карбида циркония, заимствована из работы [16] и относится к составу ZrC_{0,945}. Данные для TiC получены при исследовании состава TiC_{0,97}. Модули рассчитывали по данным для монокристаллов с использованием соотношения

$$\mu = [c_{44}(c_{11} - c_{12})/2]^{1/2}. \quad (11.1)$$

На рис. 89 приведены карты механизмов деформации для ZrC_{0,95} с 10-мкм зерном. Они основаны на данных, представленных

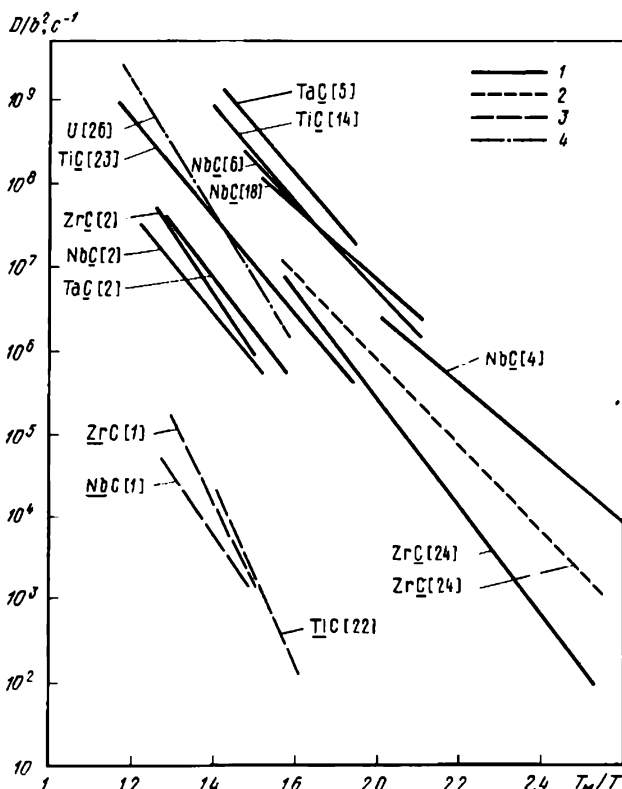


Рис. 90. Коэффициенты приграничной (2, 4) и объемной (1, 3) диффузии ионов металла (3, 4) и углерода (1, 2) в карбидах переходных металлов, нормированные на величину квадрата вектора Бюргерса

на рис. 89, а и полученных при изучении $\text{TiC}_{0.97}$. Использованные при расчете карт механизмов деформации $\text{ZrC}_{0.95}$ параметры обобщены в табл. 10 наряду с соответствующей информацией относительно $\text{TiC}_{0.97}$.

Данные по диффузии для карбидов в графическом виде представлены на рис. 90 (в приведенных координатах). Ионы металлов диффундируют намного медленнее, чем углерод (обычно в 10^{-3} раз); именно диффузия ионов металлов будет определять скорость перемещения дислокаций или контролируемого диффузией течения. Большая часть карбидов переходных металлов не описывается стехиометрическим составом (недостаточно углерода). Не занятые атомами углерода места в подрешетке углерода (которая при определенных обстоятельствах может быть упорядоченной) заполнены вакансиями. При этом диффузионный перенос углерода зависит от состава; но, насколько известно, диффузия ионов металла происходит по механизму, включающему движение тепловых вакансий, и не зависит от стехиометрического состава [22, 23]. Использованные нами величины D_{0v} и Q_v для ионов металлов

соответствуют представленным на рис. 90 данным, основанным на результатах работ [1] для Zr и [22] для Ti.

Данных, касающихся зернограницной диффузии и диффузии по дислокационным трубкам, очень мало. Все они представлены на рис. 90. Данные для UC [26] и TiC [11] позволяют предположить о протекании ускоренной диффузии по границам зерен и по дислокационным трубкам соответственно. Используемые нами величины (см. табл. 10) были выбраны так, чтобы они согласовывались с указанными данными и наблюдаемыми скоростями ползучести (см. ниже).

Данные по ползучести карбидов переходных металлов ограничены высокотемпературной областью [10, 13, 16, 17]. Микроструктурный анализ позволяет предположить, что процесс ползучести очень напоминает наблюдаемый в чистых металлах: образуются ячейки (субзерна) и (насколько можно судить по немногочисленным данным) величина энергии активации близка к соответствующему значению для самодиффузии. В монокристаллах ZrC наблюдается протекающая в соответствии со степенным законом (при $n=5$) ползучесть [16]. Поликристаллы также деформируются по механизму степенного закона ползучести и, кроме этого, имеются данные о протекании контролируемого диффузией течения при низких напряжениях [17].

Данных по ползучести TiC относительно меньше. В работе [13] для случая ползучести при $t > 2000^\circ\text{C}$ предложена величина энергии активации 732 кДж/моль, а при более низких температурах — 544 кДж/моль. Эти значения, по-видимому, правильны, так как энергия активации объемной диффузии Ti почти точно равна 732 кДж/моль. Мы приняли $n=5$ (как и для случая ZrC) и рассчитывали постоянную A , исходя из наилучшего соответствия с имеющимися данными. Полного необходимого сопоставления, на основе которого окончательно выбирают величины параметров A и n (см. гл. 3), для TiC не проводили; полученные значения приведены здесь лишь с целью сравнения с соответствующими параметрами для ZrC.

Параметры, характеризующие контролируемое сопротивлением решетки скольжение, основаны на экстраполированных к $T=0$ результатах измерения микротвердости и критического приведенного сдвигового напряжения. Для обоих карбидов (ZrC и TiC) использовались данные по микротвердости из работ [3, 15, 27]. Эти данные, обработанные в соответствии с описанным в гл. 3 способом (с использованием предложенного в работе [19] метода коррекции), наряду с результатами измерения величин критического приведенного сдвигового напряжения [28] позволили определить значения параметров $\dot{\epsilon}_p$ и ΔF_p (см. табл. 10).

ОКСИДЫ СО СТРУКТУРОЙ КАМЕННОЙ СОЛИ:



Ряд простых оксидов: MgO , CaO , CdO , MnO , FeO , NiO , CoO , SrO и BaO кристаллизуется с образованием структуры каменной соли. Некоторые из них, такие, как MgO , являются стабильными в соединениях стехиометрического состава. Другие — как, например, CoO — существуют в виде соединения сверхстехиометрического состава Co_{1-x}O , с избыточным содержанием кислорода из-за присутствия ионов Co^{3+} . Вюстит при атмосферном давлении также всегда имеет сверхстехиометрический состав Fe_{1-x}O , где $0,05 < x < 0,15$. Во всех этих оксидах ионов кислорода всегда больше. Рассматриваемые оксиды имеют г.ц.к. структуру, в которой ионы металла занимают октаэдрические междоузлия.

Параметры, использованные при построении механизмов деформации MgO , CoO и FeO (рис. 91—99), обобщены в табл. 11.

Таблица 11. Оксиды со структурой каменной соли

Свойства	MgO	CoO	FeO
<i>Кристаллографические и тепловые параметры</i>			
Атомный объем Ω , м^3	$1,87 \cdot 10^{-29}$	$1,93 \cdot 10^{-29}$	$2,00 \cdot 10^{-29}$
Вектор Бюргерса b , м	$2,98 \cdot 10^{-10}$	$3,01 \cdot 10^{-10}$	$3,05 \cdot 10^{-10}$
Температура плавления T_m К	3125 [1]	2083 [1]	1643 [15]
<i>Модули</i>			
Модуль сдвига при 300 К μ_0 , МН/м^2	$1,26 \cdot 10^5$ [2]	$6,97 \cdot 10^4$ [11]	$5,57 \cdot 10^4$ [16]
Температурная зависимость модуля $(T_m/\mu_0) \cdot (d\mu/dT)$	—0,68 [2]	—0,3 [7]	—0,3 [7]
<i>Объемная диффузия для кислорода, «внутренняя»</i>			
Предэкспоненциальный множитель D_{0v} , $\text{м}^2/\text{с}$	$1,37 \cdot 10^{-6}$ [3]	$5 \cdot 10^{-3}$ [12]	$1,0 \cdot 10^{-2}$ [17]
Энергия активации Q_v , кДж/моль	460 [3]	398 [12]	326 [17]
<i>Объемная диффузия для кислорода, «внешняя»</i>			
Предэкспоненциальный множитель D_{0n} , $\text{м}^2/\text{с}$	$2,5 \cdot 10^{-10}$ [4]	—	—
Энергия активации Q_v , кДж/моль	261 [4]	—	—
<i>Объемная диффузия для металла, «внешняя»</i>			
Предэкспоненциальный множитель D_{0n} , $\text{м}^2/\text{с}$	$4,2 \cdot 10^{-8}$ [5]	—	—
Энергия активации Q_v , кДж/моль	266 [5]	—	—

Свойства	MgO	CoO	FeO
<i>Диффузия по границам зерен (кислорода)</i>			
Предэкспоненциальный множитель δD_{0b} , м ² /с	$1,36 \cdot 10^{-15}$ [6]	$1 \cdot 10^{-13}$ [13]	$1,0 \cdot 10^{-13}$ [7]
Энергия активации Q_b , кДж/моль	230 [6]	200 [13]	195 [7]
<i>Диффузия по границам зерен (металла)</i>			
Предэкспоненциальный множитель δD_{0b} , м ² /с	$3 \cdot 10^{-17}$ [7]	—	—
Энергия активации Q_b , кДж/моль	200 [7]	—	—
<i>Диффузия по дислокационным трубкам (кислорода)</i>			
Предэкспоненциальный множитель $a_c D_{0c}$, м ⁴ /с	$7,5 \cdot 10^{-26}$ [8]	$1 \cdot 10^{-23}$ [7]	$1,0 \cdot 10^{-24}$ [7]
Энергия активации Q_c , кДж/моль	252 [8]	238 [7]	195 [7]
<i>Степенной закон ползучести</i>			
Экспонента n	3,3 [9]	3,5 [14]	4,2 [18]
Постоянная Дорна A	20 [9]	$1,07 \cdot 10^4$ [14]	$2,4 \cdot 10^8$ [18]
Энергия активации Q_{cr} , кДж/моль	—	—	—
<i>Контролируемое препятствиями скольжение</i>			
Напряжение течения при ОК τ/μ_0	$5 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$
Предэкспоненциальный множитель $\dot{\gamma}_0$, с ⁻¹	10^6	10^6	10^6
Энергия активации $\Delta F/\mu_0 \cdot b^3$	0,5	0,5	0,5
<i>Контролируемое сопротивлением решетки скольжение</i>			
Напряжение течения при ОК τ/μ_0	$3,5 \cdot 10^{-2}$ [10]	$1,6 \cdot 10^{-2}$ [10]	
Предэкспоненциальный множитель $\dot{\gamma}_r$, с ⁻¹	10^{11}	10^{11}	
Энергия активации $\Delta F/\mu_0 \cdot b^3$	0,08	0,18	

П р и м е ч а н и е. При построении таблицы использовались данные: [1] Shunk (1969); [2] Speltzler and Anderson (1971); $\mu_0 = \left[\frac{1}{2} c_{11}(c_{11} - c_{12}) \right]^{1/2}$; $\mu = \mu_0 \left(1 + \frac{T - 300}{T_M} \right) \left(\frac{T_M}{\mu_0} + \frac{d\mu}{dT} \right)$; [3] Narayan and Washburn (1973) $D_c = D_{0c} \exp(-Q_c/RT)$; [4] Okli and Kingery (1960). См. кривую диффузии, объяснения в тексте и ссылку [3]; [5] Wuensch et al. (1973). См. кривую диффузии, объяснения в тексте и ссылку [3]; [6] согласовано с экспериментальными данными, полученными Mc Konzie et al. (1971) и Passmore et al. (1966), $\delta D_c = \delta D_{0c} \exp(-Q_b/RT)$; [7] оценочное значение; [8] Narayan and Washburn (1972); $a_c D_c = a_c D_{0c} \exp(-Q_c/RT)$; [9] согласовано с данными, полученными Langdon and Pask (1970), предположившими, что контролирующим процессом является «внешняя» диффузия кислорода. Величина A относится к ползучести при растяжении. Карты механизмов деформации рассчитаны с использованием соотношения $A_c = \left(\frac{\dot{\gamma}}{\dot{\gamma}_0} \right)^{1/(n+1)}$; [10] см. в тексте и данные на графике; [11] Aleksandrov et al. (1968), см. также ссылку [2]; [12] Chen and Jackson (1969); см. кривую диффузии, объяснения в тексте и ссылку [3]; [13] оценочное значение, согласующееся с данными Clauser et al. (1971 в.); [14] значение выбрано в соответствии с данными Krishnamachari and Nottis (1977), по-

лученные при температуре 1100 °С; см. также ссылку [9]; [15] величина для $\text{CO}_{0,05}\text{O}$; [16] значение модуля сдвига поликристаллического материала, предложенное Акимов (1972); [17] см. объяснение в тексте и ссылку [3]; [18] данные Hschner et al. (1964) для $x=0,054$; см. также ссылку [9].

1. Общие закономерности деформации оксидов со структурой каменной соли

Связь в этих оксидах со структурой каменной соли носит, в основном, ионный характер. Подобно галоидным соединениям щелочных металлов (см. гл. 10), но в отличие от карбидов переходных металлов (гл. 11), легкое скольжение происходит по $\langle \text{ГП} \rangle \{110\}$, содержащим лишь две независимые системы скольжения. Пластическая деформация поликристаллов возможна в результате скольжения по $\langle \text{ГП} \rangle \{100\}$. Однако, несмотря на указанную аналогию с галоидными соединениями щелочных металлов, рассматриваемые оксиды образуют отдельную изомеханическую группу, характеризующуюся следующими особенностями: температуры плавления и модули этих оксидов немного выше, а прочность их при $T=0$ несколько больше ($\sim \mu/30$) наблюдаемых в галоидных соединениях ($\mu/50$), причем указанное высокое значение низкотемпературной прочности сохраняется до чуть более высоких значений гомологических температур.

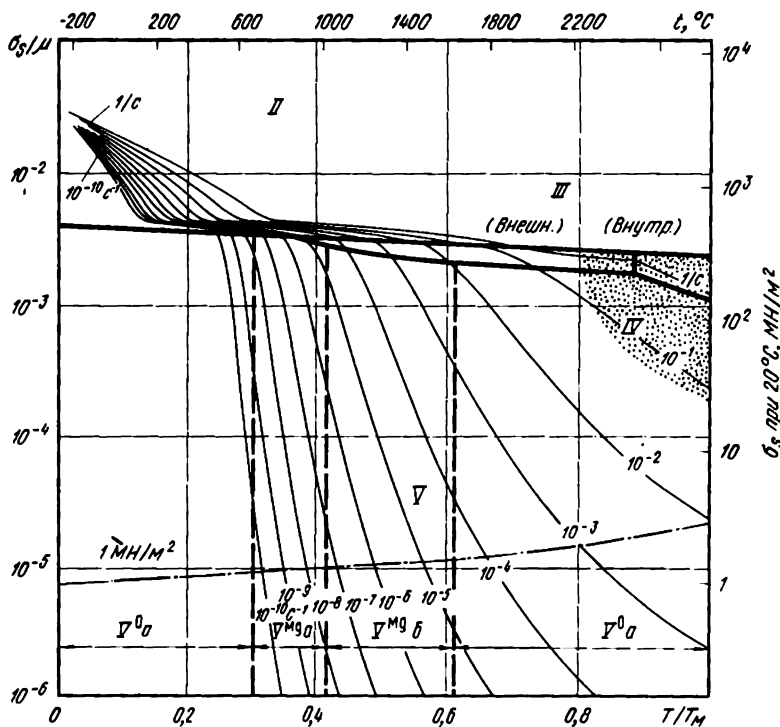


Рис. 91. Карта механизмов деформации MgO с 1-мкм зерном. Экспериментальные данные приведены на рис. 93

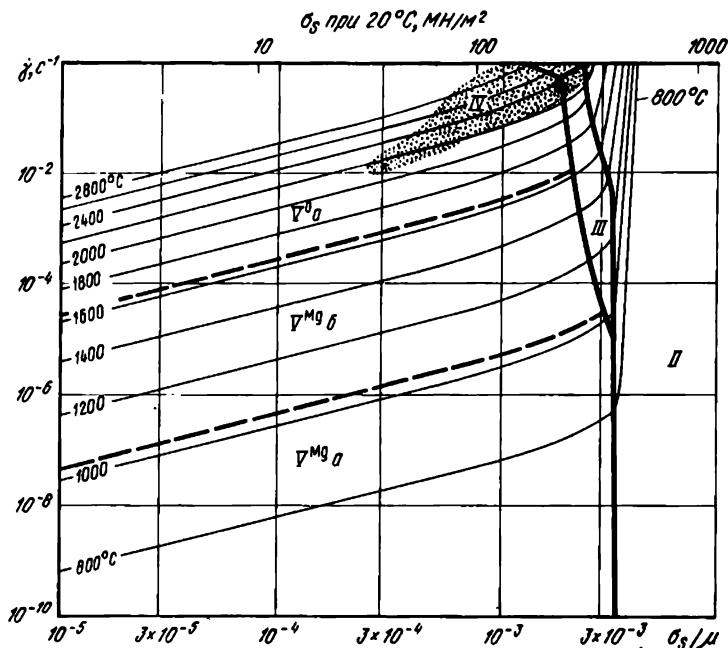


Рис. 92. Карта механизмов деформации MgO с величиной зерна 1 мкм. Экспериментальные данные приведены на рис. 93

При $T \sim 0,4T_M$ оксиды начинают деформироваться ползучестью, и прочность оксидов со структурой каменной соли падает так же быстро (а иногда и быстрее), как и у галоидных соединений щелочных металлов. В случае, когда ползучесть оксидов контролируется диффузией, двигаться должны оба составляющих соединения компонента (кислород и металл). При этом скорость ползучести контролируется средневзвешенным значением коэффициентов диффузии компонентов.

В общем случае, скорость ползучести определяется механизмом, обеспечивающим наибольшую скорость переноса контролирующих диффузию элементов¹; ясно, что и скорость ползучести (как и определяющие ее механизмы) может изменяться в зависимости от температуры и величины зерна. Иными словами, диффузия может определяться внутренними или внешними причинами и могут реализовываться альтернативные механизмы диффузии (например, объемная или зернограницная). В результате число областей контролируемого диффузией течения возрастает; так, авторы работы [2] наблюдали более шести областей.

Указанное увеличение количества этих областей иллюстрируется ниже на примере MgO. При уменьшении величины зерна от 100 до 1 мкм, по мере того, как скорость деформации начинает опре-

¹ Наиболее медленно диффундирующих. Прим. пер.

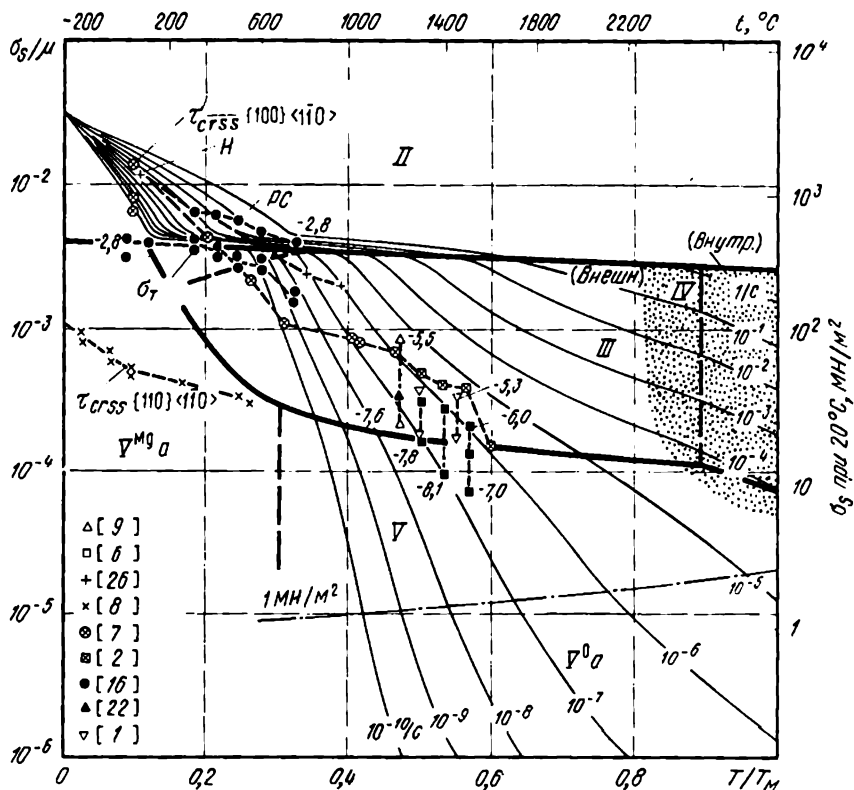


Рис. 93. Карта механизмов деформации MgO с величиной зерна 10 мкм . Числа у кривых — $\lg \dot{\gamma}$. τ_{crss} — критическое напряжение сдвига на установившейся стадии; H — твердость; $P.C$ — сжатие поликристаллических образцов, $\varepsilon = 10\%$; 0.5 ГПа ; $\sigma_T = 0.5 \text{ ГПа}$

деляться сменой механизмов диффузии, на картах механизмов деформации появляются новые области контролируемого диффузией течения. Даже для такого хорошо изученного оксида, как MgO , данные по диффузии являются противоречивыми и неполными, и величины некоторых коэффициентов диффузии были предложены нами произвольным образом, исходя из имеющихся «смежных» данных. Однако, несмотря на это, картина является достаточно полной для того, чтобы можно было представить общие закономерности механического поведения этого и других оксидов. Вообще подобные трудности могут возникнуть при изучении любого соединения, примером чему могут служить карты механизмов деформации для $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ (см. гл. 14, п. 1).

Влияние величины зерна не рассмотрено на других приведенных в настоящем разделе картах механизмов деформации лишь потому, что данных по диффузии слишком мало для более или менее точного, на их основе, прогноза механического поведения.

Общий обзор механического поведения керамик, включая MgO , который мы рекомендуем для более подробного ознакомления, представлен в работе [1].

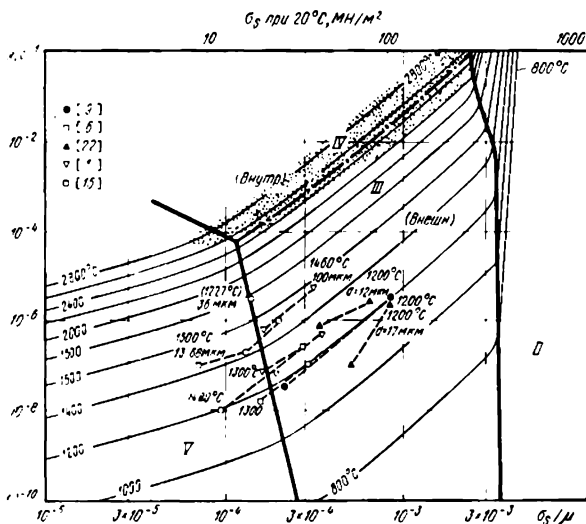


Рис. 94. Карта механизмов деформации MgO с величиной зерна 10 мкм. Числа у кривых — температуры, °C

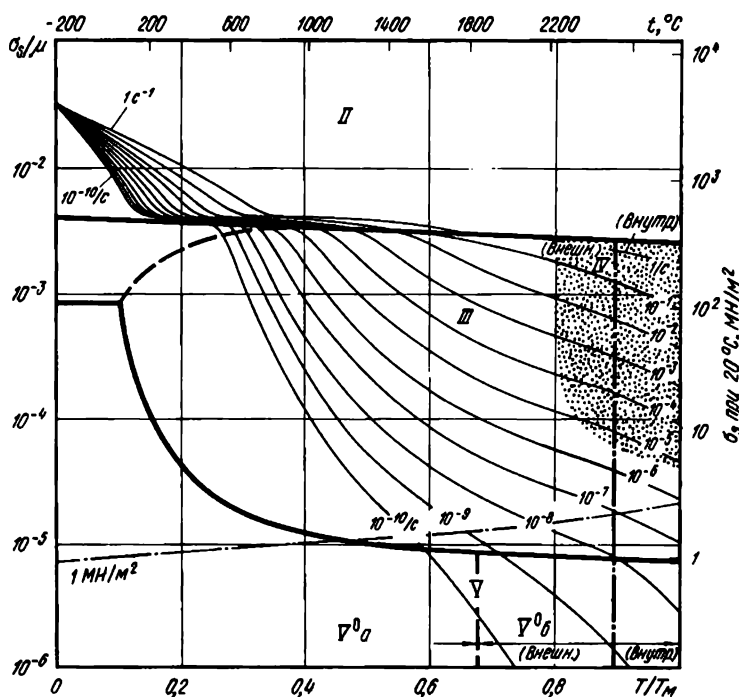


Рис. 95. Карта механизмов деформации MgO с величиной зерна 100 мкм. Экспериментальные данные приведены на рис 93

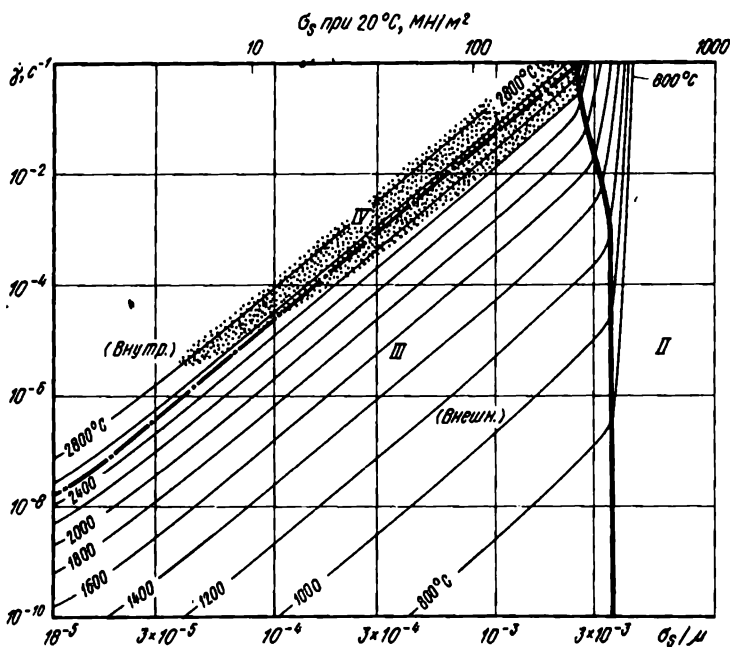


Рис. 96. Карта механизмов деформации MgO с величиной зерна 100 мкм. Экспериментальные данные приведены на рис. 94

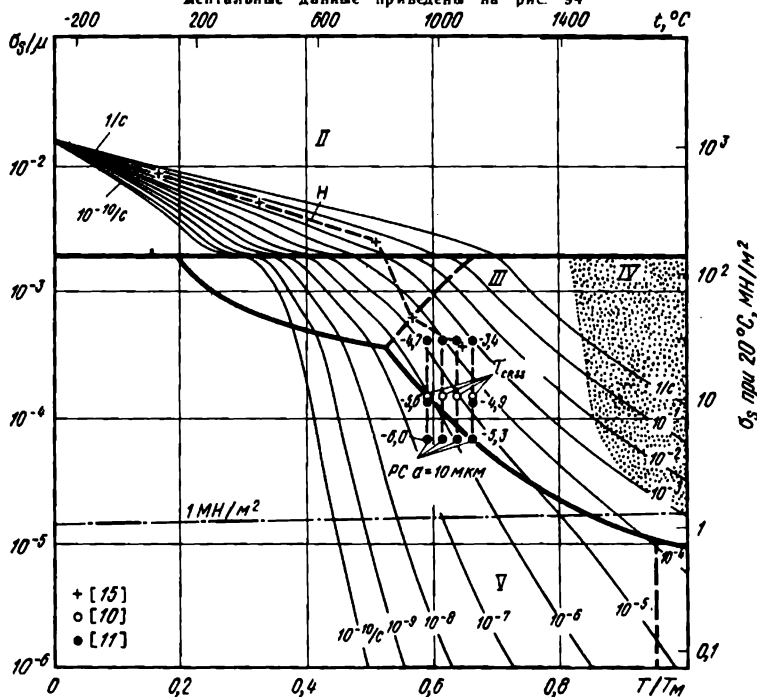


Рис. 97. Карта механизмов деформации CoO с 10-мкм зерном. Числа у кривых — lgv: скорость деформации с\$^{-1}\$; H — твердость; \$\tau_{срм}\$ — критическое сдвиговое напряжение для монокристалла; P.C — сжатие поликристаллических образцов

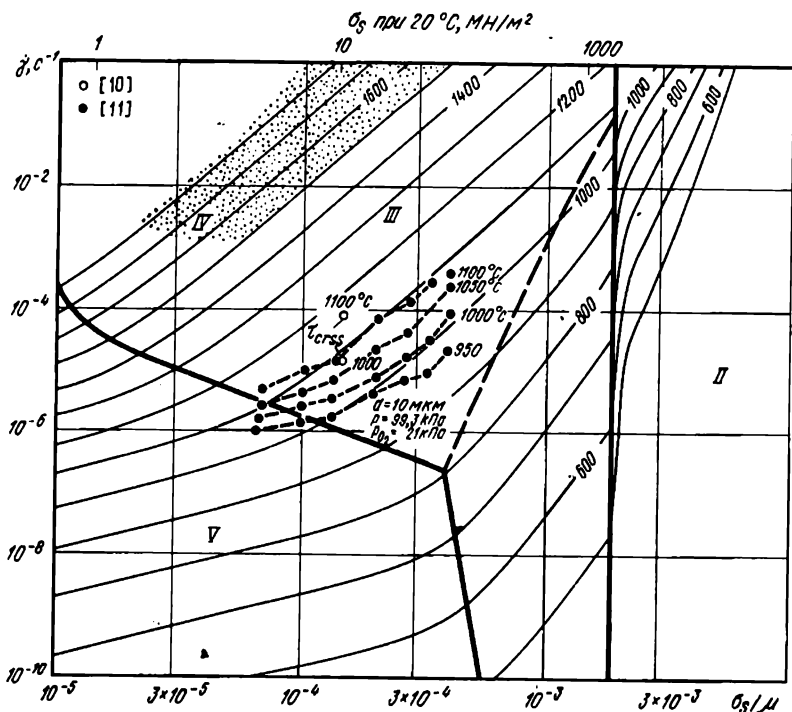


Рис. 98. Карта механизмов деформации CoO с 10-мкм зерном. Числа у кривых — температуры, °C; τ_{crss} — напряжение на установившейся стадии

2. Оксид магния

Величины модуля сдвига и их температурные зависимости рассчитывали по данным для монокристаллов, используя соотношение (11.1), а также результаты измерений при 500—1000 K [23]. Величина нормированной температурной зависимости $(T_M/\mu_0) \cdot d\mu/dT$ выше, чем для других оксидов, однако следует упомянуть, что ее рассчитывали с использованием полученных при низких температурах данных, т. е. в условиях, когда процессы релаксации сведены к минимуму.

Легкое скольжение в MgO происходит в плоскостях, относящихся к семейству $\langle 110 \rangle$ {110} [14]. Скольжение в системе $\langle 011 \rangle$ {100} наблюдают в монокристаллах, подвергнутых нагружению вдоль $\langle 111 \rangle$, и в поликристаллах при высоких температурах; кроме того, такое скольжение реализуется и при испытании поликристаллов при низких температурах [3, 7, 8]. Скольжение именно в этой системе $\langle 011 \rangle$ {100} определяет величину прочности при низких температурах.

В табл. 11 представлены параметры, характеризующие «внешнюю» и «внутреннюю» диффузии кислорода, а также диффузию ионов магния. Скорость контролируемого диффузией течения и

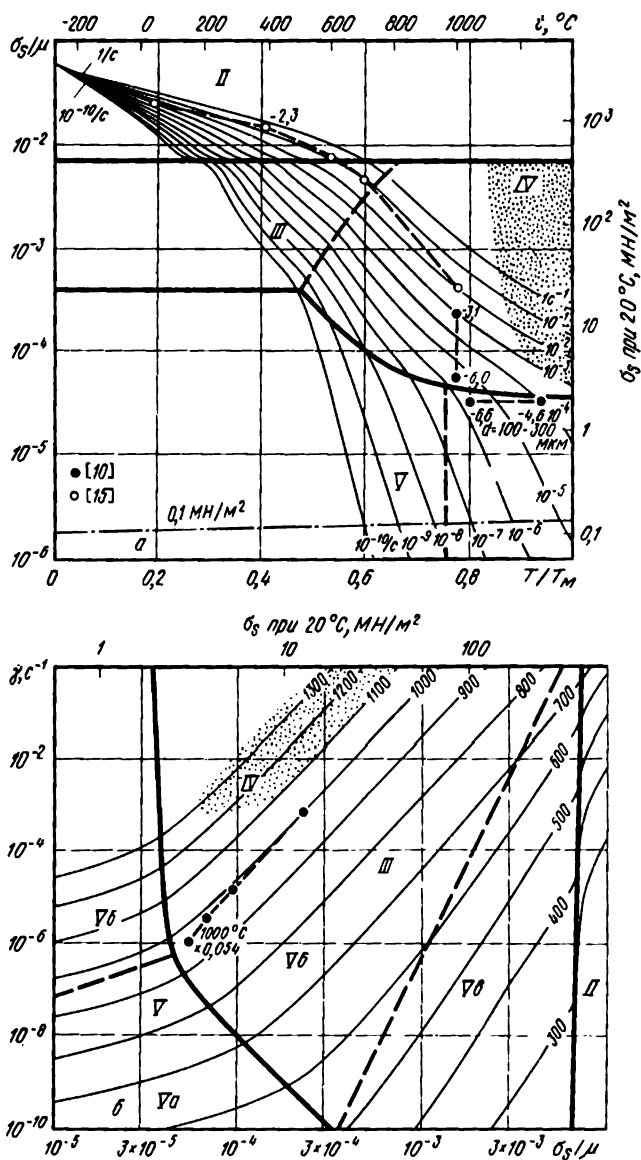


Рис 99. Карта механизмов деформации аустенита Fe-0.05C, $x \approx 0.05$, $d = 10 \text{ мкм}$; числа у кривых — $\lg(\dot{\gamma})$, температуры (t)

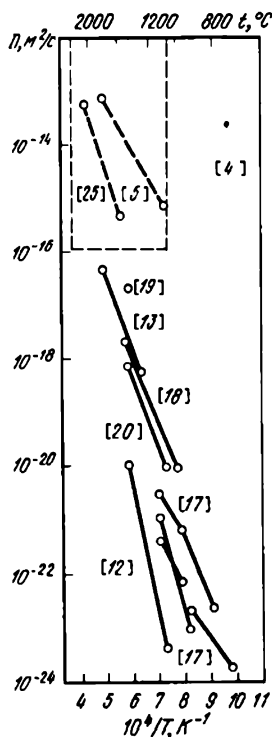


Рис. 100 Данные по диффузии для MgO

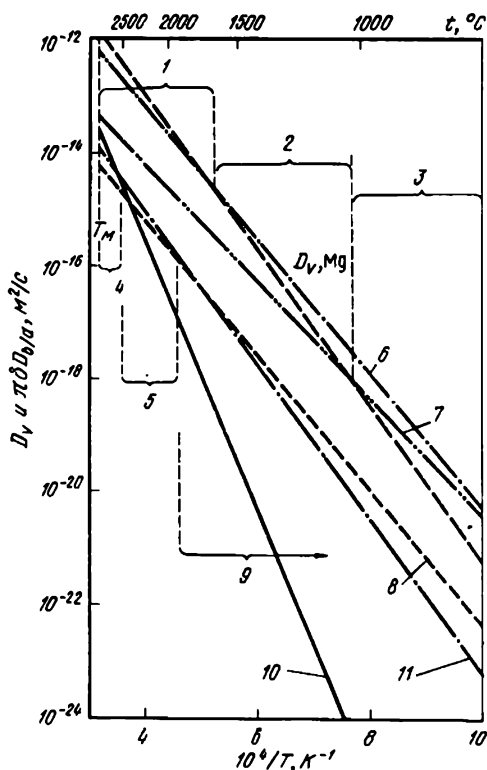


Рис. 101. Различные значения коэффициентов диффузии для MgO с $d=1$ и 100 мкм: 1, 4 — приграничная диффузия кислорода; 2 — объемная диффузия магния; 3 — приграничная диффузия магния; 4, 10 — «внутренняя» диффузия кислорода; 5, 11 — «внешняя» диффузия кислорода; 6 — $\pi\delta D_b$ 10⁻⁶ м, O; 7 — $\pi\delta D_b$ 10⁻⁶ м, Mg; 8 — $\pi\delta D_b$ 10⁻⁷ м O

получести может определяться одним из указанных типов диффузии, а также диффузией по границам зерен (см. рис. 91—96). Экспериментальные данные по диффузии представлены на рис. 100. Используемые параметры были получены следующим образом.

В соответствии с данными [27] объемная диффузия Mg^{2+} в MgO почти всегда определяется внешними причинами и поэтому характеризующие внешнюю диффузию Mg^{2+} параметры основаны на этих данных. Скорость диффузии O^{2-} намного меньше, чем Mg^{2+} . Мы связываем измеренные в работе [13] скорости диффузии O^{2-} ($Q_v = 261$ кДж/моль) со скоростью «внешней» диффузии, а найденные в работе [12] — со скоростью «внутренней» диффузии ($Q_v = 460$ кДж/моль). Исходя из представленных в табл. 11 данных, диффузия O^{2-} становится внутренней при $T > 0,9T_M$. На картах механизмов деформации при $0,9T_M$ проведена пунктирная линия, разделяющая области «внешней» и «внутренней» объемной диффузии кислорода.

Величина энергии активации зернограничной диффузии O^{2-}

принята равной 230 кДж/моль, что согласуется с данными работы [15], полученными при изучении ползучести по Коблу. Значение предэкспоненциального множителя заимствовано из работы Мак-Кензи с сотр. (1971). Характеризующие зернограничную диффузию Mg^{2+} параметры являются просто разумным предположением. Данные относительно диффузии по дислокационным трубкам для O^{2-} были получены авторами [12] при изучении явления сокращения дислокационных петель.

Перечисленные выше параметры, характеризующие диффузию в MgO , позволяют разделить область контролируемого диффузией течения на ряд подобластей, величина которых изменяется в зависимости от величины зерна. В общем случае скорость ползучести определяется механизмом, обеспечивающим наибольшую скорость переноса контролирующих диффузию элементов. При объемной диффузии Mg^{2+} и O^{2-} медленнее диффундирует кислород, хотя даже в последнем случае при переходе от «внутренней» к «внешней» диффузии величина энергии активации будет изменяться. Если же зернограничная диффузия ускоряет перенос кислорода, то скорость деформации может контролироваться объемной диффузией Mg^{2+} . Наконец, если ионы Mg^{2+} перемещаются преимущественно по границам зерен, контролирующим процессом становится зернограничная диффузия кислорода.

Описанная последовательность и характер ее изменения в зависимости от величины зерна иллюстрируются изменением положения и протяженности контролируемого диффузией течения на примере карт механизмов деформации, представленных на рис. 91—96. Их рассчитывали с использованием видоизмененных эффективных коэффициентов диффузии D_{eff} , используемых взамен рассчитанных по уравнению (2.30), а именно:

$$D_O = (D_v)_O + \pi\delta(D_b)_O/d, \quad D_{Mg} = (D_v)_{Mg} + \pi\delta(D_b)_{Mg}/d, \quad D_{eff} = D_{Mg}D_O/(D_{Mg} + D_O).$$

При выборе преимущественно протекающей диффузии («внешней» или «внутренней») в той или иной области карты механизмов деформации предпочтение отдавали происходящей с наибольшей скоростью. Скоростная зависимость лучше всего иллюстрируется кривыми, отражающими зависимости D_v и $\pi\delta D_b/d$ от T^{-1} [24]. На рис. 101 подобные кривые представлены для двух величин зерен: 1 и 100 мкм. Размер (протяженность) областей на картах механизмов деформации для двух величин зерен (рис. 91 и 95) определяется пересечением скоростных зависимостей диффузии на рис. 101, при этом нельзя забывать о том, что преимущественно всегда реализуется механизм, обеспечивающий наибольшую скорость переноса контролирующих диффузию элементов (т. е. элементов, обладающих наиболее слабой диффузионной подвижностью).

Параметры степенного закона ползучести основаны на данных работы [9], полученных при 1200°C; величину A рассчитывали в приближении, что скорость ползучести при этой температуре

контролируется «внешней» диффузией кислорода. Эти параметры хорошо согласуются и с другими опубликованными данными (см. рис. 93 и 94).

Область низкотемпературной пластичности основана на данных работы [16], в которой изучали пластическое течение поликристаллов, и для предотвращения разрушения прикладывали «сдерживающее» внешнее давление 500 МН/м². Результаты [16] согласуются с данными, полученными в работе [26] при измерении твердости и, как ожидалось, они близки к величинам сдвигового напряжения, необходимым для начала скольжения по «неблагоприятной» системе $\{100\} \langle \overline{110} \rangle$ (см. рис. 93).

3. Оксид Co_{1-x}O

На величины модулей и другие свойства CoO существенно влияют отклонение состава этого оксида от стехиометрического и переход из антиферромагнитного в парамагнитное состояние при 289 К [1]. Ниже указанной температуры наблюдается небольшое тетрагональное искажение структуры, и модуль сдвига значительно уменьшается. Мы пренебрегали этими обстоятельствами и рассчитывали μ_0 , используя значения для монокристалла при 300 К, которые представляли соотношением $\mu_0 = [c_{44}(c_{11} - c_{12})/2]^{1/2}$ [1]. В связи с тем, что температурную зависимость модуля не удалось измерить достаточно точно, мы использовали «типичную» величину

$$(T_M/\mu_0)d\mu/dT = -0,3.$$

Как и в случае MgO , легкое скольжение в CoO происходит по системам $\langle \overline{110} \rangle \{110\}$; при необходимости обеспечения условия сплошности материала (аккомодационной деформации) скольжение может дополнительно происходить по менее благоприятным системам $\langle \overline{011} \rangle \{100\}$ [6, 10].

Как и в MgO , кислород является наиболее медленно диффундирующим элементом. Объемная диффузия Co^{2+} в Co_{1-x}O зависит от стехиометрического состава. Основными дефектами являются вакансии ионов кобальта, концентрация x которых уменьшается при уменьшении парциального давления кислорода. Этим обстоятельством определяется то, что Co^{2+} диффундирует по крайней мере в 100 раз быстрее O^{2-} , и для диффузии Co^{2+} требуется намного более низкая энергия активации. Из представленных на рис. 102 данных мы выбрали данные по диффузии кислорода, полученные в работе [4] при парциальном давлении кислорода 20 кПа (0,1 МПа и пересчете на воздух). Эти условия не отвечают возникновению стехиометрического состава CoO , однако являются типичными для большинства данных по ползучести. Зернограничную диффузию в CoO прямо не измеряли, однако приведенные ниже данные по ползучести позволили выбрать представленные в табл. 11 величины. Мы приняли величину энергии активации диффузии по дислокационным трубкам $Q_c = 0,6Q_v$, и при этом отношение Q_c/RT_M приняло величину, близкую к измеренной для MgO .

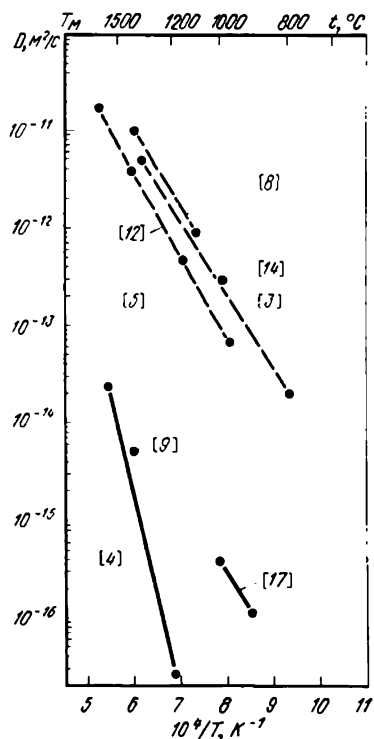


Рис. 102. Данные по диффузии Co (—) и O (---) в CoO

влиях мы имеем дело с ползучестью по Коблу. Считают, что это предположение подтверждается данными работ [7, 16], в которых было определено, что величина энергии активации ползучести поликристаллического CoO под действием низких напряжений составляет 213 кДж/моль. Учитывая эти результаты, мы приняли $Q_p = 200$ кДж/моль ($\sim 0,5Q_v$) и такую величину δD_{O_p} , которая позволяет достичь соответствия результатов, полученных расчетным путем с помощью уравнения (2.29) ползучести по Коблу, с экспериментальными данными [11] для случая низких напряжений. Полученные в [11] данные характеризуются зависимостью от величины зерна вида d^{-2} , что позволило авторам сделать вывод о протекании ползучести по Набарро—Херрингу, а не по Коблу. Однако объемная диффузия кислорода превосходит с наименьшими скоростями, чем наблюдали авторы [11], и если контролирующим процессом является объемная диффузия кобальта, то даже зернограничная диффузия кислорода должна протекать быстрее, чем это было принято нами (см. обсуждение для MgO). Необычный тип зависимости от величины зерна может быть обусловлен близким расположением границы области контролируемого диффузией течения к области чисто дислокационной ползучести.

Наиболее подробно ползучесть поликристаллического CoO изучена в [11]. Измеренная авторами [11] величина энергии активации ползучести составила 301 кДж/моль, что значительно ниже предпочтительно принимаемого значения энергии активации для диффузии кислорода (398 кДж/моль), а также ниже величины, измеренной в [6] при изучении ползучести монокристаллов. Используя последнее, более высокое значение величины энергии активации, нельзя достичь соответствия с данными [11] в широком температурном интервале. Мы выбрали такие описывающие ползучесть параметры, которые позволили достичь хорошего соответствия с экспериментальными данными при 1100 °C.

При низком напряжении и высокой температуре авторы [11] наблюдали ползучесть, приближающуюся к ньютоновой и характеризующуюся малой энергией активации (180 кДж/моль); для некоторых авторов это послужило основанием предположить, что в указанных ус-

Описывающие дислокационное скольжение параметры получены из данных Вестбрука по твердости (с учетом предложенной в [13] коррекции).

Изображенные на рис. 97 и 98 две карты механизмов деформации хорошо согласуются с имеющимся ограниченным количеством данных в широком интервале температур, напряжений и скоростей деформации. Реально наблюдаемое механическое поведение может осложняться переходом от «внутренней» диффузии к «внешней», и переносом кислорода по механизму зернограницной диффузии, и то время, как диффузия кобальта остается объемной. Влияние указанных изменений уже было описано в разделе, посвященном MgO .

4. Оксид Fe_{1-x}O

Данных по упругим константам для монокристаллов FeO нет. В табл. 11 приведена найденная [1] величина модуля сдвига для поликристалла; принята также типичная величина температурной зависимости модуля сдвига, равная $-0,3$. По аналогии с другими рассмотренными в настоящей главе оксидами переходных металлов легкое скольжение в FeO должно происходить по $\langle 110 \rangle$ $\{110\}$; в поликристаллах реализуется также скольжение по $\langle 011 \rangle$ $\{100\}$.

Как и в случае Co_{1-x}O , отклонения от стехиометрического состава влияют на свойства Fe_{1-x}O . Так, например, температура плавления FeO сильно зависит от состава; мы использовали величину $x=0,05$. Однако более важна зависимость от состава скоростей диффузии. Насколько нам известно, объемную диффузию O^{2-} в Fe_{1-x}O не измеряли. Состав оксида всегда сверхстехиометрический, и ион металла меньше иона кислорода. Обе эти причины обуславливают тот факт, что скорость диффузии O^{2-} намного меньше скорости диффузии Fe^{2+} (рис. 103), в результате чего скорость диффузии O^{2-} должна контролировать скорость ползучести. Эта точка зрения подтверждается данными работы [10], в которой было определено, что величина энергии активации ползучести составляет 326 кДж/моль по сравнению со 125 кДж/моль для объемной диффузии Fe^{2+} . Поэтому мы приняли, что $Q_v(\text{O}^{2-}) =$

326 кДж/моль, несмотря на то, что нормированное отношение $Q_v/(RT) = 24$ (это выше, чем для большинства оксидов). Указанное значение мы использовали наряду с величиной предэкспоненциального множителя $D_{0v}(\text{O}^{2-}) = 10^{-2} \text{ м}^2/\text{с}$, что позволяло достичь общего соответствия характеризующих диффузию при температуре плавления параметров с соответствующими величинами для других оксидов. Данных по зернограницной диффузии и диффузии по дислокационным трубкам, в FeO нет. Приведенные в табл. 11 величины являются оценочными.

Описывающие степенной закон ползучести параметры выбраны такими, чтобы достигалось соответствие с данными [10] для

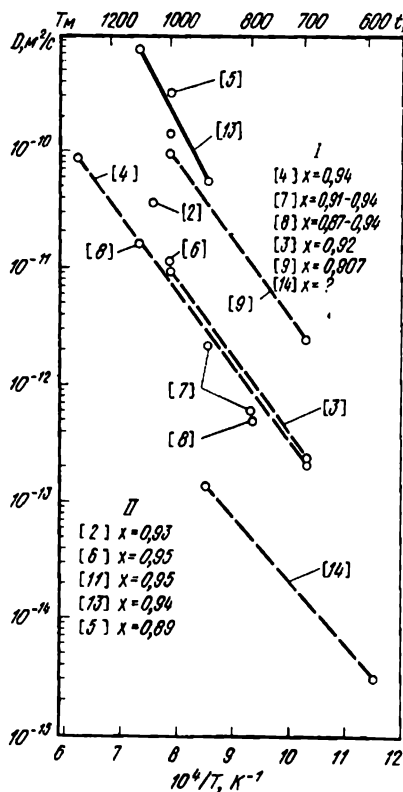


Рис. 103. Данные по диффузии для FeO (юстита): Fe в Fe_xO [I], O в $\text{Fe}_{0.95}\text{O}$ [II]

$x=0,054$. Скорости ползучести Co_{1-x}O и Fe_{1-x}O возрастают с увеличением x ; этот факт не просто объяснить в случае, если ползучесть контролируется диффузией кислорода в собственной подрешетке. Возможно, в этом случае важное значение играет то обстоятельство, что в кислородной подрешетке образуются комплексы дефектов.

Параметры, описывающие контролируемое сопротивлением решетки скольжение, выбраны так, чтобы наблюдалось соответствие с данными измерения твердости [15], скорректированными по методу, предложенному в [12].

Простые карты механизмов деформации (рис. 99) согласуются с указанным ограниченным количеством данных. Следует иметь в виду, что реальное механическое поведение может носить более сложный характер, что было подробно описано в разделе, посвященном MgO .

Глава 13

ОКСИДЫ СО СТРУКТУРОЙ ФЛЮОРИТА (ПЛАВИКОВОГО ШПАТА): UO_2 и ThO_2

Как UO_2 , так и ThO_2 кристаллизуются с образованием структуры флюорита (CaF_2). От большинства других оксидов они отличаются тем, что ион металла больше иона кислорода и, отчасти по этой причине, первый диффундирует медленнее. Оба оксида можно рассматривать как г.ц.к. упаковку ионов металла, в которой ионы кислорода находятся в тетраэдрических порах. Оксиды PuO_2 и CeO_2 по размеру и упаковке ионов аналогичны UO_2 и ThO_2 . Характеры механического поведения разных оксидов рассматриваемого типа сходны и рассмотрены ниже.

Все указанные оксиды существуют в интервале составов. Они обычно имеют сверхстехиометрический состав: UO_{2+x} и ThO_{2+x} .

В нашем случае мы старались подбирать данные для оксидов, по составу близких к стехиометрическому.

Экспериментальные данные и карты механизмов деформации представлены на рис. 104—107. Параметры, использованные при построении карт, обобщены в табл. 12.

Таблица 12. Оксиды со структурой флюорита

Свойства	UO _{2,00}	Th _{2,00}
<i>Кристаллографические и тепловые параметры</i>		
Атомный объем Ω , м ³	$4,09 \cdot 10^{-29}$ [1]	$4,39 \cdot 10^{-29}$ [1]
Вектор Бюргерса b , м	$3,87 \cdot 10^{-10}$ [1]	$3,96 \cdot 10^{-10}$ [1]
Температура плавления T_m , К	3080 [2]	3520 [2]
<i>Модули</i>		
Модуль сдвига при 300 К μ_0 , МН/м ²	$9,39 \cdot 10^4$ [3]	$1,02 \cdot 10^5$ [11]
Температурная зависимость модуля (T/μ_0) ($d\mu/dT$)	-0,35 [4]	-0,48 [12]
<i>Объемная диффузия</i>		
Предэкспоненциальный множитель D_{0v} , м ² /с	$1,2 \cdot 10^{-5}$ [5]	$3,5 \cdot 10^{-5}$
Энергия активации Q_v , кДж/моль	452	625 [13]
<i>Диффузия по границам зерен</i>		
Предэкспоненциальный множитель δD_{gb} , м ³ /с	$2 \cdot 10^{-15}$ [6]	10^{-14} [14]
Энергия активации Q_b , кДж/моль	293	375 [14]
<i>Диффузия по дислокационным трубкам</i>		
Предэкспоненциальный множитель $a_1 D_{dc}$, м ⁴ /с	10^{-25} [7]	10^{-25} [7]
Энергия активации Q_c , кДж/моль	293	375
<i>Степенной закон ползучести</i>		
Экспонента n	4,0	4,0
Постоянная Дорна A	$3,88 \cdot 10^3$ [8]	$5,2 \cdot 10^6$ [15]
<i>Контролируемое препятствиями скольжение</i>		
Напряжение течения при ОК $\hat{\tau}/\mu_0$	$3 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{-3}$
Предэкспоненциальный множитель γ_s , с ⁻¹	10^6 [9]	10^6 [16]
Энергия активации $\Delta F/\mu_0 \cdot b^3$	0,5	0,5
<i>Контролируемое сопротивлением решетки скольжение</i>		
Напряжение течения при ОК $\hat{\tau}_p/\mu_0$	$2 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-2}$
Предэкспоненциальный множитель $\hat{\gamma}_p$, с ⁻¹	10^{11} [10]	10^{11} [17]
Энергия активации $\Delta F_p/\mu_0 \cdot b^3$	0,08	0,08

Примечание. При составлении таблицы использовались данные: [1] $\Omega = a^3/4$ - объем одной молекулы UO₂ или ThO₂, $b = \frac{1}{2}a <110>$, где a - период решетки; [2] Shunk (1969); [3] Wachtman et al (1965); $\mu_0 = [\frac{1}{2} c_{44}(c_{11} - c_{12})]^{1/2}$; [4] Marlowe and Kaznoff (1976); $\mu = \mu_0(1 + \frac{T-300}{T_m})(\frac{T_m}{dT})$; [5] диффузия ионов урана; см. также кривые диффузии для UO₂ (рис. 108). Эти параметры согласно

суются с результатами измерений Mc Namara (1963). Их выбор был обусловлен тем, что они занимают центральное положение среди данных, описываемых кривой диффузии. D_0 ; $D_{0\text{exp}} \cdot (Q_0/RT)$; [6] диффузия ионов урана; Alcock et al. (1966); $\delta D_0 = \delta D_{0\text{exp}} - (Q_0/RT)$; [7] вызывающее сомнение оценочное значение, основанное на данных для D_0 , $a \cdot D_0 = a \cdot D_{0\text{exp}} \cdot (Q_0/RT)$; [8] основано на данных Potrat and Yust (1968); эти параметры точно совпадают с данными, полученными при 1535 °C (см. рис. 105); величина A относится к ползучести при растяжении; карты механизмов деформации рассчитывали, используя $A = (\sqrt{3}) \cdot \sigma \cdot \dot{\epsilon} \cdot t$; [9, 10] экспериментальных данных мало. Эти параметры позволяют достичь удовлетворительного соответствия с результатами измерений Radford and Terwilliger (1975) и Rik (1971); [11] Bechmann and Hearmon (1969); см. также ссылку [3]; [12] Spinner et al. (1963); см. также ссылку [4]; [13] диффузия ионов тория; см. также кривую диффузии для ThO_2 (рис. 108); эти параметры согласуются с результатами измерений King (1971), их выбор определялся тем, что энергия активации близка к соответствующему значению для степенного закона ползучести; [14] диффузия ионов тория; параметры согласуются с данными King (1968), а величина энергии активации согласуется с некоторыми данными по ползучести — см. текст; [15] основано на данных Wolfe and Kaufman (1967); см. рис. 107 и ссылку [8]; [16, 17] основано на данных Ryschkewitch (1941, 1942).

1. Общие закономерности деформации оксидов со структурой флюорита

При низких температурах оксиды со структурой флюорита характеризуются большой величиной сопротивления решетки движению дислокаций, которая и определяет достаточно высокую механическую прочность этих соединений при $T \leq 0,4T_M$. Результаты определения твердости и испытаний на сжатие показывают, что при $T=0$ напряжение течения $\sim \mu/50$.

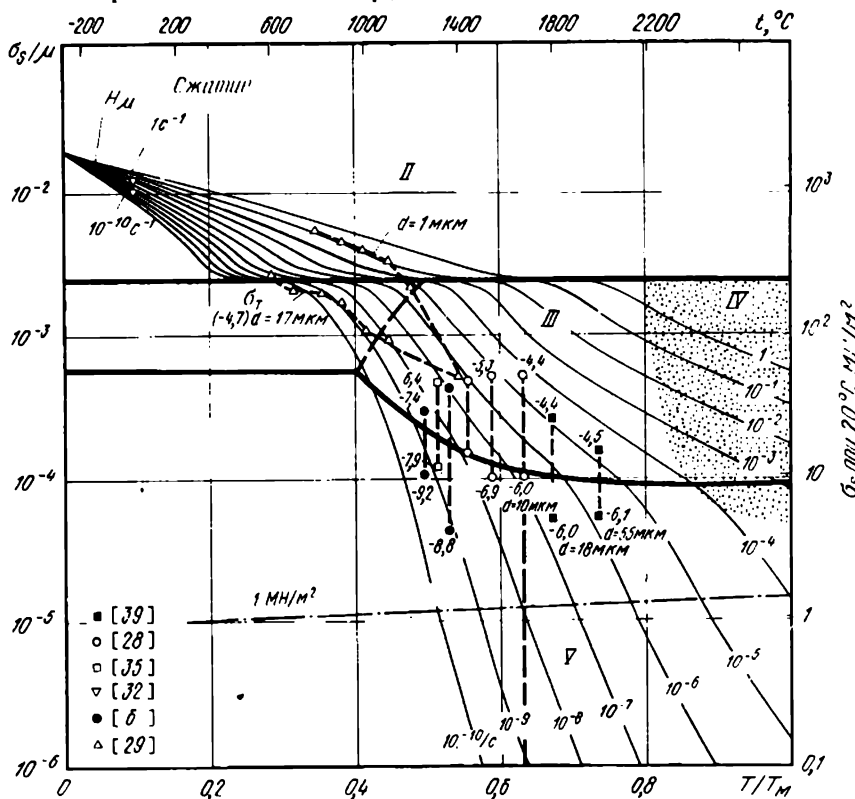


Рис. 104. Карта механизмов деформации $\text{UO}_{2,00}$ с 10-мкм зерном. Числа у кривых $\lg \dot{\epsilon}$, σ_s — напряжение течения

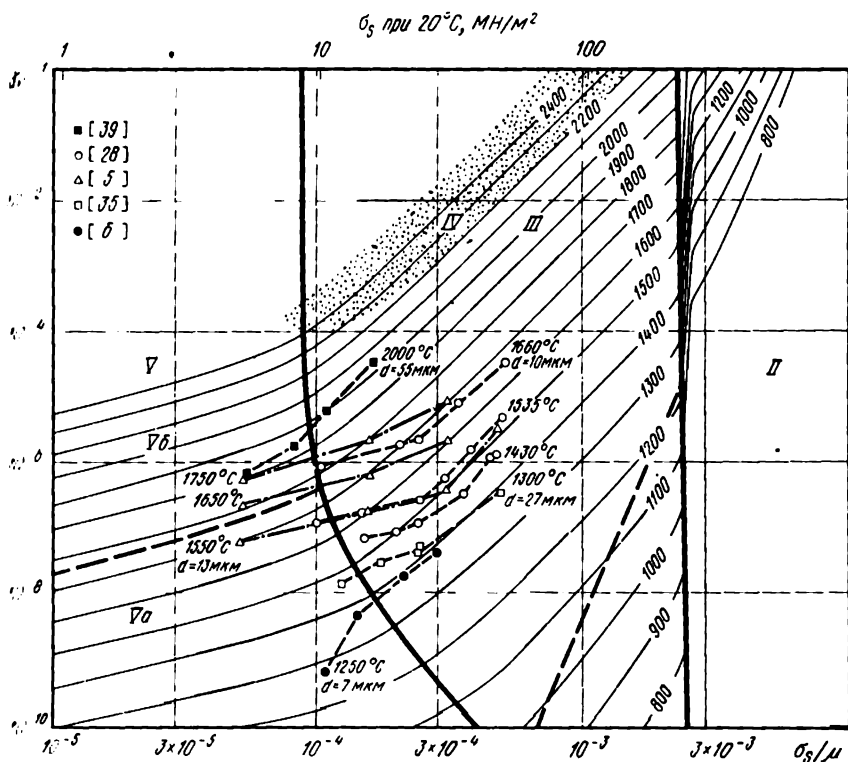


Рис. 105. Карта механизмов деформации в координатах напряжение — скорость деформации для $UO_{2,00}$ с 10-мкм зерном. Числа у кривых — температуры, °C

При $T > 0,4T_M$ оксиды деформируются ползучестью. Данные для UO_2 и ThO_2 наряду с картами механизмов деформации представлены на рис. 104—107. При высоких напряжениях и большей величине зерна эти оксиды деформируются в соответствии с подчиняющейся степенному закону ($n=4$) ползучестью. Даже несмотря на то, что ионы металла диффундируют медленнее, общая скорость ползучести зависит от величины парциального давления кислорода и окружающей атмосфере. Авторы [1], опубликовавшие обзор по ползучести оксидов со структурой флюорита, отмечали, что скорость ползучести UO_{2+x} возрастает, а энергия активации ползучести уменьшается при увеличении количества избыточного кислорода (x); это, по-видимому, связано с тем, что кислород стабилизирует вакансию в подрешетке урана, увеличивая диффузию ионов последнего. Для соединения состава $UO_{2,00}$ максимальная энергия активации ползучести 561 кДж/моль.

При более низких напряжениях оксиды деформируются в соответствии с хорошо известным механизмом контролируемого диффузией течением, в ряде случаев сопровождающегося существованием порогового напряжения. Ползучесть носит почти линейно-вязкий характер ($n \approx 1$) и в значительной степени зависит от величины зерна.

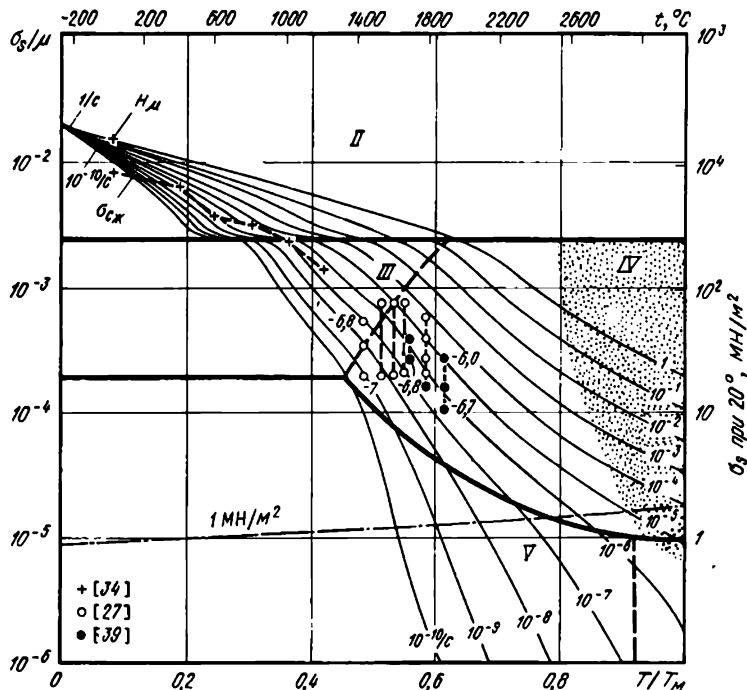


Рис. 106. Карта механизмов деформации ThO_{200} с 100-мкм зерном. Числа у кривых — $\lg \dot{\gamma}$; $\sigma_{сж}$ — прочность при сжатии

Карты механизмов деформации показывают, что эта ползучесть надежно описывается с помощью скоростной зависимости для контролируемого диффузией течения [уравнение (2.29)].

Данных для UO_2 больше, чем для ThO_2 , хотя для обоих оксидов ощущается недостаток в надежных результатах измерения твердости. Анализ карт механизмов деформации UO_2 показывает, что они достаточно точно описывают имеющиеся экспериментальные данные во всех трех областях. Карты механизмов деформации ThO_2 менее надежны. Но соответствие между картами для двух типов оксидов достаточно хорошее, и можно прийти к выводу, что в нормированных координатах механическое поведение этих оксидов интерпретируется аналогично. По этой причине полагаем, что оксиды со структурой флюорита, в которых катион больше аниона, по-видимому, образуют механически подобный класс, а PuO_2 и оксиды редкоземельных металлов, типичным представителем которых является CeO_2 , характеризуются механическим поведением, очень близким к наблюдаемому для UO_2 .

2. Оксиды UO_2 и ThO_2

Наиболее предпочтительные данные для двух указанных оксидов приведены в табл. 12. Модуль сдвига рассчитывали по данным для

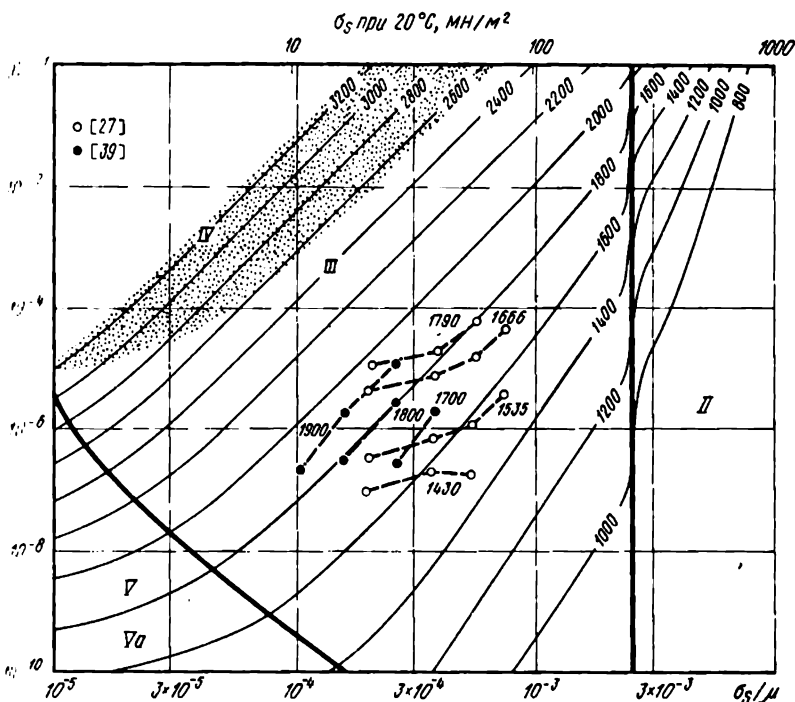


Рис. 107. Карта механизмов деформации в координатах напряжение — скорость деформации для $\text{ThO}_{2,00}$ с величиной зерна 10 мкм. Числа у кривых — температуры, °C

монокристалла, используя соотношение (11.1). Температурную зависимость модуля получали из данных для поликристаллических образцов.

Температура плавления этих оксидов зависит от стехиометрического состава. Используемые нами величины заимствованы из работы [6] и относятся к соединениям состава $\text{UO}_{2,00}$ и $\text{ThO}_{2,00}$. Скольжение в обоих оксидах происходит по плоскостям {100}, {110} и {111}, в направлении $\langle 110 \rangle$ [12, 13].

Данные по диффузии для двух оксидов представлены на рис. 108. В рассматриваемом классе оксидов ионы металла диффундируют медленнее (пунктирные линии) и поэтому должны контролировать ползучесть и определяемое диффузией течение (более детальное обсуждение этого аспекта см. в гл. 12, в разделе, посвященном MgO). Хотя и существует определенный разброс в рассматриваемых величинах энергии активации диффузии ионов металла, тем не менее из представленных на рисунках данных следует, что абсолютные величины согласуются достаточно хорошо. (Результаты измерений диффузии кислорода характеризуются значительно большим разбросом, что частично связано с трудностями проведения измерений, а частично — с влиянием отклонений от стехиометрического состава). Для каждого из рассматриваемых оксидов мы выбрали наибольшую энергию активации объемной

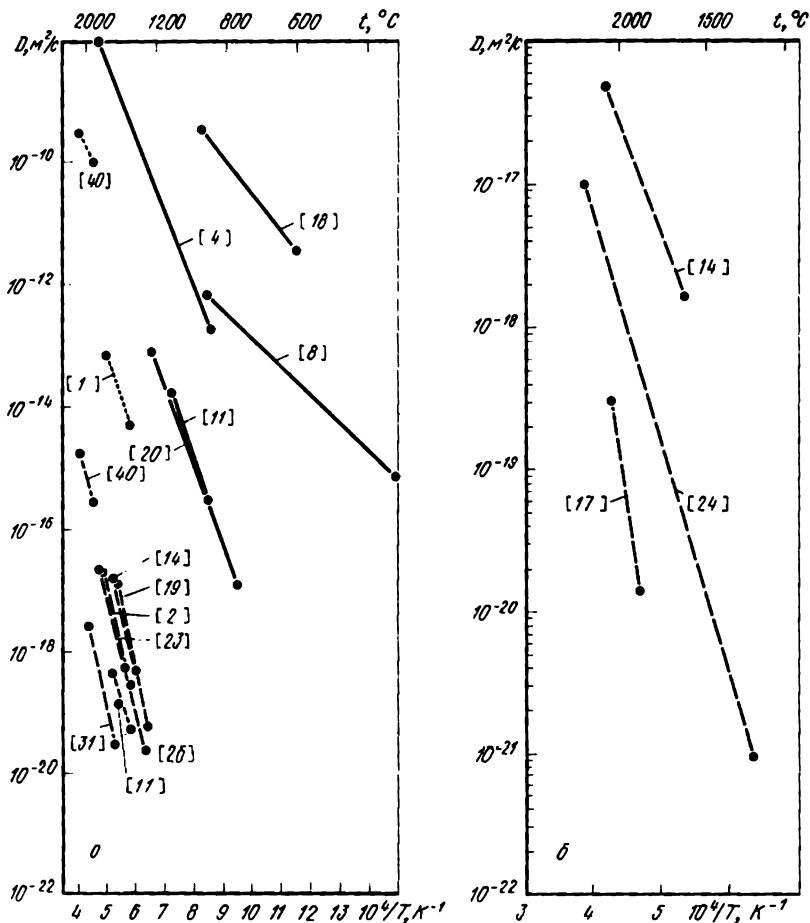


Рис. 108. Диффузия:
 а—U в UO_2 (пунктирные линии соответствуют приграничной диффузии); б—Th в ThO_2
 ([14] — 100-мкм поликристаллический, [17, 24] — монокристаллические образцы,
 $D = 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/\text{с}$ при 1370 K)

диффузии (Q_v) ионов металла: 452 кДж/моль для UO_2 и 625 кДж/моль для ThO_2 . Подобный выбор позволил достичь наилучшего соответствия с рассматриваемыми ниже данными по ползучести.

Зернограничную диффузию ионов металла измеряли в UO_2 . Мы использовали данные [1], в соответствии с которыми скорость зернограничной диффузии ионов металла на три порядка ниже, чем измеренная авторами [40] при $0,5T_M$. Но использование этих значений в уравнении, описывающем контролируемую диффузией ползучесть, позволяет достичь наилучшего соответствия с данными [28], причем, расчетные значения скорости ползучести на порядок меньше наблюдаемых величин.

При расчете параметров, характеризующих степенной закон ползучести, мы использовали энергию активации для объемной

самодиффузии ионов металла, приведенную в табл. 12, и окончательно выбирали такие параметры n и A , которые позволяли получить наилучшее соответствие со степенным законом ползучести. Как следует из представленных на рис. 105 данных, выбранные нами величины n и A для UO_2 согласуются с данными [28], полученными при $1535^\circ C$, и позволяют достичь удовлетворительного соответствия с другими (полученными при высоких напряжениях) данными для соединения стехиометрического состава UO_2 в интервале $1400-2000^\circ C$. Выбранные для ThO_2 величины n и A , характеризующие степенной закон ползучести (см. рис. 107), согласуются с данными [39] в интервале $1700-1900^\circ C$. Эти величины позволяют достичь удовлетворительного соответствия с полученными при высоких напряжениях данными [27].

При более низких напряжениях и меньшей величине зерна ползучесть в UO_2 носит вязкий (ньютоновский) характер ($n=1$) и сильно зависит от размера зерна [5, 6, 27, 28, 35]. Данные для обоих оксидов совпадают с расчетными для области контролируемого диффузией течения, обычно учитывающего миграцию границ зерен и в ряде случаев связанного с существованием порогового напряжения [6]. В качестве примера можно привести результаты изучения в [27] ползучести при сжатии ThO_2 с величиной зерна 10 мкм. Авторы [27] определили величину энергии активации ползучести 470 ± 30 кДж/моль, что составляет три четверти от соответствующего значения для объемной самодиффузии ионов Th. Абсолютная величина скорости ползучести в 10^4 раз превышает значение, рассчитанное с помощью уравнения Набарро—Херринга, и в то же время хорошо согласуется со значениями, рассчитанными с использованием уравнения Кобла [гл. 2, уравнение (2.29)]. Мы приняли $Q_b = 0.6Q_v$ и $\delta D_{O_b} = 10^{-14}$ м²/с, что позволяет адекватно описать результаты измерения с учетом преимущественной диффузии по малоугловым границам [16]; использование указанных значений для описания ползучести по Коблу в ThO_2 позволило получить удовлетворительное соответствие расчетных значений с наблюдаемыми величинами скоростей ползучести.

Данные по ползучести для обоих оксидов были получены на образцах с величиной зерна от 7 до 55 мкм. Анализ карт механизмов деформации, построенных для образцов с зерном величиной 10 мкм, позволяет прийти к выводу, что расчетное положение границы между областями степенного закона ползучести и контролируемого диффузией течения нанесено неточно; эта граница лежит при слишком низких напряжениях. Следует помнить, что диффузия и ползучесть в этих оксидах зависят от стехиометрического состава и чистоты по примесям и в связи с этим низкая величина энергии активации ползучести, полученная авторами [27], может быть связана с тем, что диффузия определяется именно этими «внешними» факторами.

Описывающие низкотемпературную пластичность UO_2 параметры, приведенные в табл. 12, основаны на результатах [29] измерения предела текучести, твердости при комнатной температуре и

прочности при сжатии [32]. Соответствующие параметры для ThO_2 основываются на данных по прочности при сжатии, полученных в работе [34].

Глава 14

ОКСИДЫ СО СТРУКТУРОЙ α -ОКСИДА АЛЮМИНИЯ: Al_2O_3 , Cr_2O_3 и Fe_2O_3

Три оксида имеют структуру α -оксида алюминия: Al_2O_3 (корунд или сапфир), Cr_2O_3 и Fe_2O_3 (гематит). Элементарная ячейка яв-

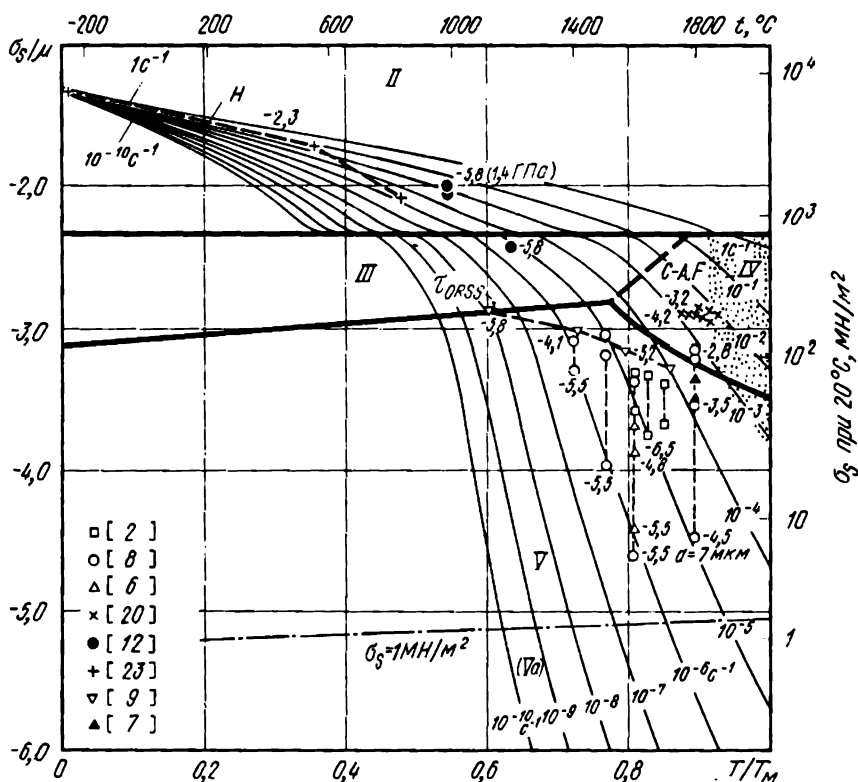


Рис. 109. Карта механизмов деформации Al_2O_3 с 10-мкм зерном. Числа у кривых $\lg \dot{\epsilon}$; H — твердость; C.A.F. — вытянутость в направлении оси C; τ_{GRSS} — скольжение по призматическим плоскостям

Рис. 110. Карта механизмов деформации $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ с 10-мкм зерном. Числа у кривых — температуры, °C. Данные для образцов с большим зерном — на рис. 112

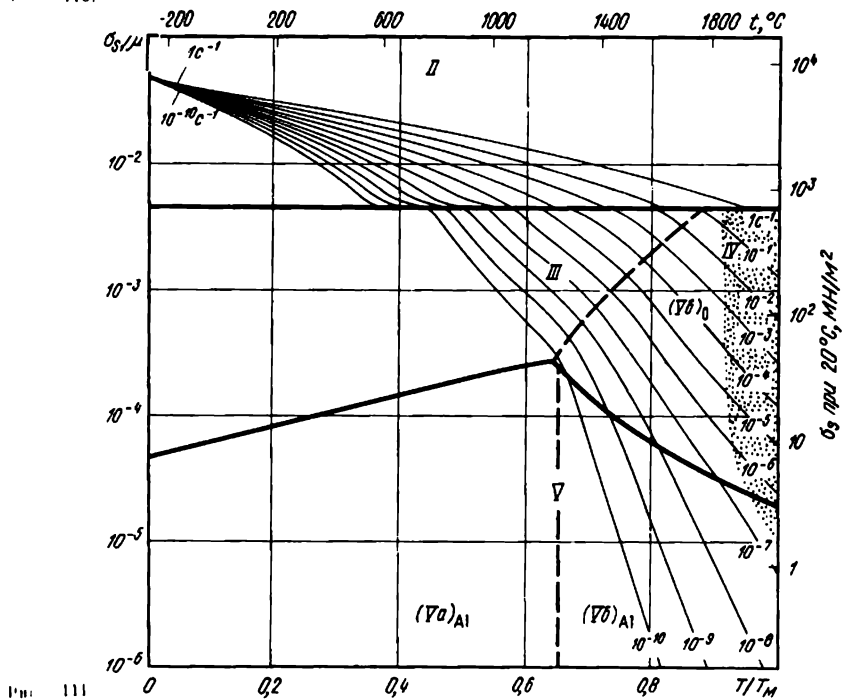
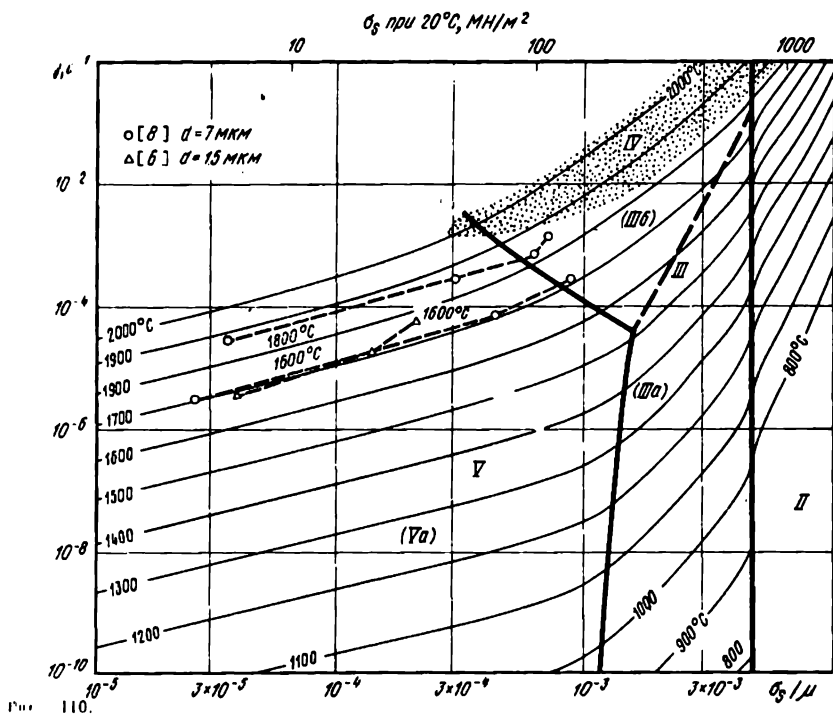
Рис. 111. Карта механизмов деформации Al_2O_3 с 100-мкм зерном

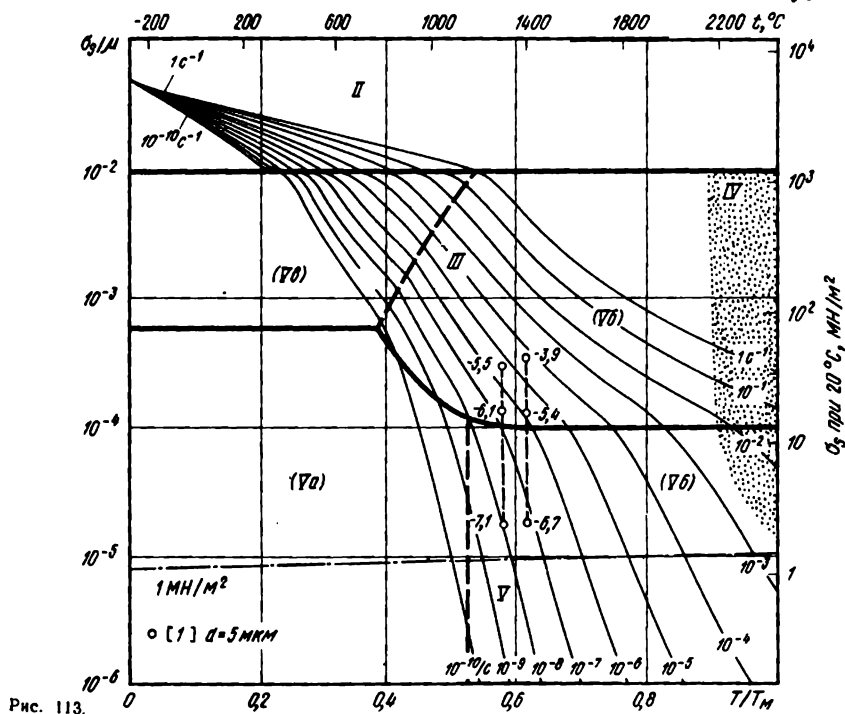
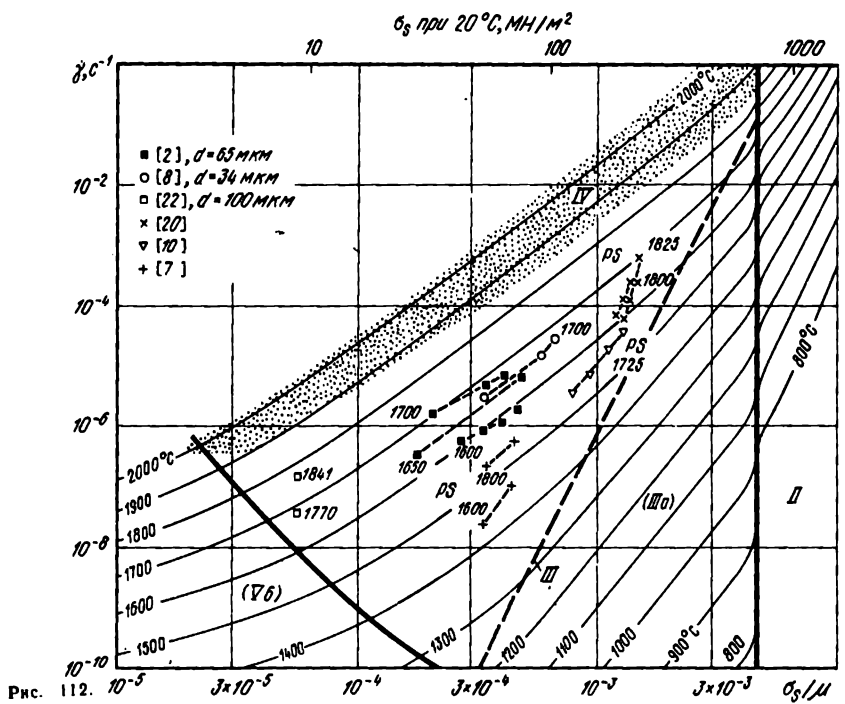
Рис. 112. Карта механизмов деформации $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ с 100-мкм зерном. Числа у кривых — температуры, °C; P.S. — скольжение по пирамидальным плоскостям

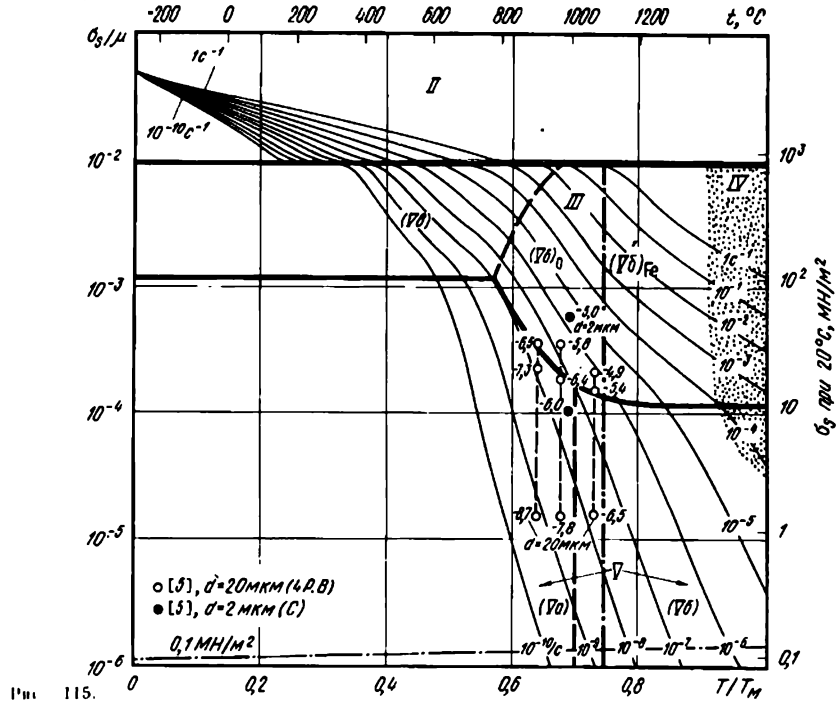
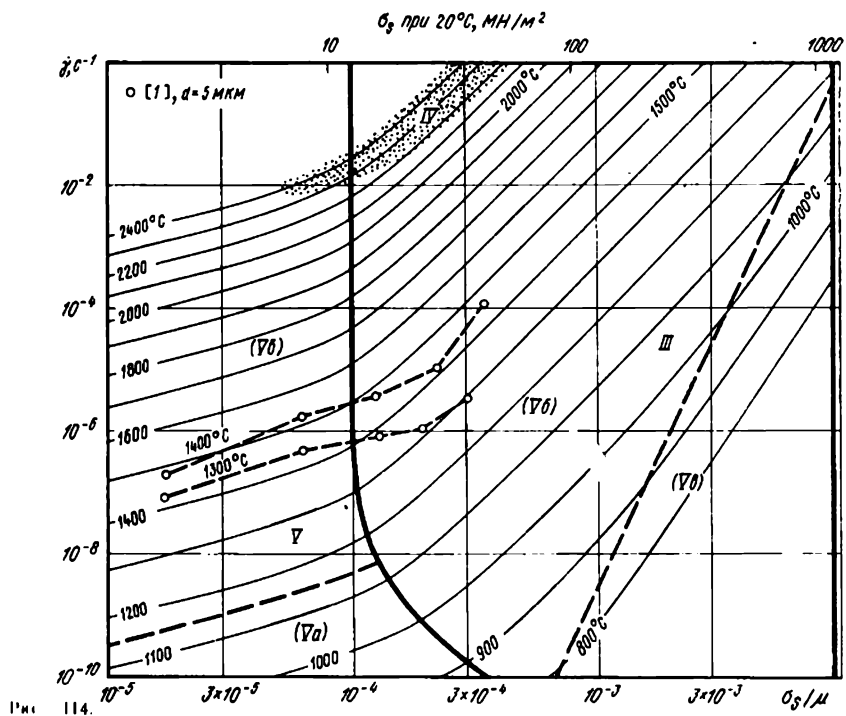
Рис. 113. Карта механизмов деформации Cr_2O_3 с 10-мкм зерном. Числа у кривых — $\lg \dot{\epsilon}$

Рис. 114. Карта механизмов деформации Cr_2O_3 с 10-мкм зерном. Числа у кривых — температуры, °C

Рис. 115. Карта механизмов деформации Fe_2O_3 в координатах температура — напряжение с 10-мкм зерном. Числа у кривых — $\lg \dot{\epsilon}$; (4P.B) — 4-точечный изгиб; (C) — сжатие







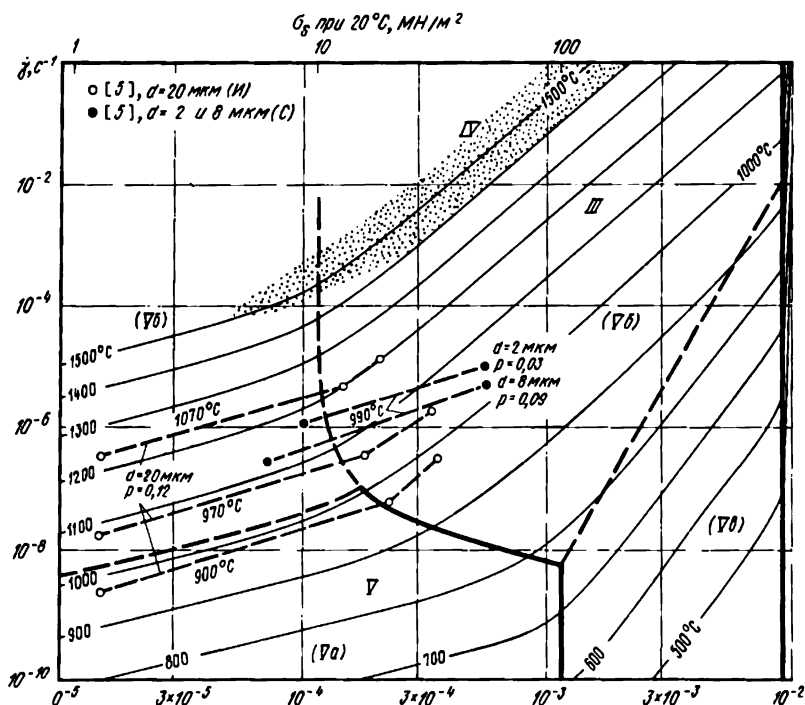


Рис 116. Карта механизмов деформации Fe_2O_3 с 10-мкм зерном. Числа у кривых — температуры, °С. И — изгиб, С — сжатие

ляется ромбоэдрической, однако ее удобно представлять и как имеющую большие размеры гексагональную элементарную ячейку. Ионы кислорода образуют гексагональную плотную упаковку, две трети октаэдрических положений которой заняты ионами металла. Не занятые октаэдрические положения являются упорядоченными в каждом плотноупакованном слое и чередуются между слоями, повторяясь в каждом третьем слое. Гексагональная элементарная ячейка включает шесть содержащих кислород слоев.

Рассматриваемые оксиды, в общем случае, являются более твердыми и тугоплавкими по сравнению с оксидами со структурой каменной соли; они сохраняют прочностные характеристики до более высоких температур. Оксид алюминия используют в качестве конструкционной керамики, а также в качестве абразива и как наплавляемое (или напыляемое) покрытие для режущего инструмента. Наиболее важной областью использования оксида хрома является, по-видимому, его нанесение в качестве поверхностного слоя на нержавеющие стали и сплавы на никелевой основе.

Параметры, использованные при построении карт механизмов деформации трех оксидов (рис. 109—116), обобщены в табл. 13.

Таблица 13. Оксиды со структурой α - Al_2O_3

Свойства	Al_2O_3	Cr_2O_3	Fe_2O_3
<i>Кристаллографические и тепловые параметры</i>			
Атомный объем Ω , м^3	$4,25 \cdot 10^{-29}$	$4,81 \cdot 10^{-29}$ [8]	$5,03 \cdot 10^{-29}$
Вектор Бюргерса b , м	$4,76 \cdot 10^{-10}$	$4,96 \cdot 10^{-10}$ [8]	$5,03 \cdot 10^{-10}$
Температура плавления T_m , К	2320	2710	1840 [15]
<i>Модули</i>			
Модуль сдвига при 300 К μ_0 , МН/м^2	$1,55 \cdot 10^5$ [1]	$1,30 \cdot 10^5$ [9]	$8,82 \cdot 10^4$ [16]
Температурная зависимость модуля $(T_m/\mu_0) d\mu/dT$	-0,35 [1]	-0,33 [10]	-0,2 [17]
<i>Объемная диффузия: ионы кислорода</i>			
Предэкспоненциальный множитель $D_{0\text{к}}$, $\text{м}^2/\text{с}$	0,19 [2]	$1,59 \cdot 10^{-3}$ [11]	$2,04 \cdot 10^{-4}$ [18]
Энергия активации $Q_{0\text{к}}$, кДж/моль	636 [2]	423 [11]	326 [18]
<i>Объемная диффузия: ионы металла</i>			
Предэкспоненциальный множитель $D_{0\text{м}}$, $\text{м}^2/\text{с}$	$2,8 \cdot 10^{-3}$ [3]	—	40 [19]
Энергия активации $Q_{0\text{м}}$, кДж/моль	477 [3]	—	469 [19]
<i>Диффузия по границам зерен: ионы кислорода</i>			
Предэкспоненциальный множитель $\delta D_{0\text{к}}$, $\text{м}^3/\text{с}$	10^{-8} [4]	10^{-15} [12]	$4 \cdot 10^{-13}$ [20]
Энергия активации $Q_{\delta\text{к}}$, кДж/моль	380 [4]	240 [12]	210 [21]
<i>Диффузия по границам зерен: ионы металла</i>			
Предэкспоненциальный множитель $\delta D_{0\text{м}}$, $\text{м}^3/\text{с}$	$8,6 \cdot 10^{-10}$ [5]	—	—
Энергия активации $Q_{\delta\text{м}}$, кДж/моль	419 [5]	—	—
<i>Диффузия по дислокационным трубкам</i>			
Предэкспоненциальный множитель $a_{\text{с}} D_{0\text{с}}$, $\text{м}^4/\text{с}$	10^{-22} [4]	10^{-25} [12]	$2,0 \cdot 10^{-25}$ [12]
Энергия активации $Q_{\text{с}}$, кДж/моль	380 [4]	240 [12]	210 [12]
<i>Степенной закон полупроводимости</i>			
Экспонента n	3,0 [6]	4,0 [13]	3,5 [22]
Постоянная Дорна A	3,38 [6]	$1 \cdot 10^3$ [13]	5,0 [22]
Энергия активации $Q_{\text{ср}}$, кДж/моль	—	—	—

Свойства	Al_2O_3	Cr_2O_3	Fe_2O_3
<i>Контролируемое препятствиями скольжение</i>			
Напряжение течения при ОК $\hat{\tau}_{\mu_0}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-3}$
Предэкспоненциальный множитель $\dot{\gamma}_0$, c^{-1}	10^6	10^6	10^6
Энергия активации $\Delta F/(\mu_0 b^3)$	0,5	0,5	0,5
<i>Контролируемое сопротивлением решетки скольжение</i>			
Напряжение течения при ОК $\hat{\tau}_p/\mu_0$	0,05 [7]	0,05 [14]	0,05 [14]
Предэкспоненциальный множитель $\dot{\gamma}_p$, c^{-1}	10^{11} [7]	10^{11}	10^{11}
Энергия активации $\Delta F/(\mu_0 b^3)$	0,032 [7]	0,032 [14]	0,032 [14]

Примечание. При составлении таблицы использовались данные: [1] Telft (1966); $\mu_0 = \{ (c_{11}/2) (c_{11} - c_{12}) - c_{12}^2 \}^{1/2}$, $\mu = \mu_0 \{ 1 + [(T - 300)/T_M] (TM/\mu_0) d\mu/dT \}$; [2] Oishi and Kingery (1960), «внутренняя» диффузия кислорода, см. по тексту; $D_v = D_0 \exp(-Q_0/RT)$; [3] Paladino and Kingery (1962); [4] определено с использованием соотношений: $Q_a = Q_c = 0,6Q_0$ («внутренняя» диффузия), $6D_a = 6D_0 \exp(-Q_0/RT)$, $a_c D_c = a_c D_0 \exp(-Q_c/RT)$ [5] Cannon and Coble (1974); [6] основано на данных, полученных Саллоп (1971) при высоких напряжениях в температуре 1650 °C в предположении, что Q_{cr} равна соответствующему значению энергии активации «внутренней» диффузии кислорода. Величина A относится к ползучести при растяжении; карты механизмов деформации рассчитаны с использованием соотношения $A = (\sqrt{3})^{n+1} A$; [7] принято с целью достижения соответствия с данными Westbrook (1966); [8] основано на значениях $a = 4,96$ А и $c = 13,58$ А; [9] Rossi and Lawrence (1970), данные для поликристаллов; [10] Jevtushenko and Levitin (1961); данные для поликристаллов, см. ссылку [1]; [11] Hagel (1965); [12] оценочное значение, см. [4]; [13] Burton (1975), см. [6]; [14] принята такая же величина, как для Al_2O_3 ; [15] см. текст; [16] Chouand Sha (1971), см. [1]; [17] Anderson et al. (1968), данные для поликристаллов, см. [1]; [18] Hagel (1966); [19] Linder et al. (1952) с учетом поправок Hagel (1966); [20] принято для достижения соответствия с данными по ползучести (см. текст); [21] Channing and Graham (1972); [22] Crouch (1972); см. [6].

Для всех рассматриваемых оксидов скольжение, контролируемое препятствиями, характеризуется $\hat{\tau}_{\mu_0} = 0,005$ (при $T = 0$), $\dot{\gamma}_0 = 10^6 c^{-1}$, $\Delta F/(\mu_0 b^3) = 0,5$, а скольжение, контролируемое сопротивлением решетки, — $\hat{\tau}_p/\mu_0 = 0,05$, $\dot{\gamma}_p = 10^{11} c^{-1}$, $\Delta F/\mu_0 b^3 = 0,032$.

1. Общие закономерности механического поведения оксидов со структурой α -оксида алюминия

Как уже было сказано, рассматриваемые оксиды в общем случае более прочны, чем оксиды со структурой каменной соли. Сравнивая карты механизмов деформации для α -оксида алюминия (рис. 109—112) с картами для MgO (рис. 91—94), можно заключить, что сопротивление решетки движению дислокаций сохраняется до намного более высокой температуры ($0,5T_M$ вместо $0,3T_M$) и что ползучесть при тех же величинах σ_s/μ и T/T_M протекает почти в десять раз медленнее. Частично указанное различие обусловлено структурой α -оксида алюминия, накладывающей особые

(жесткие) ограничения на процесс скольжения, которые не существуют в простой гексагональной плотной упаковке ионов. В связи с упорядоченным заполнением октаэдрических положений в решетке определенные сдвиговые деформации приводят к возникновению дефектов упаковки; к такого рода деформациям относятся простой сдвиг по базисной плоскости и простое двойникование. Вообще говоря, оба эти вида деформации происходят с трудом. Системами четкого скольжения остаются все те же, лежащие в базисной плоскости (скольжение в менее «благоприятных» призматических и пирамидальных системах наблюдается лишь при высоких температурах), однако, в среднем, прочность выше, чем в более простых оксидах.

Ни α -оксид алюминия, ни Cr_2O_3 не характеризуются существенным отклонением от точного стехиометрического состава. Оба оксида существуют в разных аллотропических модификациях, определяемых температурой и давлением, однако данных относительно другой (кроме рассматриваемой здесь) аллотропической модификации нет, и мы пренебрегаем указанным фактом. В отличие от двух рассмотренных выше оксидов гематит является стабильным в широком интервале составов (в зависимости от величины парциального давления кислорода) и перед плавлением распадается с образованием Fe_3O_4 и кислорода.

Использование приведенных в гл. 2 простых скоростных зависимостей для описания оксидов со структурой оксида алюминия вызывает ряд проблем. Во-первых, возникают трудности при сопоставлении механического поведения моно- и поликристаллов. Как при низких температурах, так и в случае ползучести пластическая деформация поликристалла возможна лишь в случае действия четырех или пяти независимых систем скольжения; скольжения лишь в базисной плоскости недостаточно. Величина напряжения течения поликристалла отражает средневзвешенное значение величин «прочностей», реализуемых в каждой из этих систем и, в общем случае, ближе к прочности для скольжения в «неблагоприятной» системе [13]. При необходимости мы принимали, что величина напряжения течения поликристалла равна соответствующему значению для скольжения по плоскостям «неблагоприятной» системы. Аналогично принимали, что твердость связана со сдвиговой прочностью при скольжении в «неблагоприятной» системе коэффициентом $3\sqrt{3}$.

Другая возникающая проблема связана с усреднением коэффициентов диффузии компонентов, рассмотренном в гл. 12, п. 1, применительно к оксидам со структурой каменной соли. Закон массопереноса требует перемещения металла и кислорода в соотношении 2:3. Поэтому эффективный коэффициент диффузии

$$D_{\text{eff}} = 5D_{\text{O}} / D_{\text{Me}} (3D_{\text{Me}} + 2D_{\text{O}}).$$

Этот коэффициент и следует использовать вместо коэффициента объемной диффузии. В случае контролируемого диффузией течения

проблема заключается в использовании правильного значения молекулярного объема, Ω . В случае, когда более медленно диффундирующим элементом является кислород, справедливо следующее соотношение:

$$\Omega_{\text{eff}} = \Omega / 3,$$

где Ω — объем, связанный с молекулой Al_2O_3 (при выходе каждого из атомов кислорода на поверхность производится работа $2\Omega/3$). В случае, когда более медленно диффундируют ионы металла, выражение для соответствующего эффективного объема принимает вид:

$$\Omega_{\text{eff}} = \Omega / 2.$$

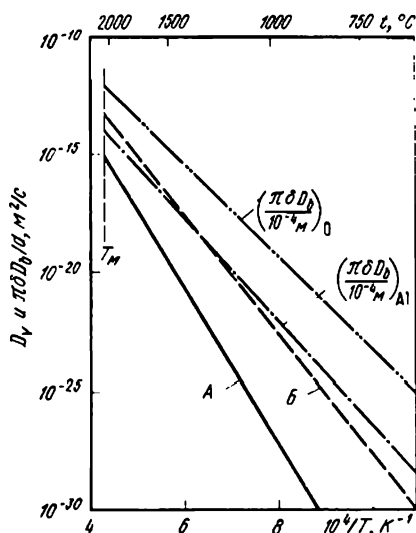


Рис. 117. Некоторые значения коэффициентов диффузии для Al_2O_3 с 100-мкм зерном, иллюстрирующие выбор механизма, обеспечивающего наибольшую скорость переноса контролируемых элементов:

A — D_0 для «внутренней» диффузии кислорода;
B — D_0 для «внешней» диффузии Al

Следует помнить, что диффузия может определяться (см. гл. 12) как внутренними, так и внешними причинами, и кроме этого могут действовать альтернативные механизмы диффузии (например, объемной или зернограничной). В качестве общего правила можно принять, что скорость ползучести определяется механизмом, обеспечивающим наибольшую скорость переноса контролирующих диффузию элементов (т. е. наиболее медленно диффундирующих), причем, как следует из представленных на рис. 117 данных, указанные механизмы могут изменяться в зависимости от температуры и величины зерна. Сказанное помогает понять относительное расположение отдельных областей на рис. 111 и 112. Этот аспект также был обсужден в гл. 12, п. 1.

Представленные карты механизмов деформации строили на основе изложенных выше принципов. Следует отметить, что количество имеющихся экспериментальных данных чрезвычайно ограничено. Карты механизмов деформации по точности не превосходят лежащие в их основе данные, а потому их следует использовать с осторожностью.

2. Оксид Al_2O_3

Модуль рассчитывали (с использованием уже неоднократно приводимой формулы): $\mu_0 = [c_{44}(c_{11} - c_{12})/2 - c_{14}^2]^{1/2}$ по данным для монокристалла и их температурным зависимостям [19]. Этот

модуль — один из параметров, определяющих величину энергии винтовой дислокации $\langle \Pi 20 \rangle$ в тригональном кристалле [4].

Скольжение и двойникование в Al_2O_3 были рассмотрены в работе [14]. Вследствие сложной упаковки ионов алюминия вектор Бюргерса в 2,73 раза больше расстояния между ионами кислорода. Наиболее легкое скольжение происходит в базисной плоскости, однако также наблюдается (и даже требуется для пластической деформации поликристалла) скольжение по призматическим и пирамидальным плоскостям.

Данные по диффузии для Al_2O_3 представлены на рис. 118. Оксид алюминия не отклоняется существенно от стехиометрического состава, однако даже небольшое содержание примеси может оказать значительное влияние на скорости диффузии. Авторы [3], изучавшие ползучесть Al_2O_3 , пришли к выводу, что контролируемое диффузией течение можно описать (и понять) в случае, когда зернограницная диффузия кислорода происходит быстрее объемной или зернограницной диффузии алюминия. Если это наблюдается, то должна существовать ситуация, при которой диффузия Al контролирует скорость ползучести (см. рис. 117, ср. рис. 109 и 110); существуют данные, подтверждающие эту точку зрения. Для случая «внутренней» объемной диффузии кислорода мы использовали данные [15], представленные (наряду с другими) на рис. 118. Объемная диффузия Al^{3+} во всех экспериментах по ползучести определялась внешними причинами [3]. Скорость диффузии в этом случае зависит от концентрации и природы примесей. Мы использовали данные [16], однако надо иметь в виду, что когда скорость ползучести контролируется объемной диффузией Al^{3+} , карты механизмов деформации могут оказаться ненадежными.

Для зернограницной диффузии Al^{3+} использовались результаты [3], приводящие, однако, к исключительно высокому значению $Q/(RTm)$. Для зернограницной диффузии кислорода мы определяли соответствующую величину по аналогии с данными для других оксидов. Величина эта не является «критической», так как никогда не контролирует скорость ползучести. Данные по диффузии кислорода по дислокационным трубкам основаны на оценочных значениях.

Протекающая в соответствии со степенным законом ползучесть в Al_2O_3 намного более медленна, чем в оксидах со структурой каменной соли (при одной и той же гомологической температуре). Карты механизмов деформации основаны на данных испытаний на сжатие образцов из крупнозернистого (65-мкм) материала [2]; было принято, что $n=3$. Согласно [2] энергия активации ползучести оказалась равной 611 кДж/моль, т. е. достаточно большой, чтобы ее можно было связать с внутренней объемной диффузией кислорода (табл. 13). Эти данные в общем случае согласуются с результатами измерений критического приведенного сдвигового напряжения для пирамидального и призматического скольжения в монокристаллах.

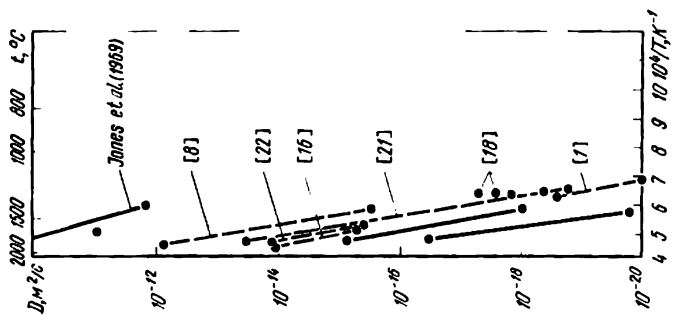


Рис. 118. Данные по диффузии для Al_2O_3 (см. также рис. 117)

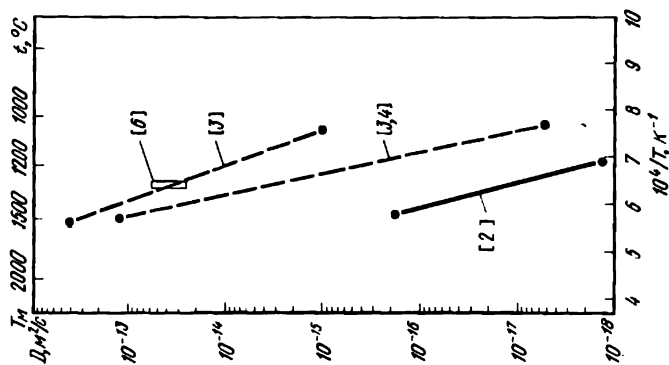


Рис. 119. Данные по диффузии Cr в Cr_2O_3

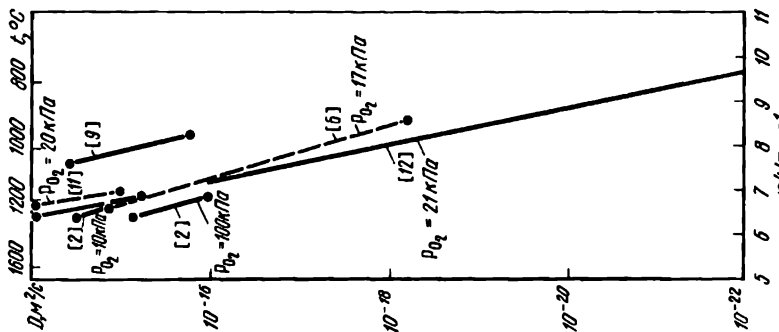


Рис. 120. Данные по диффузии для Fe_2O_3

Параметры контролируемого сопротивлением решетки скольжения основаны на данных по твердости [23]. Величина $\Delta F_2/\mu_0 b^2 = 0,032$ мала из-за большой длины вектора Бюргерса.

3. Оксид Cr_2O_3

На результаты измерений модуля Cr_2O_3 влияет переход из антиферромагнитного в парамагнитное состояние при 311 К, в результате которого модуль сдвига увеличивается. Данных по константам для монокристаллов обнаружено не было, поэтому мы использовали величину модуля сдвига для поликристаллического (порошкового) материала из работы [5], экстраполированную до значений для 100%-ной плотности, а температурную зависимость модуля определяли из данных для поликристаллов, полученных в [7]. Cr_2O_3 , как и Al_2O_3 , существует лишь в области составов, близких к стехиометрическому. Специально системы скольжения в Cr_2O_3 не изучали и считают, что они те же самые, что и в Al_2O_3 .

Объемная диффузия кислорода в Cr_2O_3 происходит, по крайней мере, в 100 раз медленнее, чем объемная диффузия хрома (рис. 119), и поэтому именно диффузия кислорода должна контролировать скорость ползучести. Данных по зернограницной диффузии или диффузии по дислокационным трубкам компонентов, составляющих Cr_2O_3 , нами обнаружено не было; поэтому мы использовали оценочные значения, основанные на данных для других оксидов. В связи с неодинаковым числом ионов Cr^{3+} и O^{2-} в молекуле, в описываемом контролируемом диффузией течение уравнений, следует использовать эффективный коэффициент диффузии $D_{\text{eff}} = \frac{5}{3}D_{\text{O}}$ и $\Omega_{\text{eff}} = \Omega/3$; при этом принимают, что кислород всегда является более медленно диффундирующим компонентом.

Единственные обнаруженные данные по ползучести Cr_2O_3 содержатся в [1] и приведены на рис. 113 и 114. Они согласуются с подчиняющимся степенному закону механическим поведением при повышенных напряжениях и с переходом к контролируемому диффузией течению, определяемому диффузией кислорода при более низких напряжениях. Имеются также данные, свидетельствующие о существовании порогового напряжения в области контролируемого диффузией течения (на представленных картах механизмов деформации это пороговое напряжение не показано).

Среди изученных нами литературных источников мы не нашли данных по измерению твердости Cr_2O_3 ; поэтому мы использовали такие характеризующие скольжение параметры, которые позволяют при низких температурах воссоздать такое же механическое поведение, как и в случае Al_2O_3 .

4. Оксид Fe_2O_3

Модуль μ_0 рассчитывали из выражения для энергии винтовой дислокации $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ в базисной плоскости тригонального кристалла [4]; при этом использовали величины констант для монокристалла.

Температурная зависимость основана на результатах измерений, проведенных на поликристаллическом материале [1].

Интервал стабильности Fe_2O_3 увеличивается с ростом парциального давления кислорода. На воздухе при 1663 К Fe_2O_3 распадается с образованием Fe_3O_4 и O_2 ; при давлении кислорода 0,1 МПа гематит стабилен вплоть до 1732 К; наконец, при давлении кислорода 1,6 МПа авторы [13] обнаружили эвтектику между Fe_3O_4 и Fe_2O_3 при 1839 К. Температура плавления Fe_2O_3 по данным [7] составляет 1840 К; мы использовали эту величину в наших расчетах.

Действующие в Fe_2O_3 системы скольжения не изучали; мы приняли те же системы, что и для Al_2O_3 .

Имеются данные измерений скоростей объемной диффузии Fe^{3+} и O^{2-} в Fe_2O_3 (рис. 120). Так как скорости разнятся, то необходимо использовать значение эффективного коэффициента диффузии:

$$D_{\text{eff}} = 5D_{\text{Ox}}D_{\text{Fe}} / (3D_{\text{Fe}} + 2D_{\text{Ox}}).$$

Для контролируемого диффузией течения необходимо использовать эффективный молекулярный объем $\Omega_{\text{eff}} = \Omega / 2,5$. При высоких температурах состав Fe_2O_3 может отклоняться от стехиометрического, что обуславливает изменение коэффициентов диффузии. Например, авторы [2] обнаружили, что диффузия железа уменьшалась с увеличением p_{O_2} ($D \propto p_{\text{O}_2}^{-0,75}$; в работе [5] аналогичную зависимость обнаружили для скорости ползучести: $\dot{\epsilon} \propto p_{\text{O}_2}^{-0,14}$), хотя количественно этот эффект не был объяснен. Характеризующие объемную диффузию параметры были заимствованы нами из работ [6] (для кислорода) и [12] (для железа). При 1100°C контролирующим процессом перестает быть диффузия кислорода и становится диффузия железа. На рис. 115 этот переход отмечен штрих-пунктирной линией.

Характеризующие ползучесть параметры были получены на основе данных [5]; авторы этой работы наблюдали в области высоких напряжений описываемое степенным законом механическое поведение, а при более низких напряжениях справедливой оказывалась линейная зависимость (рис. 115 и 116). Однако так как исследованные образцы являлись пористыми (12%), требуется вводить поправку, позволяющую учесть эту особенность. Автор [5] отмечал, что $\dot{\epsilon} \sim \exp 14\Phi$, где Φ — пористость и, таким образом, беспористый образец должен деформироваться ползучестью примерно в пять раз медленнее по сравнению с образцами, данные по исследованию которых представлены на рис. 115 и 116. Это принимали во внимание при расчете карт механизмов деформации. Автор [5] интерпретировал полученные им данные с учетом ползучести по Набарро—Херрингу. Однако при изучении ползучести Fe_2O_3 при низких напряжениях в работе [8] была обнаружена зависимость от величины зерна, лежащая между d^{-2} и d^{-3} , а также величина скорости ползучести, являющаяся слишком боль-

шой для ползучести по Набарро—Херрингу. Все это позволило предположить, что контролирующим ползучесть процессом является зернограницная диффузия. Мы рассчитали коэффициенты зернограницной диффузии, используя данные работы [8], и обнаружили, что величина δD_b согласуется со значениями, полученными из результатов экспериментов по спеканию [10]. Кроме того, энергия активации ползучести близка к соответствующему значению для случая окисления Fe_3O_4 с образованием Fe_2O_3 (210 кДж/моль, [3]) — процесса, контролируемого зернограницной диффузией кислорода. Мы использовали в расчетах указанное значение величины энергии активации, а также величину предэкспоненциального множителя, позволяющую достичь наилучшего соответствия с результатами испытаний на сжатие мелкозернистых образцов с низкой пористостью [5]. Поэтому соответствие с другими данными, полученными автором работы [5] на образцах с высокой пористостью, плохое.

Данных по твердости Fe_2O_3 нами обнаружено не было, и поэтому для описания низкотемпературной пластичности этого оксида мы использовали те же нормированные параметры, что и для Al_2O_3 .

Глава 15

ОЛИВИНЫ И ШПИНЕЛИ: Mg_2SiO_4 и MgAl_2O_4

Оливины (силикаты) $(\text{Mg}, \text{Fe})_2\text{SiO}_4$ имеют орторомбическую структуру. Наиболее простым и хорошо изученным оливином является форстерит (Mg_2SiO_4), близкий по характеристикам к природным оливинам. Его можно представить как гексагональный почти плотноупакованный кристалл, в узлах которого расположены ионы кислорода (наибольшие ионы), а в некоторых тетраэдрических и октаэдрических порах — по типу внедрения расположены кремний и магний. Тетраэдры SiO_4 не взаимосвязаны (оливины не являются силикатами с сетчатой структурой), и в ряде случаев скольжение может осуществляться без разрушения связей. По этой причине оливины характеризуются несколько более низкими значениями сопротивления ползучести, чем силикаты с «сетчатой» структурой, такие, как SiO_2 . Но, по данным структурного анализа, в общем случае при не контролируемом диффузией пластическом течении требуется, чтобы скольжение осуществлялось в дополнительных плоскостях, в которых связи Si—O будут разрушаться. Видимо, по этой причине низкотемпературная прочность высока.

Шпинели — второй большой класс оксидов с общей формулой AB_2O_4 . Они кристаллизуются с образованием кубической структуры, которую можно рассматривать как комбинацию структуры каменной соли и цинковой обманки. Ионы кислорода расположены в узлах плотноупакованной г. ц. к. решетки, а катионы — в окта- и тетраэдрических порах.

В нормальных шпинелях ионы A^{2+} находятся в тетраэдрических порах, а B^{3+} — в октаэдрических; к подобному типу шпинелей относится изученный нами $MgAl_2O_4$. С другой стороны, в «перевернутых» шпинелях ионы A^{2+} и половина ионов B^{3+} расположены в октаэдрических порах, а оставшаяся часть ионов B^{3+} — в тетраэдрических. К нормальным алюминатным шпинелям относятся $MgAl_2O_4$, а также те, в которых Mg замещается Fe, Co, Ni, Mn или Zn. Некоторые ферриты также имеют структуру нормальных шпинелей; среди них следует отметить $ZnFe_2O_4$ и $CdFe_2O_4$. Структурой «перевернутой» шпинели характеризуются многие другие ферриты: $MgFe_2O_4$ и полученные замещением Mg на Ti, Fe или Ni.

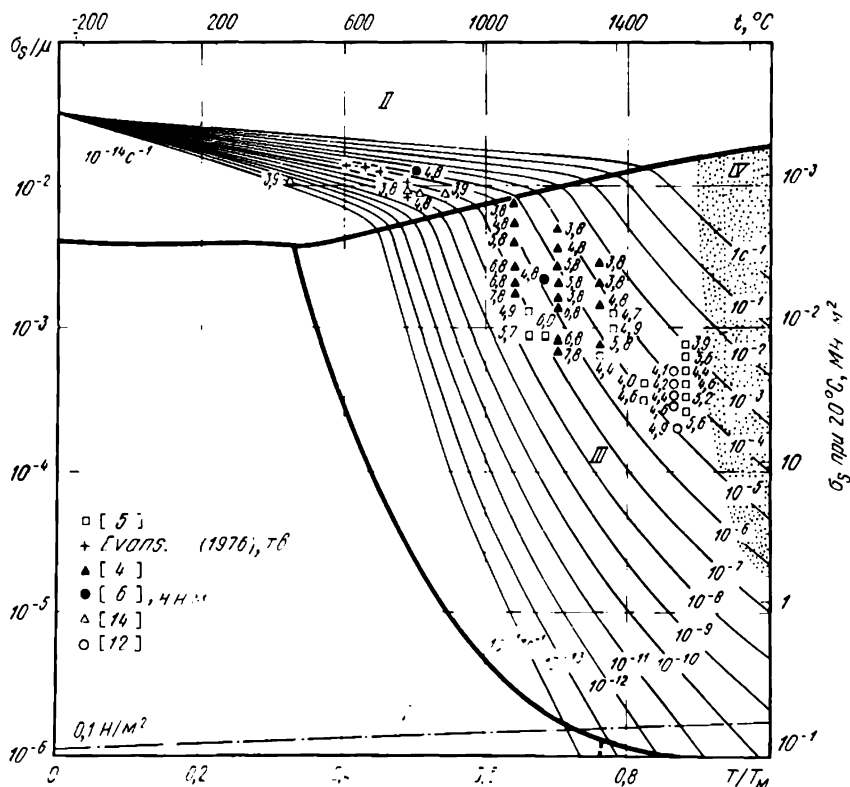


Рис. 121. Карта механизмов деформации Mg_2SiO_4 с 1-мм зерном. Числа у кривых — $-\lg \phi$, ННМ — неблагоприятное направление в монокристалле, Тв. — твердость

Рис. 122. Карта механизмов деформации Mg_2SiO_4 с 1-мм зерном (Экспериментальные данные — см. рис. 121)

Рис. 123. Карта механизмов деформации Mg_2SiO_4 с 10-мкм зерном (Экспериментальные данные — см. рис. 121)

Рис. 124. Карта механизмов деформации Mg_2SiO_4 с 10-мкм зерном. (Экспериментальные данные — см. рис. 121)

Рис. 125. Карта механизмов деформации $MgAl_2O_4$ с 10-мкм зерном. Числа у кривых — $-\lg \phi$.

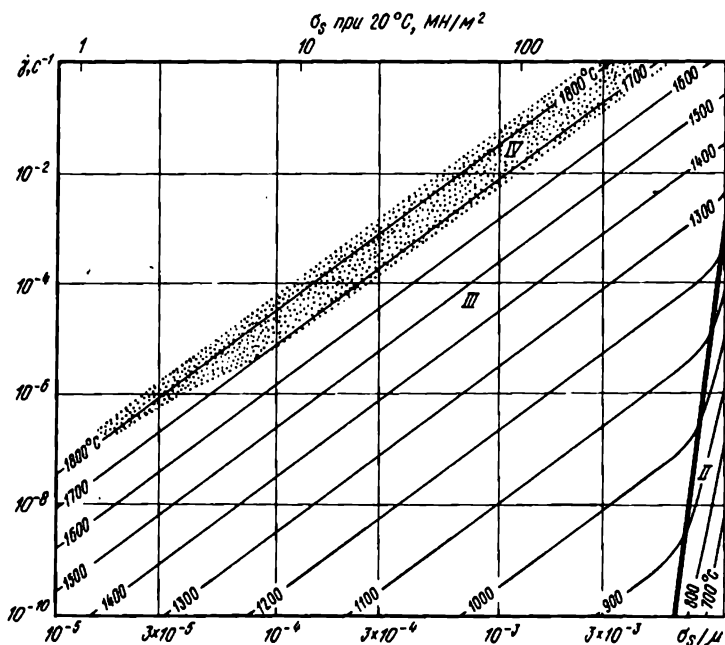


Рис. 122.

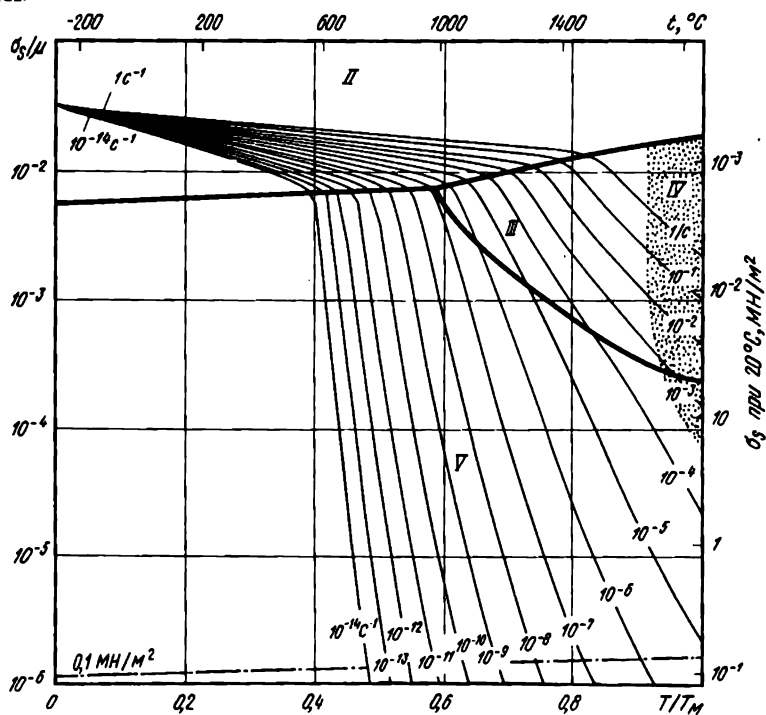


Рис. 123.

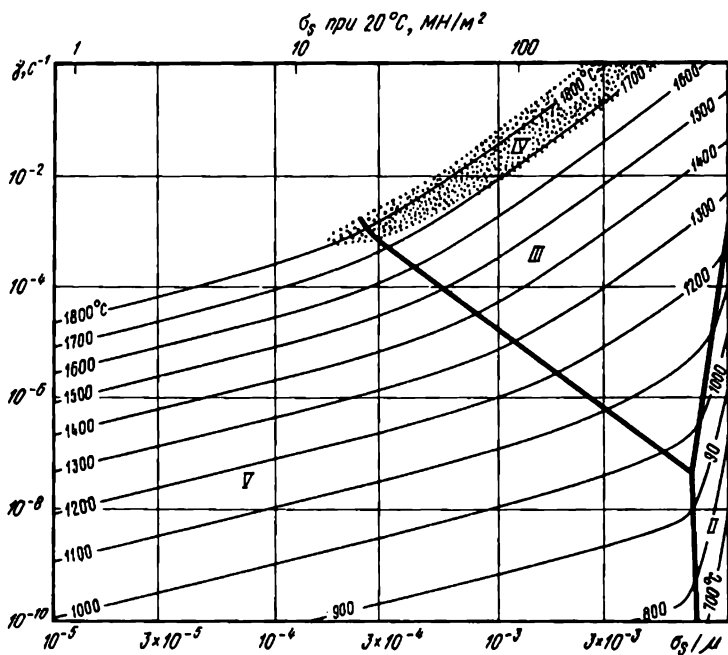


Рис. 124.

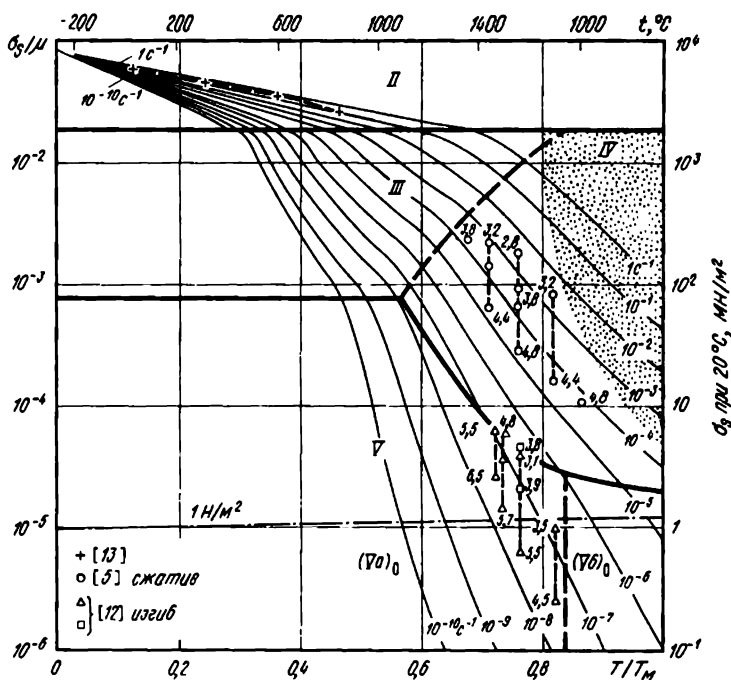


Рис. 125

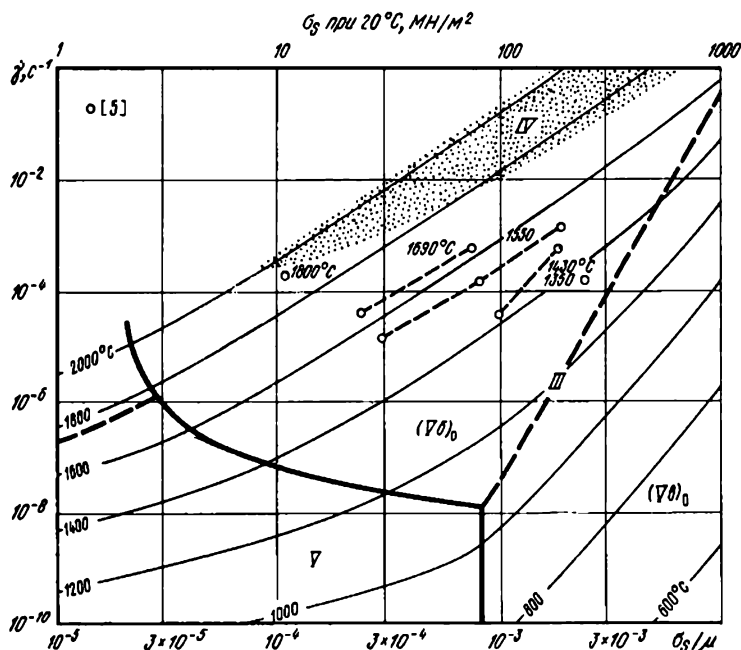


Рис. 126 Карта механизмов деформации MgAl_2O_4 с 10-мкм зерном. Числа у кривых — температуры, °C

Ряд соединений при увеличении давления превращается из оливинов в шпинели. К подобным соединениям относятся форстерит и богатые магнием оливины.

Оливины являются основной породой, входящей в верхнюю мантию Земли, в которой должны происходить смещения (сдвиги) при движении континентальных шельфов. Большая часть работ, выполненных в последние годы, была предпринята с целью понять это движение и создать его модель (см. гл. 19, п. 8). Шпинели используют в качестве огнеупорных материалов, а вследствие высокой прочности и прозрачности шпинели являются ценным материалом для специальных стекол, которые должны обладать высоким сопротивлением воздействию тепла, ударного нагружения и износа.

Карты механизмов деформации Mg_2SiO_4 и MgAl_2O_4 (рис. 121—126) построены по приведенным на рисунках экспериментальным данным и параметрам, обобщенным в табл. 14.

Таблица 14. Оливины и шпинели

Свойства	Mg_2SiO_4	MgAl_2O_4
Кристаллографические и тепловые параметры		
Молекулярный объем Ω , м ³	$4,92 \cdot 10^{-29}$ [1]	$6,59 \cdot 10^{-29}$ [8]
Вектор Бюргерса b , м	$6,0 \cdot 10^{-10}$ [2]	$5,71 \cdot 10^{-10}$ [9]
Температура плавления T_m , К	2140	2408 [10]

Свойства	Mg_2SiO_4	$MgAl_2O_4$
<i>Модули</i>		
Модуль сдвига при 300 К, μ_0 , МН/м ³	$8,13 \cdot 10^4$ [3]	$9,92 \cdot 10^4$ [11]
Температурная зависимость модуля $T_m/\mu_0 \cdot d\mu/dT$	-0,35 [3]	-0,22 [11]
<i>Объемная диффузия (ионы кислорода)</i>		
Предэкспоненциальный множитель δD_{0v} , м ² /с	0,1 [4]	$8,9 \cdot 10^{-5}$ [12]
Энергия активации Q_v , кДж/моль	522 [4]	439 [12]
<i>Диффузия по границам зерен (ионы кислорода)</i>		
Предэкспоненциальный множитель δD_{0b} , м ² /с	$1 \cdot 10^{-10}$ [5] 350 [5]	$1 \cdot 10^{-14}$ [5] 264 [5]
Энергия активации Q_b , кДж/моль	—	—
<i>Диффузия по дислокационным трубкам (ионы кислорода)</i>		
Предэкспоненциальный множитель $a_c D_x$, м ⁴ /с	—	$3 \cdot 10^{-25}$ [5] 264 [5]
Энергия активации Q_b , кДж/моль	—	—
<i>Степенной закон ползучести</i>		
Экспонента n	3 [6]	2,7 [13]
Постоянная ползучести A	0,45 [6] 522 [6]	0,16
Энергия активации Q_{cr} , кДж/моль	—	—
<i>Контролируемое препятствиями скольжение</i>		
Напряжение течения при ОК σ_0	$5 \cdot 10^{-3}$	—
Предэкспоненциальный множитель $\dot{\gamma}_0$, с ⁻¹	10^6	$2 \cdot 10^{-2}$ 10^6
Энергия активации $\Delta F/\mu_0 b^3$	0,5	0,5
<i>Контролируемое сопротивлением решетки скольжение</i>		
Напряжение течения при ОК σ_0/μ_0	$3,3 \cdot 10^{-2}$ [7] 10^{11}	$8,5 \cdot 10^{-2}$ [14] 10^{11}
Предэкспоненциальный множитель $\dot{\gamma}_p$, с ⁻¹	—	—
Энергия активации $\Delta F_p/\mu_0 b^3$	0,05 [7]	0,033 [14]

Примечание. При составлении таблицы использовались данные: [1] объем одной молекулы Mg_2SiO_4 ; [2] см. текст; [3] Graham and Barsch (1960), Kamazama and Anderson (1969); $\mu = \mu_0 \{1 + [(T-300)/(T_m/\mu_0)d\mu/dT]\}$; [4] см. текст и кривую диффузии на рис. 12; $D_v = D_{0v} \exp(-Q_v/RT)$; [5] опубликованных данных нет. Получено в предположении: $\delta D_{0b} = 10^{-9} D_{0v}$ и $Q_b = 0,67 Q_v$, $\delta D_b = -\delta D_{0b} \exp(-Q_b/RT)$, $a_c D_c = a_c D_{0c} \exp(-Q_c/RT)$; [6] согласуется с данными по ползучести, представленными на рис. 132. См. работу Ashby and Verrall (1977); величина A относится к ползучести при растяжении; при расчете карт механизмов деформации использовали соотношение $A_c = (\sqrt{3})^{n+1} A$; [7] основано, в основном, на данных измерения твердости Durham and Goetze (1977); [8] объем одной молекулы $MgAl_2O_4$; кристаллографические параметры из работы Clark (1966), [9] Mitchell et al. (1976); [10] Handbook of Chemistry and Physics (1972); [11] рассчитано с использованием полученных Lewis (1966) констант для монокристалла: $\mu_0 = [(c_{11}/2)(c_{11}-c_{12})]^{1/2}$; [12] Ando and Oishi (1974) — для «внутренней» диффузии кислорода в $MgAl_2O_4$; [13] согласуется с данными Palmour (1966); см. также [6]; [14] согласуется с данными Westbrook (1966) при использовании предложенного Marsch (1964) метода корректировки.

1. Общие закономерности деформации оливинов и шпинелей

Механическое поведение обоих классов рассматриваемых оксидов напоминает наблюдающееся для α -оксида алюминия (см. гл. 14). Это неудивительно, так как особенности структуры этих оксидов тесно взаимосвязаны. Все они характеризуются высоким сопротивлением решетки движущимся дислокациям, приближающимся при $T = 0$ к $\sim \mu/20$ и все сохраняют свою большую прочность до высоких гомологических температур ($> 0,5T_m$). Скорости диффузии в шпинелях и в оливинах изменяются в зависимости от состава, однако они все же сравнимы с наблюдаемыми в Al_2O_3 . Контролирующим скорость диффузии элементом чаще всего является кислород, так как его ионы являются наибольшими в структуре. Однако тот установленный факт, что при изменении внешних факторов (например, температуры) скорость ползучести в Al_2O_3 и Fe_2O_3 может контролироваться в ряде случаев и диффузией ионов металла (см. гл. 14), позволяет предположить, что аналогичные трудно объяснимые явления могут наблюдаться также в шпинелях и оливинах.

2. Форстерит Mg_2SiO_4

Модуль сдвига и его температурная зависимость были определены в [9, 10].

Системы скольжения были изучены методом электронной [14] и оптической [16, 4, 19, 17] микроскопии. Системой легкого скольжения при низких температурах является та, которая содержит дислокации с $b = 5,98$ [001] Å, скользящие в плоскостях (100). Если в результате соответствующей ориентировки кристалла эта система скольжения подавляется, то будут появляться дислокации с $b = 4,76$ [100] Å, скользящие в плоскостях (010). При $1000^\circ C$ эти две системы действуют одинаково легко. Дислокации с большим вектором Бюргерса $b = 10,21$ [010] Å в плоскости (100) появляются при $t > 800^\circ C$ (в частности, в кристаллах, ориентированных так, что в системе легкого скольжения напряжения не действуют). Мы использовали $b = 0,6$ нм (табл. 14), потому что это значение наиболее типично и часто встречающееся.

Данные по переносу кислорода в оливине представлены на рис. 127. В [3] было найдено, что коэффициент диффузии ионов кислорода при $1320^\circ C$ составляет $< 10^{-17}$ м²/с; авторы работы [8] рассчитывали коэффициенты диффузии, исходя из параметров, характеризующих кинетику процесса «отжига» призматических дислокационных петель; наконец, авторы [2] диффузию ионов кислорода измеряли с использованием метода протонной активации.

Протекающая в соответствии со степенным законом ползучесть в оливине наилучшим образом описывается величиной энергии активации $Q_{cr} = 552$ кДж/моль. Если принять, что эта ползучесть контролируется диффузией, то тогда Q можно отождествить (после незначительных поправок, учитывающих температурную

зависимость модуля) с энергией активации массопереноса в оливине — процесса, скорость которого, по-видимому, контролируется диффузией ионов кислорода. Поэтому мы связали с соответствующим наклоном линию (сплошную на рис. 127) с данными, для которых $D_0 = 0,1 \text{ м}^2/\text{с}$ и $Q_v = 522 \text{ кДж/моль}$. На этом же рисунке представлены описывающие диффузию соотношения, предложенные авторами работ [8] (штрих-пунктирная линия) и [18] (пунктирная линия). При высоких температурах линии очень близки одна к другой, но даже при низких температурах наблюдаемое различие мало по сравнению с разбросом данных по ползучести (а также других данных).

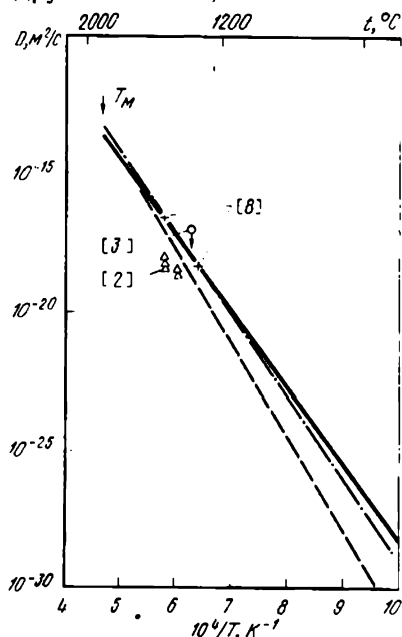


Рис. 127. Данные по диффузии для Mg_2SiO_4 .

Использованное уравнение диффузии дает коэффициент диффузии ионов кислорода $2 \cdot 10^{-14} \text{ м}^2/\text{с}$ при T_M по сравнению со средним значением $\sim 10^{-14} \text{ м}^2/\text{с}$ для ряда других оксидов с плотноупакованной, как и у оливина подрешеткой кислорода, в которой кислород диффундирует в виде отдельных ионов. Так как указанные выше два значения близки, то мы вправе считать, что кислород диффундирует в виде отдельных ионов, а не в составе комплекса SiO_4^{4-} . Величины коэффициентов зернограницной диффузии определяли, используя соотношения $Q_b = 0,6Q_v$ и $D_{0b} = 2bD_{0v}$.

Опубликованные данные по ползучести (см. рис. 12) природных и искусственных оливинов охватывают интервал $1000\text{—}1650^\circ\text{C}$ $[(0,6 \div 0,9)T_M]$ при скоростях деформации от 10^{-8} до 10^{-4} и

обычно, в условиях приложения «сдерживающего» давления величиной до 10^3 МН/м^2 . Получение результатов осложнялось тем, что в качестве передающей давление среды в ряде случаев использовали тальк, который при $t > 800^\circ\text{C}$ обезвоживался, а вода, как известно, ускоряет ползучесть этих (и большинства других) силикатов. В других экспериментах этих проблем избегали за счет использования сухого газа для приложения (в случае необходимости) давления. При построении карт механизмов деформации мы придавали этим данным чрезвычайно большое значение.

Все исследователи [4 - 7, 11, 12, 15, 17] приводят значения скоростной зависимости ползучести, которые согласуются с величиной n , возрастающей от 3, при низких напряжениях, до ≥ 5 при высоких напряжениях; энергию активации ползучести прини-

мают равной 552 кДж/моль. Если все данные для сухого оливина нормировать на 1400 °С, используя при этом величину энергии активации 552 кДж/моль, то механическое поведение будет описываться степенным законом ($n \approx 3$) при низких напряжениях, с последующим длинным переходным участком, возникающим по мере того, как увеличивается напряжение и скольжение вносит все больший вклад в пластическое течение [1]. Приведенные в табл. 14 параметры согласуются с этими данными.

В трех исследованиях содержится информация относительно низкотемпературной пластичности оливинов. Во-первых, в работе [4] при температурах от 325 до 740 °С измерили напряжение течения перидотита (60—70% оливина и 20—30% энстатита) с величиной зерна 0,5 мм. Во-вторых, в работе [14] при 600 и 800 °С были получены кривые в координатах деформация — напряжение для монокристаллов форстерита. Четыре серии испытаний на сжатие монокристаллов с разной ориентировкой, проведенные при 800 °С, позволили определить величины напряжения течения, изменяющиеся от 570 до 1300 МН/м². Наивысшее значение было получено при испытании образца, ориентированного таким образом, чтобы в системе легкого скольжения напряжение не действовало; последние данные являются наиболее представительными для случая перехода к поликристаллическому материалу. Наконец, существуют данные по твердости оливина [5], позволяющие составить наиболее полное представление о низкотемпературной прочности. Эти данные и величины напряжения течения в графическом виде представлены на рис. 121.

3. Шпинель $MgAl_2O_4$

Модуль и его температурную зависимость рассчитывали по значениям констант для монокристалла [8], используя формулу $\mu = [c_{44}(c_{11} - c_{12})/2]^{1/2}$.

Шпинель $MgAl_2O_4$ имеет кубическую структуру с периодом решетки 8,08 Å. Элементарная ячейка содержит восемь молекул и, таким образом, приведенная в табл. 14 величина молекулярного объема составляет одну восьмую от объема элементарной ячейки. Скольжение изучали в работе [10]; было обнаружено легкое скольжение дислокаций с вектором Бюргерса $a/2 \langle 111 \rangle$, диссоциирующих с образованием частичных дислокаций $a/4 \langle 110 \rangle$. Приведенная величина вектора Бюргерса (b) относится к недиссоциированным дислокациям.

Кислород является наиболее медленно диффундирующим элементом в шпинели [11]. Коэффициенты диффузии, измеренные авторами [1] и [11], хорошо согласуются со значениями, полученными при изучении спеченных материалов [2,3]. Для описания «внутренней» диффузии кислорода в $MgAl_2O_4$ мы использовали величины коэффициентов, предложенные в [1].

Наиболее подробное изучение ползучести шпинели принадлежит автору работы [12]. Карты механизмов деформации содержат

данные, полученные по результатам испытаний на сжатие [5] и изгиб [12]. Данные испытаний на изгиб являются слишком низкими, что объясняется либо тем, что установившаяся стадия не наступила, либо образованием трещин на поверхности образцов. Приведенные в табл. 14 параметры согласуются с результатами испытаний на сжатие; результатами испытаний на изгиб мы пренебрегли.

Область контролируемого диффузией течения рассчитывали с использованием найденного в [1] коэффициента «внутренней» объемной диффузии кислорода и величины эффективного молекулярного объема $\Omega_{\text{eff}} = \Omega/4$ (так как на одну молекулу приходится четыре атома кислорода). В шпинели была обнаружена ускоренная зернограницная диффузия [11], однако выбрать надежное значение коэффициента зернограницной диффузии не удалось. Приведенные в табл. 14 величины коэффициентов зернограницной диффузии и диффузии по дислокационным трубкам являются лишь оценочными.

Низкотемпературная прочность шпинели оценивается результатами измерения твердости, выполненного в [13]. В ходе испытаний было возможно растрескивание образцов, что делает некоторые данные ненадежными. Приведенные в табл. 14 параметры получены с учетом наиболее высоких значений твердости, измеренной в работе [13]; упругие искажения учитывали введением поправки, предложенной автором [9]. Полученные результаты, в общем случае, согласуются с опубликованными для Al_2O_3 (см. гл. 14) и для BeAl_2O_4 .

Глава 16

ЛЕД, H_2O

Лед является чрезвычайно прочным твердым телом. Если сравнить величину приведенной прочности льда (σ_s/μ) с соответствующим значением для других твердых тел при одинаковых гомологических температурах (T/T_M), то окажется, что лед — один из самых прочных и твердых материалов. По механическому поведению лед наиболее близок к кремнию и германию (см. гл. 9); в то же время необычный характер протонных связей (H-связи) определяет возникновение сил, в сильной степени препятствующих движению дислокаций во льду. По этой причине при расчете карт механизмов деформации для льда мы использовали два метода. Первый был связан с применением описывающих дислокационное скольжение и степенной закон ползучести эмпирических уравнений, приведенных в гл. 2, с последующим сопоставлением полученных расчетных значений с имеющимися экспериментальными данными. Второй метод заключался в использовании описывающих дислокационное скольжение во льду группы уравнений, основанных на физической модели перераспределения протонов. Второе приближение представляет пример контролируемой скольжением дислокаций ползучести и нарушения степенного закона (гл. 2, п. 4).

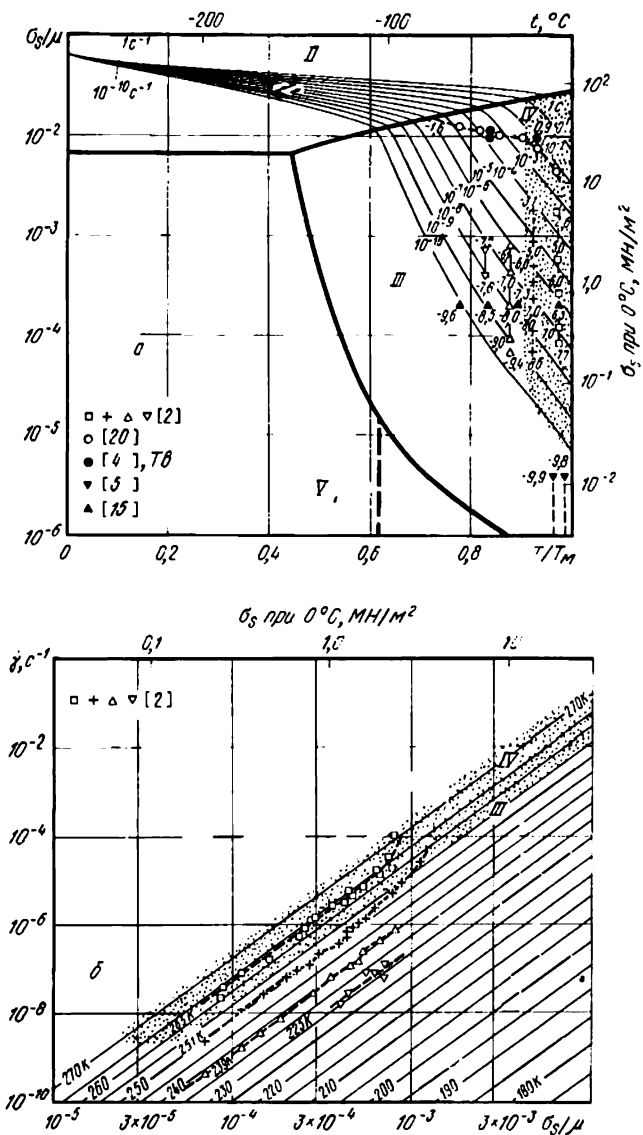


Рис. 128. Карты механизмов деформации льда с 10-м зерном, рассчитанные с использованием эмпирического уравнения ползучести (16.4). Числа у кривых — $\lg \dot{\epsilon}$ (а) и температуры, К (б). Тв. — твердость

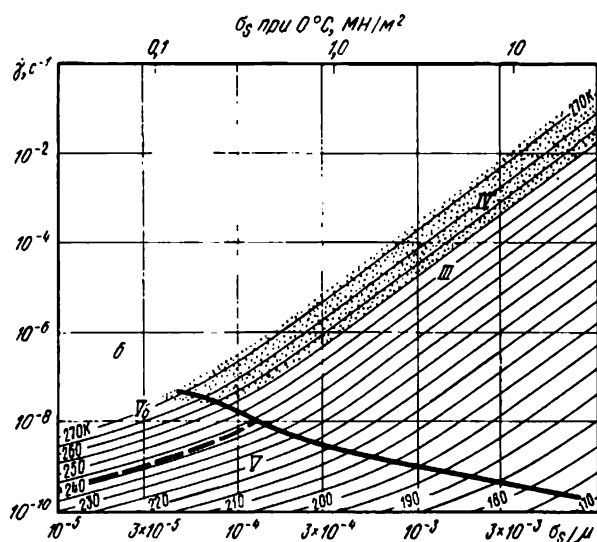
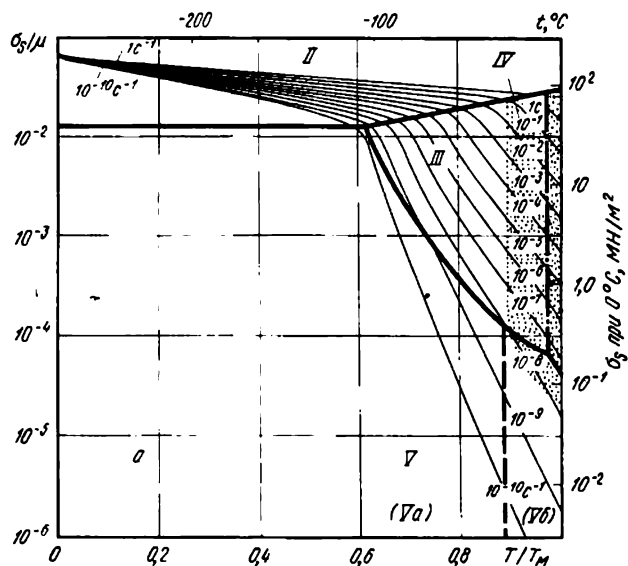


Рис. 129. Карты механизмов деформации льда с 0,1-мм зерном, рассчитанные с использованием эмпирического уравнения ползучести (16.4). Экспериментальные данные см.: а — рис. 128, а, б — рис. 128, б.

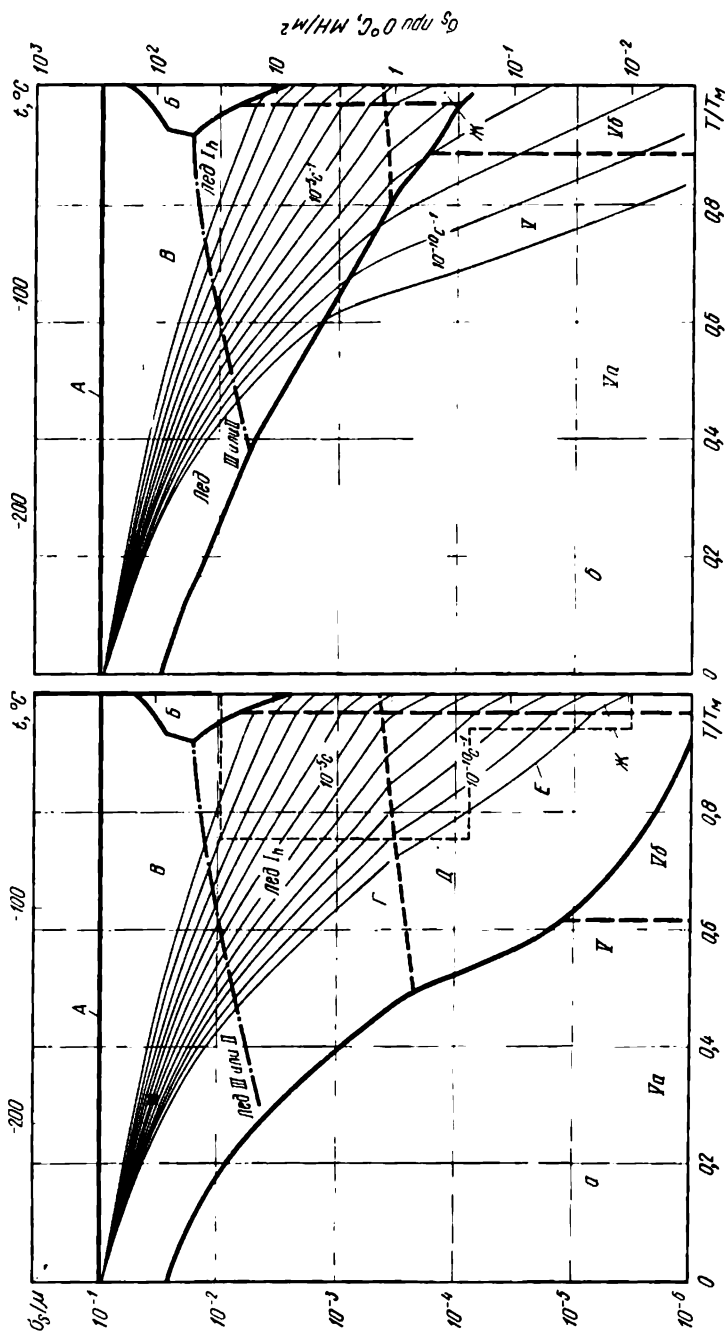


Рис. 130. Карты механизмов деформации в координатах температура — напряжение для льда с величиной зерна 10 мм (а) и 0,1 мм (б), рассчитанные с использованием уравнений (16.2) и (16.3) (11):
 А — разрушение; В — плавление под давлением; В — контролируемое перераспределение протонов скольжения; Г — нарушение степенного закона ползучести; Д — область распространения экспериментальных данных; Е — линии постоянной скорости сдвиговой деформации, с⁻¹; Ж — плавление по границам зерен

Экспериментальные результаты и карты механизмов деформации льда (рис. 128—130) построены с учетом параметров, полученных при использовании уравнений (2.2) и (16.3), (табл. 15).

Таблица 15. Данные для льда

Свойства	Использованные уравнения	
	из гл. 2	из гл. 16
<i>Кристаллографические и тепловые параметры</i>		
Молекулярный объем Ω , м ³	$3,27 \cdot 10^{-29}$ [1]	$3,27 \cdot 10^{-29}$ [1]
Вектор Бюргерса b , м	$4,52 \cdot 10^{-10}$ [1]	$4,52 \cdot 10^{-10}$ [1]
Температура плавления T_M , К	273,15	273,15
<i>Модули</i>		
Модуль сдвига при 273 К μ_0 , МН/м ²	$2,91 \cdot 10^3$ [2]	$2,91 \cdot 10^3$ [2]
Температурная зависимость модуля $(T_M/\mu_0)d\mu/dT$	—0,35 [2]	—0,35 [2]
<i>Объемная диффузия (нормальная)</i>		
Предэкспоненциальный множитель D_{0v} , м ² /с	$9,1 \cdot 10^{-4}$ [3]	$9,1 \cdot 10^{-4}$ [3]
Энергия активации Q_v , кДж/моль	59,4	59,4
<i>Диффузия по границам зерен</i>		
Предэкспоненциальный множитель δD_{0b} , м ² /с	$8,3 \cdot 10^{-13}$ [4]	$8,3 \cdot 10^{-13}$ [4]
Энергия активации Q_b , кДж/моль	38,3	38,3
<i>Диффузия по дислокационным трубкам</i>		
Предэкспоненциальный множитель $a_s D_{0s}$, м ² /с	$3,7 \cdot 10^{-22}$	—
Энергия активации Q_s , кДж/моль	38,3 [4]	—
<i>Степенной закон ползучести</i>		
Экспонента n	3,0	—
Постоянная A [уравнение (16.4)] при температуре ниже -8°C , с ⁻¹	$4,32 \cdot 10^{19}$ [5]	—
То же, выше -8°C , с ⁻¹	$3,31 \cdot 10^{-27}$	—
Энергия активации при температуре ниже -8°C Q_{sr} , кДж/моль	80	—
То же, выше -8°C , кДж/моль	120	—
<i>Контролируемое сопротивлением решетки скольжение</i>		
Напряжение течения при ОК τ_p/μ_0	0,09 [6]	—
Предэкспоненциальный множитель $\dot{\gamma}_p$, с ⁻¹	10^{11}	—
Энергия активации $\Lambda F_p/\mu_0 b^3$	0,5	—
<i>Контролируемое перераспределением протонов скольжение</i>		
[уравнения (16.2) и (16.3)]		
Предэкспоненциальный множитель a_0	—	$1,2 \cdot 10^3$
Частота перераспределения протонов ν_0 , с ⁻¹	—	$1,6 \cdot 10^{15}$
Эталонное напряжение τ_0/μ_0	—	0,09 [7]

Свойства	Используемые уравнения	
	из гл. 2	из гл. 16
Напряжение создания дефектов τ_G/μ_0	—	0,1 [7]
Энергия активации скольжения $\Delta F_g/\mu_0 b^3$	—	0,48
Энергия активации зарождения перегибов на дислокациях $\Delta F_k/\mu_0 b^3$	—	0,15

П р и м е ч а н и е. При составлении таблицы использованы данные: [1] Fletcher (1970); [2] Dante (1968); $\mu_0 = [(c_{11}/2)(c_{11} - c_{12})]^{1/2}$, $\mu = \mu_0[1 + \{(T - 273)/273\}(T_M/\mu_0)d\mu/dT)$; [3] Ramseier (1967); $D_0 = D_0 \exp(-Q_0/RT)$; [4] $\delta D_0 = \delta D_0 \exp(-Q_0/RT)$; $a_0 D_0 = a_0 D_0 \exp(-Q_0/RT)$; [5] получено методом сопоставления экспериментальных данных с расчетными значениями из уравнения (16.4). Отдельные группы параметров относятся к случаям пользаемости при температурах выше и ниже -8°C . Величина A относится к напряжению и скорости деформации при растяжении. При расчете карт механизмов деформации использовали соотношение $A_s = (\sqrt{3})^{1/2} A$; [6] получено методом сопоставления экспериментальных данных с расчетными значениями из уравнения (2.12); [7] получено методом сопоставления экспериментальных данных с расчетными значениями из уравнений (16.2) и (16.3) см. Goodman et al. (1981)].

1. Общие закономерности процесса деформации льда

При атмосферном давлении лед имеет гексагональную структуру типа I_R . Движение дислокаций затруднено, что определяется собственной структурой льда [10]. Протоны, образующие «мостики» между ионами кислорода, расположены асимметрично (рис. 131), занимая одно из двух возможных положений в каждой связи. Протоны располагаются разупорядоченно (даже при $T=0$), и поэтому выбор того или иного их положения в данной связи случаен. Сдвиг во льду, со структурой протонов, «замороженных» в определенном положении в «мостике» связи, приводит к возникновению дефектов: появляются не содержащие протоны связи («дефекты L-типа») и связи с двумя протонами («дефекты D-типа»). При случайном (хаотичном) характере расположения протонов дефект, в среднем, возникает в каждой второй связи; энергия F_f таких дефектов высока: 0,64 эВ на каждую включающую дефект связь [13]. В результате напряжение, необходимое для движения дислокации, очень велико [10]. Если поглощаемую одним дефектом энергию F_f приравнять к производимой приложенными напряжениями работе $2\sigma_s b^2 a$ в случае, когда дислокация длиной a перемещается на расстояние $2b$, то можно показать, что необходимое для движения дислокации через решетку льда с неподвижными протонами сдвиговое напряжение определяется уравнением:

$$\sigma_G = F_f / (2b^2 a) \approx 0,1 \mu. \quad (16.1)$$

При $T \rightarrow 0$ вполне вероятно, что дислокации могут начать двигаться лишь при приложении таких высоких напряжений (практически равных величине идеальной прочности), естественно, что при таком их движении возникнет множество дефектов. Однако при более высоких температурах лед пластически деформируется при приложении намного более низких напряжений, и в этих случаях движение дислокаций не должно сопровождаться созданием такого огромного количества дефектов. Это происходит в условиях,

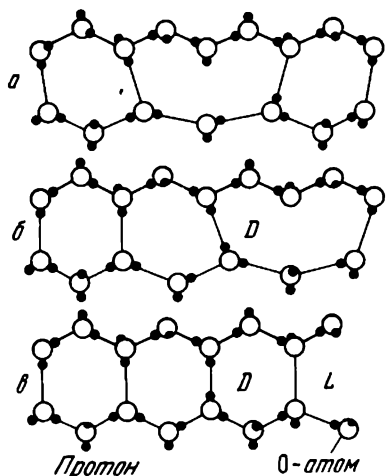


Рис. 131. Протонные структуры льда (а—в), иллюстрирующие дислокацию и возникающие при ее движении дефекты (D и L)

жидкость, что при температурах, близких к $T_{пл}$, и при низких напряжениях скорость деформации определяется линейно-вязким торможением, обусловленным низкой скоростью перераспределения протонов. При более высоких напряжениях контролирующим скорость процессом становится зарождение порогов. При еще более высоких напряжениях дислокации, перемещаясь, создают дефекты, и их скорость уже не контролируется скоростью перераспределения протонов. Наконец, при $T=0$ оказываемое скольжению дислокаций сопротивление полностью контролируется процессом создания дефектов. Описывающее скорость дислокаций уравнение, включающее сложное (состоящее из нескольких характеризующих вклады от разных механизмов членов) сопротивление течению, было предложено в [11]. Течение происходит в соответствии с тем из двух уравнений, которое характеризуется более высокой скоростью. Первое уравнение, справедливое при низких напряжениях, имеет вид простого степенного закона с показателем степени $n=3$:

$$\dot{\gamma}_{LS} = a_0 v_0 (\sigma_s / \mu)^3 \exp[-\Delta F_g / (kT)]. \quad (16.2)$$

Второе уравнение адекватно описывает случай, когда скорость дислокаций (деформации) контролируется более высокими напряжениями. Уравнение содержит члены, соответствующие нарушению степенного закона и низкотемпературной пластичности:

$$\dot{\gamma}_{HS} = \dot{\gamma}_{LS} \{kT / [2.5 \sigma_s b^3 (1 - \sigma_s / \tau_G)]\}^{1/2} \times \exp\{[\Delta F_{кл} / (kT)] (\sigma_s / \tau_0)^{1/2} - 0.06 (\mu / \sigma_s)^{1/2}\}. \quad (16.3)$$

Эти и стандартные уравнения, описывающие контролируемое диффузией течение, использовали при построении карт механизмов деформации, приведенных на рис. 130. Карты механизмов деформации, представленные на рис. 128, 129, строили с использованием эмпирических уравнений, описывающих степенной закон

ползучести. Обе группы расчетных значений сопоставляли с показанными на рис. 128 экспериментальными данными. Выбранные на основе этих данных параметры обобщены в табл. 15.

Экспериментальные данные о ползучести льда по механизму контролируемого диффузией течения весьма противоречивы. Обнаружено [3], что механическое поведение согласуется с ползучестью по Набарро—Херрингу при $\sigma_s \approx 10^{-5}$; но авторы работ [5] и [15, 16], также измерявшие скорости ползучести при напряжениях $\sigma_s \approx 10^{-5}$ м, этот вывод не подтвердили. Частично указанное противоречие может быть связано с вкладом от неустановившейся стадии ползучести [24]: если деформации при испытаниях $> 1\%$, то неустановившиеся процессы, связанные с движением дислокаций и миграцией границ, могут влиять на истинное значение контролируемого диффузией течения. Кроме того, лед часто характеризуется крупнозернистой структурой, и поэтому скорости контролируемого диффузией течения малы. Однако, по-видимому, нет причин предполагать, что контролируемое диффузией течение во льду не будет происходить со скоростью, которая хотя бы приблизительно определялась уравнением (2.29); при определенных напряжениях и температуре контролируемое диффузией течение может оказаться преимущественным механизмом деформации (см. соответствующую область на картах механизмов деформации).

Следует отметить, что учитывающие движение (скольжение) дислокаций механизмы течения приводят к созданию определенной структуры льда (преимущественная ориентировка осей c), тогда как контролируемое диффузией течение будет разрушать эту структуру. Наличие или отсутствие указанной структуры (в случае достаточно больших деформаций) может помочь установить преимущественно действующий механизм течения.

Во льду наблюдается ряд других механизмов деформации. Динамическую рекристаллизацию (см. гл. 2, п. 4) наблюдали после деформации льда со степенью в несколько процентов как при испытаниях на ползучесть при сжатии [21], так и в экспериментах по вдавливанию индентора [2], причем динамическая рекристаллизация всегда способствовала увеличению скорости ползучести. Заштрихованная область на картах механизмов деформации приблизительно соответствует режимам проявления динамической рекристаллизации. Плавление по границам зерен также способствует ускорению ползучести. Авторы работы [2] наблюдали, что скорость ползучести в поликристаллах льда (но не в монокристаллах) при $t > -8^\circ\text{C}$ была больше рассчитанной с использованием данных по ползучести при температурах ниже указанной, и что была больше расчетная энергия активации. Возникновение указанного режима, связанного с плавлением по границам зерен, на картах механизмов деформации отмечено штрих-пунктирной линией. Наконец, вполне вероятно протекание двойникования во льду, хотя прямых наблюдений этого механизма деформации нет, и на картах он не отмечен.

2. Данные для льда

Кристаллографические и термические параметры для льда заимствованы из, например, [7]. Модуль сдвига и его температурную зависимость рассчитывали по данным для монокристалла из работы [6], используя соотношение:

$$\mu = [c_{44}(c_{11} - c_{12})/2]^{1/2}.$$

Лед I_h имеет гексагональную структуру, в которой наиболее благоприятной для скольжения плоскостью является базисная, в направлениях плотной упаковки: $(0001) \langle 1120 \rangle$. Указанное базисное скольжение происходит лишь по двум независимым системам скольжения; небазисное скольжение будет реализоваться при деформации поликристаллического льда лишь с большими степенями. Проведенное исследование с использованием метода ямок травления [18] позволяет предположить, что в этом случае наиболее благоприятными системами скольжения являются призматическая $\{1010\} \langle 1210 \rangle$ и пирамидальная $\{1120\} \langle 1123 \rangle$. Для начала скольжения в каждой из указанных систем требуется приложение более высокого, чем в случае скольжения по плоскостям базисной системы, напряжения, которое и будет контролировать напряженное течение.

Процесс самодиффузии во льду подробно изучен (см., например, [13]).

Результаты проведенных измерений показывают, что ^2H , ^3H и ^{18}O диффундируют с почти одинаковыми скоростями; таким образом, молекула H_2O стремится диффундировать как единое целое (по-видимому, в соответствии с вакансионным механизмом [19]). При расчете скорости контролируемого диффузией течения мы использовали предложенные в [19] коэффициенты объемной диффузии, а значения коэффициентов зернограницной диффузии определяли из соотношений:

$$\delta D_{0b} = 2bD_{0v}, \quad Q_b = 0,6 Q_v.$$

(Следует иметь в виду, что приведенные соотношения являются лишь предположением).

Вторая стадия ползучести поликристаллов льда подробно изучена в работах [11, 13, 25]. Существует также ряд работ (см., например, [13]), посвященных исследованию ползучести монокристаллов льда, механическое поведение которых отличается от наблюдаемого в поликристаллах тем, что легкое скольжение происходит по базисным плоскостям, а значительные изменения плотности дислокаций (их исчерпывание) обычно происходит на начальных этапах испытаний, что приводит к падению напряжения течения (при испытаниях на растяжение) или к возникновению длинного участка, соответствующего неустановившейся стадии (при испытаниях на ползучесть).

Некоторые экспериментально полученные данные для льда

представлены на рис. 121. Их анализ показывает, что ползучесть изучена лишь в ограниченном интервале температур, близком к температуре плавления $(0,8 \div 1,0)/T_M$ или при $(-50 \div 0)^\circ\text{C}$. Это отличается от данных по ползучести других материалов, для которых соответствующие величины редко измеряют при таких высоких гомологических температурах; последнее обстоятельство является одной из причин, по которой лед считают непрочным. Это неправильная точка зрения; как следует из представленных карт механизмов деформации, сопротивление льда ползучести на удивление высоко.

Данные измерения твердости [1, 23] представлены на рис. 121, а. Размер отпечатка при ползучести твердого тела зависит от времени нагружения, а также от P — давления на индентор, и его можно связать с характеризующими ползучесть материала свойствами (в области действия индентора). Мы использовали данные [22], согласно которым средняя деформация под индентором составляет 80%, а эффективная скорость сдвиговой деформации рассчитывали из соотношения $0,08 \sqrt{3}/t$, где t — время нагружения; эффективное сдвиговое напряжение принимали равным $p/3 \sqrt{3}$.

Величина энергии активации ползучести льда отличается от соответствующих значений для диффузии, и поэтому стандартное, описывающее степенной закон ползучести уравнение, например, (2.21) неприменимо. Вместо него мы использовали уравнение

$$\dot{\epsilon} = A (\sigma/\mu)^n \exp[-Q_{cr}/(RT)], \quad (16.4)$$

или эквивалентное

$$\dot{\gamma} = (\sqrt{3})^{n+1} A (\sigma_s/\mu)^n \exp[-Q_{cr}/(RT)],$$

(см. также гл. 7, сплав MAR-M200). В этих уравнениях $\dot{\epsilon}$ и σ — скорость деформации и напряжение при растяжении соответственно, Q_{cr} — энергия активации ползучести. Имеющиеся данные по ползучести льда при напряжении ниже $\sigma_s = 2 \cdot 10^{-4} \mu = \text{МПа}$ хорошо согласуются с рассчитанными по приведенным уравнениям при $n=3$ и при условии использования двух величин параметра A и двух величин энергии активации — одной пары значений для температур ниже -8°C , а другой — для более высоких. При напряжениях выше $\sigma_s = 2 \cdot 10^{-4} \mu$ наблюдается нарушение степенного закона ползучести; последнее частично связано с образованием трещин на поверхности образцов в процессе испытания на ползучесть при сжатии (на установившейся стадии), а частично — с переходом в область низкотемпературной пластичности [2] (см. гл. 2, п. 4).

Мы сопоставляли экспериментальные данные по ползучести как с расчетными значениями, полученными с использованием приведенных выше уравнений, описывающих контролируемое перераспределением протонов скольжение [уравнения (16.2) и (16.3)] и основанных на предложенной модели движения дислокаций, так

и со значениями, полученными из эмпирического уравнения (16.4) при использовании разных характеризующих ползучесть параметров при температурах выше и ниже -8°C .

Глава 17

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ УТОЧНЕНИЯ: МЕХАНИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ НА НЕУСТАНОВИВШЕЙСЯ СТАДИИ; ОЧЕНЬ ВЫСОКИЕ И ОЧЕНЬ НИЗКИЕ СКОРОСТИ ДЕФОРМАЦИИ; ВЫСОКИЕ ДАВЛЕНИЯ

Представленные в настоящей книге карты механизмов деформации основаны на упрощенных скоростных зависимостях, описывающих механическое поведение материалов со стабильной структурой или на установившейся стадии деформации (гл. 1 и 2); при этом пренебрегали деформационным упрочнением и не установившейся стадией ползучести. Кроме этого, изученные карты не учитывают механизмы деформации со скоростями очень высокими (среди этих механизмов — фоновое торможение и адиабатический нагрев) или с очень низкими (пороговые эффекты, связанные с контролируемым диффузией течением), а также влияние больших гидростатических давлений. Этот недостаток связан с тем фактом, что количество данных, касающихся указанных механизмов, столь мало, что часто не удастся однозначно определить местоположение соответствующих областей на поле карт механизмов деформации. Однако по мере накопления необходимой информации появится возможность включить эти области в карты механизмов деформации. В настоящей главе будет рассмотрен достигнутый уровень развития знаний о механизмах деформации, действующих в разных условиях, и в качестве иллюстраций приведены соответствующие карты механизмов деформации.

1. Механическое поведение и карты механизмов деформации для не установившейся стадии

В случае, когда деформации малы (что реально соблюдается в течение срока эксплуатации большинства конструкций) приближение в рамках установившейся стадии не дает адекватного представления о механическом поведении. При комнатной температуре большинство металлов обычно претерпевает деформационное упрочнение и, таким образом, напряжение течения (при заданной скорости деформации) изменяется в зависимости от деформации. При более высоких температурах в большинстве материалов наблюдается переходная или не установившаяся ползучесть, а также установившееся (стационарное) течение. Если мы рассматриваем область малых деформаций, то пренебрегать вкладом от этих процессов нельзя.

Течение материала со стабильной структурой, характерное для установившейся стадии, описывается уравнением вида (см. гл. 1):

$$\dot{\gamma} = f(\sigma_s, T). \quad (17.1)$$

Параметры состояния S_i (плотность дислокаций и т. п.) не являются независимыми параметрами, так как их величина либо задана заранее, либо однозначно определяется σ_s и T . В процессе же неустановившегося течения параметры состояния изменяются в зависимости от времени или деформации:

$$S_i = S_i(t \text{ или } \gamma) \quad (17.2)$$

и для описания механического поведения требуется использовать более совершенные соотношения, включающие в качестве дополнительного переменного либо время t , либо деформацию γ :

$$\dot{\gamma} = f(\sigma_s, T, t). \quad (17.3)$$

Интегрирование этого соотношения дает:

$$\gamma = F(\sigma_s, T, t) \quad (17.4)$$

и мы можем строить карты механизмов деформации, по-прежнему используя в качестве координатных осей σ_s/μ и T/T_M , однако нанесенные на карту контуры будут соответствовать деформации γ , накопленной в течение времени t . Подобные карты могут включать области деформационного упрочнения, а также неустановившейся и установившейся стадий ползучести [3].

Применение описанного выше метода приводит к некоторой потере общего характера карт механизмов деформации для установившейся стадии. Скорость деформации, используемая в качестве зависимой переменной при построении карт механизмов деформации для установившейся стадии, является дифференциальной величиной, зависящей в данный момент лишь от структуры материала (S_i). Деформация, используемая в качестве переменной при построении карт механизмов деформации для неустановившейся стадии, — интегральная величина, зависящая не только от структуры материала в данный момент, но и от структурной предыстории в целом. В результате те соотношения, которые мы используем для описания механического поведения, являются, в значительной степени, эмпирическими и карты механизмов деформации относятся лишь к случаю знакопостоянного нагружения при постоянной температуре.

Вначале рассмотрим соотношения, используемые при построении карт механизмов деформации на неустановившейся стадии для нержавеющей стали типа 316, а затем приведем три примера таких карт, при расчете которых использовали данные табл. 16.

Упругая деформация

Приложенное напряжение σ_s вызывает упругую деформацию

$$\gamma = \sigma_s/\mu. \quad (17.5)$$

Таблица 16. Данные для нержавеющей стали

Свойства	Сталь типа 316
<i>Кристаллографические и тепловые параметры</i>	
Атомный объем Ω , м ³	$1,21 \cdot 10^{-29}$
Вектор Бюргерса b , м	$2,58 \cdot 10^{-10}$ [1, 2]
Температура плавления T_M , К	1810
<i>Модули</i>	
Модуль сдвига при 300 К μ_0 , МН/м ²	$8,1 \cdot 10^4$ [1]
Температурная зависимость модуля $(T_M/\mu_0)d\mu/dT$	-0,85
<i>Объемная диффузия</i>	
Предэкспоненциальный множитель D_{0v} , м ² /с	$3,7 \cdot 10^{-5}$ [1]
Энергия активации Q_v , кДж/моль	280
<i>Диффузия по границам зерен</i>	
Предэкспоненциальный множитель δD_{0b} , м ³ /с	$2 \cdot 10^{-13}$ [1]
Энергия активации Q_b , кДж/моль	167
<i>Степенной закон ползучести</i>	
Экспонента n	7,9
Постоянная Дорна A	$1,0 \cdot 10^{10}$ [1]
<i>Контролируемое препятствиями скольжение</i>	
Напряжение течения при 0К τ/μ_0	$6,5 \cdot 10^{-3}$
Предэкспоненциальный множитель Φ_0 , с ⁻¹	10^6 [1]
Энергия активации $\Delta F/(\mu_0 b^3)$	0,5
<i>Деформационное упрочнение</i>	
Начальное напряжение течения σ_0/μ_0	$7,5 \cdot 10^{-4} - 2,2 \cdot 10^{-7} T$
Коэффициент деформационного упрочнения m	$0,31 + 6 \cdot 10^{-5} T$ [3]
Постоянная упрочнения K_s/μ_0	$2,5 \cdot 10^{-3} - 5,7 \cdot 10^{-7} T$
<i>Степенной закон ползучести на неустановившейся стадии</i>	
Деформация на неустановившейся стадии γ_i	0,087 [4]
Постоянная на неустановившейся стадии C_s	46,0

Примечание. При составлении таблицы использовались данные: [1] за исключением специально оговоренных случаев — те же, что и в табл. 6; [2] все карты механизмов деформации нормализованы относительно температуры 1810 К (T_M для чистого железа); выбор этой температуры — условный, можно нормализовать данные относительно температуры 1680 К (солидус для нержавеющей стали типа 316) и тем самым несколько растянуть ось абсцисс; выбор температуры нормализации влияет на результаты расчета только через приведенную (нормализованную) температурную зависимость модуля $(T_M/\mu_0)d\mu/dT$; в связи с этим для получения сопоставимых результатов использовались значения $T_M = 1810$ К; [3] основано на данных Blackburn (1972); температура T выражена в °С; [4] эти данные являются средними из величин, предложенных Garofalo et al. (1963) и Blackburn (1972). Для более точного описания ползучести на неустановившейся стадии нержавеющей стали типа 316 необходимо использовать два члена, описывающих эту неустановившуюся стадию [Blackburn (1972)].

В связи с тем, что в данном случае нас интересует деформация (а не скорость деформации) при расчете общей деформации вклад от упругой деформации следует суммировать с пластической.

Низкотемпературная пластичность

Кривые в координатах деформация — напряжение для поликристаллических материалов в общем случае можно описать уравнением

для деформационного упрочнения, которое в случае деформации растяжением имеет вид:

$$\sigma = \sigma_0 + K \epsilon_p^m,$$

где ϵ_p — пластическая деформация при растяжении. Преобразуя это уравнение и переходя от растягивающих к эквивалентным сдвиговым напряжениям и деформации, получаем

$$\gamma = [(\sigma_s - \sigma_{0s})/K_s]^{1/m}, \quad (17.6)'$$

где $K_s = K/3^{0.5(m+1)}$; σ_{0s} — начальная величина прочности при сдвиге¹.

Существует множество данных для разных металлов и сплавов (для нержавеющей стали типа 316 данные приведены в табл. 16).

Степенной закон ползучести

При нагружении пластичных материалов, таких, как металлы, возникают дислокации и материал обычно претерпевает деформационное упрочнение. Если напряжение поддерживают постоянным, то дислокации перестраиваются, образуя в конечном счете стабильную субструктуру; после такой перестройки образец будет претерпевать состояние ползучести, характерное для установившейся стадии.

Процесс перестройки дислокационной структуры сопровождается неустановившуюся ползучесть, при которой образец деформируется с более высокой скоростью, чем на установившейся стадии. Эту нормальную неустановившуюся стадию, протекающую с затухающей скоростью ползучести, изучали и моделировали Дорн с сотр. [2, 4, 10].

При нагружении малопластичных материалов (кремния, германия, льда, большинства оксидов, силикатов и т. д.) появляющихся дислокаций не хватает для перестройки в стабильную структуру, необходимую для реализации течения на установившейся стадии. По мере движения дислокации размножаются; при этом скорость ползучести возрастает до величины, наблюдаемой на установившейся стадии. Этот обратный неустановившийся процесс изучали и моделировали авторы работ [1, 8, 9].

Мы ограничимся рассмотрением нормального неустановившегося процесса. Во многих работах используют уравнение:

$$\epsilon = A \sigma^n t^{1/q}, \quad (17.7)$$

где σ — напряжение при растяжении, ϵ — деформация ползучести, t — время, n и $q \geq 1$.

Дифференцирование и преобразование указанного уравнения приводит к двум соотношениям:

$$\left. \begin{aligned} \dot{\epsilon} &\sim \sigma^n / t^p \quad (\text{упрочнение во времени}), \\ \dot{\epsilon} &\sim \sigma^n / \epsilon p' \quad (\text{деформационное упрочнение}). \end{aligned} \right\} \quad (17.8)$$

¹ Граничное значение напряжения соответствует началу релаксации накопленной упругой деформации в первые макросдвиги при начале пластической деформации. *Прим. ред*

Эти уравнения имеют аналитически удобную форму, тем не менее они не отражают физической сущности процесса. Из обоих уравнений следует, что при времени или деформации, равных нулю, скорость ползучести бесконечно велика, а установившаяся стадия отсутствует вообще; кроме этого, как и для всех уравнений интегрального типа, с помощью (17.8) нельзя определить влияние изменения напряжения [6].

Некоторых из указанных трудностей удается избежать при использовании уравнений, предложенных Дорном с сотр. [2, 10]. Экспериментальные результаты по ползучести для Al, Mo, Ag, Fe, Cu, Ni, Nb и Pt хорошо согласуются с рассчитанными по описывающей закон ползучести формуле:

$$\epsilon = \epsilon_t [1 - \exp(-C \dot{\epsilon}_{ss} t)] + \dot{\epsilon}_{ss} t, \quad (17.9)$$

где $\dot{\epsilon}_{ss}$ — скорость ползучести на установившейся стадии; ϵ_t — общая деформация на неустановившейся стадии; C — постоянная.

Мы использовали это уравнение для построения карт механизмов деформации, несмотря на то, что оно также несовершенно, так как не позволяет надежно описать механическое поведение на неустановившейся стадии из-за изменения величины напряжения в процессе проведения испытаний.

Преобразуя уравнение (17.9) так, чтобы перейти к скорости сдвиговой деформации, получаем:

$$\gamma = \gamma_t [1 - \exp(-C_s \dot{\gamma}_{ss} t)] + \dot{\gamma}_{ss} t, \quad (17.10)$$

где $\dot{\gamma}_{ss}$ — скорость деформации на установившейся стадии [идентичная скорости, использованной при построении карт механизмов деформации на установившейся стадии, уравнение (2.21)], $C_s = C/\sqrt{3}$, $\gamma_t = \sqrt{3}\epsilon_t$. Данные для нержавеющей стали типа 316 представлены в табл. 16.

Контролируемое диффузией течение

В однокомпонентной системе существует небольшая переходная область, связанная с контролируемым диффузией течением. При приложении напряжения преимущественно протекающее приграничное скольжение определяет создание такого распределения внутренних напряжений, чтобы они уменьшились со временем, в пределе достигая величин, присущих установившейся стадии. Деформация на неустановившейся стадии должна быть того же порядка, что и упругая деформация σ_s/μ , так как она связана с перераспределением внутренних напряжений. Постоянная времени определяется протекающим процессом релаксации; в этом случае диффузия происходит на расстояния, сравнимые с величиной зерна, что определяет время релаксации $\sim \sigma_s/(\mu \dot{\gamma}_{ss})$, где $\dot{\gamma}_{ss}$ определяется уравнением (2.29). При этом деформация описывается уравнением

$$\gamma = (\sigma_s/\mu) \{1 - \exp[-\dot{\gamma}_{ss} t (\sigma_s/\mu)^{-1}]\} + \dot{\gamma}_{ss} t. \quad (17.11)$$

Приведенная формула, описывающая неустановившуюся стадию, не требует использования новых параметров.

Сплавы (по сравнению с чистыми металлами) характеризуются более продолжительными неустановившимися стадиями и временами релаксации, что, по-видимому, связано с необходимым (для осуществления переползания) перераспределением атомов растворенных элементов. Здесь мы не будем рассматривать эти вопросы.

Построение карт механизмов деформации на неустановившейся стадии

На рис. 132 приведены карты механизмов деформации на неустановившейся стадии для нержавеющей стали типа 316 с величиной зерна 100 мкм. На первой изображены преимущественные области реализации разных механизмов в случае деформации в течение 10^4 с (~ 3 ч.), на второй — 10^8 (~ 3 лет) и на третьей — в случае 10^9 с (30 лет).

В пределах каждой области преимущественно реализуется один механизм, т. е. он вносит в величину общей деформации наибольший вклад по сравнению с другими механизмами. Как бы сверху на области наложены контуры постоянной сдвиговой деформации, которые позволяют определить величину общей деформации, накопленной к моменту, которому соответствуют карты механизмов деформации (т. е. к 10^4 , 10^8 или 10^9 с, например).

На картах механизмов деформации имеются «упругие области»; в пределах такой области действующие механизмы определяют тот факт, что упругая деформация превалирует над общей пластической деформацией (на установившейся и неустановившейся стадиях). Над ней расположена область низкотемпературной пластичности; расстояние между контурами постоянной деформации отражает степень деформационного упрочнения. Области степенного закона ползучести и контролируемого диффузией течения занимают обычные положения, однако разделяющие и ограничивающие их поверхности сдвигаются по мере накопления деформации, так как соответствующие разным механизмам неустановившиеся стадии характеризуются разными постоянными времени.

Пример использования представленных карт механизмов деформации рассмотрен в гл. 19, п. 3.

2. Высокие скорости деформации

В условиях приложения ударного нагружения, а также во многих случаях обработки металлов давлением (гл. 19, п. 3) скорости деформации высоки. Они лежат в интервале $(1 \div 10^6)$ с $^{-1}$, т. е. за пределами, охватываемыми представленными до сих пор картами механизмов деформации. В указанном интервале скоростей деформации движение дислокаций при низких температурах контролируется фоновым и электронным торможением и релятивист-

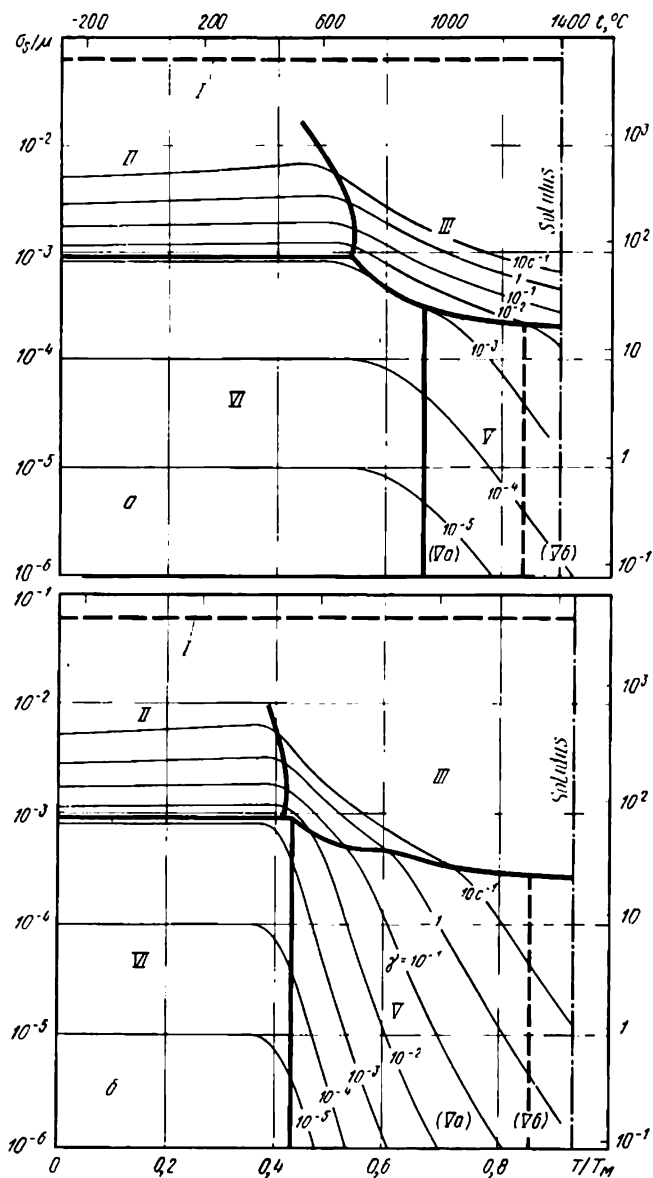


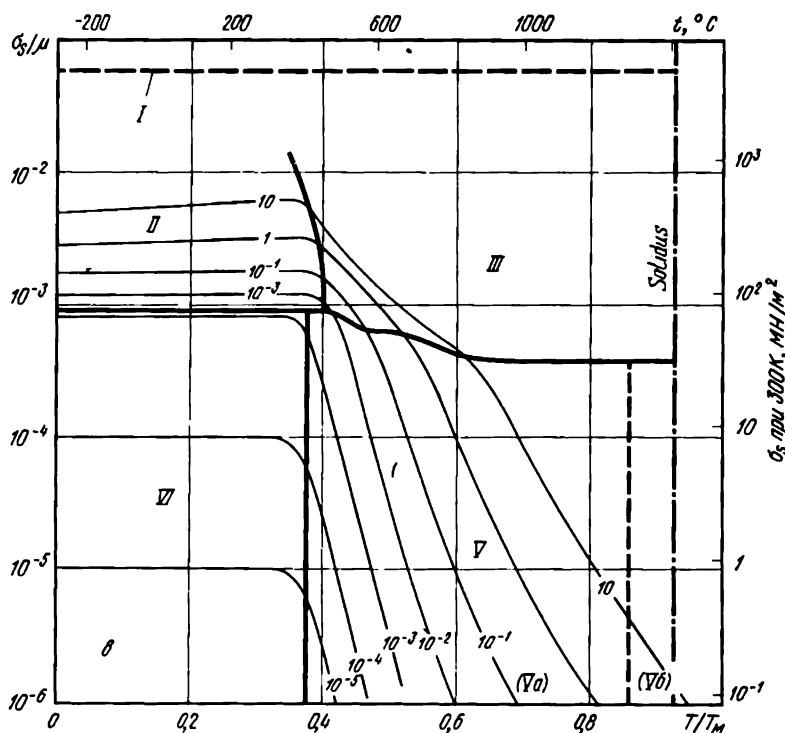
Рис. 132. Карта механизмов деформации (на неустойчивых стадиях) тельностью 10^4 с ≈ 3 ч. (а), 10^6 с ≈ 3 года (б), 10^8 с ≈ 30 лет. (в), VI

скими эффектами, а при высоких температурах наблюдается полное нарушение степенного закона ползучести. Более того, если материал деформируется настолько быстро, что генерируемое в процессе деформации тепло не успевает отводиться, то может произойти локализация скольжения, известная под названием адиабатический сдвиг.

Области, соответствующие фононному и электронному типам торможения и нарушению степенного закона, легко представить на картах механизмов деформации, используя приведенные в гл. 2 скоростные зависимости. Основная проблема связана с получением экспериментальных данных: существует крайне мало надежных результатов измерений, которые позволили бы определить B — коэффициент торможения, а также α' — коэффициент, характеризующий отклонение от степенного закона.

Фононное и электронное торможение, релятивистский предел

Движущаяся дислокация взаимодействует с фононами и электронами. Если другие препятствия не контролируют скорость дислокации, то приходящаяся на единицу длины дислокации сила σ_s заставляет ее двигаться со скоростью



нержавеющей стали типа 316 с величиной зерна 100 мкм продолженной упругой деформации

$$v = \alpha_s b / B. \quad (17.12)$$

При увеличении температуры плотность фононов возрастает, и, как следствие, увеличивается коэффициент торможения B . Экспериментальные данные [13, 14] характеризуются значительным разбросом, однако, в общем случае согласуются с линейной температурной зависимостью коэффициента торможения:

$$B = B_e + B_p(T/300), \quad (17.13)$$

где B_e и B_p — соответственно электронная и фононная части коэффициента торможения при 300 К.

Величину коэффициента B можно измерить в процессе прямого наблюдения за движением дислокаций в течение приложения импульса напряжения, а также косвенно определить по результатам измерения внутреннего трения и испытаний на растяжение и сжатие с очень высокими скоростями деформации. Результаты, полученные при использовании трех перечисленных методов, хорошо взаимно согласуются [13].

Имеющиеся результаты измерений, проведенных на металлах и ионных кристаллах, показывают, что B возрастает от 10 при 4,2 К до ~ 100 мкПа·с при комнатной температуре. Используя уравнение Орована (2.2), находим

$$\dot{\gamma}_D = (\rho b^2 \mu / B_p) (\sigma_s / \mu) / (B_e / B_p + T/300). \quad (17.14)$$

Величину $\rho b^2 \mu / B_p$ можно определить из экспериментов по нагружению с большими скоростями деформации [15, 16, 22]; в указанных трех группах экспериментов была получена величина $\sim 5 \cdot 10^6$ с $^{-1}$ при комнатной температуре. Обобщая экспериментальные результаты, можно вывести приблизительную скоростную зависимость для случая фононного и электронного торможения:

$$\dot{\gamma}_D' = 5 \cdot 10^6 (\sigma_s / \mu) / (0,1 + T/300). \quad (17.14, a)^*$$

Это уравнение¹ использовали при построении представленных ниже карт механизмов деформации. При приближении скорости движения дислокации к звуковой необходимое для ее перемещения напряжение круто возрастает. Это отчасти связано с релятивистским сжатием поля деформаций, обуславливающим резкое увеличение упругой энергии, которое в свою очередь ограничивает скорость движения дислокаций скоростью распространения волн сдвига. Данные [15] свидетельствуют о том, что плотность подвижных дислокаций также увеличивается лишь до некоторой предельной величины. Таким образом, из уравнения (2.2) следует существование верхнего предельного значения скорости деформации $\dot{\gamma}_{lim}$, которое мы принимаем равным 10^6 с $^{-1}$. Приближение к этому предельному значению описывается релятивистским поправочным членом к описываемому торможению уравнению:

$$\dot{\gamma}_{RD} = \dot{\gamma}_D [1 + (\dot{\gamma}_D / \dot{\gamma}_{lim})^2]^{-0.5}. \quad (17.15)^*$$

¹ Здесь и везде звездочкой отмечены уравнения, используемые для построения карт механизмов деформации (см. начало гл. 2).

Приведенные уравнения следует рассматривать как первое приближение; полученные с их помощью расчетные результаты согласуются лишь с небольшой частью экспериментальных данных. Они позволяют лишь примерно нанести на поле карт механизмов деформации те области, в которых преимущественно реализуется тот или иной механизм.

Нарушение степенного закона

Переход от чисто степенного закона ползучести к контролируемой скольжением пластичности был описан в гл. 2, п. 4. Адекватное эмпирическое описание дает уравнение (2.26), которое при низких напряжениях сводится к простому степенному закону [уравнение (2.21)]. Важный параметр α' представляет собой обратную величину от значения нормированного напряжения, при котором степенной закон ползучести нарушается. Ниже приведены приближительные величины α' , полученные при использовании представленных в предыдущих главах экспериментальных данных:

Металлы с решеткой:	
г. ц. к. (Cu, Al, Ni)	10^3
о. ц. к. (W)	$2 \cdot 10^3$
г. п. у. (Ti)	$5 \cdot 10^2 - 10^3$
Галогениды соединения щелочных металлов (NaCl)	$2 \cdot 10^3$
Оксиды (MgO, UO ₂ , Al ₂ O ₃)	$10^3 - 2 \cdot 10^3$
Лед	$2 \cdot 10^3$

Адиабатический сдвиг

Аналитические способы определения начала адиабатического сдвига разнятся по степени общности и полноты охвата имеющихся данных. Почти все они основаны на предположении, что если связанное с нагревом уменьшение прочности превосходит ее увеличение, обусловленное совместным влиянием деформационного упрочнения и упрочнения от увеличения скорости деформации (которое при локализации деформации локально выше), то будет происходить адиабатический сдвиг [2, 3, 5, 8, 18, 23].

В процессе деформации генерируется тепло, обуславливающее падение напряжения течения σ_y . Деформационное упрочнение и/или упрочнение, связанное с увеличением скорости деформации, суммарно приводят к повышению σ_y . При рассмотрении процесса образования шейки принимают [7], что нестабильность процесса деформации наступает, когда степень разупрочнения превышает степень упрочнения. Если величина напряжения течения в данный момент времени составляет σ_y и вся работа переходит в тепло, то подвод тепла к единичному объему за секунду составляет:

$$\dot{q} = \sigma_y \dot{\epsilon}. \quad (17.16)$$

Напряжение течения σ_y зависит от степени скорости и температуры деформации, т. е.

$$\sigma_y = f(\epsilon, \dot{\epsilon}, T).$$

Нестабильность наступает при $d\sigma_y = 0$, т. е. когда

$$(\partial\sigma_y/\partial\epsilon)T_{\epsilon}\epsilon d\epsilon + (\partial\sigma_y/\partial T)_{\epsilon}\epsilon dT + (\partial\sigma_y/\partial\dot{\epsilon})_{\epsilon,T}d\dot{\epsilon} = 0. \quad (17.17)$$

Это уравнение — исходное для большинства исследований процесса адиабатической локализации, см., например [5, 8 или 18].

Вначале рассмотрим случай, характеризующийся отсутствием потери тепла. (Для выполнения этого адиабатического условия скорость деформации должна быть больше рассчитанной¹ величины $\dot{\epsilon}_A$). При низких температурах можно принять, как и в [18], что $(\partial\sigma_y/\partial\epsilon) \gg \partial\sigma_y/\partial\dot{\epsilon}$ и условие неустойчивости упрощается, принимая вид

$$(\partial\sigma_y/\partial\epsilon)_{T,\dot{\epsilon}} = -(\partial\sigma_y/\partial T)_{\epsilon,\dot{\epsilon}}(dT/d\epsilon), \quad (17.18)$$

или, другими словами, деформационное упрочнение компенсируется связанным с нагревом падением упрочнения. В случае равномерного нагрева

$$\text{или} \quad \left. \begin{aligned} dq &= C_p dT = \sigma_y d\epsilon \\ dT/d\epsilon &= \sigma_y / C_p \end{aligned} \right\} \quad (17.19)$$

Если деформационное упрочнение описывается степенным законом

$$\sigma_y = K\epsilon^m, \quad (17.20)$$

то мы получим критическую деформацию для локализации процесса течения в истинно адиабатических условиях

$$\epsilon_c = -mC_p / (\partial\sigma_y/\partial T)_{\epsilon,\dot{\epsilon}} = -mC_p T_M / (\Psi \sigma_y), \quad (17.21)$$

где $\Psi = (T_M / \sigma_y) (\partial\sigma_y/\partial T)_{\epsilon,\dot{\epsilon}}$ — безразмерный параметр материала. Обычно Ψ (—6; —0,5). Меньшее значение наблюдается в случае, когда температурная зависимость напряжения течения аналогична температурной зависимости модуля; большее значение характерно для материалов с сильно зависящим от температуры напряжением течения, таких, например, как металлы с о. ц. к. решеткой при $T < 0,1T_M$. Для многих, используемых в качестве конструкционных, металлов $\Psi = -3$. При этом величина критической деформации зависит, в основном, от коэффициента деформационного упрочнения m , удельной теплоемкости C_p и температуры плавления T_M .

Уравнение (17.21) определяет достаточное условие для начала адиабатического сдвига при условии, что потери тепла образцом не происходит. Это же условие лежит в основе приближений, использованных авторами работ [4, 8, 18]; в последней работе для подтверждения правильности выбранного приближения приведены данные по деформированной взрывом ($\dot{\epsilon} \sim 10^4 \text{ с}^{-1}$) стали

¹ См. формулу (17.26).

типа AISI 4340, подвергнутой термической обработке с целью получения разных комбинаций значений σ_y и m . Однако приближение, основанное на отсутствии потери тепла, выполняется лишь в случае достаточно больших скоростей деформации. Следовательно, должно также выполняться второе условие: скорость деформации должна превышать некоторую критическую величину, приблизительный расчет которой будет приведен ниже.

Рассмотрим случай равномерной деформации (а следовательно, и поступающего количества тепла), сопровождающейся, однако, потерей тепла в окружающее пространство со скоростью [6, 11]

$$s), \quad (17.22)$$

где k — удельная теплопроводность; R — характеристический размер образца (например, радиус цилиндрического образца); $\alpha = \text{const} = 2$; T — температура образца; T_s — температура в области стока тепла.

Уравнение теплового баланса в этом случае:

$$VC_p dT + A \dot{q} dt = V \sigma_y(\epsilon) d\epsilon, \quad (17.23)$$

где V — объем образца; A — площадь поверхности образца. (Анализ, проведенный в работе [10], например, основан на этом последнем уравнении). Принимая $A/V = 2/R$, получаем:

$$dT/dt + 2\alpha k(T - T_s)/(C_p R^2) = \sigma_y(\epsilon) \dot{\epsilon}/C_p. \quad (17.24)$$

Параметр $(C_p R^2)/(2\alpha k) = \tau$ является характеристическим временем (в секундах) оседлой жизни атомов; величина этого параметра практически не зависит от температуры, за исключением температурной области вблизи 0К (она зависит лишь от температурных зависимостей k и C_p). Уравнение (17.24) при этом принимает вид:

$$dT/d\epsilon + (T - T_s)/\tau \dot{\epsilon} = \sigma_y(\epsilon)/C_p. \quad (17.25)$$

Если критическая деформация для адиабатического сдвига ϵ_c , то можно записать:

$$dT/d\epsilon \simeq (T - T_s)/\epsilon_c.$$

Потеря тепла в окружающее пространство становится значительной лишь в случае, когда второе слагаемое в левой части уравнения (17.25) становится сравнимым по величине или превышает первое; поэтому адиабатические условия выполняются, когда

$$\dot{\epsilon} = \epsilon_c/\tau.$$

Используя (17.21), можно найти минимальную скорость деформации для адиабатических условий

$$\dot{\epsilon}_A \simeq -2\alpha m k T_M / (\Psi R^2 \sigma_y). \quad (17.26)^*$$

Таким образом, с учетом принятых приближений можно утверждать, что адиабатический сдвиг будет происходить, когда одновременно выполняются два условия: деформация должна превышать критическую величину, определяемую уравнением (17.21),

и скорость деформации должна превышать значение критической скорости деформации, описываемой уравнением (17.26). На самом деле, локализация сдвига может происходить даже в том случае, когда наблюдается потеря тепла. Существуют методы анализа, включающие указанное допущение [10], однако они достаточно сложные и их рассмотрение в рамках настоящей книги не обязательно.

Карты механизмов деформации, включающие области, соответствующие высоким скоростям деформации

Используя приведенные выше уравнения и данные о влиянии торможения (17.14), релятивистских эффектов (17.15) и адиабатического нагрева (17.26), можно построить отдельные области на карте механизмов деформации любого типа из четырех, представ-

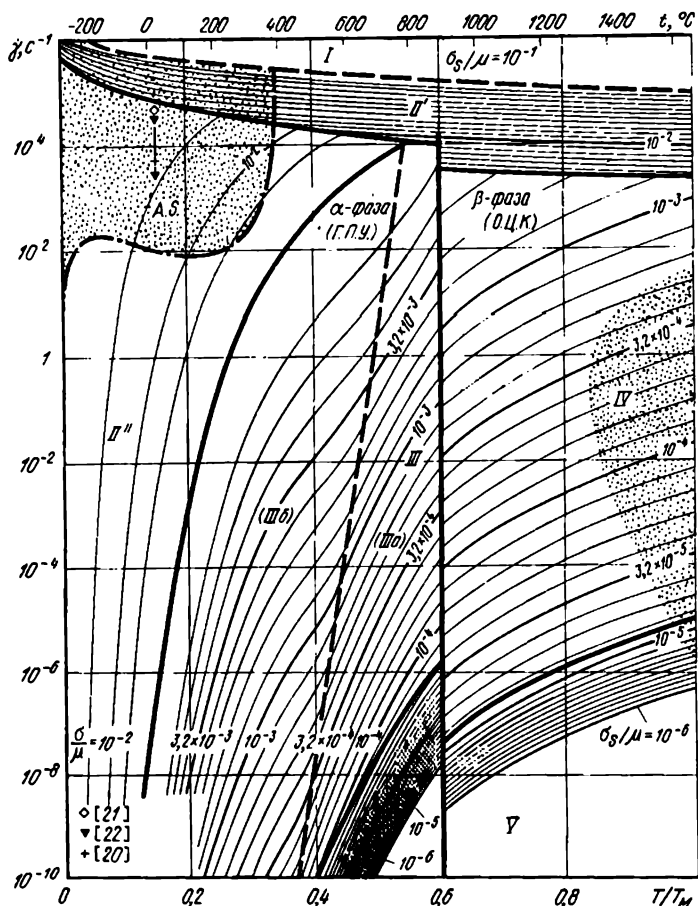


Рис. 133. Карта механизмов деформации титана с 100-мкм зерном, содержащая области контролируемой торможением (II') и препиттиния (II'') пластичности, а также область адиабатического сдвига (A.S.). Релятивистский предел совпадает с вершиной диаграммы

лений в гл. 1. Возможность графического представления первых двух областей очевидна; в случае последней требуется дополнительное обсуждение.

Входящие в (17.26) параметры R и α известны недостаточно хорошо. Однако, если для некоторого стандартного состояния (например, при комнатной температуре) найдено, что адиабатическая локализация происходит при определенной скорости деформации $\dot{\epsilon}_A^0$, то в некотором другом состоянии (например, при 4, 2 К) адиабатическая локализация будет происходить при скорости деформации $\dot{\epsilon}_A$.

$$\dot{\epsilon}_A/\dot{\epsilon}_A^0 = m k \sigma_y^0 \Psi^0 / m^0 k^0 \sigma_y \Psi, \quad (17.27)$$

где индексом 0 обозначено стандартное состояние.

При построении карты механизмов деформации титана промышленной чистоты (рис. 133), содержащей область адиабатического сдвига, мы учли, что этот материал при комнатной температуре характеризуется адиабатической локализацией при скоростях деформации $> 100 \text{ с}^{-1}$ [20, 21, 22]. Наиболее информативными в рассматриваемом случае являются карты механизмов деформации, построенные в координатах $T-\dot{\epsilon}$ (см. рис. 133). Такие карты позволяют наиболее наглядно представить те области, в которых влияние больших скоростей деформации играет определенную роль. Ту же информацию, безусловно, можно представить на картах механизмов деформации, построенных в других координатных осях.

Карты механизмов деформации основаны на следующих данных, характеризующих титан промышленной чистоты:

Параметр	Величина
α'	$5 \cdot 10^2$ [9]
m	$0,11 - 8,6 \cdot 10^{-5} T$ [12]
$K, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$:	
при 4,2 К	5,8 [1]
при 80 К	33 [1]
при 273 К	20 [1]
$-\partial \sigma_y / \partial T, \text{ МПа} \cdot \text{К}^{-1}$:	
ниже 468 К	$0,94 - (4,7 \cdot 10^{-4} T)$ [19]
468—664 К	$2,4 - (3,6 \cdot 10^{-3} T)$ [19]
выше 664 К	0,0 [19]

Примечание. Литературные ссылки взяты из библиографического списка к разд. 2 в гл. 17

Кроме обычных областей, эти карты содержат области контролируемой торможением пластичности [уравнение (17.14)], релятивистского предела [уравнение (17.15)], а также режима, при котором адиабатический нагрев может вызвать локализацию деформации [уравнение (17.26)]. Адиабатическая локализация деформации, безусловно, может происходить как при сжатии и кручении, так и при растяжении. Однако при растяжении неустойчивость, связанная с образованием шейки на образце, может нарушить адиабатическую локализацию деформации, так как неустойчивость деформации происходит до нее. Более подробно, с иллюстрацией разных примеров, этот вопрос рассмотрен в [17].

3. Очень низкие напряжения

Существуют данные, свидетельствующие о том, что при очень низких напряжениях простые скоростные зависимости как для степенного закона ползучести [уравнение (2.21)], так и для контролируемого диффузией течения [уравнение (2.29)] не позволяют адекватно описать экспериментально полученные результаты. Для чистых металлов расхождение между экспериментальными и расчетными данными мало, однако для сплавов на основе металлов и для ряда керамических материалов расхождение может быть большим. Наиболее общая закономерность заключается в том, что при низких напряжениях скорость деформации резко падает с уменьшением напряжения; это позволяет предположить существование «порогового напряжения», ниже которого ползучести нет. Более точным является предположение о существовании напряжения, ниже которого скорость ползучести падает ниже предела точности ее экспериментального определения (обычно $\sim 10^{-9}$ с $^{-1}$).

Наблюдаемые величины «пороговых напряжений» τ_{1r} для чистых металлов, сплавов и одного керамического материала представлены в табл. 17, 18. В чистых металлах величина τ_{1r} увеличивается с уменьшением величины зерна и температуры и обычно составляет $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ μ . В содержащих стабильные дисперсные частицы (например, ThO или Y₂O₃) сплавах τ_{1r} может быть в 10÷100 раз больше.

Таблица 17. Пороговые напряжения для ползучести в чистых металлах

Материал	d ⁰¹ , мкм	T, К	τ ⁰² , МН/м ²	τ_{1r} / μ ⁰³	Библиография ⁰⁴
Cd	80 $\rightarrow$ 300	300	0,2	$7,5 \cdot 10^{-6}$	[7], 1974
Mg	25 $\rightarrow$ 170	425 $\rightarrow$ 596	0,88 $\rightarrow$ 0,09	$6 \cdot 10^{-6} \rightarrow 6 \cdot 10^{-6}$	[9]
Ag	40 $\rightarrow$ 220	473 $\rightarrow$ 623	1,0 $\rightarrow$ 0,3	$4 \cdot 10^{-5} \rightarrow 1,3 \cdot 10^{-5}$	[7], 1975
Cu	35	523 $\rightarrow$ 573	0,6 $\rightarrow$ 0,4	$1,5 \cdot 10^{-5} \rightarrow 1 \cdot 10^{-5}$	[7], 1975
Ni	130	1023	0,2	$3,5 \cdot 10^{-6}$	[18]
Al	160 $\rightarrow$ 500	913	0,08	$5 \cdot 10^{-6}$	[4], 1972
Fe	53 $\rightarrow$ 89	758 $\rightarrow$ 1073	0,3 $\rightarrow$ 0,05	$6 \cdot 10^{-6} \rightarrow 1 \cdot 10^{-6}$	[19]
Co	35 $\rightarrow$ 206	773 $\rightarrow$ 1113	1,4 $\rightarrow$ 0,6	$9 \cdot 10^{-6} \rightarrow 1,7 \cdot 10^{-5}$	[17]

⁰¹ Величина зерна, равная 1,65 средней величины расстояний между точками пересечения. ⁰² Пороговое напряжение при сдвиге; если известно пороговое напряжение при растяжении σ_0 , то $\tau_{1r} = \sigma_0 / \sqrt{3}$. ⁰³ Величины модулей сдвига при температуре испытаний рассчитывали на основе данных, приведенных в табл. 2—4. ⁰⁴ Ссылки из библиографического списка к разд. 3 в гл. 17.

Пороговые напряжения для степенного закона ползучести

В монокристаллах или в крупнозернистых поликристаллических материалах степенной закон ползучести является преимущественно действующим механизмом во всем представляющем практический интерес интервале напряжений. Для чистых металлов степенной закон хорошо описывает механическое поведение при низких напряжениях. Дисперсно-распределенная вторая фаза обуславливает

Т а б л и ц а 18. Пороговые напряжения для ползучести в сплавах и керамиках

Материал	N ^{*,} %	d ₃ , мкм	T, К	τ_{tr}^{**} , МН/м ²	τ_{tr}/μ^{**3}	Библиография ^{*,4}
Ni-ThO ₂	2	1,3-25	1365	31	6·10 ⁻⁴	[20], 1977
Ni-Cr-ThO ₂	2	Монокристалл	1365	32 → 40	6 ÷ 7·10 ⁻⁴	
Ni-Cr-Al-ThO ₂	2	150-490	1365	30	5·10 ⁻⁴	
Ni-Cr-Al-ThO ₂	2	120-1200	1365	24	4·10 ⁻⁴	[20], 1981
JNCONAL-MA-75N-Y ₂ O ₃	0,6	115-130	1365	10 → 42	(2 ÷ 8)·10 ⁻⁴	
Ni-Cr-Al-Y ₂ O ₃	1	310-2500	1366	24	4·10 ⁻⁴	
INCONAL-MA-757-Y ₂ O ₃	0,6	70-265	1144-1477	12-52	(2 ÷ 9)·10 ⁻⁴	[13]
Ni-Cr-ThO ₂	2	—	1173-1473	—	9·10 ⁻⁴	
Cu-SiO ₂	2,3-9	Монокристалл	1073-1300	4-7	(1,0 ÷ 1,8)·10 ⁻⁴	
Cu-Al ₂ O ₃	0,5-1,5	13	1173	0,3-0,9	(1,0 ÷ 3,4)·10 ⁻⁵	[16], 1974
Cu-SiO ₂	—	—	816-1118	~0,3	10 ⁻⁵	[4], 1971
Au-Al ₂ O ₃	6,1	—	~1000	0,2	1,3·10 ⁻⁵	[6], 1982
Нержавеющая сталь	7,9	—	~1000	0,3	1,7·10 ⁻⁵	[14]
UO ₂ — пористая	0,3	14	~1000	1-2,6	(2 ÷ 5)·10 ⁻⁵	[8]
	3	7	1523 → 1723	2-8,5	(0,3 ÷ 1,0)·10 ⁻⁴	[5]

*1 Объемная доля. *2 Пороговое напряжение при сдвиге (если известно пороговое напряжение при растяжении σ_0 , то $\tau_{tr} = \sigma_0 / \sqrt{3}$. *3 Величины модулей сдвига при температуре испытаний рассчитывали на основе данных, приведенных в табл. 2, 5, 6 и 12. *4 Ссылки из библиографического списка к разд. 3. в гл. 17.

возникновение порогового напряжения, ниже которого ползучесть протекает слишком медленно, чтобы ее можно было измерить с использованием обычного оборудования. Наиболее подробно этот аспект исследован Дорном (1968), Намфри и др. (1970), а также авторами [16], которые вводили в монокристаллы меди до 9% SiO_2 , Al_2O_3 и BeO . Авторы этих работ обнаружили, что при введении дисперсных частиц показатель степени n при низких напряжениях возрастал от значения, характерного для чистой меди (~ 5) до намного более высокого значения ≥ 10 , определяя появление порогового напряжения на карте в координатах $\lg \dot{\epsilon}$, $\lg \sigma$. Указанные эксперименты проводили при $\dot{\epsilon} \leq 10^{-6} \text{ с}^{-1}$, фиксируя пороговые напряжения $\sim 10^{-4} \mu$.

При низких температурах пластическое течение в дисперсно-упрочненном кристаллическом твердом теле требует приложения напряжений, достаточных для выгибания дислокаций между дисперсными частицами; если расстояние между этими частицами l , то напряжение Орована (в первом приближении) определяется соотношением

$$\tau_{Or}/\mu = b/l \quad (17.28)$$

(см. гл. 2 и табл. 1). Авторы работы [16] показали, что если дислокации способны переползть через частицы, точнее — огибать их (вместо того, чтобы выгибаться между ними), то течение может происходить при напряжении, составляющем третью часть от ранее указанного и, таким образом, пороговое напряжение

$$\tau_{lr}/\mu = (b/l)/3,$$

где μ — величина модуля при температуре испытаний. Полученные в упомянутых работах экспериментальные данные согласуются с расчетными значениями.

Подчиняющееся степенному закону механическое поведение крупнозернистых поликристаллических материалов более сложно [12, 13]. Как и в случае монокристаллов, введение стабильных дисперсных частиц вызывает появление порогового напряжения. В ряде случаев это пороговое напряжение аналогично по характеристикам описанному выше: при напряжениях $< \tau_{Or}/3$ скорость ползучести становится слишком низкой для того, чтобы ее можно было измерить.

Однако в ряде других, практически важных, случаев количественные значения порогового напряжения не удается так просто объяснить, что, по-видимому, связано с влиянием концентрации напряжений на процесс приграничного скольжения или с влиянием созданной в ходе предварительной деформации субструктуры.

Иначе дело обстоит для мелкозернистых поликристаллических материалов. Ползучесть не приостанавливается при подавлении степенного закона, который заменяется на контролируемое переползанием течением. Указанный механизм деформации также замедляется в результате легирования, однако в меньшей степени, чем степенной закон ползучести. По этой причине контролируемое пе-

реползанием (диффузией) течение при низких напряжениях представляет для нас особый интерес.

Вакансионная ползучесть при низких напряжениях

В случае, когда граница зерна или межфазная граница выступает в качестве стока или источника, необходимого для реализации переползания диффузионного потока точечных дефектов, конкретными источниками или стоками являются зернограницные дислокации, движущиеся в плоскости границы неконсервативным способом. Электронномикроскопические исследования позволяют выявить соответствующие дислокации [10, 15], которые размножаются в результате действия источников и, таким образом, под воздействием приложенного напряжения их плотность возрастает вплоть до 10^7 м/м². И теория, и эксперимент показывают, что векторы Бюргерса b_b этих дислокаций не являются решеточными (они меньше), и по этой причине дислокации вынуждены при движении оставаться в плоскости границы.

Существующая модель вакансионной ползучести требует, по крайней мере, двух изменений. Во-первых, требуется ответить на вопрос, как скорость этого процесса будет изменяться в присутствии отдельных стоков и источников. Было показано [1], что указанное изменение будет незначительным до тех пор, пока плотность зернограницных дислокаций является низкой; при дальнейшем рассмотрении мы пренебрегаем этим аспектом. Во-вторых, следует ответить на вопрос, как подвижность дефектов влияет на скорость ползучести. Ответ заключается в том, что в чистых металлах с нормальной (средней) величиной зерна подвижность высока и она не влияет на величину скорости ползучести; вот почему большая часть данных для чистых металлов описывается простой скоростной зависимостью для контролируемого переползанием (диффузией) течения [уравнение (2.29)]. Внутренние напряжения, связанные с зернограницными дислокациями, контролируют подвижность последних, определяя появление порогового напряжения лишь при очень низких внешних приложенных напряжениях. Но в сплавах и соединениях, особенно в содержащих дисперсные стабильные частицы второй фазы, подвижность зернограницных дислокаций в значительной степени снижена. В этом случае наблюдаются аномально низкая ползучесть и существование больших пороговых напряжений. Рассмотрим эти аспекты несколько более подробно.

Пороговое напряжение в чистых материалах

Рассматриваемая нами зернограницная дислокация (как и всякая другая) не может оборваться внутри твердого тела. Она должна быть либо непрерывной, замыкаться на себя (петля), либо входить в состав сеток, связываясь в узлах (например, в тройных стыках) с другими дислокациями при условии, что сумма векторов Бюр-

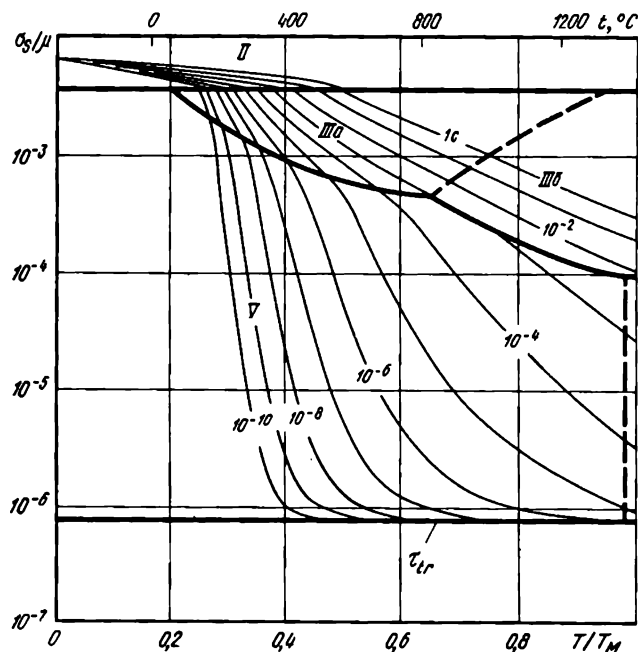


Рис. 134. Карта механизмов деформации чистого никеля ($d = 10$ мкм), характеризующегося наличием порогового напряжения $\tau_{tr} = 8 \cdot 10^{-7}$ м. В общем случае собственная энергия зернограницных дислокаций определяет величину порогового напряжения $\bar{\sigma}_b = b b/d$

герса в каждом таком узле (тройном стыке) равна нулю. Если линия дислокации проходит поперек волнообразной поверхности, образующей границу между зёрнами, то ее длина изменяется; она вообще может закрепляться узлами дислокационной сетки. Если собственная энергия дислокации (линейное натяжение)

$$E_s \approx Gb^2/2, \quad (17.29)$$

то изменение длины дислокации или закрепление ее будут приводить к возникновению порогового напряжения, необходимого для движения дислокации. Оба процесса легко моделируются [1, 4] и приводят к следующему очевидному соотношению:

$$\tau_{tr}/\mu = Cb_b/d, \quad (17.30)$$

где d — величина зерна, $C \approx 1$ — постоянная.

Принимая $b_b = 10^{-10}$ м (т. е. $\sim 1/3$ от величины вектора Бюргера решеточных дислокаций), можно рассчитать величины пороговых напряжений, составляющие $2 \cdot 10^{-7}$ м для зерна величиной 500 мкм и 10^{-5} м для зерна 10 мкм. Эти значения несколько меньше приведенных в табл. 2, что, по-видимому, отражает совместное влияние рассматриваемого механизма и торможения, обусловленного примесями (см. ниже).

Влияние порогового напряжения на вид карт механизмов деформации иллюстрируется на рис. 134 на примере никеля. Эту

карту рассчитывали, заменяя σ_s в уравнении для контролируемого диффузией течения [уравнение (2.29)] на $(\sigma_s - \tau_{lr})$. Поле карты механизмов деформации было расширено вниз за счет уменьшения значений по оси напряжений, что позволило показать влияние порогового напряжения. В широком интервале величин приложенного напряжения ползучесть адекватно описывается уравнением (2.29). Некоторые изменения видны лишь вблизи τ_{lr} .

*Контролируемое подвижностью дислокаций
неконсервативное течение в сплавах и соединениях*

Растворенные в твердом растворе примеси могут образовывать сегрегации у зернограницных дислокаций; в этом случае при движении дислокаций сегрегат может диффундировать вслед за движущимися дислокациями, обуславливая вязкое торможение последних, ограничивающее их подвижность. Дискретные частицы второй фазы также взаимодействуют с зернограницными дислокациями, закрепляя их и вызывая появление порогового напряжения, что во многом аналогично тому, как частицы закрепляют решеточные дислокации и подавляют проявление степенного закона ползучести. Однако в связи с тем, что средняя величина вектора Бюргерса зернограницной дислокации меньше (по-видимому, втрое) вектора Бюргерса решеточной дислокации, мощность сегрегации также меньше, а сила закрепления ниже. По этой причине действующие в конкретных условиях механизмы упрочнения подавляют степенной закон ползучести более эффективно, чем контролируемое диффузией течение, обуславливая преимущественное проявление последнего механизма деформации.

Когда же движение зернограницных дислокаций затруднено, лишь часть приложенного напряжения затрачивается на то, чтобы заставить дислокации двигаться, а значительная часть напряжения входит в движущую силу диффузии, т. е. затрачивается на разблокировку дислокаций. В связи с этим скорость ползучести ниже, чем следует из уравнения (2.29); далее приводится расчет величины степени снижения скорости ползучести.

Скорость v зернограницной дислокации связана с силой F , действующей на единицу длины линии дислокации, уравнением, описывающим подвижность [ср. с (2.4)]:

$$v = MF = M\sigma_s^i b_b. \quad (17.31)$$

В этом уравнении σ_s^i соответствует той части приложенного напряжения, которая затрачивается на движение зернограницных дислокаций. (Мы принимаем, что при чистом сдвиге границы подвержены воздействию нормальных сил, определяющих возникновение напряжения $\pm \sigma_s$). Скорость деформации связана с b_b , v и плотностью зернограницных дислокаций ρ_b (длина на единицу площади) соотношением

$$\dot{\gamma} = 2\rho_b b_b v/d$$

[см. уравнение (2.2)], где коэффициент 2 связан с тем, что движение дислокаций вызывает любую, а не только сдвиговую, деформацию. Совмещая приведенные выше уравнения, получаем

$$\dot{\gamma} = 2\varrho_b b^2 M \sigma_s^i / d. \quad (17.32)$$

Величина скорости деформации должна корреспондироваться с определенной интенсивностью диффузии, обеспечивающей разблокировку дислокаций; как отмечалось, в движущую силу диффузии входит оставшаяся часть напряжения $\sigma_s - \sigma_s^i$. Из уравнения (2.29) следует, что

$$\dot{\gamma} = \frac{42D_{\text{eff}}\Omega}{kTd^2} (\sigma_s - \sigma_s^i). \quad (17.33)$$

Исключая, с учетом (17.32), σ_s^i и решая (17.33) относительно $\dot{\gamma}$, получаем:

$$\dot{\gamma} = 42D_{\text{eff}}\sigma_s \Omega / (kTd^2) [1 + 21D_{\text{eff}}\Omega / (kT \times \times d\varrho_b b^2 M)]^{-1}. \quad (17.34)$$

Это уравнение является основным для случая контролируемого диффузией течения, когда подвижность зернограницных дислокаций ограничена из-за наличия атмосфер [2]. Если M велико, данное уравнение сводится к классическому, описывающему контролируемое диффузией течение соотношению [уравнение (2.29)]; однако, когда M мало, уравнение (17.34) сводится к (17.32) при условии $\sigma_s^i = \sigma_s$. В частности, если все зернограницные дислокации прочно закреплены ($M=0$), то ползучесть останавливается. Для выяснения условий, необходимых для дальнейшего продвижения, несбодимым является вывод уравнений, в явной форме описывающих ϱ_b и M .

Наиболее достоверным предположением, касающимся величины плотности зернограницных дислокаций, ϱ_b , является то, что она линейно увеличивается с ростом напряжения [3, 4]:

$$\varrho_b = \alpha [\sigma_s / (\mu b_b)], \quad (17.35)$$

где $\alpha \approx 1$ — постоянная. Приведенное уравнение является двухмерным аналогом уравнения (2.3) для плотности дислокаций в твердом кристаллическом теле.

Когда движение дислокаций контролируется механизмом торможения (блокировки) атомами растворенных в твердом растворе легирующих элементов и примесей, с увеличением атомной доли последних, c_0 торможение, очевидно, будет возрастать. В работе [1] было показано, что

$$M = D_s \Omega / (\beta k T b^2 c_0), \quad (17.36)$$

где D_s — коэффициент диффузии растворенных в твердом растворе атомов легирующих элементов или примесей; $\beta = 1 \div 20$ — постоянная (для данной примеси).

В качестве примера, иллюстрирующего торможение дислокаций примесями, мы приняли $M = D_b \Omega^{1/2} (kT)$, (т. е. $D_s = D_b i \beta c_0 b^2 / \Omega^{1/2}$) и рассчитали карты механизмов деформации никеля, используя уравнения (17.34) и (17.35) для описания контролируемого диффузией течения. Соответствующие карты для двух величин зерен изображены на рис. 135, а—г. Из представленных карт видно, как область контролируемого диффузией течения, для которой $\dot{\gamma} \sim \sigma_s$, замещается при низких напряжениях областью контролируемого подвижностью дислокаций (взаимодействием на поверхности раздела) течения, для которой $\dot{\gamma} \sim \sigma_s^2$. Новая область увеличивается по мере уменьшения величины зерна, и при достаточно большой концентрации c_0 или достаточно малом коэффициенте диффузии D_s она может полностью «вытеснить» область контролируемого диффузией течения.

Указанная область, для которой справедливо $\dot{\gamma} \sim \sigma_s^2$, редко встречается на поле карт механизмов деформации чистых металлов. Необходимое для ее существования условие, связанное с малой величиной зерна, не соблюдается при высоких температурах, вызывающих рост зерен; кроме того, при высоких температурах подвижность зернограничных дислокаций также высока. Примеси снижают подвижность и подавляют рост зерна; еще более эффективны в этом отношении добавки легирующих элементов, приводящие к выделению частиц второй фазы и созданию дуплексной структуры. По этой причине степень интенсивности функционирования источников и стоков может определять механическое поведение мелкозернистых двухфазных сверхпластичных сплавов, которые обычно характеризуются сигмаидальной кривой, описывающей зависимость между скоростью деформации и напряжением.

Дисперсно распределенные стабильные частицы второй фазы закрепляют и зернограничные дислокации; таким образом, при напряжениях ниже порогового их подвижность близка к нулю. В этом случае вакансионная ползучесть описывается уравнением (17.34) с использованием соответствующего (нелинейного) выражения для M . Однако, в качестве полезного приближения пороговое напряжение можно представлять как вычитаемое из приложенного. При этом скорость ползучести описывается классическим уравнением для контролируемого переползанием течения [уравнение (2.29)] с заменой σ_s на $(\sigma_s - \tau_{lr})$; рассчитанные таким образом карты механизмов деформации изображены на рис. 63 и 134. По ранее указанным причинам мы принимаем, что τ_{lr} составляет третью часть от величины напряжения Орована для зернограничных дислокаций:

$$\tau_{lr}/\mu \approx (b_b/l)/3. \quad (17.37)$$

В связи с тем, что вектор Бюргерса зернограничной дислокации b_b меньше вектора Бюргерса решеточной дислокации, величина этого порогового напряжения втрое ниже значения, соответствующего степенному закону ползучести. Дисперсноупрочненные материалы характеризуются пороговым напряжением $\sim 10^{-4} \mu$

(см. табл. 3) при условии, что расстояние между препятствиями (частицами) ~ 3000 бн.

Как следует из имеющихся данных, величина порогового напряжения часто зависит от температуры. Согласно [1], это можно объяснить наложением процессов, определяемых дискретными препятствиями и торможением атомами растворенных в твердом растворе легирующих элементов или примесей. Имеется в виду, что это торможение вызывает появление зависящего от температуры напряжения, при котором скорость деформации падает ниже предельной величины, которую можно определить с использованием существующего обобщения.

4. Влияние давления на пластическое течение

В инженерных расчетах обычно принимают, что пластическое течение обусловлено сдвиговой (девиаторной) частью поля напряжений (см. гл. 1). Установлено, что ни на низкотемпературную пластичность, ни на ползучесть давление $< K/100$, где K — объемный модуль упругости, не влияет. Однако, когда давление превышает эту величину, напряжение течения возрастает, а скорость ползучести уменьшается. Пластическое течение по-преж-

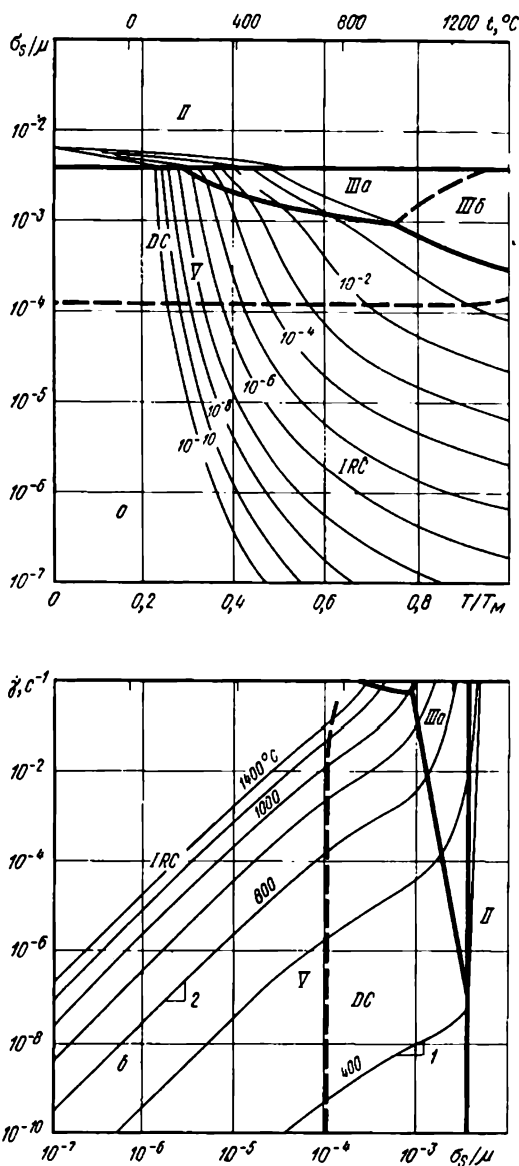
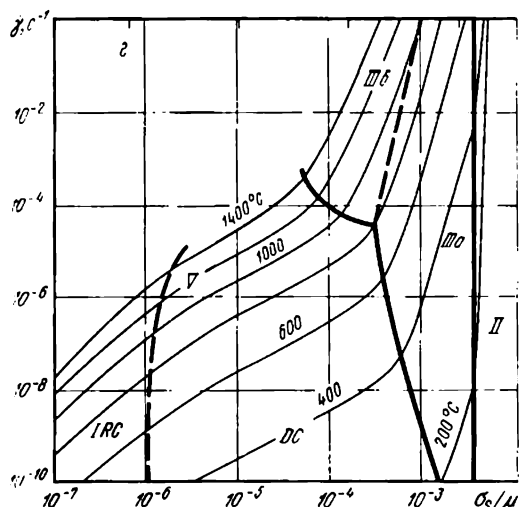
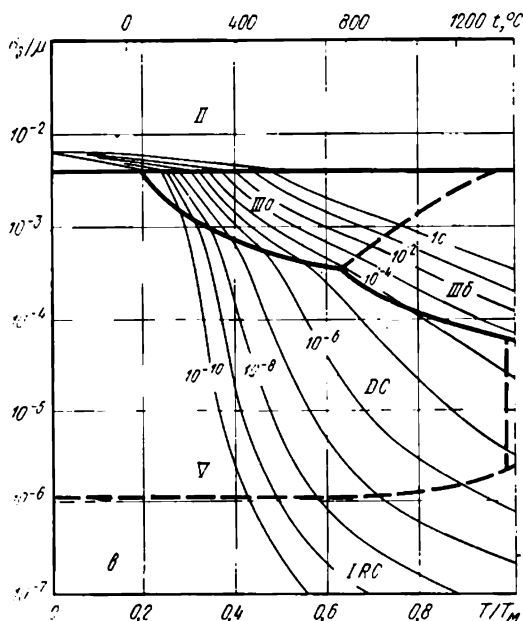


Рис. 135. Карты механизмов деформации никеля с величиной ограниченной подвижностью зернограницных дислокаций: ине; I.R.C — контролируемое взаимодействием с поверх



карта 1 мкм (а, б) и 10 мкм (в, г), характеризующегося $M = D_b b / (kT)$; DC -- контролируемое самодиффузией течением раздела течение

нему обусловлено девиаторной частью напряжений, но давление изменило свойства материала (такие, как τ , ΔF , A и Q). Тогда давление, наравне с температурой и сдвиговым напряжением, следует рассматривать как независимую переменную. При решении некоторых геофизических проблем давление оказывается такой же важной переменной, как и температура (например, на глубине 400 км $P \approx K/10$ оказывает значительное влияние на свойства материала).

Влияние давления на пластическое течение изучено не так подробно, как влияние температуры. Но имеющейся информации вполне достаточно, чтобы представить относительно достоверную картину. В настоящем разделе мы обобщим результаты, иллюстрирующие возможность использования давления как независимой переменной при расчете карт механизмов деформации. Примеры использования таких карт приведены в п. 8 этой книги.

Влияние давления на величины ионного объема, параметра решетки и модуля

В линейно-упругом твердом теле с объемным модулем упругости K_0 атомный (или ионный) объем зависит от давления следующим образом:

$$\Omega = \Omega_0 \exp [-(p - p_0)/K_0]. \quad (17.38)$$

Параметр решетки a (и вектор Бюргерса b) связаны с давлением соотношением:

$$a = a_0 \exp [-(p-p_0)/3K_0], \quad (17.39)$$

где Ω_0 , K_0 и a_0 — величины соответствующих параметров при атмосферном давлении p_0 . Величины K_0 для элементов и соединений приведены в [2, 8].

В первом приближении модули линейно возрастают с увеличением давления и линейно уменьшаются с ростом температуры:

$$\mu = \mu_0 \{1 + [(T_M/\mu_0) d\mu/dT] (T-300)/T_M\} + (p-p_0) d\mu/dp, \quad (17.40)$$

$$K = K_0 \{1 + [(T_M/K_0) (dK/dT)] (T-300)/T_M\} + (p-p_0) + dK/dp, \quad (17.41)$$

где p_0 — атмосферное давление, которым в большинстве практических случаев мы пренебрегаем.

Ниже приведены средние величины и стандартные (среднеквадратичные) отклонения коэффициентов, характеризующих зависимости модуля и напряжения течения от температуры и давления для ряда элементов и соединений с кубической решеткой:

Коэффициент:

$[T_M/\mu_0 \cdot d\mu/dT]$	$-0,52 \pm 0,1$ (см. табл. 2)
$[T_M/K_0 \cdot dK/dT]$	$-0,36 \pm 0,2$ [8]
$[d\mu/dp]$	$1,8 \pm 0,7$ [2,8]
$[dK/dp]$	$4,8 \pm 1$ [2,8]
$[K_0/\mu_0 \cdot d\mu/dp]$	$5\%/3$ [2,8]

$$K_0/\sigma_{s0} \cdot d\sigma_s/dp \quad 8 \pm 2$$
 [15]

Примечание. Литературные ссылки см. в библиографическом списке к разд. 4 в данной главе.

В основном приведены данные для металлов, есть данные и для галогидных соединений щелочных металлов и оксидов. Коэффициенты имеют приблизительно постоянное значение, т. е. при отсутствии данных для конкретного материала вполне можно использовать приведенные постоянные величины.

Влияние давления на низкотемпературную пластичность

Эксперименты, проведенные на ряде сталей [15, 19], позволили установить характер влияния гидростатического давления на величину напряжения течения. С достаточной степенью точности можно отметить, что последнее линейно возрастает с увеличением давления:

$$\sigma_s = \sigma_{s0} \{1 + \underbrace{[(K_0/\sigma_{s0}) d\sigma_s/dp] p/K_0}_{= (6 \div 11)}\}. \quad (17.42)$$

Влияние давления в ряде случаев оказывается значительным. Представляется необходимым рассмотреть прямое влияние давления на движение дислокаций.

Зависимость от давления можно почти полностью учесть, рассмотрев влияние давления на величины энергий активации ΔF_p и ΔF и прочностных параметров $\hat{\epsilon}_0$ и $\hat{\epsilon}$, входящих в уравнения (2.9) и (2.12). Обычно принимают [10], что энергия активации контролируемого как препятствиями, так и сопротивлением решетки скольжения пропорциональна масштабному множителю μb^3 , а прочность $\hat{\epsilon}$ — масштабному множителю μ . Например, для о.ц.к. металлов энергия активации близка к $0,07\mu b^3$, а напряжение течения при $T=0$ близко к величине $0,01\mu$. Как отмечалось, оба параметра — μ и b — зависят от давления, причем μ увеличивается с ростом давления быстрее, чем уменьшается b^3 . В этом случае повышение давления способствует росту как энергии активации ΔF , так и прочности $\hat{\epsilon}$.

При абсолютном нуле напряжение течения, необходимое для начала течения, равно $\hat{\epsilon}$. Используя для определения модуля (17.40) и пренебрегая p_0 , а также подставляя приведенные выше зависимости в (2.9), после преобразований получаем:

$$\sigma_s = \sigma_{s0} \{1 + [(K_0/\mu_0) d\mu/dp] p/K_0\}. \quad (17.43)$$

Это соотношение аналогично (17.42), при том что

$$(K_0/\sigma_{s0}) d\sigma_s/dp = (K_0/\mu_0) d\mu/dp. \quad (17.44)$$

Расчетные значения коэффициентов лежат в интервале от 2 до 9 по сравнению с измеренными величинами 6—11; при этом следует иметь в виду, что измерения проводили при комнатной температуре, что для большинства изученных материалов составляло $\sim 0,27T_M$. При использовании поправочных коэффициентов [1] между расчетными и экспериментальными данными достигается лучшее соответствие.

Известно и о ряде других вкладов в зависимость низкотемпературной пластичности от давления, однако их величина мала. Наличие дислокаций в общем случае приводит к растяжению кристаллической решетки; это отчасти связано с небольшим растяжением в области ядра дислокации ($\sim 0,5\Omega$ на длину атома), а частично с тем, что нелинейность модуля обуславливает вызванное полем упругих деформаций расширение [5, 12, 17]. Указанная вторая причина в рассматриваемом общем случае наиболее важна. Приходящееся на единицу объема объемное расширение равномерно деформированного материала приблизительно определяется соотношением:

$$\Delta V = 1,5\Delta E^{el}/\mu, \quad (17.45)$$

где ΔE^{el} — упругая энергия, связанная с полем деформаций. Если энергия активации, входящая в скоростные зависимости, в большей степени по природе является упругой, то в процессе активации наблюдается незначительное увеличение объема ΔV . Однако, когда этот вклад сравнивают с изменением модуля в зависимости от давления [уравнение (17.43)], он оказывается мал. В этом случае влияние давления на низкотемпературную пластичность адекватно описывается уравнением (17.42). Давление $0,1K_0$, грубо говоря, удваивает величину напряжения течения.

Существует ограниченное число испытаний на ползучесть, в которых в качестве переменного параметра использовали давление [13]. Типичными являются исследования [4], в ходе которых изучали ползучесть индия под давлением. Когда величину приложенного давления изменяли в определенных пределах, скорость ползучести изменялась резко, но обратимо, возвращаясь к исходной величине после снятия избыточного давления.

В случаях, когда ползучесть контролируется консервативным скольжением дислокаций, влияние давления должно быть аналогично описанному в последнем подразделе. Если же ползучесть контролируется переползанием (диффузией), то основное влияние давления сводится к его влиянию на подвижность точечных дефектов. Давление замедляет диффузию, так как увеличивает энергию, необходимую для перескока атома из одного положения в другое, а также в связи с тем, что оно может вызвать уменьшение концентрации вакансий в твердом теле. Этот аспект подробно изучали авторы работ [6, 11, 14]; подробный расчет представлен в [9].

Кинетический подход для описания самодиффузии, протекающей по вакансионному механизму (см., например, [18]), позволяет определить коэффициент диффузии

$$D = \alpha a^2 n_v \Gamma, \quad (17.46)$$

где α — геометрическая постоянная кристаллической структуры; a — параметр решетки, слабо зависящий от давления в соответствии с (17.39).

Важны зависимости от давления таких параметров, как атомная доля вакансий n_v и фактор частоты (число соударений) Γ . В чистой однокомпонентной системе определенная атомная доля вакансий находится в состоянии теплового равновесия, так как связанная с ними энергия ΔG_f на одну вакансию компенсируется величиной конфигурационной энтропии, зависящей от распределения вакансий в кристалле. В то же время, при введении вакансии объем твердого тела увеличивается на V_f и для преодоления любого внешнего давления p необходимо произвести работу pV_f . Таким образом, приложенное давление увеличивает энергию образования вакансий без изменения конфигурационной энтропии, и в связи с этим концентрация вакансий, находящихся в состоянии теплового равновесия, уменьшается. Если принять, что

$$\Delta G_f = \Delta G_{f0} + pV_f, \quad (17.47)$$

где нижний (подстрочный) индекс 0 означает «нулевое значение», то

$$n_v = \exp \left[-(\Delta G_{f0} + pV_f)/(kT) \right]. \quad (17.48)$$

Линейное увеличение давления сопровождается экспоненциальным уменьшением концентрации вакансий.

То, что металл стремится сохранить определенный объем, приходящийся на один свободный электрон, является следствием

природы металлической связи. Если вакансия создается удалением иона из внутреннего объема с последующим расположением его на поверхности, то число свободных электронов остается неизменным и металл сжимается. По этой причине измеренные величины V_f для металлов малы: около половины атомного объема ($\sim 0,5\Omega_0$). Твердые тела с ионной связью характеризуются иным, отличающимся от рассмотренного, поведением: удаление одного иона приводит к появлению между окружающими ионы оболочками сил взаимного отталкивания. Вакансия становится центром объемного расширения и V_f достигает в пределе $2\Omega_0$ — удвоенного объема удаленного иона. Данных для оксидов и силикатов нет, однако при сильной ковалентной связи можно ожидать, что атомы кислорода будут образовывать плотноупакованную решетку, в которой отдельные атомы ведут себя как твердые сферы. Тогда образование вакансии сопровождается увеличением объема, занимаемого атомом кислорода в структуре.

Существует один осложняющий общую картину фактор. В многокомпонентной системе вакансии могут стабилизироваться по иным, не связанным с энтропией, причинам. Например, при введении ионов с иной валентностью, в соединениях с ионной связью образуются вакансии одного составляющего компонента или атомов внедрения другого для того, чтобы общий заряд остался нейтральным; в этом случае давление не будет существенно изменять величину концентрации вакансий. Оксиды (даже чистые) могут иметь отличающийся от стехиометрического состав. Отклонение от стехиометрического состава часто происходит в результате создания вакансий в одной из подрешеток. На концентрацию этих вакансий влияет активность кислорода в окружающей атмосфере, и таким образом парциальное давление кислорода определяет скорости диффузии. По этим причинам вполне возможно, что в (17.47) $0 \leq V_f \leq 2\Omega_0$.

Частота перескоков также зависит от давления. В процессе диффузии ионы проходят через активированное состояние, в котором их свободная энергия возрастает на величину энергии движения ΔG_m . Частота таких перескоков определяется уравнением

$$\Gamma = \nu \exp \left[-\Delta G_m / (kT) \right]. \quad (17.49)$$

где ν — не зависящая от давления частота колебаний атома в так называемом основном состоянии.

При движении иона нарушается окружающее этот ион построение, а сам ион накапливает некоторое (умеренное) количество энергии упругого состояния. Если вся энергия активации движения является энергией упругого состояния, то она [по той же причине, что и (17.45)] связана с приходящимся на единичный объем расширением:

$$V_m = 3\Delta G_m / (2\mu).$$

Принимая, что энергия активации движения составляет 0,4 энергии активации диффузии, находим, что $V_m = (0,2 \div 0,4)\Omega_0$, где Ω_0 —

объем диффундирующего иона. Экспериментально была найдена несколько меньшая величина V_{lm} , что позволяет предположить энергию активации не полностью упругого состояния.

Учитывая все результаты, получаем:

$$D = D^0 (1 - 2p/3K) \exp [-pV^*/(kT)] \approx \approx D^0 \exp [-pV^*/(kT)], \quad (17.50)$$

где $D^0 = \alpha(a_0)^2 \nu \exp -(\Delta G_f + \Delta G_m)/(kT)$ — коэффициент диффузии при «нулевом» давлении; $V^* = V_f + V_m$ для «внутренней» диффузии; $V^* = V_{lm}$ для «внешней» диффузии. В связи со сложностью проведения экспериментов мало результатов измерений V^* , имеющиеся же характеризуются значительным разбросом [3, 6, 7, 9, 11, 16]. Некоторые результаты обобщены в табл. 19. Они соответствуют интервалу от 0 до $2\Omega_0$, где Ω_0 — объем диффундирующего иона.

Таблица 19. Активационные объемы для диффузии и ползучести [11, 7, 13]

Материал	Структура	V^*/Ω_0 для диффузии	V^*_{cr}/Ω_0 для ползучести
Pb	Г. ц. к.	$0,8 \pm 0,1$	0,76
Al	Г. ц. к.	—	1,35
Na	О. ц. к.	$0,4 \pm 0,2$	0,41
K	О. ц. к.	—	0,54
In	Г. п. у.	—	0,76
Zn	Г. п. у.	$0,55 \pm 0,2$	0,65
Cd	Г. п. у.	—	0,63
AgBr	Типа каменной соли	$1,9 \pm 0,5$	1,9
Sn	Тетрагон.	$0,3 \pm 0,1$	0,31
P	»	$0,5 \pm 0,1$	0,44

В случае, когда ползучесть контролируется переползанием (диффузией), скорость ползучести изменяется в соответствии с коэффициентом диффузии. При этом уравнение (2.21), описывающее степенной закон ползучести, принимает вид:

$$\dot{\gamma}_4 = [A_2 D^0 \exp \mu b / (kT)] (\sigma_s / \mu)^n \exp [-pV / (kT)], \quad (17.51)$$

где μ и b соответствуют величинам при давлении p . Уравнение (2.29), описывающее контролируемое диффузией течение, принимает вид

$$\dot{\gamma}_7 = [42 \sigma_s \Omega / (kT d^2)] D^0_{eff} \exp [-pV^* / (kT)], \quad (17.52)$$

где Ω — атомный или ионный объем при давлении p . При большом давлении скорость ползучести сильно зависит от него: давление $0,1K_0$ приводит к десятикратному снижению скорости ползучести. Основной вклад при этом вносит член, включающий V^* , и, таким образом, «активационный объем» для ползучести, определяемый соотношением

$$V^*_{cr} = d(\ln \dot{\gamma}) / dp,$$

должен быть близок по величине к соответствующему объему

для диффузии V^* . Данные, приведенные в табл. 4, подтверждают этот вывод.

Фиксирование зависимости от давления на картах механизмов деформации

Обобщенная выше информация позволяет представлять влияние давления на свойства материала на картах механизмов деформации. Величины b , Ω , μ рассчитывают для заданного давления с использованием уравнений (17.38) — (17.40). Коэффициенты диффузии уточняют для определенного давления, используя уравнение (17.50), или (альтернативный метод) уравнения ползучести видоизменяют в соответствии с уравнениями (17.51) и (17.52). Наконец, напряжение течения для низкотемпературной пластичности заменяют величиной, определяемой уравнением (17.42). Рассчитанные подобным образом карты механизмов деформации представлены в гл. 19, п. 8.

Глава 18

ЗАКОНЫ ПОДОБИЯ И ИЗОМЕХАНИЧЕСКИЕ ГРУППЫ

Анализ представленных в гл. 4 и 16 данных приводит к выводу, что материалы с одинаковой кристаллической структурой и аналогичными типами связи характеризуются схожими картами механизмов деформации. Будучи построенными в нормированных координатных осях $T/T_M - \sigma_s/\mu$ карты механизмов деформации для всех металлов с г. ц. к. решеткой (по экспериментальным данным) имеют почти одинаковое взаимное расположение областей и контуров постоянной скорости деформации. Более того, они отличаются от карт механизмов деформации о. ц. к. металлов, галондных соединений щелочных металлов или оксидов разных классов, для которых существуют свои, только для этой группы характерные, карты механизмов деформации.

При соответствующем нормировании данных, поликристаллические твердые тела можно классифицировать по изомеханическим группам; материалы, входящие в одну группу, имеют однотипные механические свойства, которые, будучи нормированными, отличаются от механических свойств материалов, представляющих другие группы. Ниже мы рассмотрим методы наиболее рационального нормирования данных, позволяющие выявить аналогию и разницу между материалами. На этой основе составлена предварительная классификация материалов по изомеханическим группам, представленная в табл. 20.

1. Нормирование данных по механическим свойствам

Приведенные в настоящей книге карты механизмов деформации построены в нормированных координатных осях T/T_M и σ_s/μ .

Таблица 20. Классификация поликристаллических твердых тел

Тип решетки	Точечная группа	Изомеханическая группа
<i>Кубическая сингония</i>		
Г. ц. к. Кубическая типа алмаза Каменной соли: галогидные соединения щелочных металлов , простые оксиды сульфид свинца карбиды металлов Флюорит Шпинель О. ц. к.: щелочные металлы переходные металлы Редкоземельные металлы Хлорид цезия Цинковая обманка	$m\bar{3}mF$ $m\bar{3}mF$ $m\bar{3}mF$ $m\bar{3}mF$ $m\bar{3}mF$ $m\bar{3}mF$ $m\bar{3}mF$ $m\bar{3}mI$ $m\bar{3}mI$ $m\bar{3}mI$ $m\bar{3}mP$ $\bar{4} 3mF$	Al, Cu, Ag, Au, Pt, Pb, Ni, γ -Fe C, Si, Ge, α -Sn (K, Na, Li, Rb) (F, Cl, Br, I), AgCl, AgBr MgO, MnO, CaO, FeO, CoO PbS, PbTe и др. TiC, ZrC, UC, TaC, VC, NbC UO ₂ , ThO ₂ , CaF ₂ , BaF ₂ , CeO ₂ MgAl ₂ O ₄ и др. Li, Na, K, Cs, Rb W, Ta, Mo, Nb, V, Cr, α -Fe, δ -Fe, α -Te, β -Ti, β -Zn, Eu, Er γ -U, ϵ -Pu, δ -Ce, γ -La, γ -Yb CsCl, CsBr, LiTl, MgTl, TlI, AuZn, AuCd, NH ₄ Cl, NH ₄ Br α -ZnS, InSb, β -SiC, AlAs, AlSb, GdSb, GaSb, BeS, HgS, AlP, BeTe
<i>Тетрагональная сингония</i>		
β -Олово Рутил	$4/mmmI$ $6/mmmP$	β -Sn TiO ₂ , SnO ₂ , PbO ₂ , WO ₂ , MnO ₂ , VO ₂ , NbO ₂ , TaO ₂ , MgF ₂ и т. д.
<i>Гексагональная сингония</i>		
Цинк Вюрцит Графит Лед	$6/mmmP$ $6/mmm$ $6/mmm$ $6/mmm$	Cd, Zn, Co, Mg, Re, Te, Be, Zr, Ti, Hf, Y, Gd, Dy, Ho, Er ZnO, BeO, β -ZnS, β -CdS, α -SiC, AlN, InN C H ₂ O
<i>Тригональная сингония</i>		
α -оксид алюминия Висмут	$\bar{3}mR$ $\bar{3}mR$	α -Al ₂ O ₃ , Cr ₂ O ₃ , Fe ₂ O ₃ Bi, Sb, As, Hg

Эти координатные оси обычно используют для представления данных по механическим свойствам; при этом возникает вопрос: что лежит в основе подобного выбора координатных осей? Существуют два взаимодополняющих альтернативных способа, позволяющих выявлять присущую материалам одной группы аналогию и различия, существующие между группами материалов. Первый, чисто эмпирический, подход заключается в следующем: если нормированные данные для группы материалов можно описать одной кривой, отличной от кривых, описывающих данные для других групп материалов, то выбранный способ нормирования является

правильным. Этот подход рассматривается более подробно в п. 2. Второй метод предусматривает использование законов (уравнения) состояния, основанных на определенной модели. Если уравнение состояния требуется нормировать таким образом, чтобы данные для группы материалов, находящихся в одинаковом структурном состоянии, описывались одной кривой, то определенная комбинация безразмерных параметров, характерная для свойств материалов этой группы, должна быть постоянной. Этот подход, представляющий основу для разделения материалов на изомеханические группы, рассмотрен в п. 3.

Т а б л и ц а 21. Нормированные параметры

Нормированное напряжение σ^* , Н/м ²	Нормированная температура T^* , К
<i>На модуль</i>	
$\mu = [c_{44}(c_{11} - c_{12})/2]^{0.5}$ μ' — модуль сдвига поли- кристалла $\mu'' = c_{44}$ E — модуль Юнга K — объемный модуль уп- ругости	$\mu\Omega/k$ — модуль сдвига $\times$ моле- кулярный объем/по- стоянная Больцмана $E\Omega/k$ — модуль Юнга $\times$ моле- кулярный объем/по- стоянная Больцмана $K\Omega/k$ — объемный модуль уп- ругости $\times$ молекуляр- ный объем/постоян- ная Больцмана
<i>На температуру</i>	
kT_M/Ω — постоянная Больцма- на $\times$ температура плавления/молеку- лярный объем kT_θ/Ω — постоянная Больцма- на $\times$ температура Де- бая / молекулярный объем kT_B/Ω — постоянная Больцма- на $\times$ температура ки- пения / молекулярный объем	T'_M — температура плавле- ния T_θ — температура Дебая T_B — температура кипения (или сублимации)
<i>На энергию</i>	
$\Delta H_c/\Omega$ — энергия когезивной связи / молекулярный объем $\Delta H_{vap}/\Omega$ — теплота испарения/ молекулярный объем $\Delta H_f/\Omega$ — теплота плавления/ молекулярный объем	$\Delta H_c/k$ — энергия когезивной связи / постоянная Больцмана $\Delta H_{vap}/k$ — теплота испарения/ постоянная Больц- мана $\Delta H_f/k$ — теплота плавления/ постоянная Больц- мана

Обозначим нормированные значения: напряжения — σ^* , температуры — T^* и скорости деформации — $\dot{\gamma}^*$. Существуют три группы нормированных напряжений σ^* (табл. 21). Первая основана на модулях, описываемых в рамках теории дислокаций: модуль сдвига μ , модуль Юнга E и модуль объемной упругости K (энергия дислокаций и их линейное натяжение зависят от величин этих модулей). Вторая группа основана на энергиях, описываемых микроскопическими моделями сопротивления решетки и диффузии: энергия когезионной связи ΔH_c , энергия (теплота) плавления ΔH_f и энергия сублимации ΔH_{var} , каждая из которых разделена на молекулярный объем, Ω , т. е. $\sigma^* \sim \Delta H_c / \Omega$ и т. д. Наконец, существуют основанные на температуре нормированные параметры: $\sigma^* = kT_M / \Omega$, где k — постоянная Больцмана, Ω — атомный или молекулярный объем, T_M — температура плавления. Температуру кипения T_B и температуру Дебая T_Θ можно использовать аналогичным образом.

В табл. 21 также приведены нормированные параметры T^* для температуры, которые также могут основываться на аналогичных использованных для напряжения трех группах свойств материала, хотя нормированная температура, безусловно, должна иметь размерность температуры. К первой группе относятся температуры: T_M , T_B и T_Θ . Ко второй — температуры, отнесенные к энергиям, разделенным на газовую постоянную (например, $\Delta H_c / k$). Наконец, существуют нормированные на модули температуры (например, $\mu \Omega / k$).

Способы нормирования скорости деформации менее очевидны. В п. 3 использовано такое нормирование: $\dot{\gamma}^* = D T_M / \Omega^{2/3}$, где $D T_M$ — коэффициент диффузии при температуре плавления, а Ω — атомный или молекулярный объем. Обоснование подобного нормирования будет приведено ниже.

Идея нормирования данных по механическим свойствам не нова. Авторы работ [3, 7, 10, 13, 14] для нормирования напряжения течения и твердости предлагают использовать параметры μ , E и c_{44} . Температуру плавления (T_M) широко используют в качестве нормирующего параметра для температуры [14, 15], хотя подобный выбор не подкреплён убедительным физическим обоснованием. В отличие от этого, в основе использования для нормирования выражения $\mu \Omega / k$ лежат надежные физические предпосылки [9]. Нормирование $\dot{\gamma} / D$ (D — коэффициент объемной диффузии), было предложено авторами [14] для скорости деформации, хотя эта величина и не является безразмерной. В работе [2] вместо указанной использовали безразмерную величину $\dot{\gamma} \Omega^{2/3} / D T_M$; именно этот способ нормирования скорости деформации принят нами.

Известно множество отдельных попыток предложить и иные способы нормирования. К систематическим исследованиям этого аспекта следует отнести работы [4] и [1]. В последующих разделах настоящей главы мы используем разработанный в этих исследованиях подход и рассмотрим эффективность применения

приведенных в табл. 21 параметров в сочетании с описанными выше способами нормирования.

2. Эмпирический способ нормирования данных

Приведенные в настоящей книге карты механизмов деформации построены по экспериментальным данным, большая часть которых нанесена непосредственно на поле карт или представлена в виде отдельных графиков. Аналогичный характер кривых для о. ц. к. переходных металлов (см. гл. 5) позволяет заключить, что нормирование σ_s/μ и T/T_M позволяет выявить как сходство, так и различия между материалами, входящими в эту группу. Однако использованные при построении карт и графиков данные заимствованы из множества исследований, в которых применялись разные методы и образцы разной степени чистоты; неизбежно существующий разброс данных и является главной трудностью при выборе предпочтительного способа нормирования.

Для того, чтобы проиллюстрировать эту ситуацию, в работах [4] и [1] в широком температурном интервале измеряли твердость по Виккерсу монокристаллов 25 элементов и соединений, образующих семь групп. По возможности использовали образцы, находящиеся в одинаковом структурном состоянии и одинаковой чистоты. В качестве примера на рис. 136, а представлена температурная зависимость в интервале $(88 \div \sim 1000)$ К твердости девяти галоидных соединений щелочных металлов. При одинаковой температуре твердость отличается почти в 35 раз.

Авторы [1] проводили нормирование указанных данных с использованием представленных в табл. 21 параметров. Данные для каждой группы материалов перестраивали в нормированных координатных осях, строили соответствующую кривую, и об эффективности данного способа нормирования судили по среднеквадратичному отклонению от кривой.

На рис. 136, б представлены данные для галоидных соединений щелочных металлов после нормирования H/μ и T/T_M .

Не все способы нормирования для температуры удачны. Например, нормирование на температуру Дебая, T_θ (т. е. T/T_θ) приводит к повышению разброса данных. Во всех случаях наилучшая корреляция достигается при нормировании температуры на температуру плавления, хотя использование $E\Omega/K$ или $\mu\Omega/K$ (где Ω — атомный или молекулярный объем) также приводит к хорошим результатам. Это связано с тем, что параметры нормирования не являются независимыми. В частности, величины модулей и температуры плавления для многих элементов и соединений взаимосвязаны. На рис. 137 представлена подобная корреляция, которая достаточно хорошо описывается соотношениями:

$$E_0 = 100kT_M/\Omega, \quad (18.1)$$

$$\mu_0 = 44kT_M/\Omega, \quad (18.2)$$

где E_0 и μ_0 — величины при 300 К. Этот аспект очень важен,

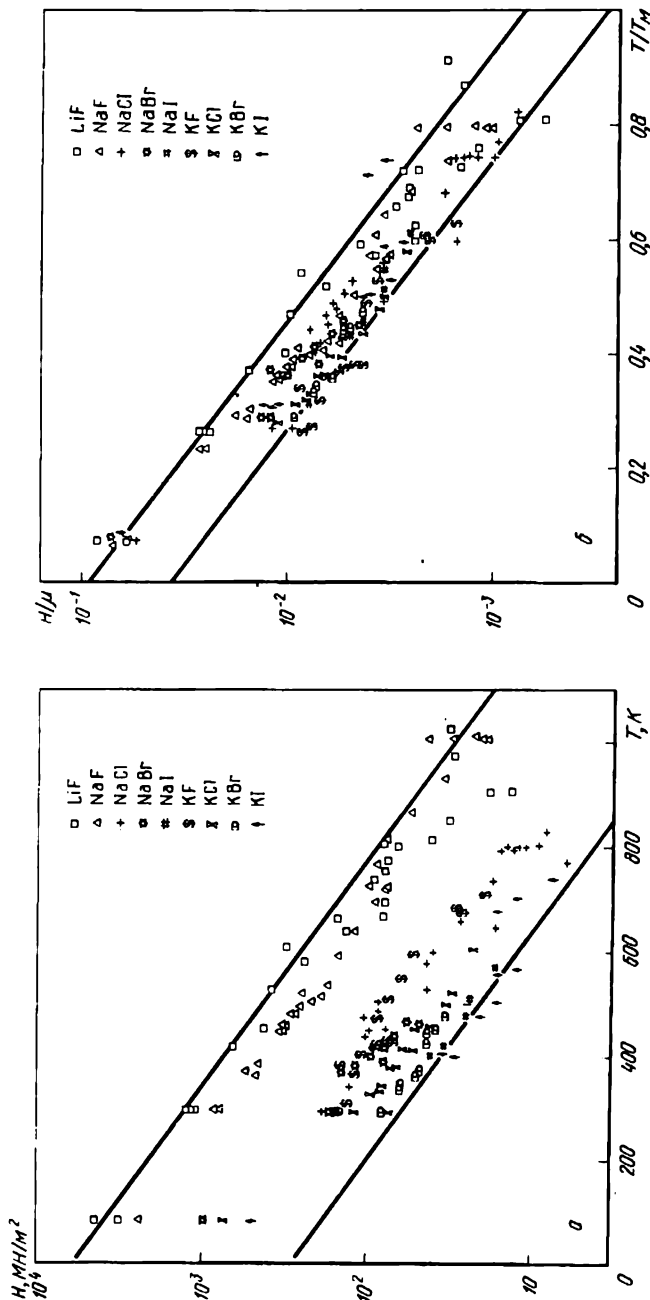


Рис. 136. Температурные зависимости твердости по Виккерсу H , девяти галонидных соединений щелочных металлов, находящихся почти в одинаковых структурных состояниях: в обычных (а) и нормированных (б) координатах. Коэффициент, характеризующий разброс данных, уменьшился при нормировании с 25 до 2,5. Построение графика в координатах $T/T_m - H$ / ΔH позволяет еще больше снизить разброс, однако этот график менее удобен для использования

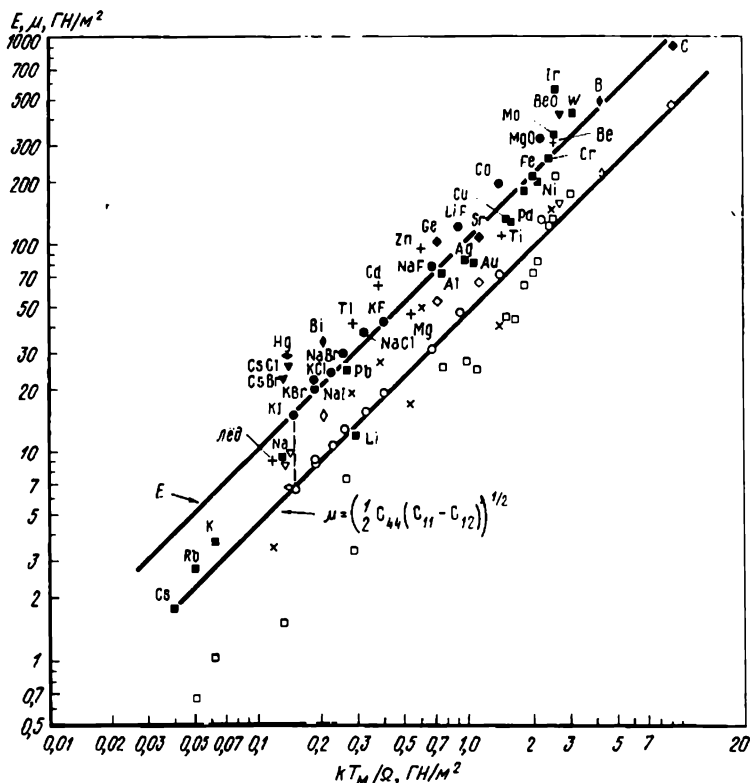


Рис. 137. Корреляционная связь между температурами плавления и модулями (E и μ) поликристаллов

так как в некоторых моделях [9] для нормирования температуры предлагается использовать $kT/(\mu\Omega)$, а не T/T_M . Существующая корреляция позволяет осуществить замену $\mu\Omega/k$ на T_M , что чрезвычайно удобно при том, что интервал, в котором материал является твердым, в этом случае ограничен $0 < T/T_M < 1$.

Наилучшим параметром нормирования для напряжения или твердости является энергия когезивной связи ($\Delta H_c/\Omega$). Ее использование применительно к нормированию данных для многих галоидных соединений щелочных металлов дает величину разброса, которая (по оценкам, основанным на коэффициенте корреляции) лишь несколько выше соответствующего значения для данных, полученных при исследовании одного галоидного соединения данного щелочного металла. Хорошие результаты достигаются и при использовании ряда других параметров нормирования. Для кубических материалов адекватные результаты нормирования получаются при использовании выражения: $\mu = [c_{44}(c_{11} - c_{12})/2]^{0.5}$. Нормирование относительно средней величины модуля Юнга дает лучший результат и имеет то преимущество, что для его осуществления требуется лишь минимальное количество данных (E, T_M). Энергию когезив-

ной связи, несмотря на хороший конечный результат, неудобно использовать в качестве нормирующего параметра, так как ее величину трудно измерить; к тому же она вообще неизвестна для многих соединений, для которых имеются данные по механическим свойствам. Использование в качестве нормирующих параметров модулей хотя и дает несколько худший результат, однако значительно удобнее. Мы выбрали в качестве параметра нормирования модуль μ , так как из теории дислокаций следует, что во многих случаях мерой прочности является энергия скользящей дислокации, которая пропорциональна μ .

При аналогичном анализе данных для групп оксидов и элементов было обнаружено, что нормирование по μ и T_M (или E и T_M) позволяет описать температурную зависимость твердости представителей конкретной группы одной кривой, отличающейся от кривых, характерных для других групп. Это открывает возможность ранжирования на изомеханические группы наиболее простым способом. Более подробно этот аспект рассмотрен в следующем разделе.

3. Нормирование уравнений состояния

В гл. 2 представлены простые модели механизма пластического течения. Каждый механизм описывался уравнением состояния вида [см. уравнение (1.1)]:

$$\dot{\gamma} = f(\sigma_s, T, S_i, P_j). \quad (18.3)$$

Напомним, что S_i представляет группу переменных параметров состояния, описывающих в широком смысле структуру материала (плотность дислокаций, величина зерна, размер ячейки, структурных составляющих и т. д.), а P_j — набор свойств материала (величины энергии связи, модулей, коэффициентов диффузии и т. д.), являющихся постоянными для данного материала, но, безусловно, отличающимися для разных материалов.

Если в качестве нормирующих параметров выбрать σ^* , T^* и $\dot{\gamma}^*$ с размерностями напряжения, температуры и скорости деформации, соответственно, то уравнение состояния можно записать в виде:

$$\tilde{\gamma} = f(\tilde{\sigma}_s, \tilde{T}, \tilde{S}_i, \tilde{P}_j), \quad (18.4)$$

где

$$\tilde{\sigma}_s = \sigma_s / \sigma^*, \tilde{T} = T / T^*, \tilde{\gamma} = \dot{\gamma} / \dot{\gamma}^*.$$

Величины $\tilde{S}_i$ и $\tilde{P}_j$ являются, таким образом, нормированными (безразмерными) параметрами состояния и свойств материала соответственно. Отсюда можно сделать вывод, что если нормирующие параметры σ^* , T^* и $\dot{\gamma}^*$ позволяют выделить и объединить данные для определенной группы материалов, находящихся в одинаковом структурном состоянии ($\tilde{S}_i$ — одинаковые) [при этом данные можно описать одной кривой $\tilde{\gamma} = f(\tilde{\sigma}_s, \tilde{T})$], то входящие в эту группу материалы должны характеризоваться и постоянными безразмерными параметрами свойств, $\tilde{P}_j$.

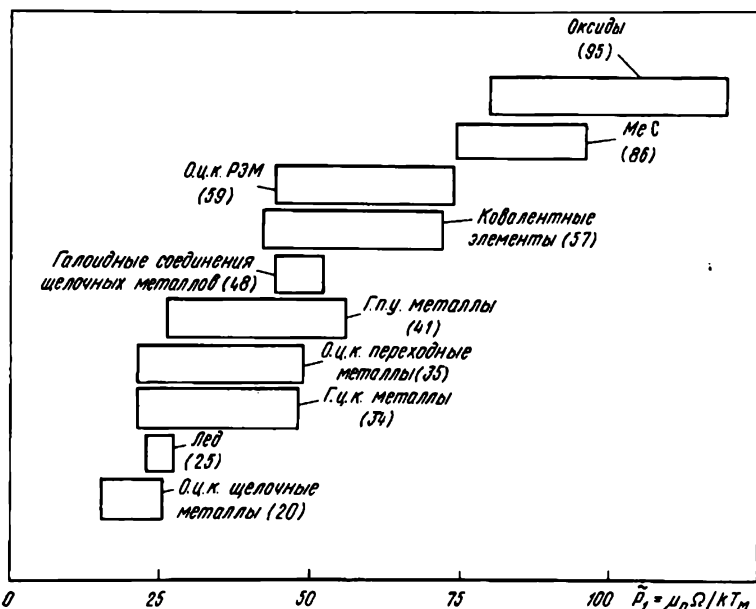


Рис. 138. Величины (в скобках) безразмерного параметра $\mu_0 \Omega / (k T_M)$ для твердых тел разных классов

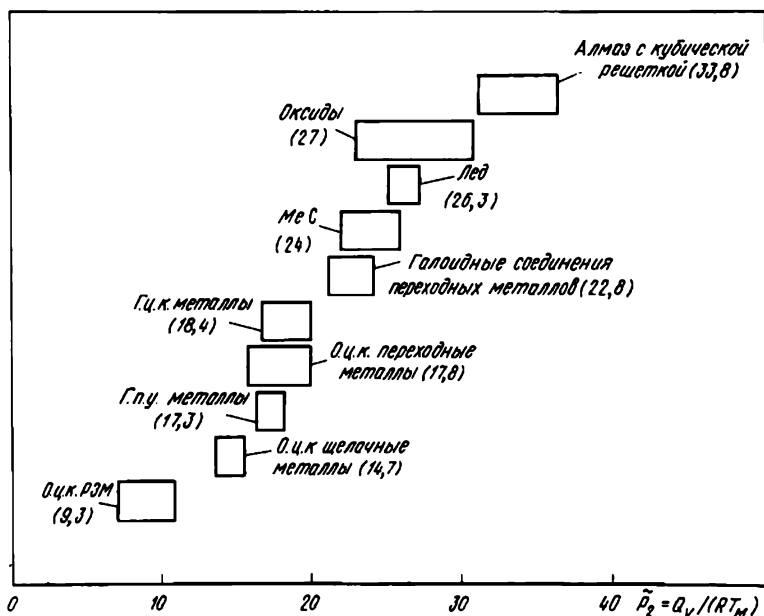


Рис. 139. Величины (в скобках) безразмерного параметра $Q_V / (RT_M)$ для твердых тел разных классов

Объясним указанное приближение на конкретном примере. При высоких температурах и низких напряжениях контролируемое диффузией (переползанием) течение может стать преимущественным механизмом деформации (см. гл. 2, п. 5). При контроле скорости ползучести объемной диффузией эта скорость [см. уравнение (2.29)] описывается соотношением:

$$\dot{\gamma} = [42\sigma_s \Omega / (kTd^2)] D_{0v} \exp[-Q_v/(RT)] \quad (18.5)$$

Конкретный вид этого соотношения определяется с учетом (18.3): оно связывает макроскопические переменные ($\dot{\gamma}$, σ_s , μ , T) со структурой (величина зерна d) и свойствами материала (атомный объем Ω , параметры объемной диффузии D_{0v} и Q_v). Нормирование по μ и T_M приводит к уравнению вида

$$(\dot{\gamma} \Omega^{2/3} / D T_M) = 42 (\Omega^{1/3} / d)^2 [\mu \Omega / (k T_M)] \times \\ \times (\sigma_s / \mu) (T_M / T) \exp\{[-Q_v / (R T_M)] [(T_M / T) - 1]\}. \quad (18.6)$$

или

$$\dot{\gamma} = (42 \tilde{P}_1 / S^2 \tilde{S}_1) (\tilde{\sigma}_s / \tilde{T}) \exp[-\tilde{P}_2 (T^{-1} - 1)], \quad (18.7)$$

где

$$\tilde{S}_1 = d / \Omega^{1/3}, \quad P_1 = \mu \Omega / (k T_M), \quad \tilde{P}_2 = Q_v / (R T_M).$$

В приведенном уравнении D_{TM} - коэффициент диффузии при температуре плавления; нормирование скорости деформации по $D T_M / \Omega^{2/3}$ дает $\dot{\gamma}$. Нормированным напряжением является $\sigma_s = \sigma_s / \mu$, а нормированной температурой - $\tilde{T} = T / T_M$. Уравнение устанавливает соотношение между $\tilde{\sigma}_s$, T и $\dot{\gamma}$. Материалы из одной группы, находящиеся в одинаковом структурном состоянии $\tilde{S}_1$, характеризуются совпадающим механическим поведением, если

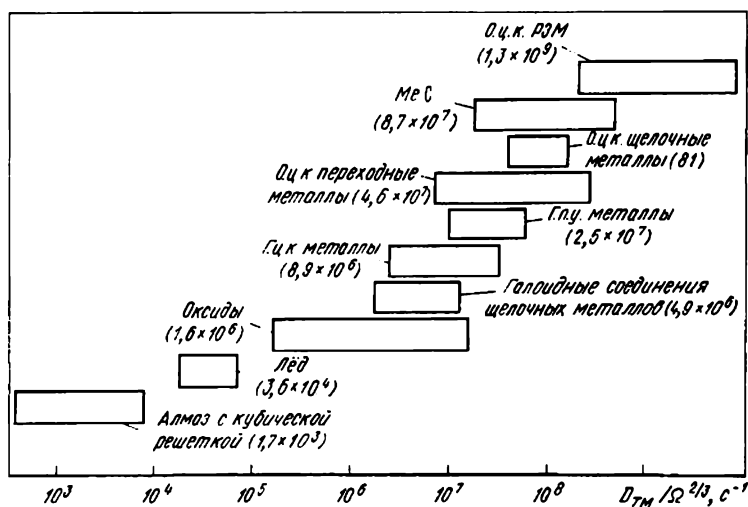


Рис. 140 Величины параметра $D_{TM} / \Omega^{2/3}$, с^{-1} для тел разных классов

для всех материалов этой группы свойства $\tilde{P}_1$ и $\tilde{P}_2$ постоянны. Таким образом, мы получаем в наше распоряжение второй независимый показатель правильности выбора нормирующих параметров, а именно: насколько близки к постоянным $\tilde{P}_1$ и $\tilde{P}_2$.

Их значения графически представлены на рис. 138 и 139 [5]. Рассматриваемые величины для одной группы материалов близки, т. е. характеризуются узким интервалом, тогда как $\tilde{P}_1$ и $\tilde{P}_2$ для разных групп материалов сильно разнятся. На рис. 140 представлены значения нормирующего параметра $D\tau_M/\Omega^{2/3}$, являющегося мерой частоты атомных перескоков при температуре плавления. Каждая группа материалов также характеризуется определенной величиной этого нормирующего параметра.

Контролируемое диффузией течение в качестве одного из процессов может включать зернограничную диффузию. Если, как и прежде, нормированию подвергается полное уравнение состояния [см. уравнения (2.29) и (2.30)], то появляются два новых параметра материала:

$$\tilde{P}_3 = \delta D_{0b}/(\Omega D_{0v}) \quad \text{и} \quad \tilde{P}_4 = Q_b/(RT_M),$$

где D_{0v} и D_{0b} — предэкспоненциальные множители в уравнениях, описывающих соответственно объемную и зернограничную диффузии; Q_b — энергия активации зернограничной диффузии. Существуют определенные данные для ~ 15 материалов, однако по своему характеру они не позволяют графически представить величины $\tilde{P}_3$ и $\tilde{P}_4$ наподобие того, как это сделано на рис. 138 и 139 для $\tilde{P}_1$ и $\tilde{P}_2$. Величины $\tilde{P}_3$ и $\tilde{P}_4$ [5] представлены в табл. 22; они приблизительно постоянны. Как и в случае величины $\tilde{P}_1$ и $\tilde{P}_2$, каждая группа материалов характеризуется определенными значениями $\tilde{P}_3$ и $\tilde{P}_4$, разными для разных групп.

Аналогичный метод применим и для описания протекающей в соответствии со степенным законом ползучести (см. гл. 2, п. 4). При высоких температурах ползучесть (хотя и не всегда) контролируется объемной диффузией. Тогда [см. (2.21)] скорость ползучести будет определяться из уравнения:

$$\dot{\gamma} = [A_2 D_{0v} \mu b / (kT)] (\sigma_s / \mu)^n. \quad (18.8)$$

Представленное уравнение состояния является наиболее трудно нормируемым, так как, несмотря на то, что для чистых элементов и соединений показатель степени n приблизительно постоянен (обычно $n = 4 + 1$), величина постоянной A ползучести изменяется в пределах нескольких порядков. Этот вызывающий осложнения аспект уравнения ползучести был рассмотрен авторами работы [5], которые предложили другую форму уравнения:

$$\dot{\gamma} = A_3 [D_{0v} \sigma_0 b / (kT)] (\sigma_s / \sigma_0)^n,$$

где σ_0 — свойство материала.

При правильном выборе величины σ_0 она приблизительно постоянна для данного класса материалов; наряду с σ_0 величина A_3 также постоянна ($\sim 1,6 \cdot 10^{-6}$).

Таблица 22. Приблизительные величины безразмерных свойств материала

Безразмерное свойство	Металлы					Галогенные соединения щелочных металлов	Карбиды металлов	Простые оксиды	Кова- лентные элементы	Смеси	Лед
	г. ц. к.	г. ц. к. щелочные	о. ц. к. редко-земельные	о. ц. к. переходные	г. п. у.						
34 ± 13 $18,4 \pm 1,6$ $0,5$ 10 ± 2 $1,2$ $< 10^{-5}$ $< 10^{-3}$ $0,3$ $9 \cdot 10^6$	20 ± 5 $14,7 \pm 0,5$ — — — — — — $8 \cdot 10^7$	59 ± 20 $9,3 \pm 1$ — $15,3 \pm 2$ — — — — $1,3 \cdot 10^9$	35 ± 14 $17,8 \pm 2$ 4 $11,7 \pm 2$ $0,34$ $3,2 \pm 0,7$ $1 \pm 0,4$ $3 \cdot 10^3$ $5 \cdot 10^7$	41 ± 20 $17,3 \pm 1,5$ $0,3$ $10,8 \pm 2$ $1,0$ 3 ± 1 $0,7 \pm 0,2$ $0,1$ $2,5 \cdot 10^7$	48 ± 4 $22,8 \pm 1,5$ $0,3$ — $0,06$ $7,5 \pm 1$ $2,7 \pm 0,9$ $8 \cdot 10^4$ $5 \cdot 10^6$	86 ± 10 $24,0 \pm 2$ — $12,4 \pm 2$ — 6 ± 1 $4,6 \pm 1$ — $9 \cdot 10^7$	95 ± 50 $23,4 \pm 1,7$ $0,1$ $14,7 \pm 2$ $0,66$ 10 ± 4 $3,7 \pm 2$ 10^4 $2 \cdot 10^6$	57 ± 17 $33,9 \pm 2,3$ $1,0$ — — 35 ± 4 7 ± 1 $7 \cdot 10^7$ $2 \cdot 10^3$	— 31 ± 5 — — — 30 ± 5 6 ± 3 — —	— — — — — — — — —	

Примечание. Указанные интервалы величин включают все значения (т. е. это — интервалы, а не среднеквадратичные отклонения), причем параметры P_3 и P_8^* , входящие в интервал, различаются приблизительно в 10 раз. Для параметров P_7 это различие величин составляет ~5 раз, и для P_5 ~3 раз.

Нормирование относительно σ_0 и T_M дает

$$\tilde{\gamma} = A_3 \tilde{P}_1 \tilde{P} (\sigma_s / \tilde{P}_5)^n \exp[-\tilde{P}_2 (\tilde{T}^{-1} - 1)], \quad (18.9)$$

где, как и ранее, $\tilde{\sigma}_s = \sigma_s / \mu$, $\tilde{T} = T / T_M$ и $\dot{\gamma} = \dot{\gamma} \Omega^{2/3} / D T_M$; параметры $\tilde{P}_1$ и $\tilde{P}_2$ были определены ранее. Хотя уравнение и содержит три безразмерных параметра, характеризующих свойства материала, новой является лишь величина $\tilde{P}_5 = \sigma_0 / \mu_0$. Надежных данных относительно величины $\tilde{P}_5$ мало; наилучшие представлены в табл. 22 [5]. Наконец, низкотемпературная пластичность (см. гл. 2, п. 2) описывается скоростью зависимости

$$\dot{\gamma} = \dot{\gamma}_0 \exp\{[-\Delta F / (kT)] f(\sigma_s / \hat{\tau})\}. \quad (18.10)$$

В этом уравнении ΔF — энергия активации скольжения, контролируемого либо сопротивлением решетки, либо препятствиями. Предэкспоненциальный множитель $\dot{\gamma}_0$ имеет размерность скорости деформации, а $\hat{\tau}$ — напряжение течения при 0 К, имеющее размерность напряжения. Вид функции f особой роли не играет; обычно

$$f(\sigma_s / \hat{\tau}) = 1 - (\sigma_s / \hat{\tau}).$$

Нормирование относительно μ и T_M приводит к возникновению трех новых безразмерных характеризующих свойства параметров:

$$\tilde{P}_6 = \Delta F / (k T_M), \quad \tilde{P}_7 = \hat{\tau} / \mu_0 \quad \text{и} \quad \tilde{P}_8 = \dot{\gamma}_0 \Omega^{2/3} (D T_M).$$

Приблизительные величины этих параметров для разных групп материалов в случае контролируемого сопротивлением решетки скольжения представлены в табл. 22.

4. Изомеханические группы

Оба рассмотренных метода нормирования (см. пп. 2 и 3 этой главы) позволяют сделать вывод, что материалы можно классифицировать по изомеханическим группам. Механическое поведение входящих в одну группу материалов аналогично; поэтому, используя целесообразные способы нормирования, можно привести соответствующие механические свойства материалов, входящих в одну группу, к одной величине. При этом такое нормирование позволяет разделять материалы на группы. Металлы с г. ц. к. решеткой образуют изомеханическую группу. То же самое относится и к материалам с кубической решеткой типа алмаза.

Однако механическая прочность определяется не только указанными типами структур. Например, материалы со структурой типа каменной соли можно разделить по механическим свойствам на четыре группы (см. табл. 20). Одну из таких групп образуют галоидные соединения щелочных металлов с ионным типом связи. Механические свойства материалов этой группы резко отличаются от механических свойств карбидов переходных металлов и от оксидов со структурой каменной соли, причем это отличие основано не только на разных зависимостях от модуля и температуры плавления. Еще одним примером могут служить материалы

с о. ц. к. решеткой. Представленные на рис. 138—140 данные позволяют выделить три изомеханические группы: галоидные соединения щелочных металлов, переходные металлы и лантаниды.

Таким образом, если материалы классифицируются по механическому поведению, то необходимо учитывать как структуру, так и тип связи. И все же в одну группу входит достаточно много материалов. Первая попытка подобной классификации для элементов и простых соединений представлена в табл. 20.

5. Заключение

Обобщение результатов систематических исследований нормированных соотношений для описания механического поведения показывает, что если способ нормирования напряжения, температуры и скорости деформации выбран правильно, то материалы с одинаковыми структурой и типом связи, находящиеся в одном микроструктурном состоянии (величина зерна, чистота, степень деформационного упрочнения и т. д.), можно описать с помощью одной общей карты механизмов деформации. Правильно выбранный способ нормирования позволяет обоснованно объединить данные для входящих в одну изомеханическую группу материалов и одновременно выделить разные группы.

Это обусловлено тем, что, в широком смысле, механическое поведение определяется группой безразмерных, характеризующих свойства материала параметров $\tilde{P}_i$, в основном однотипных для каждой изомеханической группы твердых тел с одинаковыми структурами и типами связи. Наилучших результатов достигают при нормировании σ , T и $\dot{\epsilon}$ по $\Delta H c / \Omega$; T_M и $D_{TM} / \Omega^{2/3}$ соответственно. Не худшие результаты получают при нормировании по μ , T_M , $D_{TM} / \Omega^{2/3}$ или E / T_M , $D_{TM} / \Omega^{2/3}$, что, в ряде случаев, намного удобнее.

Используя эти результаты, можно довольно просто классифицировать твердые тела по группам и определить, в чем отличия одной группы от другой. В зависимости от степени локализации межатомной связи наблюдается устойчивое изменение механического поведения материалов. По мере повышения степени локализации связи наблюдается увеличение сопротивления решетки движущимся дислокациям, а также энергии активации процессов скольжения и диффузии. Наблюдаемые изменения механического поведения обобщены в табл. 23. При изменении типа связи от ме-

Т а б л и ц а 23. Изменение свойств материалов разных групп

Параметр	Материалы с решеткой		Галоидные соединения щелочных металлов	Простые оксиды	Твердые тела с ковалентной связью
	г. ц. к.	о. ц. к. или г. п. у.			
$\tilde{P}_2 = Q_v / (RT_M)$	18	17	23	24	32
$\tilde{P}_6 = \Delta F_p / (kT_M)$	$< 10^{-5}$	3	7,5	10	32
$\tilde{P}_7 = 10^2 \eta / \mu_0$	$< 10^{-3}$	1	2,5	4	7

таллической к ионной и ковалентной параметры $\tilde{P}_2$, $\tilde{P}_6$ и $\tilde{P}_7$ возрастают. Однако такие свойства материала, как энергия дефектов упаковки в г. ц. к. кристаллах, отношение c/a для кристаллических тел с гексагональной решеткой или стехиометрический состав оксидов, к сожалению, не были учтены в использованных приближениях, хотя они существенно влияют на механическое поведение. Мы рассматриваем лишь принципиальные различия между большими классами твердых тел (например, различия между о.ц.к. металлами и элементами с кубической решеткой типа алмаза), а на этом уровне характеристики механического поведения определяются, главным образом, приведенными в таблицах величинами. Такие параметры, как энергия дефектов упаковки, в меньшей степени влияют на эти характеристики.

Существование таких изомеханических групп также означает, что механическое поведение можно с определенной степенью точности прогнозировать. Потребность же подобного прогнозирования существует особенно остро в геологии и геофизике, а также (хотя и реже) в материаловедении и прикладной физике. В этом случае данные для одного входящего в изомеханическую группу материала после соответствующего нормирования можно использовать для прогнозирования свойств другого, менее изученного, материала из той же группы при условии, что модули и температура плавления известны. Представленные в гл. 4—16 карты механизмов деформации можно рассматривать как типичные для той группы твердых тел, к которой они принадлежат. Таким образом, хотя и приблизительное, но полезное представление о механическом поведении, например золота, можно составить, зная карты механизмов деформации для меди и никеля, построенные в нормированных координатных осях (см. гл. 4); приблизительное описание механического поведения NaI можно получить из карты механизмов деформации для NaCl (см. гл. 10); наконец, механическое поведение PuO_2 хорошо аппроксимируется данными для UR_2 (см. гл. 13).

Глава 19

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КАРТ МЕХАНИЗМОВ ДЕФОРМАЦИИ

1. Области использования карт механизмов деформации

Карты механизмов деформации позволяют в сжатом виде обобщить информацию, касающуюся пластического течения в материале на установившейся и неуставившейся стадиях. Примеры использования карт механизмов деформации приведены ниже.

Карты можно использовать для установления механизма деформации материала детали или конструкции в процессе эксплуата-

ции и тем самым для определения уравнения состояния или системы уравнений, которые следует использовать в конструкторских расчетах. В частности, карты механизмов деформации могут оказаться полезными при разработке геофизических моделей, что иллюстрируется на примере исследований полярных ледников и верхней мантии Земли.

Карты механизмов деформации можно использовать для быстрой приблизительной оценки скорости деформации или величины общей деформации (как на неустановившейся, так и на установившейся стадиях) материала детали в процессе эксплуатации; этот случай иллюстрируется на примере деталей реактора и вольфрамовых нитей накаливания ламп.

Содержащейся в картах механизмов деформации информацией можно руководствоваться при разработке и выборе конкретного сплава. Разные методы упрочнения могут оказывать в каких-то определенных условиях преимущественное воздействие. Так, определенное легирование может, например, подавлять степенной закон ползучести и при этом не влиять на контролируемое диффузией течение. Увеличение зерна в заданных пределах может, наоборот, оказывать противоположное воздействие. Отражая преимущественно действующий механизм пластического течения, карты помогают разработчикам наиболее рационально выбрать составы сплавов. Соответствующие примеры содержатся в разделах, посвященных свинцовым трубам и лопаткам турбины.

Карты механизмов деформации помогают правильно воссоздать условия проведения экспериментов. Идеальные условия эксперимента, направленного на изучение того или иного механизма течения, можно получить непосредственно даже из приблизительной карты механизмов деформации, а существование изомеханических групп (см. гл. 18) позволяет построить приблизительную карту почти для всех чистых материалов.

Наконец, карты механизмов деформации незаменимы в учебном процессе, поскольку позволяют в доступной форме представить достаточно полную и подробную информацию. Каждая карта обобщает механическое поведение конкретного материала и, кроме того, будучи построенной в нормированных координатных осях, позволяет составить приблизительное представление о других материалах с аналогичными типом связи, кристаллической структурой и чистотой (см. гл. 18). Режим эксплуатации конструкции или характеризующие протекание того или иного процесса условия можно удобно проиллюстрировать с использованием карт механизмов деформации (в качестве примера см. описание обработки металлов давлением); карты механизмов деформации позволяют выявить аналогию и фундаментальные различия между материалами.

Напряжения и скорости деформации в случае объемного напряженного состояния

В большинстве практических случаев исследования пластичности вообще и ползучести в частности рассматривают напряжения и

скорости деформации, возникающие в условиях объемного напряженного состояния. Все представленные в настоящей книге карты механизмов деформации можно использовать для описания механического поведения материалов в условиях именно этого наиболее распространенного состояния. В качестве оси напряжения используют приведенное сдвиговое напряжение

$$\sigma_s = \{[(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2] / 6\}^{0,5} = (0,5 S_{ij} S_{ij})^{0,5} \quad (19.1)$$

а контуры соответствуют приведенной скорости деформации

$$\dot{\gamma} = \{2[(\dot{\epsilon}_1 - \dot{\epsilon}_2)^2 + (\dot{\epsilon}_2 - \dot{\epsilon}_3)^2 + (\dot{\epsilon}_3 - \dot{\epsilon}_1)^2] / 3\}^{0,5} = (2 \dot{\epsilon}_{ij} \dot{\epsilon}_{ij})^{0,5} \quad (19.2)$$

В этих уравнениях $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ и $\dot{\epsilon}_1, \dot{\epsilon}_2, \dot{\epsilon}_3$ — главные напряжения и скорости деформации, соответственно, а S_{ij} — девиаторная часть тензора напряжений:

$$S_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij} \sigma_{kk} / 3.$$

Карты механизмов деформации устанавливают связь между σ_s , $\dot{\gamma}$ и T , являясь графическим изображением соответствующих уравнений состояния. В примере, включающем исследование нержавеющей стали типа 316, использованы уравнения (19.1) и (19.2) и показано, как, зная два переменных параметра (в рассматриваемом случае σ_s и T), с помощью карты механизмов деформации можно определить третий ($\dot{\gamma}$). Отдельные, составляющие скорость деформации компоненты определяли из критерия Леви — Мизеса (или критерия совместимости), который нам наиболее удобно представить в виде

$$\dot{\epsilon}_1 / [\sigma_1 - 0,5(\sigma_2 + \sigma_3)] = \dot{\epsilon}_2 / [\sigma_2 - 0,5(\sigma_3 + \sigma_1)] = \dot{\epsilon}_3 / [\sigma_3 - 0,5(\sigma_1 + \sigma_2)] = 2\dot{\gamma} / (9\sigma_s) \quad (19.3)$$

или

$$\dot{\epsilon}_{ij} = S_{ij} \dot{\gamma} / (3\sigma_s)$$

Метод использования карт механизмов деформации

Во всех рассматриваемых ниже случаях использовали следующий стандартный метод, позволяющий получать хорошие результаты.

Во-первых, анализировали механическое поведение образца, детали или конструкции, обобщая в таблице величины нормированного напряжения σ_s/μ , гомологической температуры T/T_M и/или скорости деформации $\dot{\gamma}$. В ряде случаев указанные три параметра определяли по отдельности. В большинстве случаев эти параметры изменяются в зависимости от внешних условий, воздействующих на рассматриваемый объем материала (как в случаях изучения свинцовой трубы и полярной ледниковой шапки) или от времени (как для лопатки турбины); в этом случае в таблицу следует заносить интервалы величин напряжения, температуры и скорости деформации.

Во-вторых, следует выбрать из имеющихся или построить за-

ново карту механизмов деформации для материала с соответствующей величиной зерна, из которого изготовлены образец или деталь. В настоящей книге приведены карты механизмов деформации почти для сорока разных материалов. Однако на практике зачастую надо рассмотреть материал, для которого карта механизмов деформации не построена. В этом случае следует строить карту, используя изложенные в гл. 3 методы. В то же время часто адекватный подход заключается в рассмотрении уже имеющихся карт (или данных) для чистого материала, являющегося основой сплава металла (или керамики). Например, имея карту для никеля, надо изменить отдельные области ее так, чтобы достичь наилучшего соответствия с экспериментальными данными для сплава на основе никеля (например, монеля: $\text{Ni} - 30\% \text{Cu}$). В первом приближении параметры решетки, модули и коэффициенты диффузии можно оставить неизменными, а данные по скольжению и ползучести изменять для достижения соответствия с экспериментальными полученными значениями. Однако, если требуется более высокая степень точности, изменять следует все параметры. При недостаточности или отсутствии (как часто бывает в случае керамик) экспериментальных данных иногда можно строить приблизительные карты механизмов деформации, используя представления об изомеханических группах (см. гл. 18) и подгоняя отдельные области на карте к имеющимся данным.

В-третьих, на картах механизмов деформации отмечают интервалы значений параметров, характеризующих условия испытания образца или эксплуатации детали. Если интервалы значений напряжений, температур и скоростей деформации (или деформаций) известны, то можно сразу осуществить проверку на соответствие.

В-четвертых, по карте определяют механизм пластического течения и, как следствие, соответствующее уравнение состояния или систему уравнений, лежащих в основе расчетов и модели. Если известны лишь две из трех (σ_s ; T и $\dot{\gamma}$) переменных, то карту механизмов деформации используют для нахождения третьей переменной. Карты механизмов деформации того же материала с иной величиной зерна или другого, но сходного (из той же изомеханической группы) материала можно использовать для определения возможного влияния этих изменений на характер деформации детали, что должно привести к правильному выбору материала.

Предположим, что к моменту начала рассматриваемого этапа работы материал выбран, преимущественный механизм деформации (а тем самым и уравнение состояния) определен и установлена приблизительная скорость деформации. Далее, по возможности, следует провести тщательный анализ действующих в образце или детали напряжений, используя при этом соответствующее уравнение состояния, согласованное с данными, охватывающими интервал условий эксплуатации детали из конкретного материала. Необходимую информацию можно получить от поставщиков или определить из серии специальных дополнительных испытаний.

Таким образом, карты механизмов деформации следует исполь-

зовать на первом этапе конструкторских разработок, который в этом случае значительно ускоряется и удешевляется. Следует помнить, что карты механизмов деформации не позволяют получить очень точных результатов. Они не точнее уравнений и данных, использованных при их построении, а точность последних зачастую не высока. В ряде случаев имеющиеся данные не позволяют прийти к однозначному результату (см. предыдущие главы); иногда разброс данных является мерой изменения свойств материала при переходе от одной заготовки к другой.

2. Анализ ползучести свинцовых водопроводных труб

В первом из рассматриваемых случаев иллюстрируется использование карт механизмов деформации для установления преимущественно действующих механизмов течения и определения механизма упрочнения (в рассматриваемом примере — увеличение зерна), уменьшающего скорость течения.

Но прежде отметим, что свинец использовали в качестве материала для водопровода и кровли с давних времен. В Англии для этой цели обычно использовали так называемый «мягкий свинец», содержащий 99,5% Pb с небольшими добавками Sb, Sn, As, Cu, Ag, Fe и Zn; по всей Европе, в частности в Германии, использовали «жесткий свинец», содержащий от 1 до 6% Sb. Высокая коррозионная стойкость, простота операций обработки давлением и свариваемости, звукопоглощающая способность и красивый внешний вид позволили рекомендовать свинец для использования во многих областях. Но свинец легко ползет: со скоростью, которая при $t > 50^\circ\text{C}$ становится опасной с точки зрения стабильности конструкции. Даже при комнатной температуре ($0,5T_M$) свинец деформируется по механизму ползучести.

Первые трубы и кровельные листы были литыми. Даже в настоящее время свинцовые листы толщиной ~ 3 мм, используемые для церковной кровли, литые; литыми же являются используемые в домостроительной практике свинцовые трубопроводы. Этот литой материал характеризуется большой величиной зерна (> 1 мм) и (по причинам, которые далее станут ясными) обладает более высоким сопротивлением ползучести, чем более дешевые экструдированные трубы и катаные листы, используемые во времена королевы Виктории. Пластическая деформация, происходящая в процессе формоизменения, для получения заданной металлопродукции, сопровождается рекристаллизацией свинца, приводящей к намного более мелкому зерну (10—100 мкм), величина которого в сплавах промышленной чистоты стабилизируется неметаллическими включениями и выделениями богатой сурьмой фазой.

Существуют надежные данные, свидетельствующие о значительном уменьшении скорости ползучести в крупнозернистом материале. Подвергнутая воздействию высокого давления труба вспучивается в тех местах, где в процессе производства трубы образовались зерна наименьшей величины [1]. Чистый свинец и ряд малолегированных сплавов на его основе характеризуются сильной обратной

зависимостью скорости ползучести от величины зерна при малых скоростях деформации [2]; при этом скорости деформации пропорциональны напряжению [1]. Оба указанных наблюдения позволяют предположить протекание контролируемого переползанием (диффузией) течения.

Исследование деформированных труб

Как показывает практика, за достаточно продолжительное время эксплуатации свинцовый трубопровод времен королевы Виктории, поддерживаемый опорами в отдельных точках, деформируется даже под собственным весом. Каким механизмом обусловлена его ползучесть и почему римский свинцовый водопровод, несмотря на бóльший возраст, не деформировался указанным образом?

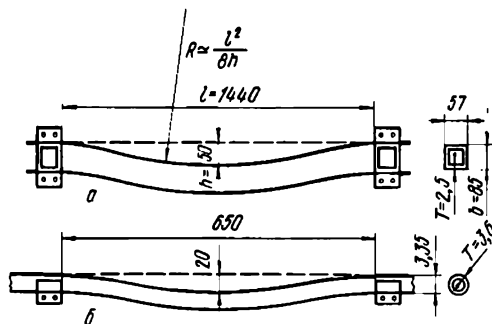


Рис. 141. Примеры прогиба свинцовых труб:
а — сливной прямоугольного сечения в Тринити Холл (Кембридж), эксплуатируемой ~75 лет; б — для горячей воды в Монтегомери (Уэльс), эксплуатируемой ~70 лет

Мы проанализировали две подверженных ползучести свинцовых трубы: внешнюю сливную, эксплуатируемую 75 лет, и внутреннюю для горячей воды, установленную около 70 лет назад. В обоих случаях величина зерна составляла 50 мкм; схематически они представлены на рис. 141. Максимальную деформацию испытывает нижняя поверхность трубы; ее можно рассчитать по радиусу кривизны R , величине прогиба h , длине l и высоте b трубы. Средняя величина скорости ползучести определяется делением указанных параметров на возраст трубы t и умножением на $\sqrt{3}$, позволяющим перейти к приведенной скорости сдвиговой деформации $\dot{\varphi}$. Для малых прогибов ($h < b$) получаем: $\dot{\varphi} = 4 \sqrt{3} b h / (l^2 t)$. Использование этого соотношения применительно к трубам, изображенным на рис. 141, дает величины скоростей деформации, приведенные в табл. 24. Они малы по сравнению с допустимыми в конструкциях с расчетной продолжительностью эксплуатации 25 лет.

Таблица 24. Условия эксплуатации свинцовых труб

Трубы	σ_s / μ	T/T_M	$\dot{\varphi}_{\max, c-1}$
Внешняя сливная, эксплуатируемая 75 лет	$(2,5 \div 10) 10^{-5}$	$0,44 \div 0,5$	$\sim 7 \cdot 10^{-12}$
Для горячей воды, эксплуатируемая 70 лет	$(1 \div 4) 10^{-5}$	$0,46 \div 0,53$	$\sim 6 \cdot 10^{-12}$

Напряжения рассчитывают, рассматривая трубу как тонкостенную, несущую собственную массу в качестве распределенной нагрузки. Величина напряжения изменяется в зависимости от местоположения вдоль трубы, закрепленной по ее концам на подвесках (опорах). Выраженное в виде приведенного сдвигового напряжения, оно характеризуется максимальной величиной $3 \cdot 10^{-5} \mu$ (см. табл. 8). Указанные напряжения малы; почти все лабораторные данные по ползучести свинца были получены при значительно больших напряжениях.

Использование карты механизмов деформации для сурьмянистого свинца

Карты механизмов деформации для содержащего 0,5% Sb свинца (являющегося типичным сплавом, используемым в Англии в качестве материала для трубопроводов и для кровли) представлены на рис. 142 и 143. Они рассчитаны на основе данных, приведенных в табл. 2, с тремя поправками. Первая связана с тем, что сурьма снижает температуру плавления свинца до 595 К. Вторая заключается в том, что константы, характеризующие процесс ползучести, были изменены так, чтобы наблюдалось соответствие с данными [1] для сурьмянистого свинца при 30 °С; с этой целью

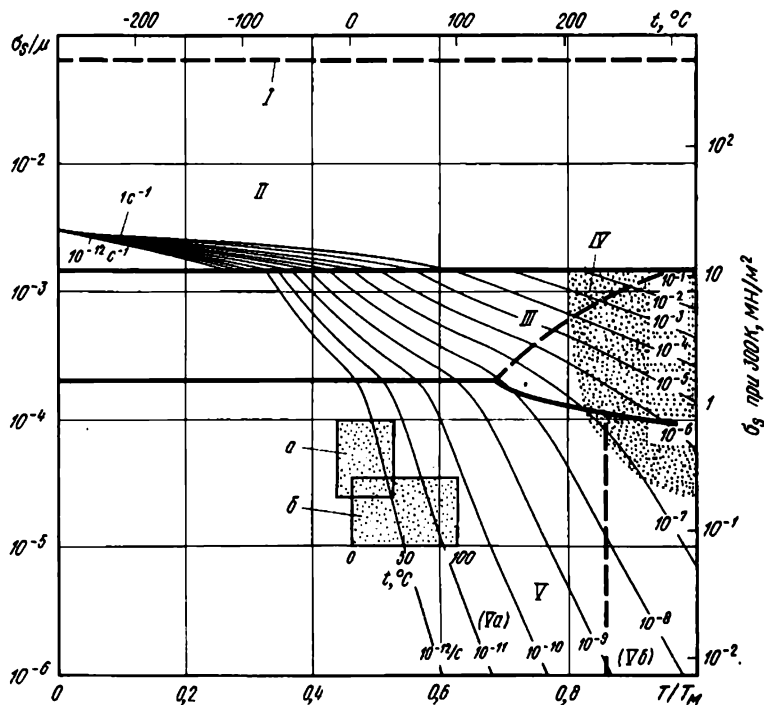


Рис. 142. Карта механизмов деформации сурьмянистого свинца с 50-мкм зерном, иллюстрирующая условия эксплуатации труб, а, б (см. рис. 141). В обоих случаях деформация происходит по механизму контролируемого переползанием (диффузией) течения

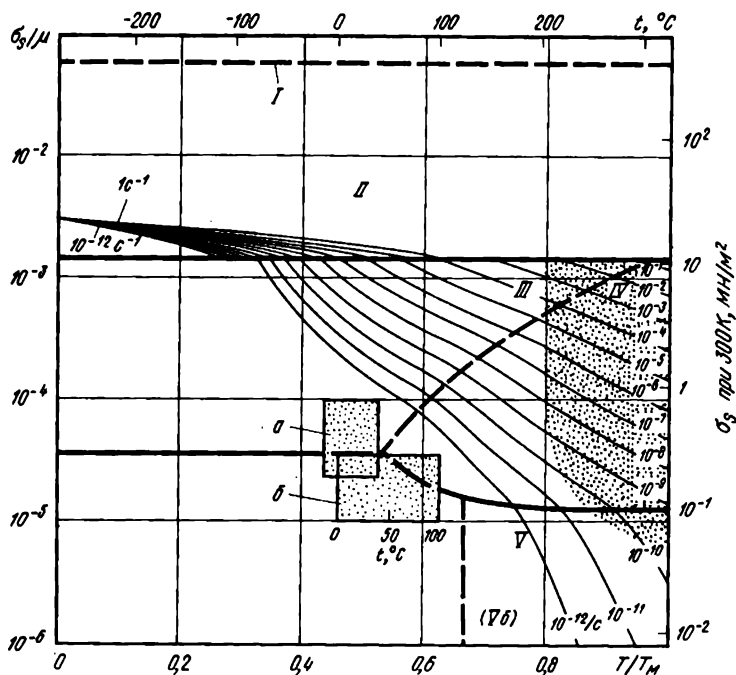


Рис. 143. Карта механизмов деформации сурьмянистого свинца с 1-мм зерном. Трубы а, б (см. рис. 141) из материала с указанной величиной зерна деформировались бы намного медленнее, чем наблюдалось

мы приняли $n = 4,2$ и $A = 842$, сохранив $Q = 109$ кДж/моль. Наконец, параметры, характеризующие контролируемое препятствиями скольжение, были изменены в соответствии с данными по прочности при растяжении сурьмянистого свинца при 20°C и скорости деформации $0,01 \text{ с}^{-1}$ [1]; для этого мы приняли величину отношения $\dot{\epsilon}/\dot{\epsilon}_0 = 2,9 \cdot 10^{-3}$.

Первая из представленных карт механизмов деформации относится к сурьмянистому свинцу с величиной зерна 50 мкм, характерному для рассматриваемых нами экструдированных труб. На картах в виде ограниченных прямоугольниками областей выделены интервалы напряжений и температур, характеризующих условия эксплуатации труб. Проверка на соответствие показала, что изоконтур 10^{-12} с^{-1} проходит через указанные прямоугольные области; карта механизмов деформации в широком диапазоне согласуется с наблюдаемыми значениями средних скоростей деформации ($\dot{\epsilon} \sim 6 \cdot 10^{-12} \text{ с}^{-1}$).

Вторая из представленных карт механизмов деформации относится к свинцу с величиной зерна 1 мм, используемого при производстве литых свинцовых труб и листов. Видно, что расчетные значения скоростей ползучести труб намного ниже.

Из первой карты механизмов деформации (рис. 142) следует, что свинцовые трубы деформируются по механизму контролируемого переползанием (диффузией) течения. Из этого вывода вытекает ряд следствий. Ползучесть носит линейно-вязкий характер с небольшой или полностью отсутствующей неустановившейся стадией (это определяет возможность интегрирования по всему интервалу напряжений и температур). Наблюдается очень высокая чувствительность к величине зерна — отсюда преимущество использованных древними римлянами литых листов и труб. Увеличение зерна до 1 мм (см. рис. 143) замедляет ползучесть в 10^3 раз. Литой свинец имеет еще большую величину зерна (обычно, ~ 5 мм) и не только более медленно деформируется ползучестью, но при эксплуатации труб в нем реализуются другие механизмы: подавление контролируемого диффузией (переползанием) течения, связанное с расширением области степенного закона ползучести.

Несмотря на то, что ползучесть свинцовых труб не представляет важной промышленной проблемы, рассмотренный выше случай характеризуется рядом особенностей, являющихся общими, например, и для эксплуатации реакторов и турбин. Величины нормированных напряжений, гомологических температур и скоростей деформации аналогичны наблюдаемым в условиях эксплуатации энергетического оборудования (см. последующие два случая). Контролируемое интенсивным приграничным переползанием течение (вольно называемое «диффузионным течением») часто будет преимущественно реализуемым механизмом деформации в конструкциях, рассчитанных на эксплуатацию в течение 25 лет при повышенных температурах. Это часто не учитывают в конструкторских расчетах, которые обычно основываются на полученных в лабораторных условиях экстраполированных данных по степенному закону ползучести в область действующих в конструкции напряжений. Связанный с этим риск можно проиллюстрировать на примере приведенной на рис. 142 карты механизмов деформации: если используемое при построении карты уравнение для степенного закона ползучести экстраполировать для прогнозирования механического поведения труб в указанных условиях, то расчетные скорости деформации окажутся в $\sim 10^3$ раз меньше наблюдаемых.

3. Анализ ползучести нержавеющей стали типа 316, используемой в качестве материала узлов в реакторе на быстрых нейтронах

Рассматриваемый ниже случай иллюстрирует использование карт механизмов деформации для анализа механического поведения деталей (узлов), находящихся в условиях объемного напряженного состояния; он также показывает, как карты способствуют выбору типа уравнения состояния для расчетов. Кроме этого, иллюстрируется возможность использования карт механизмов деформации на

неустановившейся стадии для определения преимущественно реализуемого механизма деформации и самих деформаций, когда последние малы.

Активная зона ядерного реактора на быстрых нейтронах мала. Для отвода тепла охладитель (либо жидкий, такой, как натрий, либо газообразный, как гелий) должен быстро протекать через активную зону, поступая в теплообменник. В охлаждаемом жидком металлом реакторе перепады давления, необходимые для переноса охлаждающего потока, наряду с весом конструкции и самого охладителя вызывают возникновение напряжений в конструкциях, поддерживающих детали активной зоны, в трубопроводе и в ряде других деталей. В газоохлаждаемом реакторе перепады давления намного меньше, однако необходимое гидростатическое давление также вызывает появление дополнительных напряжений.

На указанные механические устойчивые напряжения накладываются термические, возникающие при изменении мощности реактора на выходе. Необходимо оценить совместное развитие ползучести и малоцикловой усталости. При этом надо иметь в виду, что влияние указанных видов деформации (и соответствующих напряженных состояний) может не подчиняться закону линейной аддитивности. Так, скорости ползучести и деформаций при ползучести не удастся в данном случае надежно рассчитать, используя лишь уравнения ползучести. Представленные ниже карты механизмов деформации (при правильном подходе к их построению) должны хорошо описывать механическое поведение деталей реактора в условиях постоянно приложенной нагрузки; но их не следует использовать иначе, чем для получения качественной картины механического поведения, так как не учтено изменение нагружения во времени.

Температура, а тем самым и к. п. д. реактора ограничены материалами, из которых он изготовлен. В настоящее время большинство внутренних деталей промышленных реакторов на быстрых нейтронах изготавливается из нержавеющей стали типа 316 — хорошо известного материала, для которого существуют необходимые данные по длительной прочности и ползучести. Подобный выбор ограничивает температуру эксплуатации конструкционных деталей реактора 600 °C. В рассматриваемом ниже примере мы покажем, как карты механизмов деформации на установившейся и неустановившейся стадиях могут помочь конструктору правильно выбрать уравнение состояния для проведения расчетов.

Описание конструкции реактора и приблизительный анализ напряженного состояния

На рис. 144 в схематическом и сильно упрощенном виде представлено сечение охлаждаемого жидким металлом реактора на быстрых нейтронах. Содержащийся в камере высокого давления жидкий натрий циркулирует через активную зону реактора и теплообменники с помощью насосов. Мы рассмотрим ползучесть трех узлов

реактора: самой камеры высокого давления, подводящих труб от насосов к активной зоне и «юбки» реактора. Будем считать, что указанные три детали изготовлены из нержавеющей стали типа 316 с величиной зерна 50 или 100 мкм.

Камера высокого давления эксплуатируется при температуре натриевого охладителя на входе $(390 \pm 30)^\circ\text{C}$. В связи с тем, что все детали подвешены к крышке реактора, действующая на камеру высокого давления нагрузка определяется массой содержащегося в ней натрия, «выталкиваемыми» силами и небольшим давлением газообразного гелия, «покрывающего» натрий. Возникающие в камере высокого давления напряжения максимальны у боковой стенки вблизи от основания, на глубине ~ 8 м от поверхности натрия, где вызванное лишь массой

натрия давление составляет $0,074 \text{ МН/м}^2$. К этой величине добавляется вклад от избыточного давления инертного газа $p_g (0,007 \text{ МН/м}^2)$, что приводит к величине общего давления $p = 0,080 \text{ МН/м}^2$. Эти давления и размеры реактора будут использованы нами в расчетах ниже. Пусть также толщина стенки камеры высокого давления $a = 0,0125$ м, радиус камеры высокого давления $r = 6$ м, а масса содержащегося в камере высокого давления натрия, включая «выталкиваемое» влияние вытесненного натрия, $M \approx 10^6$ кг.

Действующие в камере высокого давления главные напряжения составляют: продольное $\sigma_1 = (pr/2a) + (Mg/2\pi ra) = 22,5 \text{ МН/м}^2$, окружное $\sigma_2 = pr/a = 38,4 \text{ МН/м}^2$, по толщине стенки $\sigma_3 = 0$.

Максимальная величина приведенного сдвигового напряжения, согласно (19.1), $\sigma_s = 19,3 \text{ МН/м}^2$. В верхней части камеры высокого давления величина действующего в стенке приведенного сдвигового напряжения меньше (p уменьшается до p_g , $\sigma_s = 12,5 \text{ МН/м}^2$); приведенное напряжение также меньше в полусферическом основании камеры, что связано с формой последней.

Подводящие натрий трубы также эксплуатируются при $(390 \pm 30)^\circ\text{C}$. Возникающие в них напряжения, в основном, обусловлены перепадами давления между заполненной натрием внутренней полостью и снаружи трубы, хотя и наблюдается небольшой по величине дополнительный вклад (которым мы пренебрегаем) в области изгиба трубы, связанный с внутренними силами, возникающими в быстротекущем натрии. Если принять, что радиус трубы $r_p = 0,125$ м, толщина стенки трубы $a_p = 0,005$ м, внутреннее давление $p = 0,83 \text{ МН/м}^2$, внешнее давление $p_e = 0,03 \text{ МН/м}^2$ (соот-

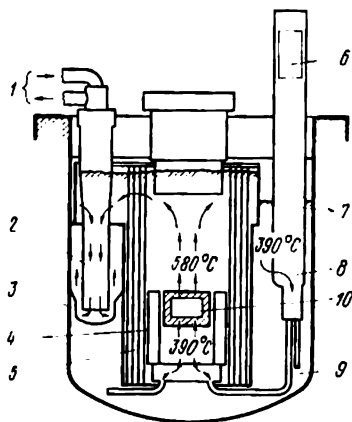


Рис. 144. Сечение гипотетического ядерного реактора на быстрых нейтронах: 1 - вторичный поток натрия; 2 - теплообменник; 3 - основная камера высокого давления; 4 - внутренняя юбка реактора; 5 - экраны для защиты от нейтронного облучения; 6 - двигатель насоса; 7 - поверхности, омываемые натрием; 8 - насос для закачки натрия; 9 - трубопровод высокого давления для подачи натрия; 10 - сердечник

ветствует воздействию слоя натрия ≈ 3 м), то получим главные напряжения: $\sigma_1 = (p_i - p_e) r_p / 2a_p \approx 10$ МН/м² (осевое), $\sigma_2 = (p_i - p_e) r_p / a_p \approx 20$ МН/м² (кольцевое) и приведенное сдвиговое напряжение $\sigma_s = 10$ МН/м².

Внутренняя «юбка» реактора представляет собой цилиндр диаметром 6 м, содержащий активную зону и связанные с ней узлы и детали. По крайней мере часть «юбки» подвергается воздействию горячего натрия, поддерживающего температуру в активной зоне $580 \pm 30^\circ\text{C}$. Напряжения возникают из-за двухметрового перепада в уровнях натрия с внутренней и внешней стороны «юбки», и эта разница в уровнях является движущей силой потока, проходящего через теплообменники; перепад давлений составляет около 0,02 МН/м². Если как и ранее, принять, что радиус «юбки» $r_s^* = 3$ м, толщина стенки «юбки» $a_s = 0,005$ м, то можно рассчитать напряженное состояние в «юбке». Кольцевое напряжение в «юбке» составляет $\sigma_2 = 11$ МН/м²; осевое (продольное) напряжение, σ_1 , будучи поддерживаемым снизу, незначительно. Приведенное сдвиговое напряжение $\sigma_s = 6,3$ МН/м². Эта информация, нормированная по скорректированному на температурную зависимость модулю и по температуре плавления железа (1810 К), обобщена в табл. 25. Мы допускаем отклонение от представленных в тексте величин напряжения на $\pm 20\%$ и температуры на $\pm 30\%$ соответственно.

Таблица 25. Обобщенные условия эксплуатации деталей реактора

Деталь (узел)	Г, м	T/T _м
Камера высокого давления	$(2,3 \div 3,5) \cdot 10^{-4}$	0,35—0,38
Трубы для подвода натрия	$(1,2 \div 1,8) \cdot 10^{-4}$	0,35—0,38
«Юбка» реактора	$(0,85 \div 1,3) \cdot 10^{-4}$	0,45—0,49

Использование карт механизмов деформации для анализа механического поведения деталей реактора

Карты механизмов деформации на установившейся и не установившейся стадиях течения для нержавеющей стали типа 316 представлены в гл. 8 и 17; относящиеся к рассматриваемому случаю карты изображены на рис. 145. Используемые при их построении данные обобщены в табл. 6 и 16.

На рис. 145, а на карте механизмов деформации на установившейся стадии для нержавеющей стали типа 316 с величиной зерна 50 мкм выделены области, характеризующие условия эксплуатации деталей реактора. Для всех трех деталей условия эксплуатации лежат в пределах области контролируемого переползанием (диффузией) течения, протекающего преимущественно в приграничных объемах. Скорости деформации малы ($\leq 10^{-10}$ с⁻¹) и, таким образом (для принятых нами условий), общая величина деформации, например, за три года (10^8 с) не превысит 1%.

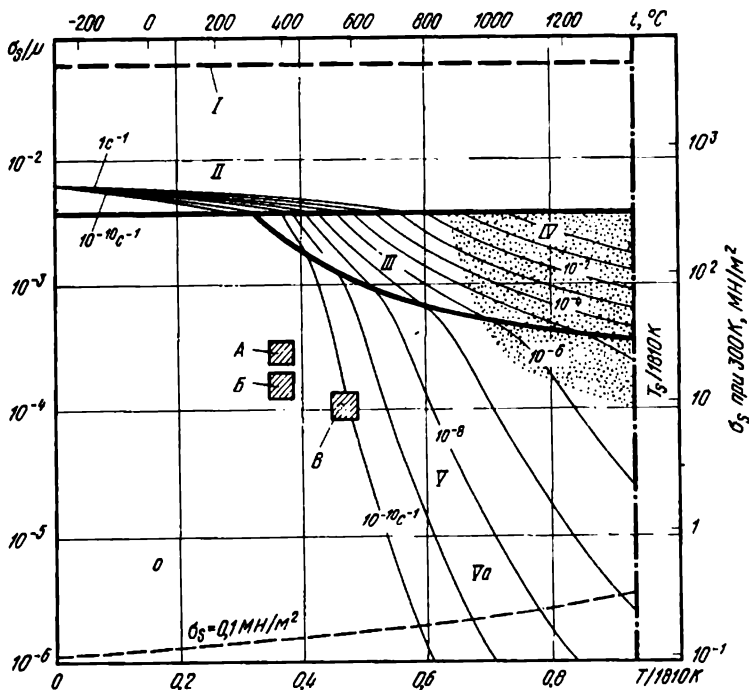
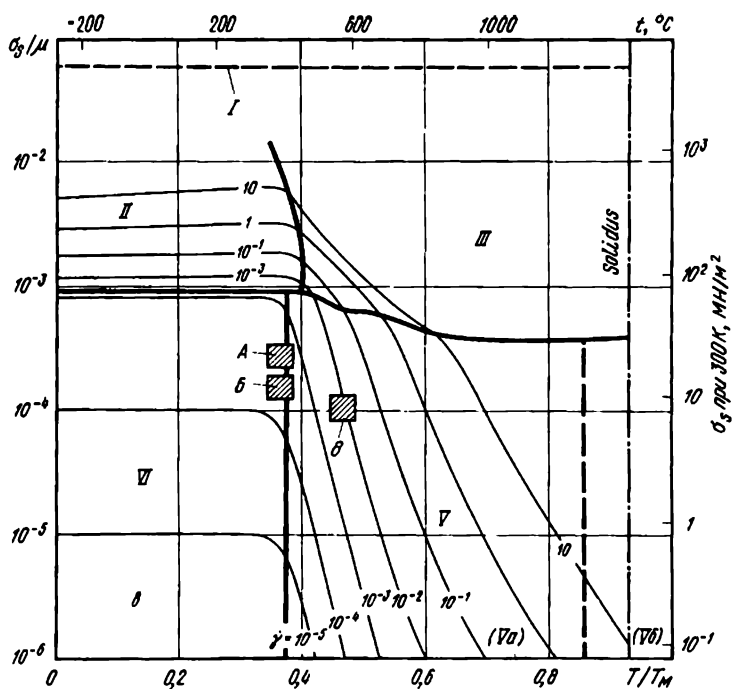
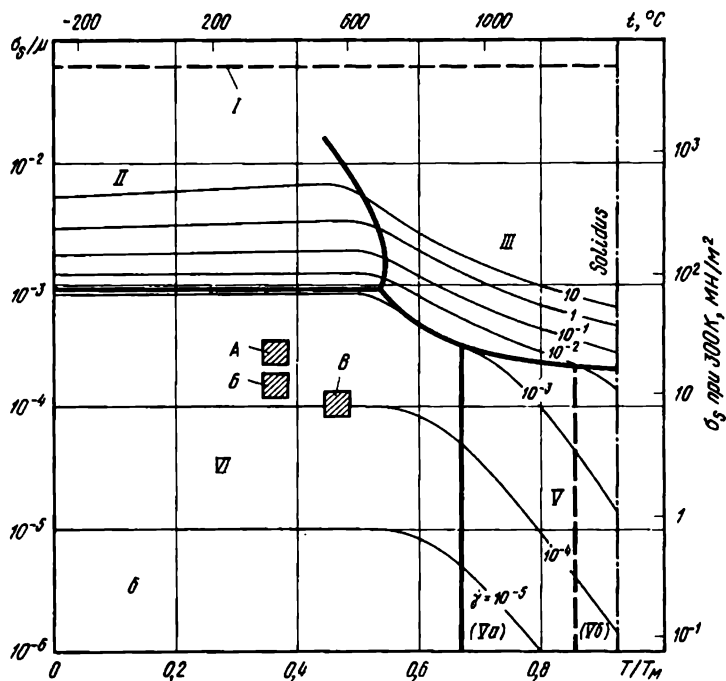


Рис. 145. Карты механизмов деформации нержавеющей стали типа 316 с величиной зерна 50 (а) и 100 мкм (б, в) на установившейся а и не установившейся б, в стадиях, иллюстрирующие условия эксплуатации трех деталей реактора: камеры высокого давления (А), подводящей трубы (Б), «юбки» реактора (В), и преимущественно реализуемые на установившейся стадии (а) через 10^4 с (б) и 10^5 с (в). IV — область упругой деформации. В случае б детали А — В деформируются упруго, в случае а все детали претерпели некоторую деформацию ползучестью (в детали В она может превысить 1%); преимущественно реализуются упругая деформация и контролируемое переползанием (диффузией) течения (рис. 145 б, в — на с. 270)

В случае таких малых формоизменений упругими деформациями и деформациями на не установившейся стадии пренебрегать нельзя. Хотя построение карт механизмов деформации на не установившейся стадии требует большего количества данных, подобные карты (см. гл. 17) имеет смысл использовать при решении задач, подобных рассматриваемой. На рис. 145, б и в изображены карты механизмов деформации на не установившейся стадии для нержавеющей стали типа 316 с величиной зерна 100 мкм. Следует помнить, что карты механизмов деформации на не установившейся стадии содержат так называемую «текущую» деформацию (достигаемую за определенное время) и позволяют установить механизм, ответственный за эту деформацию. В течение 10^4 с (~ 3 ч, см. рис. 145, б) деформации во всех трех деталях не превысили условно-упругих и составили $\sim 2 \cdot 10^{-4}$.

С течением времени деформации, возникающие при ползучести, растут, и по прошествии 30 лет (см. рис. 145, в) величина деформации в «юбке» реактора составляет $\sim 1\%$; основным механизмом деформации является контролируемое переползанием течение. Условия эксплуатации двух других деталей занимают граничное поло-



жение между областями условно-упругой деформации и контролируемого переползанием течения, указывая на то, что вклады от каждого из этих механизмов деформации примерно равны ($\sim 2 \cdot 10^{-4}$).

Рассмотренные нами детали не подвержены воздействию интенсивного потока нейтронов. Если бы они испытывали подобное воздействие, то потребовалось бы использовать карту механизмов деформации, включающую область вызванной радиацией или ускоренной радиацией ползучести. Такие карты можно построить, но они относятся лишь к топливным контейнерам и деталям, расположенным в непосредственной близости от ядерного топлива.

Выводы

Под воздействием рассмотренных нами постоянных нагрузок деформации деталей реактора являются условно-упругими или они деформируются ползучестью, причем последняя происходит преимущественно по механизму контролируемого переползанием течения. Долговечность реактора во многом определяется примерно равными по величине вкладами от указанных типов деформации. Вкладами неустановившихся процессов в контролируемое переползанием течение и протекающую по степенному закону ползучесть пренебречь нельзя, так как величина вклада от этих процессов сравнима с условно-упругой деформацией.

В некоторых конструкциях реакторов допустимая величина деформации ползучестью за время эксплуатации ($\sim 10^9$ с) не должна превышать 1%. Из представленной на рис. 145, в карты механизмов деформации, построенной для указанного времени, видно, что используемые в настоящее время камера высокого давления и трубопровод для подачи натрия полностью удовлетворяют этому требованию. В то же время, деформации во внутренней «юбке» реактора будут превышать установленную предельную величину (если сделанные нами предположения относительно размеров и давлений верны), несмотря даже на то, что воздействующие на эту деталь напряжения ниже, чем для двух других деталей. Уменьшение напряжений вдвое не устраняет этого недостатка. Допустимую скорость ползучести в «юбке» можно получить, используя сталь того же состава, но с большей величиной зерна; так, увеличение размера зерна до 200 мкм, например, снижает деформацию при ползучести в восемь раз.

Конструктор, рассматривающий деформацию этих деталей реактора под воздействием постоянных нагрузок и желающий провести более подробный анализ, должен использовать уравнение состояния, сочетающее условно-упругую деформацию и деформацию ползучестью, а также учитывающее вклад от процессов течения на неустановившейся стадии. Упругая деформация (в тензорном выражении) описывается уравнением

$$\varepsilon_{ij}^{EL} = [(1 + \nu)/E] [\sigma_{ij} - (\delta_{ij} \sigma_{kk}) \nu / (1 + \nu)]. \quad (19.4)$$

Вклад течения на неустановившейся стадии в контролируемое переползанием (преимущественно в приграничных объемах) течение

рассмотрен в гл. 17; соответствующее уравнение состояния имеет вид:

$$\varepsilon_{ij} = (0,5S_{ij}/\eta) [1 + \exp(-t/\tau_t)], \quad (19.5)$$

где $S_{ij} = \sigma_{ij} - \delta_{ij} \delta_{kk}/3$, $\eta = kTd^3/(42\delta D_b \Omega)$, $\tau_t = \eta/\Omega$, t — время.

Необходимые для решения настоящего уравнения данные приведены в табл. 16. Если конструктор хочет учесть возможное влияние случайных перегрузок, то он, во-первых, должен дополнить рассматриваемое уравнение вкладами от степенного закона ползучести и (если перегрузки достаточно велики) от течения, вызванного скольжением дислокаций. Кроме этого, следует учитывать возможность усталостного разрушения и взаимодействия между ползучестью и усталостью; указанные аспекты не входят в круг рассматриваемых в этой книге вопросов.

На основе проведенного анализа можно сделать следующий вывод. Контролируемое переползанием в приграничных объемах течение плохо изучено экспериментально; величины коэффициентов зернограничной диффузии, необходимые для расчета интенсивности приграничного переползания, являются недостаточно надежными, а характер влияния легирования на скорость диффузии (см. гл. 17) известен лишь отчасти. Необходимы дальнейшие исследования, посвященные контролируемому диффузией (переползанием) течению в жаропрочных сталях.

4. Анализ ползучести лопатки турбины из жаропрочного сплава

Представленный ниже случай является примером использования карт механизмов деформации применительно к деталям, в которых напряжения и температура изменяются по длине детали и зависят от ориентации сечения. Этот пример иллюстрирует как бы «выборочное» воздействие методов упрочнения, т. е. данный определенный метод не замедляет одинаково все действующие в детали механизмы пластического течения.

Вся история развития реактивных двигателей свидетельствует о том, что мощность и коэффициент полезного действия газовой турбины ограничены свойствами материалов, способных выдерживать воздействие высоких напряжений и температур. В экстремальных условиях эксплуатации, в которых, в частности, находятся детали первой ступени газовой турбины реактивного двигателя, в настоящее время используют жаропрочные сплавы на никелевой и кобальтовой основах, что обусловлено характерным для этих сплавов уникальным сочетанием высокотемпературной прочности, пластичности и сопротивления окислению. Типичным представителем этой группы сплавов является MAR-M200 — сплав на никелевой основе номинального состава, % (по массе): 5Al, 2Ti, 12,5W, 9Cr, 1 Nb, 10Co, 0,15C, 0,015B, 0,05Zr (остальное Ni), в котором реализуются механизмы твердорастворного упрочнения за счет легирования W и Co и упрочнения при дисперсионном твердении

за счет выделения частиц $Ni_3(Ti, Al)$; отметим также, что содержащий Cr твердый раствор имеет повышенное сопротивление газовой коррозии.

Этот сплав (а также ряд производных от него сплавов), используют в литом состоянии (их нельзя из-за высокой жаропрочности прокатывать или ковать) в качестве материалов лопаток турбин и крыльчаток в промышленных газотурбинных двигателях. При использовании их в авиационных ГТД напряжения и температуры, реализуемые при запуске двигателя, его остановке и частые изменения силовых параметров работы, позволяющие сделать вывод, что характерные для установившейся стадии условия выполняются на практике очень редко. Но установившаяся стадия достигается в ряде других областей использования, а именно: при использовании таких турбин в качестве силовых установок для производства энергии или при использовании сплава MAR-M200 в качестве конструкционного материала в реакторах или в химических установках. Ниже будут представлены карты механизмов деформации сплава MAR-M200 лишь для установившейся стадии; построение аналогичных карт механизмов деформации для неустановившейся стадии процесса (необходимых для конструкторов ГТД III сдерживается отсутствием необходимых для этого данных. (Пример использования карт механизмов деформации нержавеющей стали для неустановившейся стадии приведен в предыдущем разделе).

Распределение напряжения и температуры в лопатке турбины

В случае вращения турбины с постоянной скоростью центробежные силы вызывают возникновение в каждой лопатке ротора аксиального растяжения. Если лопатка имеет постоянное поперечное сечение, то растягивающее напряжение линейно возрастает от нуля у верхней кромки лопатки до некоторой максимальной величины в замке. В качестве примера отметим, что в роторе радиусом $r = 0,3$ м, вращающимся с угловой скоростью $\Theta = 1000$ с⁻¹ (11 000 об/мин), возникает аксиальное напряжение $r\Theta^2 \rho l \approx 10^{-3}$ МПа, где ρ — плотность сплава, l — расстояние от верхней кромки лопатки. Указанное изменение напряжения и типичный температурный профиль для лопатки двигателя 60-х годов представлены на рис. 146. Действующие в процессе эксплуатации двигателя условия экс-

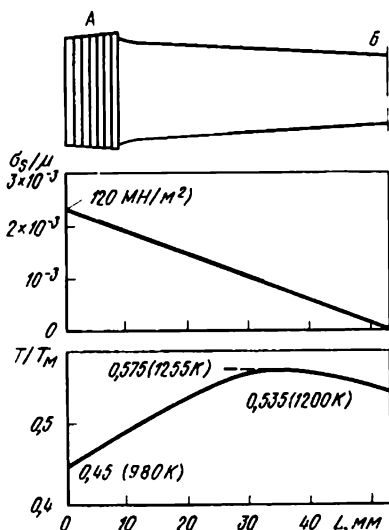


Рис. 146. Примерное распределение аксиальных напряжений и температуры вдоль лопатки, эксплуатируемой в агрегатах первой ступени турбины ГТД 1960-х годов (А — замок, Б — верхняя кромка лопатки)

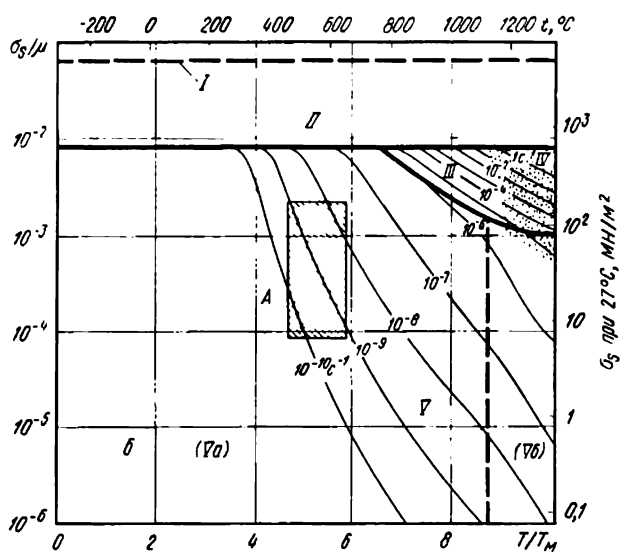
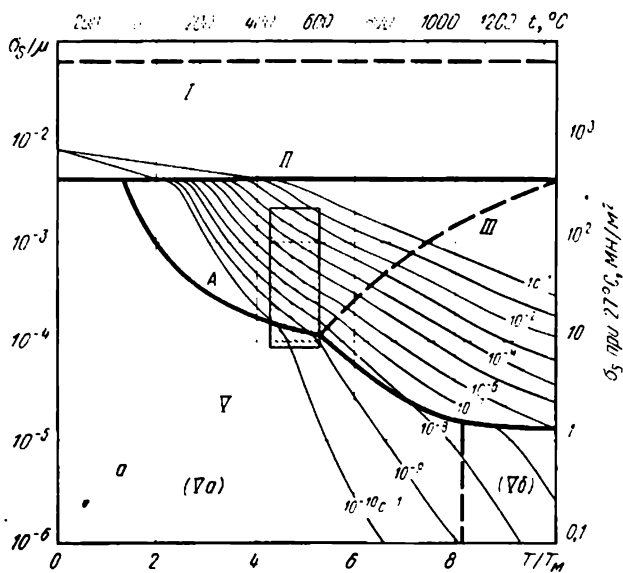


Рис. 147. Карты механизмов деформации:
 а — чистого никеля с 100-мкм зерном, иллюстрирующая условия MAR-M200 с величиной зерна 100 мкм; δ — сплава MAR-M200 с бол закристилизованных лопатках; (А — типичные условия эксплуатации

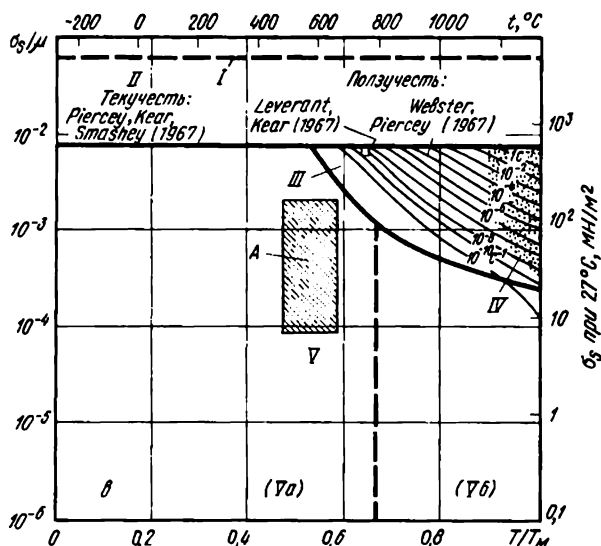
плуатации лопаток турбины следующие: температурный интервал $(0,45 \div 0,58) T_M$, значения напряжений $\sigma_s/\mu \leq 2,3 \cdot 10^{-3}$, максимально допустимая скорость деформации $\dot{\gamma} \approx 10^{-8} \text{ с}^{-1}$. Эти температуры и напряжения являются средними, действующими в поперечном сечении лопатки, и они использовались лишь для создания представлений об общих закономерностях механизма ползучести и определения приблизительной скорости ползучести в постоянных условиях эксплуатации. При изменении силовых параметров работы двигателя температура поверхности лопатки резко возрастает или падает, создавая при этом дополнительные термические напряжения, которые накладываются на действующие (например, от центробежных сил). Эти напряжения в ряде случаев достигают настолько большой величины на поверхности лопатки, что могут даже превышать напряжение течения. Однако обычно средняя величина напряжений в лопатке остается в пределах указанного выше интервала.

Карты механизмов деформации для никеля и сплава MAR-M200

На рис. 147 приведены карты механизмов деформации для чистого никеля и сплава MAR-M200 с разными величинами зерна. Лежащие в их основе данные приведены в табл. 2 и 5.

Выводы

Характеризующие постоянную скорость вращения ротора турбины условия, приведенные выше, выделены прямоугольным контуром



эксплуатации лопатки, представленной на рис. 146; б — сплава
ышней величиной зерна (10 мм) — близкой к получаемой в направленно
лопатки турбины)

на соответствующих картах механизмов деформации. Лопатка из чистого никеля будет деформироваться в соответствии со степенным законом ползучести (см. рис. 147, а) с неприемлемо высокой скоростью. Реализуемые в сплаве MAR-M200 методы упрочнения (см. рис. 147, б) снижают скорость протекающей в соответствии со степенным законом ползучести в 10^5 раз. При этом преимущественно действующий механизм деформации изменяется от степенного закона ползучести к контролируемому переползанием течению. Дальнейшее твердорастворное упрочнение или дисперсионное твердение неэффективно, так как не приводит к замедлению этого механизма. Необходимо использование иного, дополнительного метода упрочнения; одним из таких дополнительных методов является увеличение размера зерна. Результат влияния укрупнения величины зерна представлен на рис. 147, в. Этот дополнительный метод упрочнения замедляет контролируемое диффузией (переползанием) течение, оставляя другие механизмы течения неизменными. Область степенного закона ползучести расширяется, и скорость ползучести лопатки турбины падает до ничтожно малой величины.

В общем пластическое течение вносят вклады разные механизмы; при этом преимущественно реализуемый механизм зависит от величины напряжений и температуры. При подавлении одного механизма будет реализовываться другой. Методы упрочнения оказывают, таким образом, как бы «выборочное» воздействие: хорошо работающий метод в одном интервале напряжений и температур может оказаться неэффективным в другом, и наоборот, тот или иной метод упрочнения следует рассматривать не абстрактно, а как способ наиболее эффективного воздействия на определенный механизм пластического течения. Материалы с высоким сопротивлением ползучести сочетают в себе обычно несколько механизмов упрочнения; в этом смысле сплав MAR-M200 является хорошим примером.

5. Анализ ползучести вольфрамовой нити накаливания лампы

Карты механизмов деформации позволяют сравнить эксплуатационные свойства деталей и предложить направления изменения конструкции для реализации оптимальных рабочих характеристик и/или увеличения срока эксплуатации. Ниже будут рассмотрены эксплуатационные характеристики двух типов вольфрамовых нитей накаливания ламп.

Скорость деформации и напряжения в нити накаливания при эксплуатации

Нить накаливания в лампах мощностью 25 или 40 Вт — проволоочная спираль из вольфрама, легированного добавками разных элементов. Типичные размеры лампы мощностью 40 Вт приведены на рис. 148, а. Подобные представленной низковольтные лампы пред-

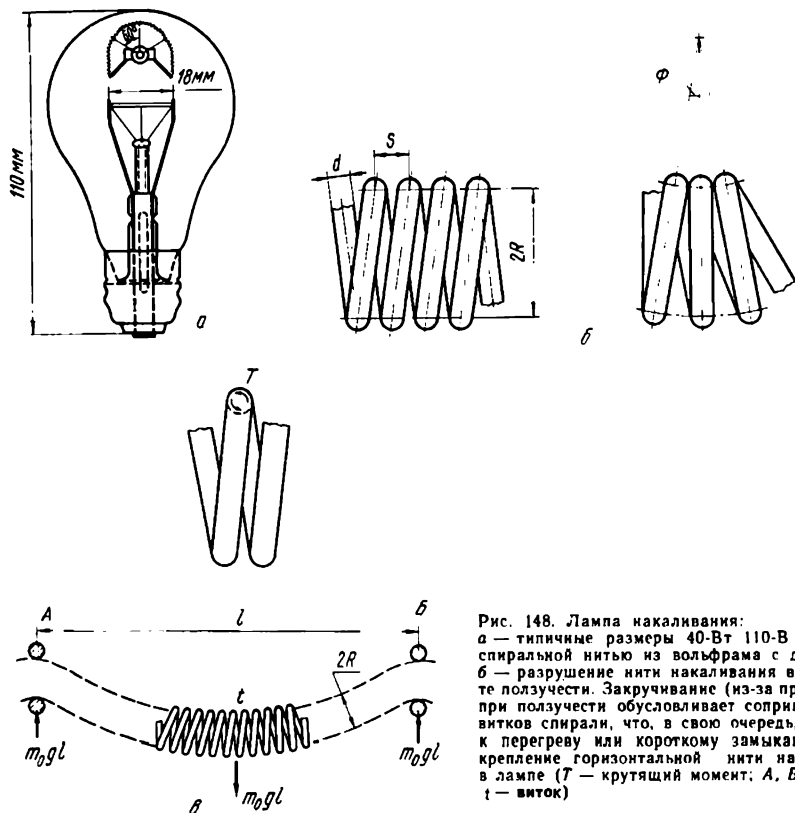


Рис. 148. Лампа накаливания:
 а — типичные размеры 40-Вт 110-В лампы со спиральной нитью из вольфрама с добавками;
 б — разрушение нити накаливания в результате ползучести. Закручивание (из-за провисания) при ползучести обуславливает соприкосновение витков спирали, что, в свою очередь, приводит к перегреву или короткому замыканию; в — крепление горизонтальной нити накаливания в лампе (T — крутящий момент; A, B — опоры; t — виток)

назначены для работы при накале нити до $2250\text{—}2500^\circ\text{C}$ со средней продолжительностью эксплуатации ~ 1000 ч. (Лампы большей мощности характеризуются более высокой температурой накала нити: до 2765°C — обычные лампы и до 3160°C — лампы, используемые при фотографировании; срок эксплуатации этих ламп ниже — до 3 ч).

Лампа может выйти из строя по нескольким причинам. В большинстве случаев выход из строя ламп связан с тем, что испарение с поверхности нити накаливания или образование пор внутри нити обуславливает локальное уменьшение поперечного сечения, что вызывает локальный разогрев, ускоряющий испарение, и, в конце концов, приводит к расплавлению (разрушению) нити накаливания. Выход лампы из строя обусловлен указанными обстоятельствами, а не ползучестью, созданы лампы адекватных конструкций, противостоящие разрушению при оплавлении. Какие же факторы учитывают при разработке ламп? Для ответа на этот вопрос мы в первую очередь должны рассмотреть разрушение в результате ползучести.

Наиболее вероятный механизм разрушения при ползучести иллюстрируется на рис. 148, б. Слева изображена недеформирован-

ная спираль общей длиной 41 мм; ниже приводятся ее параметры для ламп двух типов (расчетная долговечность ламп 1000 ч):

Лампы с одной спиралью, рассчитанные на напряжение 110 В, мощность, Вт	25	40
Температура накаливания, °С	2250—2350	2400—2500
Количество витков на метр, м ⁻¹	2,6·10 ⁴	2,4·10 ⁴
Расстояние между витками S, мм	0,038	0,043
Диаметр проволоки d, мм	0,030	0,036
Диаметр спирали 2R, мм	0,15	0,14
Общая длина проволоки, мм	660	430
Общая масса спирали, мг	9,0	7,2
Число промежуточных держателей	3	3

Обычно конструкция ламп предусматривает горизонтальное расположение нити накаливания. При этом провисание и связанная с ним ползучесть при закручивании приводят к перегреву проволоки и, в ряде случаев, к закорачиванию между витками (см. рис. 148, б). Предположим, что элементы проволоки в верхней части спирали деформируются в результате ползучести при закручивании, что приводит к повороту на угол Φ на единичной длине; элементы проволоки в нижней части спирали испытывают аналогичный поворот в противоположную сторону. Тогда изменение угла между витками (φ) составляет, приблизительно: $\varphi = 2R\theta$, где R — радиус спирали. Контакт происходит, когда

$$\varphi R = S - d,$$

где S — расстояние между витками, d — диаметр проволоки (см. рис. 148, б). Сдвиговая деформация на поверхности элемента проволоки, $\dot{\gamma}_{\max}$, связана с приходящимся на единичную длину поворотом следующим соотношением: $\dot{\gamma}_{\max} = \theta d/2$. Тогда максимальная допустимая деформация до закорачивания равна:

$$\dot{\gamma}_{\max} \approx d(S - d)/(4R^2).$$

Если предполагаемая длительность эксплуатации лампы t , то максимальная допустимая скорость ползучести на установившейся стадии будет составлять

$$\dot{\gamma}_{\max} \approx d(S - d)/(4R^2 t).$$

Подставляя приведенные данные, получим: $\dot{\gamma}_{\max} = 3,0 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$ для лампы 25 Вт, $\dot{\gamma}_{\max} = 3,6 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}$ для лампы 40 Вт.

Для обеспечения надежной эксплуатации, предусматривающей отсутствие разрушения в результате ползучести, конструкция лампы должна быть такой, чтобы максимальная скорость деформации проволоки не превышала 10^{-9} с^{-1} .

Сдвиговое напряжение в нити накаливания с достаточной степенью точности рассчитана следующим образом. Рассмотрим состояние равновесия части спирали длиной l между двумя опорами (см. рис. 148, в). Если приходящуюся на единицу длины массу спирали обозначить m_0 , то для того, чтобы поддерживать между двумя опорами спираль длиной l требуется сила $m_0 g l$. Тогда к

верхней части каждого витка спирали приложен закручивающий момент T , где

$$T \approx m_0 g l^2 / 2.$$

По мере пластической деформации проволоки под воздействием этого момента спираль провисает. Среднее сдвиговое напряжение в проволоке

$$\sigma_z \int_0^{d/2} 2\pi r^2 dr = T,$$

откуда

$$\sigma_s / \mu = 6 m_0 g l^2 / (\pi \mu d^3).$$

Полученные нормированные напряжения для спиралей, а также гомологические температуры и максимальные скорости деформации приведены ниже (напряжения малы, а температуры высоки, до $0,75 T_M$):

Мощность ламп, Вт	G_s/M	T/T_M	$\dot{\gamma}_{\max}$
25	$< 10^{-4}$	$0,68 \div 0,71$	$3,0 \cdot 10^{-9}$
40	$< 6,2 \cdot 10^{-5}$	$0,72 \div 0,75$	$3,6 \cdot 10^{-9}$

Использование карт механизмов деформации для анализа нитей накаливания

Большинство нитей накаливания изготовлено из легированного вольфрама: вольфрамовая заготовка получена из порошка, содержащего небольшие количества Al_2O_3 , SiO_2 и K_2O (или смешанные оксиды этих трех элементов), придающих проволоке дополнительную прочность при ползучести. Подобное легирование приводит к возникновению дисперсно распределенных занятых оксидами областей («несплошностей»), стабилизирующих вытянутую зеренную структуру. Отчасти в связи с тем, что эти удлинённые зерна обуславливают хорошее сопротивление ползучести (они затрудняют процесс приграничного скольжения), а отчасти потому, что эти отдельные области («несплошности») тормозят движение дислокаций; легированный вольфрам характеризуется повышенной прочностью при ползучести. Влияние легирования наиболее отчетливо проявляется при сравнении карт механизмов деформации чистого и легированного вольфрама (рис. 149).

Карта механизмов деформации чистого вольфрама построена по данным, приведенным в табл. 3 и обсужденным в гл. 5. Карты механизмов деформации легированного вольфрама основаны на изучении ползучести, проведенном в работе [1]. Добавки не приводят к значительному изменению величины напряжения течения, однако значительно снижают скорость протекающей по степенному закону ползучести, вызывая сокращение размеров соответствующей области на поле карт механизмов деформации. Мы сопоставляли карты с данными работы [1], изменяя постоянные ползучести n и A до значений соответственно $8,43$ и $8,4 \cdot 10^{14}$, оставляя при этом все другие параметры без изменения.

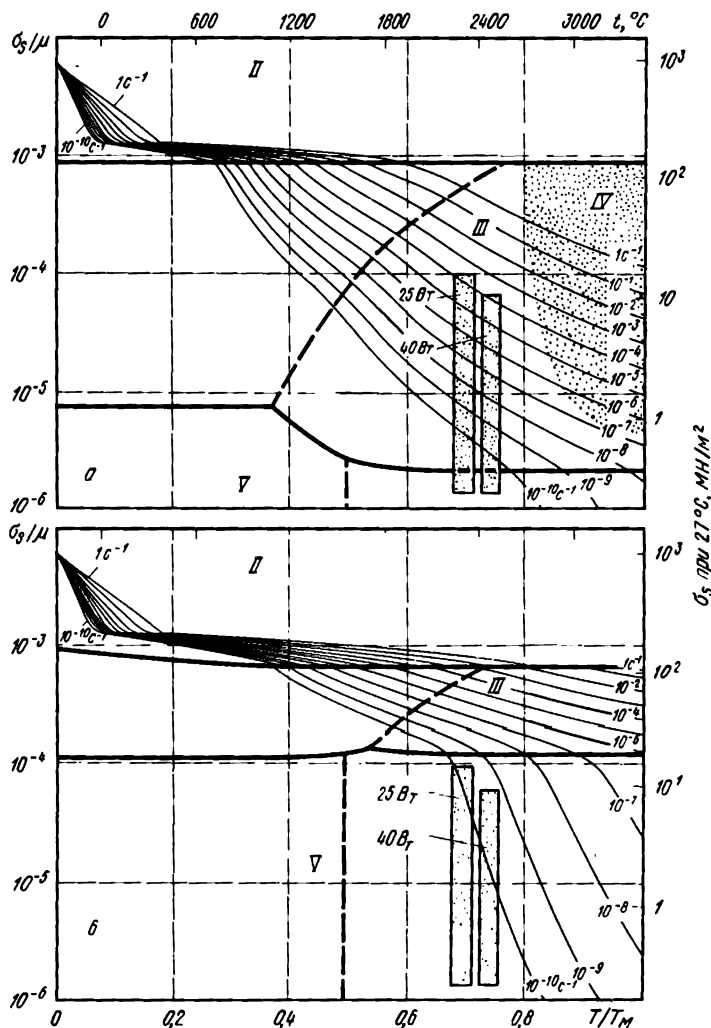


Рис. 149. Карты механизмов деформации: а чистого вольфрама с большой величиной зерна (1 мм); б — вольфрама с добавками, в проволоке из которого зерна вытянуты; в продольном направлении они могут достигать величины 1 мм), поэтому исследовали материал с величиной зерна 1 мм. На карты нанесены условия эксплуатации нитей накаливания 25- и 40-Вт лампы

Несмотря на то, что размер зерен в двух направлениях у легированного вольфрама мал, они велики в третьем направлении, достигая 1 мм в направлении оси проволоки. Для контролируемого переползанием (диффузией) течения следует учитывать именно этот размер, и поэтому карты механизмов деформации построены для зерен указанной величины. Карта механизмов деформации чистого вольфрама также построена в предположении величины его зерна 1 мм, что отчасти связано с желанием упростить сравнение, а отчасти в связи с тем, что чистый вольфрам

рекристаллизуется, что приводит к появлению крупных зерен при нагреве $>1600^{\circ}\text{C}$.

Выводы

Обобщения на с. 279 информация выделена на картах механизмов деформации в виде прямоугольных областей, положение каждой из которых определяется интервалами температур и напряжений, воздействующих на нить накаливания. Предположим вначале, что нити накаливания были изготовлены из чистого, крупнозернистого вольфрама (см. рис. 149, а). Максимальная скорость ползучести (верхняя часть прямоугольной области) будет составлять $\sim 10^{-4} \text{ с}^{-1}$: нить накаливания разрушится в результате ползучести за $\sim 30 \text{ с}$. Эта скорость ползучести реализуется по механизму степенного закона ползучести, и, таким образом (в отличие от примеров со свинцовой трубой и лопаткой турбины), увеличение размера зерна, если это только возможно, отрицательно скажется на сопротивлении ползучести. Требуется такой механизм упрочнения, который привел бы к подавлению протекающей в соответствии со степенным законом ползучести течения.

Эта задача успешно решается введением добавок в вольфрам (см. рис. 149, б). Прямоугольные области фиксируют, что максимальная скорость ползучести в этом случае составляет около $\sim 4 \cdot 10^{-10} \text{ с}^{-1}$, что соответствует даже более низкому уровню, чем требуется для обеспечения расчетной продолжительности эксплуатации. Более того, введением добавок можно изменить преимущественно действующий механизм ползучести: верхние части прямоугольных областей близки к границе между областями степенного закона ползучести и вакансионной ползучестью.

Карту механизмов деформации (см. рис. 149, б) можно использовать в качестве руководства для изменения конструкции нити накаливания. Если температура повышается, то максимальное напряжение, действующее на нить накаливания, следует уменьшать; последнее достигается, например, в результате введения дополнительной промежуточной опоры, и при этом характеризующая условия эксплуатации прямоугольная область оказывается ниже контура, соответствующего 10^{-9} с^{-1} . Если это не соблюдается, то разрушение в результате ползучести наступит менее чем за 1000 ч и продолжительность эксплуатации лампы сократится.

6. Анализ обработки металлов давлением и резанием

Режимы обработки металлов давлением и резанием также можно представить на карте механизмов деформации. При этом можно рационально подойти к выбору режимов обработки металлов давлением, выявить лежащие в основе каждого режима механизмы деформации и составить приблизительное представление относительно характера изменения сил, возникающих при изменении скорости процесса обработки или температуры его проведения.

Введение

В инженерной практике используют скорости деформации от 10^{-12} до 10^5 с^{-1} . Скорости, связанные с обработкой металлов давлением и резанием, лежат в верхней части указанного интервала, составляя от $0,1 \text{ с}^{-1}$ при медленной экструзии до 10^5 с^{-1} при быстрой обработке резанием. Температуры обработки также лежат в широком интервале. Холодную деформацию осуществляют при комнатной температуре. Теплая деформация предусматривает нагрев на температуры, соответствующие режиму ползучести, но ниже тех, при которых происходит рекристаллизация. Горячая деформация прокаткой предусматривает нагрев на температуры выше температуры рекристаллизации; при экструзии температуры еще выше¹.

Величины пластической деформации при обработке металлов давлением часто велики (~ 1); в сравнении с ними упругие деформации ничтожно малы. Обычно рассматривают случаи достижения материалом напряжения течения на установившейся стадии. По этой причине мы наносим режимы обработки металлов давлением на соответствующие карты механизмов деформации для установившейся стадии (в качестве примера мы использовали карты для меди).

В представленных ниже разделах дается характеристика отдельных операций обработки металлов давлением и резанием. Соответствующие данные обобщены в табл. 26.

Таблица 26. Условия, возникающие при обработке металлов резанием и давлением

Обработка	Истинные деформации	Скорость инструмента, м/с	Скорость деформации, с^{-1}	Температура	Библиография
Холодная прокатка, штамповка	$0,1 \div 0,5$	$0,1 \div 100$	$(1 \div 2) \cdot 10^3$	Комнатная (небольшой адиабатический нагрев)	
Волочение проволоки (ленты, труб)	$0,05 \div 0,5$	$0,1 \div 100$	$(1 \div 2) \cdot 10^4$	От комнатной до $0,3T_M$ (адиабатический нагрев)	
Взрывом	$0,05 \div 0,2$	$10 \div 100$	$10 \div 10^3$	Комнатная	[4]
Резанием	≈ 1	$0,1 \div 100$	$10^2 \div 10^5$	От комнатной до $0,4T_M$ (адиабатический нагрев)	[3]
Теплая прокатка, штамповка и т. д.	$0,1 \div 0,5$	$0,1 \div 30$	$1 \div 10^3$	$(0,35 \div 0,5) T_M$	
Горячая прокатка, штамповка	$0,1 \div 0,5$	$0,1 \div 30$	$1 \div 10^3$	$(0,55 \div 0,85) T_M$	[1]
Экструзия	≈ 1	$0,1 \div 1$	$0,1 \div 10^2$	$(0,7 \div 0,95) T_M$	[3]

* Ссылки см. в библиографическом списке к разд. 6 в гл. 19.

¹ Неточная градация: холодная деформация осуществляется при температурах $\leq 0,3T_M$, теплая — при $(0,4 \div 0,6) T_M$, горячая — выше $(0,6 \div 0,7) T_M$. Прохождение или отсутствие рекристаллизации, рекристаллизация или заторможенность тех или иных структурных (и фазовых) превращений зависит от сочетания температуры, степени и скорости деформации. *Прим. ред.*

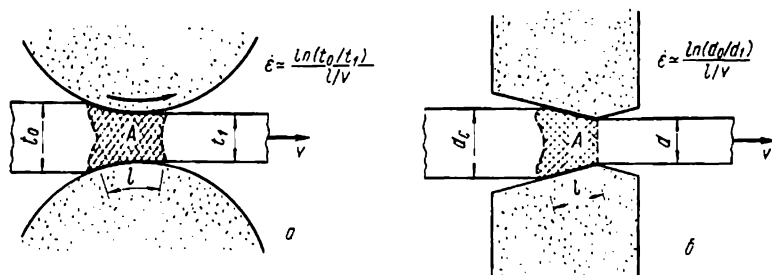


Рис. 150. Прокатка (а) и волочение (б). Средние скорости деформации, $\dot{\epsilon}$, зависят от величины обжатия, длины поверхности контакта с валками или фильерами l , скорости процесса v . (А — зона пластической деформации)

Прокатка и штамповка

Прокатка и штамповка относятся к наиболее простым операциям обработки давлением (рис. 150, а). Их можно проводить в холодную — при температурах до $0,3T_M$ (хотя адиабатический нагрев и обусловленный трением разогрев могут вызвать некоторое увеличение температуры); теплую деформацию проводят при температурах от $0,4$ до $0,6T_M$, являющихся недостаточно высокими для протекания рекристаллизации, однако вполне достаточными для уменьшения сил, противодействующих формоизменению; горячая деформация, проводимая при температурах выше $(0,6 \div 0,7) T_M$, может сопровождаться протеканием динамической рекристаллизации; при этом противодействующие формоизменению силы будут еще ниже.

Холодная деформация характеризуется получением металлопродукции более высокой точности по геометрии и с лучшим качеством поверхности по сравнению с теплой или горячей деформацией. Скорости прокатки или штамповки могут быть большими (до 100 м/с), однако обжатия в общем случае не велики, что, в свою очередь, определяет скорости деформации в интервале от $0,1$ до 10^3 с⁻¹ (см. табл. 26).

При горячей прокатке обжатия обычно выше, а давления при прокатке или штамповке ниже. Типичным примером горячей деформации является прокатка стальных заготовок [4]. Их предварительно нагревают на температуру в интервале от 800 до 1200°C или $(0,65 \div 0,85) T_M$ и пропускают через валки; при этом обычно обеспечивается деформация $0,1$ — $0,5$ за проход при скоростях прокатки ≤ 1 м/с. Штамповку проводят при сравнимых температурах и скоростях. Скорости деформации заготовок нормальных размеров лежат в интервале от 1 до 10^3 с⁻¹. В табл. 27 приведены температуры горячей обработки сплавов на основе меди, алюминия и свинца, а также сталей. Видно, что горячую прокатку и ковку обычно проводят при $(0,6 \div 0,8) T_M$, а экструзию — при более высоких температурах $(0,7 \div 0,9) T_M$.

Несмотря на то, что усилия в процессе теплой деформации больше, чем при горячей обработке, проблемы, связанные с окис-

Таблица 27. Температура горячей обработки давлением и экструзии

Материал	Ковка или горячая прокатка	Экструзия
Al-сплавы	320 450 °C. $(0,65 \div 0,8) T_M$	450- 500 °C. $(0,7 \div 0,85) T_M$
Cu-сплавы	450 900 °C. $(0,55 \div 0,85) T_M$	650- 1050 °C. $(0,7 \div 0,85) T_M$
Pb-сплавы	100 200 °C. $(0,6 \div 0,8) T_M$	200—250 °C. $(0,8 \div 0,9) T_M$
Стали	800 1250 °C. $(0,6 \div 0,85) T_M$	1100— 1300 °C. $(0,75 \div 0,85) T_M$

лением (образованием окалины) не столь остры, а связанная с операцией обработки давлением текстура сохраняется, что в ряде случаев актуально. Скорости обработки давлением и скорости тепловой деформации приведены в табл. 26; они, в основном, такие же, как и в случае горячей деформации.

Волочение проволоки, листа и труб

На рис. 150,б схематично изображена типичная операция волочения. Проволоку или ленту волочат через покрытые смазкой фильеры со скоростями от 0,1 до 100 м/с. При протягивании металла через фильеру осуществляют деформацию величиной (обычно) 0,05- -0,5, что определяет скорости деформации $>10^4 \text{ с}^{-1}$, т. е. большие, чем при холодной прокатке.

Проволоку обычно подвергают холодному волочению (хотя адиабатический нагрев и связанный с трением разогрев могут привести к росту температуры до $0,3T_M$). Исключение составляют тугоплавкие металлы: для того, чтобы избежать перехода из вязкого в хрупкое состояние, температура которого может превышать комнатную, такие материалы, как вольфрам, предварительно нагревают до $\sim 600^\circ\text{C}$ ($0,25T_M$), после чего осуществляют волочение проволоки.

Высокоскоростная обработка металлов давлением при взрыве

Обработка металлов давлением при взрыве является одной из сравнительно недавних разработок в рассматриваемой области. Ее используют для формовки деталей сложной конфигурации — часто больших (таких, например, как крышки крупных камер высокого давления), к тому же из труднодеформируемых материалов (например, высокопрочных сталей). Часто заряд взрывчатого вещества подрывают в жидкости, которая в этом случае действует в качестве передающей среды (рис. 151). Ударная волна вдавливают материал в форму (штамп) со скоростью v , величина которой зависит от характера и степени передачи энергии заготовке; обычно она составляет 50 м/с. Необходимое для этого время определяет скорость деформации, которая в случае расположения зарядов по типу, показанному на рис. 151, а, относительно не велика: от 10 до 10^2 с^{-1} . Результирующее увеличение температуры мало и составляет $\sim 20^\circ\text{C}$.

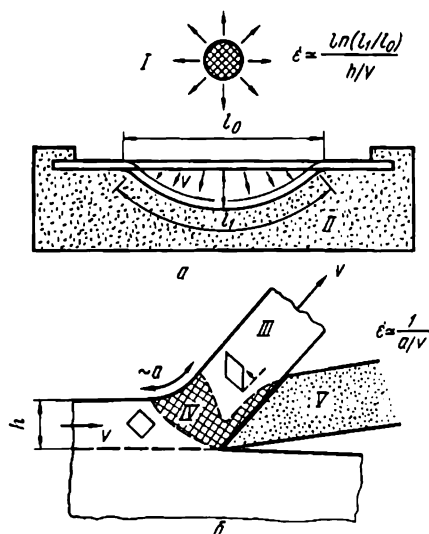
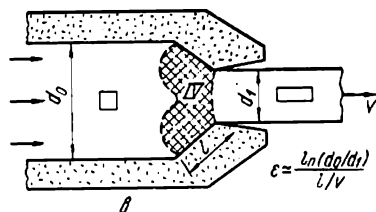


Рис. 151. Способы обработки:
 а — деформация взрывом, h/v — время, необходимое для достижения ε — скорости деформации не столь большой, как при механической обработке или при волочении проволоки);
 б — механическая обработка резанием (в ходе ее достигаются наивысшие скорости деформации); а — экструзия (в процессе экструзии достигаются наивысшие гомологические температуры). I — заряд В. В. II — форма (матрица), III — сдвиг (скол), IV — зона пластической деформации, V — режущий инструмент

В ряде случаев заряд располагают непосредственно на поверхности заготовки. В этом случае величины скоростей деформации зависят от скорости горения заряда и могут быть выше: до 10^4 с^{-1} [1].



Обработка резанием

Наиболее высокие скорости деформации достигаются в процессе обработки резанием. На рис. 151, б изображен процесс, являющийся типичным для случаев обточки, сверления, строгания и т. д. Заготовка относительно режущего инструмента движется со скоростью v , и при этом удаляется стружка шириной a . Одним из основных происходящих при этом процессов является сдвиг. При образовании стружки материал (если он только не разрушается) в поперечном направлении на расстоянии $\sim a$ испытывает сдвиговую деформацию, ~ 1 . Тогда скорость деформации определяется как

$$\dot{\gamma} \approx v/a.$$

Она может быть очень большой: скорости деформирования на поверхности в процессе обработки резанием изменяются от 0,1 до 100 м/с, а толщина стружки обычно составляет 1 мм; это определяет величины скоростей деформации от 10^2 до 10^5 с^{-1} .

При таких высоких скоростях деформация является чисто адиабатической (см. гл. 17, п. 2). В этом случае наблюдается существенное увеличение температуры (до $0,47 T_m$), а локализация течения приводит к скалыванию стружки и созданию низкого качества поверхности после обработки резанием.

Экструзия

Наиболее высокие температуры деформации наблюдаются при экструзии (рис. 151, в). Обычно пуансон выдавливает материал

На рис. 152 в сжатом виде представлены интервалы напряжений, скоростей деформации и гомологических температур, связанные с каждой из рассмотренных выше операций. Хотя представленная карта механизмов деформации относится к меди, тем не менее она позволяет более широко представить данные по обработке давлением и резанием для любого металла с г. ц. к. решеткой при условии построения карт в нормированных координатных осях $T/T_M - \sigma_s / \mu$. Представленные в табл. 26 данные можно нанести на другие приведенные в настоящей книге карты механизмов деформации и тем самым проиллюстрировать возможность описания процессов обработки давлением или резанием также и для металлов с о.ц.к., г.п.у. решетками или сплавов на их основе.

Карта механизмов деформации позволяет установить влияние изменения условий деформации на величину определяющих формоизменения напряжений. При переходе от холодной к горячей деформации при одной и той же скорости деформации прочность на сдвиг материала уменьшается более чем в четыре раза. Если коэффициент трения остается постоянным, то определяющие формоизменение силы (напряжения) и работа, ими совершаемая, уменьшаются в то же количество раз. Увеличение скорости формоизменения существенно не изменяет необходимые для холодной деформации силы, но может существенно влиять на величину сил, необходимых для реализации горячей деформации (увеличение скорости деформации в 100 раз может привести к росту этих сил в два раза).

Кроме режимов обработки металлов давлением и резанием, на карте механизмов деформации нанесены другие условия (режимы) использования сплавов. Большинство конструкций рассчитано на работу в течение нескольких лет, и поэтому скорость их деформации $> 1\%$ за 1000 ч ($3 \cdot 10^{-8} \text{ с}^{-1}$) в конкретных условиях эксплуатации, безусловно, велика. Такие конструкции, как ядерный реактор, должны отвечать еще более жестким требованиям, и деформации в них подчас не должны превышать 1% за 20 лет (10^{-11} с^{-1}). Ограниченный указанными требованиями режим представлен на рис. 152 в виде заштрихованной полосы, включающей изоконтуры скорости деформации вплоть до 10^{-14} с^{-1} — режим, представляющий интерес для геологов и геофизиков, а также для тех, кто заинтересован в безопасном хранении отходов ядерного реактора.

Анализ приведенного случая показывает, насколько важно иметь возможность экстраполировать лабораторные данные. Операции обработки металлов давлением и резанием характеризуются скоростями деформации, значительно превышающими обычно используемые при лабораторных испытаниях. В большинстве условий эксплуатации конструкций реализуемые скорости деформации являются более низкими. Огромное количество тщательно полученных лабораторных данных (не только для меди, но и для

других металлов и сплавов) лежит в промежутке между скоростями деформации, реализуемыми при обработке металлов давлением и резанием, и встречающимися при эксплуатации разных конструкций. Для понимания рассмотренных выше процессов следует с осторожностью использовать метод экстраполяции, особенно в тех случаях, когда последняя проводится в область, отличающуюся во много десятков раз по скоростям деформации.

7. Анализ ползучести в ледниковой шапке Южного полюса Земли

Ниже приводится простой пример, иллюстрирующий использование карт механизмов деформации в геофизике. Такие явления, как ледниковое течение, деформация ползучестью скальных пород или образование куполов в соляных породах, можно рассматривать, используя описанный нами подход. Излагаемый ниже пример иллюстрирует, как можно использовать карты для определения действующих механизмов деформации даже в том случае, когда напряжение и температура изменяются в зависимости от положения. Это, безусловно, важно в случае, когда необходимо создать модель того или иного явления.

Введение

Из всех кристаллических материалов, находящихся на поверхности Земли в более или менее чистом виде, наиболее распространенным является лед. Лишь одна ледниковая шапка Южного полюса Земли содержит около 10^{15} м^3 чистого льда; большой ледник может содержать до 10^{11} м^3 . Ползучесть льда во многом обусловлена земными силами тяготения.

Проводятся исследования, целью которых является решение системы уравнений теплового потока и массового (весового) секундного расхода, которые полностью бы описывали процессы накопления, течения и притирки ледниковых масс, таких, например, как ледниковая шапка Южного полюса Земли (см., например, [1]). Механическое движение осложнено частично из-за смещения поверхности (которое можно измерить), обусловленного ползучестью во льду, и частично из-за скольжения у поверхности контакта льда с коренной породой. Для моделирования вклада от ползучести необходимо выбрать соответствующее уравнение состояния. Этому выбору и посвящен настоящий раздел.

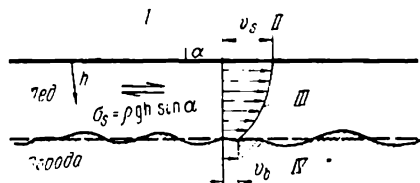
Напряжения и температуры в антарктической ледниковой шапке

Температура поверхности в Антарктике изменяется в зависимости от времени года, достигая минимального значения около -58°C . В нескольких десятках метров ниже поверхности ледника температура не изменяется в зависимости от времени года и медлен-

но возрастает до 0°C у коренных пород, где, как считают, геотермальный тепловой поток достаточен для существования водной прослойки. Ледниковая поверхность поднята на максимальную высоту 4000 м в центральной области континента, где скорость накопления снега максимальна; от указанной наивысшей точки ледниковые пласты расположены под небольшим наклоном на расстоянии 1000 км и более, вплоть до резкой границы, отделяющей их от открытого моря. Ледниковый пласт покрывает коренную породу. По данным исследований, проведенных с помощью отраженных радиосигналов, лежащие подо льдом коренные породы имеют неправильную форму: чередующиеся гряды хребтов высотой до 2000 м разделены широкими и глубокими впадинами. Это осложняет течение ледниковых пластов, которое, как по каналам, проходит по этим впадинам (по крайней мере, вблизи краев).

Рис. 153. Схематическое изображение градиента сдвигового напряжения σ_s во льду. Мерой градиента является угол α на поверхности. Это приводит к распределению скорости, показанному на рисунке. Скольжение, протекающее в коренной породе, может обусловить прерывистое изменение скорости:

I — градиент на поверхности; II — скорость на поверхности; III — распределение скорости; IV — скольжение на границе между льдом и породой



В упрощенном виде анализ напряжений для случая контролируемого гравитацией течения ледникового пласта схематически представлен на рис. 153. Градиент (перепад) высот на поверхности вызывает возникновение сдвигового напряжения, которое линейно возрастает с увеличением глубины и имеет величину

$$\sigma_s = \rho g h \sin \alpha,$$

где ρ — плотность льда; g — ускорение свободного падения; h — расстояние ниже поверхности; α — поверхностный градиент.

Градиент, существующий на станции Byrd ($\alpha = 2,5 \cdot 10^{-3}$), является типичным для антарктического плато; изменение температурного профиля в зависимости от глубины измеряли посредством бурения шурфов. Результаты этих измерений, наряду с распределением напряжений, приведены на рис. 154. Давление даже под трехкилометровым слоем льда слишком мало для значительного изменения механических свойств (что отличается от случая, описанного в следующем разделе).

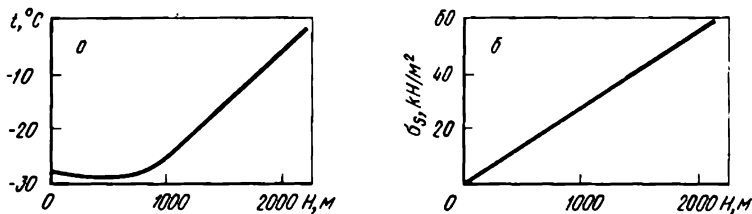


Рис. 154. Распределение температуры [2] (а) и напряжения [1] (б) в ледниковом пласте на станции «Byrd», где общая глубина ледникового покрытия $H_{\text{л.п.}} = 2,2$ км

В представляющем для нас интерес температурном интервале от -40 до 0°C свойства льда изучены достаточно подробно. Соответствующие данные и карты механизмов деформации описаны в гл. 16. Величина зерна полярного антарктического льда также известна [2]: результаты бурения шурфов на станции Byrd показали, что вблизи от поверхности, где пористость значительная, диаметр зерен ~ 1 мм; на большей глубине (ниже 200 м), где пористость почти отсутствует, диаметр зерен увеличивается до 10 мм. Именно эта величина зерна представляет для нас интерес, так как все процессы деформации происходят ниже указанной глубины.

На этих больших глубинах лед имеет текстуру. Этот факт может свидетельствовать о пластическом течении по механизму, включающему движение дислокаций, и подтверждает сделанный нами вывод о том, что преимущественно действующим механизмом деформации является протекающая в соответствии со степенным законом ползучесть. Контролируемая переползанием (диффузией) ползучесть не приводит к возникновению текстуры; более того, такая ползучесть может даже разрушить существующую текстуру. Имея в распоряжении достаточно данных, можно построить карты механизмов деформации для пластически анизотропных материалов, хотя сам метод является трудоемким, и мы не будем его использовать; в соответствии с этим методом для каждого нового направления сдвига и степени текстурованности следует строить новую карту механизмов деформации. Вместо этого мы используем приближение, заключающееся в том, что лед рассматривается как изотропное тело.

Выводы

Профили кривых, характеризующих изменение напряжений и температур в ледниковой шапке на станции Byrd, нанесенные на карту механизмов деформации для льда с величиной зерна 10 мм, приведены на рис. 155. В области границы ледниковых пластов с коренными породами напряжения и температура достигают наибольших значений. В указанной области скорость деформации ползучестью наивысшая ($\sim 10^{-9}$ с $^{-1}$ в соответствии с картой механизмов деформации), и при уменьшении глубины она падает. Важные для рассматриваемого случая кривые, характеризующие изменение напряжения и деформации, лежат в области степенного закона ползучести, являющейся преимущественно действующим механизмом пластического течения. Однако следует осторожно пользоваться этими данными, так как если по какой-либо причине (например, из-за наличия примесей или частиц пыли) лед имеет меньшую величину зерна (например, 0, 1 мм), то вся антарктическая ледниковая шапка может деформироваться по механизму контролируемого переползанием течения (см. рис. 129, а и 130, б).

Моделирование процесса, лежащего в основе медленного перемещения континентов (~ 1 см/год), вызывает значительный интерес. Как и в рассмотренном в предыдущем разделе случае пластического течения льда, напряжения и температуры изменяются в зависимости от положения, и поэтому полный анализ требует одновременного решения системы уравнений теплового потока и массового (весового) секундного расхода. Однако эта проблема является более сложной, чем в случае льда, так как свойства материала (оливина) известны менее хорошо. Кроме того, само по себе медленное перемещение должно контролироваться конвекцией в мантии — явлением, которое трудно моделируется. Любая попытка выполнить такое моделирование требует знания уравнения течения, описывающего механическое поведение оливина в существующих в мантии условиях. Карта механизмов деформации для оливина позволяет более обоснованно подойти к выбору этого уравнения [1, 6], а также исследовать влияние давления.

Давление, температура, напряжение и скорость деформации в верхней мантии

Величины свойств материала и характеризующие структуру параметры точно не определены, в лучшем случае можно установить верхние и нижние предельные значения. Исключение составляет давление: плотности скальных пород и гравитационные постоянные, необходимые для расчета давления в зависимости от глубины, известны. С достаточной степенью точности давление определяется уравнением:

$$p = 10^5 + 3,2 \cdot 10^4 \Delta, \quad (19.6)$$

где p — давление, Н/м², Δ — глубина (высота), м. Это уравнение описывает давление, обусловленное атмосферой и глубиной (высотой), Δ , скальной породы средней плотности $3,25 \cdot 10^3$ кг/м³.

Распределение температуры определено менее надежно. С достаточной степенью точности это распределение можно получить, используя информацию относительно градиента температуры на поверхности Земли (~ 12 К/км), наряду с информацией о температурах плавления некоторых составляющих мантию фаз, а также сейсмических данных, указывающих на глубины, при которых происходят фазовые превращения в верхней и нижней мантиях Земли (так, на глубине 500 км, по данным сейсмических станций, температура составляет 1850 К). Результирующий профиль распределения температуры или геотерма описывается уравнением

$$T = 300 + 1580 [1 - \exp(7,6 \cdot 10^{-6} \Delta)]. \quad (19.7)$$

Величину сдвигового напряжения, вызывающего пластическое течение в мантии, можно получить, используя данные, касающиеся внешнего гравитационного потенциала и падений напряжения при землетрясениях (см., например, [5]). Напряжения в интервале от 0,1 до 50 НМ/м² охватывают все величины, полученные при

использовании указанных двух методов, хотя более предпочтительным является использование менее широкого интервала: от 0,1 до 20 МН/м². Локальные напряжения, безусловно, могут быть большими, чем приведенные, однако если они оказывают важное значение в случае землетрясений, то их влияние на пластическое течение в глобальном масштабе мало. Наконец, можно определить предельные величины скоростей деформации. Известно, что за ~200 млн. лет континенты переместились на ~50 тыс. км. Если сдвиг происходит в слое верхней мантии, расположенном на глубине ≤200 км (что общепризнано), то скорости деформации должны быть >10⁻¹⁵ с⁻¹ и прямое измерение текущих скоростей перемещения свидетельствует о том, что они, безусловно, <10⁻¹² с⁻¹.

Величина зерна верхней мантии неизвестна. Величина зерна в найденном на поверхности земли оливине составляла от 0,1 до 10 мм, хотя в процессе выхода на поверхность структура оливина могла претерпеть изменения.

Карты механизмов деформации для оливина, учитывающие влияние давления

Механические свойства оливина при атмосферном давлении рассмотрены в гл. 15. В верхней мантии давление достаточно велико для того, чтобы большая часть из этих свойств существенно изменилась: решетка находится в сжатом состоянии, что определяет увеличение модуля и низкотемпературной прочности. Кроме этого (что наиболее важно), и величины энергии активации диффузии и ползучести возрастают, что приводит к снижению скоростей этих процессов (см. гл. 17). При рассмотрении настоящей проблемы указанные изменения следует учитывать.

Вектор Бюргерса, молекулярный объем, модуль и прочность при $T=0$ адекватно описываются следующими уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} b(p) &= b_0 \exp(-p/3K), \\ \Omega(p) &= \Omega_0 \exp(-p/K), \\ \mu(T,p) &= \mu_0 \left[1 + \frac{TM}{\mu_0} \frac{d\mu}{dT} \left(\frac{T-300}{T_M} \right) + \frac{p}{\mu_0} \frac{d\mu}{dp} \right], \\ K(T,p) &= K_0 \left[1 + \frac{TM}{K_0} \frac{dK}{dT} \left(\frac{T-300}{T_M} \right) + \frac{p}{K_0} \frac{dK}{dp} \right], \\ \hat{\tau} &= \hat{\tau}_0 \left(1 + \frac{5p}{K} \right), \end{aligned} \right\} \quad (19.8)$$

в которых K — объемный модуль упругости; p — давление; нулевым индексом обозначены параметры при комнатных температуре и давлении. Влияние давления на диффузию и ползучесть учитывается линейной зависимостью энергии активации от давления:

$$\left. \begin{aligned} Q_v &= Q_{v0} + pV_v^* \quad (\text{при объемной диффузии}), \\ Q_b &= Q_{b0} + pV_b^* \quad (\text{при зернограницной диффузии}). \end{aligned} \right\} \quad (19.9)$$

где V^* — активационный объем для диффузии. Коэффициенты диффузии сильно зависят от активационных объемов, величины которых установлены недостаточно надежно. В связи с этим карты механизмов деформации для оливина при давлениях, отличающихся от атмосферного, могут оказаться неправильными. Ниже приводятся дополнительные данные, характеризующие оливин (ссылки на литературу из библиографического списка к разд. 8 в гл. 19):

Объемный модуль упругости K , МН/м ²	$1,27 \cdot 10^5$ [3]
Зависимость от давления $d\mu/dp$	1,8 [2]
« » dK/dp	5,1 [2]
Температурная зависимость $(T_M/K_0) (dK/dT)$	0,26 [3]
Активационный объем V^*_v , м ³ /моль	$6,9 \cdot 10^{-6}$ [1]
« » V^*_b , м ³ /моль	$6,9 \cdot 10^{-6}$

Карты механизмов деформации, рассчитанные на основе этих данных и параметров, приведенных в гл. 15, изображены на рис. 156. Первая (рис. 156, а) соответствует атмосферному давлению, а вторая (рис. 156, б) — давлению $0,1 K_0$.

Выводы

При определении преимущественного механизма пластического течения, действующего в верхней мантии, можно руководствоваться интервалами напряжения $\sigma_b/\mu = 10^{-6} \times 6 \cdot 10^{-4}$, температуры $t/t_m = 0,5 \div 0,95$ и скорости деформации $\dot{\epsilon} = 10^{-15} \times 10^{-12} \text{ с}^{-1}$, нанесенными на карты механизмов деформации для оливина (с примесями) с зернами величиной $0,1 - 10$ мм. При этом легко установить, что оливин с зерном > 1 мм при атмосферном давлении (см. рис. 121 и 123) будет деформироваться в соответствии со степенным законом ползучести. Давление смещает контуры и границы отдельных областей так, что указанный механизм пластического течения уже не вызывает никаких сомнений.

Наименьшей из возможных величин зерна оливина в мантии является, по-видимому, $0,1$ мм. На рис. 156, а представлена карта механизмов деформации для оливина с этой величиной зерна при атмосферном давлении. Приведенные выше интервалы изображены на ней в виде заштрихованной полосы; видно, что они полностью лежат в области контролируемого переползанием течения. Однако это неправильно: давление в мантии намного выше атмосферного. На рис. 156, б изображена карта механизмов деформации для оливина с тем же размером зерна, но при давлении $p = 0,1 K_0$, соответствующем глубине 380 км. Давление привело к росту предела текучести и снижению (в ~ 1000 раз) скорости ползучести. При этом заштрихованная область попадает уже в две области: степенного закона ползучести и контролируемого переползанием (диффузией) течения.

Мы пришли к выводу, что если величина зерна в верхней мантии > 1 мм, то преимущественным механизмом течения явля-

ется протекающая в соответствии со степенным законом ползучесть. Но, если величина зерна $\leq 0,1$ мм, то важный вклад также вносит контролируемое переползанием (диффузией) течение. В настоящее время нельзя с уверенностью отрицать вклад в общий процесс пластического течения ряда других механизмов, таких, как перенос жидкой фазы [1, 6]. Однако даже для широкого интервала неоднозначно определенных условий существования и свойств оливина, предположение о том, что перемещение мантии протекает в соответствии со степенным законом ползучести, представляется наиболее правдоподобным.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК¹

К главе 1

1. Ashby, M. F. (1972) *Acta Met.* **20**, 887.
2. Frost, H. J. and Ashby, M. F. (1973) Division of Applied Physics, Harvard University Report: "A Second Report on Deformation-Mechanism Maps".
3. Frost, H. J. (1974) Ph.D. thesis, Harvard University.
4. Mohamed, F. A. and Langdon, T. G. (1974) *Met. Trans.* **5**, 2339.

К главе 2

1. Ansell, G. S. (1968) In: *Oxide Dispersion Strengthening*. AIME, Gordon & Breach, p. 61.
2. Argon, A. S. (1970) *Scripta Met.* **4**, 1001.
3. Ashby, M. F. (1969) *Scripta Met.* **3**, 837.
4. Ashby, M. F. (1972a) *Acta Met.* **20**, 887.
5. Ashby, M. F. (1972b) *Surface Sci.* **31**, 498.
6. Balluffi, R. W. (1970) *Phys. Stat. Sol.* **42**, 11.
7. Bird, J. E., Mukherjee, A. K. and Dorn, J. E. (1969) In: *Quantitative Relation between Properties and Microstructure*. Israel Univ. Press, Jerusalem, p. 255.
8. Bolling, G. F. and Richman, R. H. (1965) *Acta Met.* **13**, 709, 723.
9. Brown, A. M. and Ashby, M. F. (1980a) *Scripta Met.* **14**, 1297.
10. Brown, A. M. and Ashby, M. F. (1980b) *Acta Met.* **28**, 1085.
11. Brown, L. M. and Stobbs, W. M. (1971) *Phil. Mag.* **23**, 1185.
12. Burton, B. (1972) *Mat. Sci. Eng.* **10**, 9.

¹ Дан в соответствии с оригиналом

13. Burton, B. (1973) *Mat. Sci. Eng.* **11**, 337.
14. Burton, B. and Bastow, B. D. (1973) *Acta Met.* **21**, 13.
15. Coble, R. L. (1963) *J. Appl. Phys.* **34**, 1679.
16. de Meester, B., Yin, C., Doner, M. and Conrad, H. (1973) In: *Rate Processes in Plastic Deformation* (eds J. C. M. Li and A. K. Mukherjee). A.S.M.
17. Evans, A. G. and Rawlings, R. D. (1969) *Phys. Stat. Sol.* **34**, 9.
18. Frost, H. J. (1974) Ph.D. Thesis, Division of Applied Sciences, Harvard University.
19. Gibbs, G. B. (1965) *Mem. Sci. Rev. Met.* **62**, 781.
20. Guyot, P. and Dorn, J. E. (1967) *Can. J. Phys.* **45**, 983.
21. Hardwick, D. and Tegart, W. J. McG. (1961) *J. Inst. Met.* **90**, 17.
22. Hardwick, D., Sellars, C. M. and Tegart, W. J. McG. (1961) *J. Inst. Met.* **90**, 21.
23. Harper, J. G. and Dorn, J. E. (1957) *Acta Met.* **5**, 654.
24. Harper, J. G., Shepard, L. A. and Dorn, J. E. (1958) *Acta Met.* **6**, 509.
25. Hart, E. W. (1957) *Acta Met.* **5**, 597.
26. Herring, C. (1950) *J. Appl. Phys.* **21**, 437.
27. Hirsch, P. B. and Humphries, F. (1970) *Proc. R. Soc. A* **318**, 45.
28. Hirth, J. P. and Lothe, J. (1968) *Theory of Dislocations*. McGraw Hill.
29. Jonas, J. J., Sellers, C. M. and McTegart, W. J. McG. (1969) *Met. Rev.* **14**, 1.
30. Kelly, A. (1966) *Strong Solids*. Oxford University Press.
31. Klahn, D., Mukherjee, A. K. and Dorn, J. E. (1970) *Second International Conference on the Strength of Metals and Alloys*, ASM, p. 951. Asilomar, California.
32. Kocks, U. F. (1970) *Met. Trans.* **1**, 1121.

- 33 Kocks, U. F., Argon, A. S. and Ashby, M. F. (1975) *Prog. Mat. Sci.* **19**.
 - 34 Kumar, A., Hauser, F. E. and Dorn, J. E. (1968) *Acta Met.* **16**, 1189.
 - 35 Kumar, A. and Kumble, R. G. (1969) *J. Appl. Phys.* **40**, 3475.
 - 36 Lifshitz, L. M. (1963) *Soviet Phys. JETP* **17**, 909.
 - 37 Luton, M. J. and Sellars, C. M. (1969) *Acta Met.* **17**, 1033.
 - 38 MacKenzie, J. K. (1959) Ph.D. thesis, Bristol University.
 - 39 Mohammed, F. A., Murty, K. L. and Morris, J. W., Jr. (1973) In: *The John E. Dorn Memorial Symposium*. Cleveland, Ohio, ASM.
 - 40 Mukherjee, A. K., Bird, J. E. and Dorn, J. E. (1969) *Trans. ASM* **62**, 155.
 - 41 Nabarro, F. R. N. (1948) Report on a Conference on the Strength of Metals (Phys. Soc. London).
 - 42 Nicholls, J. H. and McCormick, P. G. (1970) *Met. Trans.* **1**, 3469.
 - 43 Orowan, E. (1940) *Proc. Phys. Soc.* **52**, 8.
 - 44 Rafo, P. L. (1969) *J. Less-Common Metals* **17**, 133.
 - 45 Raj, R. and Ashby, M. F. (1971) *Met. Trans.* **2**, 1113.
 - 46 Robinson, S. L. and Sherby, O. D. (1969) *Acta Met.* **17**, 109.
 - 47 Sellars, C. M. and Tegart, W. J. McG. (1966) *Mem. Sci. Rev. Met.* **63**, 731.
 - 48 Sherby, O. D. and Burke, P. M. (1967) *Prog. Mat. Sci.* **13**, 325.
 - 49 Shewfelt, R. S. W. and Brown, L. M. (1974) *Phil. Mag.* **30**, 1135.
 - 50 Shewfelt, R. S. W. and Brown, L. M. (1977) *Phil. Mag.* **35**, 945.
 - 51 Stocker, R. L. and Ashby, M. F. (1973) *Scripta Met.* **7**, 115.
 - 52 Stoloff, N. S. and Davies, R. G. (1967) *Prog. Mat. Sci.* **13**, 1.
 - 53 Stüwe, H. P. (1965) *Acta Met.* **13**, 1337.
 - 54 Tyson, W. R. (1966) *Phil. Mag.* **14**, 925.
 - 55 Vandervoort, R. R. (1970) *Met. Trans.* **1**, 857.
 - 56 Weertman, J. (1956) *J. Mech. Phys. Solids* **4**, 230.
 - 57 Weertman, J. (1960) *Trans. AIME* **218**, 207.
 - 58 Weertman, J. (1963) *Trans. AIME* **227**, 1475.
 - 59 Wong, W. A. and Jonas, J. J. (1968) *Trans. AIME* **242**, 2271.
- К главе 3
- 1 Ashby, M. F. (1972) *Acta Met.* **20**, 887.
 - 2 Dennison, J. P., Llewellyn, R. J. and Wilshire, B. (1966) *J. Inst. Met.* **94**, 130.
 - 3 Evans, A. G. and Rawlings, R. D. (1969) *Phys. Stat. Sol.* **34**, 9.
 - 4 Frost, H. J. and Ashby, M. F. (1973) Division of Applied Physics, Harvard University Report.
 - 5 Frost, H. J. and Ashby, M. F. (1971) *J. Appl. Phys.* **42**, 5273.
 - 6 Kocks, U. F., Argon, A. and Ashby, M. F. (1975) *Prog. Mat. Sci.* **19**.
- К главе 4
к п. 1
- 1 Hirth, J. P. and Lothe, J. (1968) *Theory of Dislocations*. McGraw Hill.
- к п. 2:
Никель
- 1 Alers, G. A., Neighbours, J. R. and Sato, H. (1960) *J. Phys. Chem. Solids* **13**, 40.
 - 2 Ashby, M. F., Gandhi, C. and Taplin, D. M. R. (1979) *Acta Met.* **27**, 699.

3. Barrett, C. R. and Sherby, O. D. (1965) *Trans. AIME* **233**, 1116.
 4. Cannaday, J. E., Austin, R. J. and Saxer, R. K. (1966) *Trans. AIME* **236**, 595.
 5. Canon, R. F. and Stark, J. P. (1969) *J. Appl. Phys.* **40**, 4361; **40**, 4366.
 6. Davies, P. W. and Dennison, J. P. (1959-60) *J. Inst. Met.* **88**, 471.
 7. Dennison, J. P., Llewellyn, R. J. and Wilshire, B. (1966) *J. Inst. Met.* **94**, 130.
 8. Guard, R. W., Keeler, J. H. and Reiter, S. F. (1954) *Trans. AIME* **200**, 226.
 9. Haasen, P. (1958) *Phil. Mag.* **3**, 384.
 10. Hardwick, D., Sellars, C. M. and McG Tegart, W. J. (1961-62) *J. Inst. Met.* **90**, 21.
 11. Hayward, E. R. and Greenough, A. P. (1959-60) *J. Inst. Met.* **88**, 217.
 12. Jenkins, W. D. and Digges, T. G. (1952) *J. Res. N.B.S.* **48**, 313.
 13. Jenkins, W. D., Digges, T. G. and Johnson, L. R. (1954) *J. Res. N.B.S.* **53**, 329.
 14. Karashima, S., Oikawa, H. and Motomiya, T. (1969) *Trans. Jap. Inst. Met.* **10**, 205.
 15. Luton, M. J. and Sellars, C. M. (1969) *Acta Met.* **17**, 1033.
 16. Monma, K., Suto, H. and Oikawa, H. (1964) *J. Jap. Inst. Met.* **28**, 188.
 17. Norman, E. C. and Duran, S. A. (1970) *Acta Met.* **18**, 723.
 18. Richardson, G. J., Sellars, C. M. and McG Tegart, W. J. (1966) *Acta Met.* **14**, 1225.
 19. Rozenberg, V. M. (1962) *Fiz. Metal. Metalloved.* **14**(1), 114.
 20. Sellars, C. M. and Quarrell, A. G. (1961-62) *J. Inst. Met.* **90**, 329.
 21. Sellars, C. M. and McG Tegart, W. J. (1966) *Mem. Sci. Rev. Met.* **63**, 731.
 22. Shahnian, P. and Achter, M. R. (1959) *Trans. AIME* **215**, 37.
 23. Stüwe, H. P. (1965) *Acta Met.* **13**, 1337.
 24. Wazzan, A. R. (1965) *J. Appl. Phys.* **36**, 3596.
 25. Weertman, J. and Shahinian, P. (1956) *Trans. AIME* **206**, 1223.
 26. Yim, W. M. and Grant, N. J. (1963) *Trans. AIME* **227**, 868.
- Mémoires**
1. Alder, J. F. and Phillips, V. A. (1954) *J. Inst. Met.* **83**, 80.
 2. Barrett, C. R. and Shearby, O. D. (1964) *Trans. AIME* **230**, 1322.
 3. Barrett, C. R. and Sherby, O. D. (1965) *Trans. AIME* **233**, 1116.
 4. Barrett, C. R., Lytton, J. L. and Sherby, O. D. (1967) *Trans. AIME* **239**, 170.
 5. Burton, B. and Greenwood, G. W. (1970) *Acta Met.* **18**, 1237.
 6. Burton, B. (1971) *Met. Sci.* **1**, 11.
 7. Carreker, R. P., Jr. and Hibbard, W. R., Jr. (1953) *Acta Met.* **1**, 654.
 8. Chang, Y. A. and Himmel, L. (1966) *J. Appl. Phys.* **37**, 3567.
 9. Druke, B. and Stüwe, H. P. (1967) *Z. Metallkde.* **58**, 799.
 10. Feltham, P. and Meakin, J. D. (1959) *Acta Met.* **7**, 614.
 11. Flock, R. G., Cocks, G. J. and Taplin, D. M. R. (1970) *Met. Trans.* **1**, 3415.

12. Gilbert, E. R. and Munson, D. E. (1965) *Trans. AIME* **233**, 429.
 13. Hardwick, D. and McG. Tegart, W. J. (1961-62) *J. Inst. Met.* **90**, 17.
 14. Jenkins, W. D. and Digges, T. G. (1951) *J. Res. N.B.S.* **47**, 272.
 15. Jenkins, W. D. and Johnson, C. R. (1958) *J. Res. N.B.S.* **60**, 173.
 16. Kuper, A., Letlaw, H., Slikin, L., Sonder, E. and Tomizuka, C. T. (1954) *Phys. Rev.* **96**, 1224; (1956) *ibid.*, errata **98**, 1870.
 17. Lloyd, D. J. and Embury, J. D. (1970) *Met. Sci. J.* **4**, 6.
 18. Monma, K., Suto, H. and Oikawa, H. (1964) *J. Jap. Inst. Met.* **28**, 253.
 19. Muchleisen, E. C., Barrett, C. R. and Nix, W. D. (1970) *Scripta Met.* **4**, 995.
 20. Overton, W. C. and Gaffney, J. (1955) *Phys. Rev.* **98**, 969.
 21. Pines, B. Y. and Sirenko, A. F. (1963) *Fiz. Metal. Metalloved* **15**(4), 584.
 22. Ruckweid, A. (1972) *Met. Trans.* **3**, 2999 and 3009.
 23. Samanta, S. K. (1969) *Int. J. of Mech. Sci.* **11**, 433; (1971) *J. Mech. Phys. Solids* **19**, 117.
 24. Schröder, K., Giannuzzi, A. J. and Gorscha, G. (1968) *Acta Met.* **16**, 469.
 25. Stuwe, H. P. (1965) *Acta Met.* **13**, 1337.
 26. Taylor, G. I. and Quinney, H. (1933) *Proc. R. Soc.* **A143**, 307.
 27. Tietz, T. E. and Dorn, J. E. (1956) *Trans. AIME* **206**, 156.
 28. Thornton, P. R. and Mitchell, T. E. (1962) *Phil. Mag.* **7**, 361.
- Серебро**
1. Ashby, M. F., Gandhi, C. and Taplin, D. M. R. (1979) *Acta Met.* **27**, 699.
 2. Barrett, C. R. and Sherby, O. D. (1965) *Trans. AIME* **233**, 1116.
 3. Carreker, R. P., Jr. (1957) *Trans. AIME* **209**, 112.
 4. Carreker, R. P., Jr. and Guard, R. W. (1955) Report No. 55-R1-1414, General Electric Co., Schenectady, N.Y.; data taken from: Amin, K. E., Mukherjee, A. K. and Dorn, J. E. (1970) *J. Mech. Phys. Solids* **18**, 413.
 5. Chang, Y. A. and Himmel, L. (1966) *J. Appl. Phys.* **37**, 3567.
 6. Hoffman, R. E. and Turnbull, D. (1951) *J. Appl. Phys.* **22**, 634.
 7. Leverant, G. R., Lenel, F. V. and Ansell, G. S. (1966) *Trans. ASM* **59**, 890.
 8. Munson, D. E. and Huggins, R. A. (1963) DMS Report No. 63-4, Stanford University.
 9. Neighbour, J. R. and Alers, G. A. (1958) *Phys. Rev.* **111**, 707.
 10. Schröder, K., Giannuzzi, A. J. and Gorscha, G. (1968) *Acta Met.* **16**, 469.
 11. Suzuki, H. and Barrett, C. S. (1958) *Acta Met.* **6**, 156.
- Алюминий**
1. Alder, J. F. and Phillips, V. A. (1954) *J. Inst. Met.* **83**, 80.
 2. Balluffi, R. W. (1970) *Phys. Stat. Sol.* **42**, 11.
 3. Barrett, C. R. and Sherby, O. D. (1965) *Trans. AIME* **233**, 1116.
 4. Tomizuka, C. T. and Sonder, E. (1956) *Phys. Rev.* **103**, 11.
 5. Turnbull, D. and Hoffman, R. E. (1954) *Acta Met.* **2**, 419.

6. Barrett, C. R., Muehleisen, E. C. and Nix, W. D. (1972) *Mat. Sci. Eng.* **10**, 33.
7. Burton, B. (1972) *Phil. Mag.* **27**, 645.
8. Carreker, R. P., Jr. and Hibbard, W. J., Jr. (1957) *Trans. AIME* **209**, 1157.
9. Cotner, J. R. and McG Tegart, W. J. (1969) *J. Inst. Met.* **97**, 73.
10. Hardwick, D. and McG Tegart, W. J. (1961-62) *J. Inst. Met.* **90**, 17.
11. Harper, J. G., Shepard, L. A. and Dorr, J. E. (1958) *Acta Met.* **6**, 509.
12. Hockett, J. E. (1967) *Trans. AIME* **239**, 969.
13. Kocks, U. F. (1970) *Met. Trans.* **1**, 1121.
14. Lazarus, D. (1959) *Phys. Rev.* **76**, 545.
15. Lundy, T. S. and Murdock, J. F. (1962) *J. Appl. Phys.* **33**, 1671.
16. Samanta, S. K. (1969) *Int. J. Mech. Sci.* **11**, 433 (1971); *J. Mech. Phys. Solids* **19**, 117.
17. Sellars, C. M. and McG Tegart, W. J. (1966) *Mem. Sci. Rev. Met.* **63**, 731.
18. Servi, I. S. and Grant, N. J. (1951) *Trans. AIME* **191**, 909.
19. Sherby, O. D. and Dorn, J. E. (1953) *Trans. AIME* **197**, 324.
20. Sherby, O. D., Trozera, T. A. and Dorn, J. E. (1956) *Proc. ASTM* **56**, 789.
21. Sherby, O. D., Lytton, J. L. and Dorn, J. E. (1957) *Acta Met.* **5**, 219.
22. Stuwe, H. P. (1965) *Acta Met.* **13**, 1337.
23. Sutton, P. M. (1953) *Phys. Rev.* **91**, 816.
24. Weertman, J. (1956) *J. Mech. Phys. Solids* **4**, 230.
25. Wong, W. A. and Jonas, J. J. (1968) *Trans. AIME* **242**, 2271.
26. Vladimirova, G. V., Likhachev, V. A., Myshlyayev, M. M. and Olevskiy, S. S. (1971) *Fiz. Metal. Metalloved* **31**(1), 177.
1. Andrade, E. N. da C. and Jolliffe, K. H. (1960) *Proc. R. Soc. A* **254**, 291.
2. Feltham, P. (1956) *Proc. Phys. Soc. B* **69**, 1173.
3. Gilkins, R. C. (1952) *J. Inst. Met.* **81**, 417; (1959) *Trans. AIME* **215**, 1015.
4. Gohn, G. R., Arnold, S. M. and Bouton, G. M. (1946) *Proc. ASTM* **46**, 990.
5. Greenwood, J. N. and Worner, H. K. (1939) *J. Inst. Met.* **64**, 135.
6. Hanffstengel, K. and Hanemann, H. (1938) *Z. Metallk.* **30**, 41.
7. Hanson, D. and Wheeler, M. A. (1931) *J. Inst. Met.* **45**, 229.
8. Huntington, H. B. (1958) *Solid State Physics* **7**, 213.
9. McKeown, J. (1937) *J. Inst. Met.* **60**, 201.
10. Michalopoulos, C. D. and Brotzen, F. R. (1968) *J. Inst. Met.* **96**, 156.
11. Mohamed, F. A., Murty, K. L. and Morris, J. W., Jr. (1973) *Met. Trans.* **4**, 935.
12. Nachtrieb, N. H., Resing, H. A. and Rice, S. A. (1959) *J. Chem. Phys.* **31**, 135.
13. Nicholls, J. H. and McCormick, P. G. (1970) *Met. Trans.* **1**, 3469.
14. Okkerse, B. (1954) *Acta Met.* **2**, 551.
15. Resing, H. A. and Nachtrieb, N. H. (1961) *J. Phys. Chem. Solids* **21**, 40.
16. Smith, A. A. (1941) *Trans. AIME* **143**, 165.

17. Stepanov, V. A. and Shpeysman, V. V. (1970) *Fiz. Metal. Metalloved.* **29**(2), 375.
18. Weertman, J. (1960) *Trans. AIME* **218**, 207.
19. Wiseman, C. D., Sherby, O. D. and Dorn, J. E. (1957) *Trans. AIME* **209**, 57.

К главе 5

к п. 1

1. Armstrong, P. E., Dickinson, J. M. and Brown, H. L. (1966) *Trans. AIME* **236**, 1404.
2. Briggs, T. L. and Campbell, J. D. (1972) *Acta Met.* **20**, 711.
3. Brown, A. M. and Ashby, M. F. (1980) *Acta Met.* **28**, 1085.
4. Hirth, J. P. and Lothe, J. (1968) *Theory of Dislocations*. McGraw-Hill, p. 435.
5. Pawel, R. F. and Lundy, T. S. (1965) *J. Phys. Chem. Solids* **26**, 937.
6. Raffo, P. L. (1969) *J. Less Common Metals* **17**, 133.

к п. 2:

Вольфрам

1. Andelin, R. L., Knight, J. D. and Kahn, M. (1965) *Trans. AIME* **233**, 19.
2. Argon, A. S. and Maloof, S. R. (1966) *Acta Met.* **14**, 1449.
3. Brodick, R. F. and Fritch, D. J. (1964) *Proc. ASTM* **64**, 505.
4. Danneberg, W. (1961) *Metall.* **15**, 977.
5. Flagella, P. N. (1967) GE-NMPO, GEMP-543, Aug. 31, presented at Third International Symposium - High Temperature Technology, Asilomar, Calif., September.
6. Glasier, L. F., Allen, R. D. and Saldinger, I. L. (1959) "Mechanical and Physical Properties of the Refractory Metals". Aerojet - General Corp., Report No. M1826.

7. Green, W. V. (1959) *Trans. AIME* **215**, 1057.
8. King, G. W. (1970) Westinghouse Report BLR 90284-2.
9. King, G. W. and Sell, H. G. (1965) *Trans. AIME* **233**, 1104.
10. Klopp, W. D., Witzke, W. R. and Raffo, P. L. (1965) *Trans. AIME* **233**, 1860.
11. Koo, R. C. (1963) *Acta Met.* **11**, 1083.
12. Köster, W. (1948) *Z. Metallk.* **39**, 1.
13. Kreider, K. G. and Bruggeman, G. (1967) *Trans. AIME* **239**, 1222.
14. Lundy, T. S., Winslow, F. R., Pawel, R. E. and McHargue, C. J. (1965) *Trans. AIME* **233**, 1533.
15. Moon, D. M. and Stickler, R. (1971) *Phil. Mag.* **24**, 1087.
16. Neumann, G. M. and Hirschwald, W. (1966) *Z. Naturforsch.* **21a**, 812.
17. Pugh, J. W. (1957) *Proc. ASTM* **57**, 906.
18. Raffo, P. L. (1969) *J. Less-Common Metals* **17**, 133.
19. Robinson, S. L. and Sherby, O. D. (1969) *Acta Met.* **17**, 109 (estimated value).
20. Taylor, J. L. and Boone, D. H. (1963) *Trans. ASM* **56**, 643.
21. Vasiliev, V. P. and Chernomorchenko, S. G. (1956) *Zavodsk. Lab.* **22**, 688. AEC-tr-4726.

Ванадий

1. Agarwala, R. P., Murarka, S. P. and Anand, M. S. (1968) *Acta Met.* **16**, 61.
2. Armstrong, P. E. and Brown, H. L. (1964) *Trans. AIME* **230**, 962.
3. Bolef, D. I. (1961) *J. Appl. Phys.* **32**, 100.
4. Clough, W. R. and Pavlovic, A. S. (1960) *Trans. ASM* **52**, 948.

5. Lundy, T. S. and Mehargue, C. J. (1965) *Trans. AIME* 233, 243.
 6. Peart, R. F. (1965) *J. Phys. Chem. Solids* 26, 1853.
 7. Mitchell, T. E., Fields, R. J. and Smialek, R. L. (1970) *J. Less-Common Metals* 20, 167.
 8. Wang, C. T. and Bainbridge, D. W. (1972) *Met. Trans.* 3, 3161.
 9. Wheeler, K. R., Gilbert, E. R., Yaggee, F. L. and Duran, S. A. (1971) *Acta Met.* 19, 21.
- Хром**
1. Askill, J. and Tomlin, D. H. (1965) *Phil. Mag.* 11, 467.
 2. Bogdanov, N. A. (1960) *Russ. Met. Fuels* (English translation), 3, 95.
 3. Bokshtein, S. Z., Kishkin, S. T. and Moroz, L. M. (1959) Investigation of the structure of Metals by Radioactive Isotope Methods, Moscow; (1961) AEC-tr-4505.
 4. Bolef, D. I. and de Klerk, J. (1963) *Phys. Rev.* 129, 1063.
 5. Gleiter, H. and Chalmers, B. (1972) *Prog. Mat. Sci.* 16, 93.
 6. Grüzin, P. L., Pavlinov, L. V. and Tyutyunnik, A. D. (1959) *Izv. Akad. Nauk., SSSR Ser. Fiz.* 5, 155.
 7. Hagel, W. C. (1962) *Trans. AIME* 224, 430.
 8. Ivanov, L. I., Matveeva, M. P., Morozov, V. A. and Prokoshkin, D. A. (1962) *Russ. Met. Fuels* (English translation), 2, 63, V.
 9. Landau, C. S., Greenaway, H. T. and Edwards, A. R. (1960-61) *J. Inst. Met.* 89, 97.
 10. Marcinkowski, M. J. and Lipsitt, P. A. (1962) *Acta Met.* 10, 95.
 11. Paxton, H. W. and Gondolf, E. G. (1959) *Arch. Eisenhüttenw.* 30, 55.
- Никобий**
1. Abramyan, E. A., Ivanov, L. I. and Yanushkevich, V. A. (1969) *Fiz. Metal. Metalloved.* 28(3), 496.
 2. Begley, R. T. (1958) Westinghouse Report WADC TR-57-344, Part II.
 3. Bolef, D. I. (1961) *J. Appl. Phys.* 32, 100.
 4. Briggs, T. L. and Campbell, J. D. (1972) *Acta Met.* 20, 711.
 5. Brunson, G. and Argent, B. B. (1962) *J. Inst. Met.* 91, 293.
 6. Francis, E. L. (1958) UKAEA Report IGR R/R 304, Risley, Library and Information Department, Warrington, Lancashire.
 7. Gregory, D. P. and Rowe, G. H. (1961) *Columbium Metallurgy*, Proc. of AIME Symposium, Boulton Landing, Interscience, N.Y., p. 309.
 8. Lundy, T. S., Winslow, F. R., Pawel, R. E. and McHargue, C. J. (1965) *Trans. AIME* 233, 1533.
 9. Lyubinov, V. D., Geld, P. V. and Shveykin, G. P. (1964) *Izv. Akad. Nauk. S.S.S.R. Met. i Gorn Delo* 5, 137; *Russ. Met. Mining* 5, 100.
 10. Maykuth, D. J. and Jaffee, R. I. (1961) *Columbium Metallurgy*, Proc. of AIME Symposium, Boulton Landing, Interscience, N.Y., p. 223.
 11. Peart, R. F., Graham, D. and Tomlin, D. H. (1962) *Acta Met.* 10, 519.
 12. Resnick, R. and Castleman, L. S. (1960) *Trans. AIME* 218, 307.
12. Pugh, J. W. (1958) *Trans. ASM* 50, 1072.
 13. Stephens, J. R. and Klopp, W. D. (1972) *J. Less-Common Metals* 27, 87.

- 13 Stoop, J. and Shahinian, P. (1966) *High Temperature Refractory metals*, Part 2, AIME Symposium. Gordon & Breach Science Publishers, N.Y., p. 407.
 - 14 Vandervoort, R. R. (1969) *Trans. AIME* **245**, 2269.
 - 15 Wessel, E. T., France, L. L. and Begley, R. T. (1961) *Columbium Metallurgy*, Proc. of AIME Symposium, Boulton Landing. Interscience, N.Y., p. 459.
- Молібден
- 1 Alers, G. A., Armstrong, R. W. and Bechtold, J. H. (1958) *Trans. AIME* **212**, 523.
 - 2 Askill, J. and Tomlin, D. H. (1963) *Phil. Mag.* **8**(90), 997.
 - 3 Bolef, D. I. and de Klerk, J. (1962) *J. Appl. Phys.* **33**, 2311.
 - 4 Borisov, Y. V., Gruzin, P. L. and Pavlinov, L. V. (1959) *Met. i. Metalloved.* *Chistykh Metal.* **1**, 213.
 - 5 Briggs, T. L. and Campbell, J. D. (1972) *Acta Met.* **20**, 711.
 - 6 Brofin, M. B., Bokshtein, S. Z. and Zhukhovitskii, A. A. (1960) *Zavodsk. Lab.* **26**(7), 828.
 - 7 Carvalhinhos, H. and Argent, B. B. (1967) *J. Inst. Met.* **95**, 364.
 - 8 Conway, J. B. and Flagella, P. N. (1968) *Seventh Annual Report--AEC Fuels and Materials Development Program*, GE-NMPO, GEMP-1004; also (1971) *Creep Rupture Data for the Refractory Metals to High Temperatures*. Gordon & Breach, p. 610.
 - 9 Danneberg, W. and Krautz, E. (1961) *Naturforsch.* **16**(a), 854.
 - 10 Glasier, L. F., Allen, R. D. and Saldinger, I. L. (1959) "Mechanical and Physical Properties of Refractory Metals", Aerojet General Corp Report No. M1826.
- 11 Green, W. V., Smith, M. C. and Olson, D. M. (1959) *Trans. AIME* **215**, 1061.
 - 12 Gruzin, P. L., Pavlinov, L. V. and Tyutyunnik, A. D. (1959) *Izv. Akad. Nauk S.S.S.R. Ser. Fiz.* **5**, 155.
 - 13 Hall, R. W. and Sikora, P. F. (1959) "Tensile Properties of Molybdenum and Tungsten from 2500 to 3700 F", NADA Memo 3-9E.
 - 14 Lawley, A., Van den Sype, J. and Maddin, R. (1962) *J. Inst. Met.* **91**, 23.
 - 15 Pavlinov, L. V. and Bikov, V. N. (1964) *Fiz. Met. i Metalloved* **18**, 459.
 - 16 Pugh, J. W. (1955) *Trans. ASM* **47**, 984.
 - 17 Semchysen, M. and Barr, R. Q. (1955) Summary Report NR 039-002 to Office of Naval Research, Climax Molybdenum Co.
- Титан
- 1 Bechtold, J. H. (1955) *Acta Met.* **3**, 249.
 - 2 Bechtold, J. H., Wessel, E. T. and France, L. L. (1961) *Refractory Metals and Alloys* (edited by M. Semchysen and J. J. Harwood), AIME, p. 49.
 - 3 Bolef, D. I. (1961) *J. Appl. Phys.* **32**, 100.
 - 4 Drennan, D. C., Lanston, M. E., Slunder, C. J. and Dunleavy, J. G. (1959) Battelle Memorial Inst., EMI Report 1326.
 - 5 Eager, R. L. and Langmuir, D. B. (1953) *Phys. Rev.* **89**, 911, errata, p. 890; Langmuir, D. B. (1952) *Phys. Rev.* **86**, 642.
 - 6 Glasier, L. F., Allen, R. D. and Saldinger, I. L. (1959) "Mechanical and Physical Properties of the Refractory Metals", Aerojet-General Corp. Report No. M1826.
 - 7 Green, W. V. (1965) *Trans. AIME* **233**, 1818.

- 8 Gruzin, P. L. and Meshkov, V. I. (1955) *Vopr. Fiz. Met. i Metalloved.*, Sb. Nauchn. Rabot. Inst. Metallofiz. Akad. Nauk. Ukr. S.S.R. 570, AEC-tr-2926.
- 9 Köster, W. (1948) *Z. Metallk.* 39, 1.
- 10 Mitchell, T. E. and Spitzig, W. A. (1965) *Acta Met.* 13, 1169.
- 11 Pawel, R. E. and Lundy, T. S. (1965) *J. Phys. Chem. Solids* 26, 927.
- 12 Preston, J. B., Roo, W. P. and Kattus, J. R. (1958) Tech. Report, Southern Research Inst., WADC TR 57-049, Part I.
- 13 Pugh, J. W. (1966) *Trans. ASM* 48, 677.
- 14 Schmidt, F. F., Klopp, W. D., Albrecht, W. M., Holdon, F. L., Ogden, H. R. and Jaffee, R. I. (1960) Batelle Memorial Inst. Report. WADD TR 59-13.
- 15 Stephenson, R. L. (1967) Oak Ridge Technical Report ORNL-TM-1944.
- 16 Vandervoort, R. R. (1969) *Trans. AIME* 245, 2269.

К главе 6

к п. 1

- 1 Edwards, G. R., McNelly, T. R. and Sherby, O. D. (1974) *Scripta Met.* 8, 475.
- 2 Hirth, J. P. and Lothe, J. (1968) *Theory of Dislocations*. McGraw-Hill, p. 429.

к п. 2:

Цинк

- 1 Cottrell, A. H. and Aytken, V. (1950) *J. Inst. Met.* 77, 389.
- 2 Edwards, G. R. (1971) "The Mechanical Behaviour of Powder Metallurgy Zinc and Zinc-Tungsten Particulate Composites", Ph.D. thesis, Stanford University.

- 3 Flinn, J. E. and Munson, D. E. (1964) *Phil. Mag.* 10, 861.
- 4 Gagnon, G. and Jones, J. J. (1969) *Trans. AIME* 245, 2581.
- 5 Gilman, J. J. (1956) *Trans. AIME* 206, 1326.
- 6 Huntington, H. B. (1958) *Solid State Physics* 7, 213.
- 7 Lewis, G. P. and Tegart, W. J. McG. (1963-64) *J. Inst. Met.* 92, 249.
- 8 Peterson, N. L. and Rothman, S. J. (1967) *Phys. Rev.* 163, 645.
- 9 Pomp, A. and Lange, W. (1936) *Mitt. Kaiser-Wilhelm Institut Eisenforschung zu Dusseldorf* 18, 51.
- 10 Sastry, D. H., Prasad, Y. V. R. K. and Vasu, K. I. (1970) *Met. Trans.* 1, 1827.
- 11 Tegart, W. J. McG. and Sherby, O. D. (1958) *Phil. Mag.* 3, 1287.
- 12 Wadja, E. S. (1954) *Acta Met.* 2, 184.

Кадмий

- 1 Barrett, C. R., Ardell, A. J. and Sherby, O. D. (1964) *Trans. AIME* 230, 200.
- 2 Frenkel, R. E., Sherby, O. D. and Dorn, J. E. (1955) *Acta Met.* 3, 470.
- 3 Flinn, J. E. and Duran, S. A. (1966) *Trans. AIME* 236, 1056.
- 4 Garland, C. W. and Silverman, J. (1960) *Phys. Rev.* 119, 1218.
- 5 Gilman, J. J. (1961) *Trans. AIME* 221, 456.
- 6 Hsu, Shu-en (1972) "The Mechanical Behaviour of Cadmium Base Composites", Ph.D. thesis, Stanford University.
- 7 Rieborough, N. R. and Teghtsoonian, E. (1967) *Can. J. Phys.* 45, 591.

9. Sastry, D. H., Prasad, Y. V. R. K. and Vasu, K. I. (1969) *Acta Met.* **17**, 1453.
 10. Stoloff, N. S. and Gensamer, M. (1963) *Trans. AIME* **227**, 70.
 11. Wadja, E. S., Shirm, G. A. and Huntington, H. B. (1955) *Acta Met.* **3**, 39.
- Магний
1. Bolton, C. J. (1971) Unpublished work, quoted by Crossland, I. G. and Jones, R. B. (1972) *Met. Sci. J.* **6**, 162.
 2. Crossland, I. G. and Jones, R. B. (1972) *Met. Sci. J.* **6**, 162.
 3. Flynn, P. W., Mole, J. and Dorn, J. E. (1961) *Trans. AIME* **221**, 1148.
 4. Gandhi, C. and Ashby, M. F. (1979) *Acta Met.* **27**, 1565.
 5. Gibbs, G. B. (1966) *Phil. Mag.* **13**, 317.
 6. Hauser, F. E., Landon, P. R. and Dorn, J. E. (1956) *Trans. AIME* **206**, 589.
 7. Huntington, H. B. (1958) *Solid State Physics* **7**, 213.
 8. Jones, R. B. (1973) *J. Sheffield Univ. Metallurgical Soc.* **12**.
 9. Jones, R. B. and Harris, J. E. (1963) from *Proc. of the Joint International Conf. on Creep*, vol. 1, p. 1. London: Inst. Mech. Eng.
 10. Roberts, C. S. (1953) *Trans. AIME* **197**, 1021.
 11. Shewmon, P. G. (1956) *Trans. AIME* **206**, 918.
 12. Suiter, J. W. and Wood, W. A. (1952-53) *J. Inst. Met.* **81**, 181.
 13. Tegart, W. J. McG. (1961) *Acta Met.* **9**, 614.
 14. Toaz, M. W. and Ripling, E. J. (1956) *Trans. AIME* **206**, 936.

Титан

1. Ardell, A. J. (1963) *Acta Met.* **11**, 591.
2. Barrett, C. and Massalski, T. B. (1966) *The Structure of Metals*, 3rd ed. McGraw-Hill, New York.
3. Brown, A. M. and Ashby, M. F. (1980) *Acta Met.* **28**, 1085.
4. Bühler, H. and Wagener, H. W. (1965) *Bänder Bläche Rohre* **6**, 677.
5. Conrad, H., Doner, M. and de Meester, B. (1973) in *Titanium Science and Technology* (eds. Jaffee, R. I. and Burke, H. M.), Plenum Press and TMS-AIME, p. 969.
6. de Recca, N. E. W. and Libanati, C. M. (1968) *Acta Met.* **16**, 1297.
7. Doner, M. and Conrad, H. (1973) *Met. Trans.* **4**, 2809.
8. Dymont, F. and Libanati, C. M. (1968) *J. Mat. Sci.* **3**, 349.
9. Dymont, F. (1980) in *Titanium '80* (eds. Kimura, H. and Izumi, O.), TMS-AIME, p. 519.
10. Fisher, E. S. and Dever, D. (1968) in *The Science, Technology and Applications of Titanium* (eds. Jaffee, R. I. and Promisel, N. E.), Pergamon.
11. Fisher, E. S. and Renken, C. J. (1964) *Phys. Rev.* **135**, A482.
12. Griest, A. J., Sabroff, A. M. and Frost, P. D. (1959) *Trans. ASM* **51**, 935.
13. Malakondaiah, G. (1980) Ph.D. thesis, Banaras Hindu University, Varanasi.
14. Murdock, J. E., Lundy, T. S. and Stansbury, E. E. (1964) *Acta Met.* **12**, 1033.
15. Pontau, A. E. and Lazarus, D. (1979) *Phys. Rev.* **B19**, 4027.

- 15 Rao, Y. K. M., Rao, V. K. and Rao, P. R. (1979) *Scripta Met.* **13**, 851.
- 16 de Reza, N. E. W. and Libanati, C. M. (1968) *Acta Met.* **16**, 1297.
- 17 Sanchez, J. N. and de Fontaine, D. (1978) *Acta Met.* **26**, 1083.
- 18 Santos, E. and Dymont, F. (1975) *Phil. Mag.* **31**, 309.
- 19 Simmons, G. and Wang, H. (1971) in *Single Crystal Elastic Constants and Calculated Aggregate Properties*, 2nd edn. MIT Press.

К главе 7

к п. 1

- 1 Betteridge, W. and Heslop, J. (1974) *Nimonic Alloys*, 2nd edn. Arnold.
- 2 Wilcox, B. A. and Clauer, A. H. (1969) *Met. Sci. J.* **3**, 26.

к п. 2:

Нихромы

- 1 Benieva, T. Ya and Polotskii, I. G. (1961) *Fiz. Metalloved.* **12**, 584.
- 2 Dennison, J. P., Llewellyn, R. J. and Wilshire, B. (1967) *J. Inst. Met.* **95**, 115.
- 3 Gleiter, H. and Chalmers, B. (1972) *Prog. Mat. Sci.* **16**, 1.
- 4 Monma, K., Suto, H. and Oikawa, H. (1964a) *J. Jap. Inst. Met.* **28**, 188.
- 5 Monma, K., Suto, H. and Oikawa, H. (1964b) *J. Jap. Inst. Met.* **28**, 253.
- 6 Shahnian, P. and Achter, M. R. (1959) *Trans. ASM* **51**, 244.
- 7 Wilcox, B. A. and Clauer, A. H. (1969) *Met. Sci. J.* **3**, 26.

Ni-Тн-сплавы

- 1 Wilcox, B. A. and Clauer, A. H. (1969) *Met. Sci. J.* **3**, 26.

Сплав MAR-M200

- 1 Betteridge, W. and Heslop, J. (1974) *Nimonic Alloys*, 2nd edn. Arnold.
- 2 Kear, B. H. and Pearcey, B. J. (1967) *Trans. Met. Soc. AIME* **239**, 1209.
- 3 Leverant, G. R. and Kear, B. H. (1970) *Met. Trans.* **1**, 491.
- 4 Pearcey, B. J., Kear, B. H. and Smashey, R. W. (1967) *Trans. ASM* **60**, 634.
- 5 Ver Snyder, F. L. and Pearcey, B. J. (1966) *SAE June* **74**, 36.
- 6 Webster, G. A. and Pearcey, B. J. (1967) *Met. Sci. J.* **1**, 97.
- 7 Whittenberger, J. D. (1977) *Met. Trans.* **8A**, 1155.
- 8 Whittenberger, J. D. (1981) *Met. Trans.* **12A**, 193.

К главе 8

к п. 1

- 1 Frost, H. J. and Ashby, M. F. (1977) *Fundamental Aspects of Structural Alloy Design* (eds. Jaffee, R. I. and Wilcox, B. A.), Plenum, p. 27.
- 2 Honeycombe, R. W. K. (1980) *Steels, Microstructure and Properties*. Arnold.
- 3 Parr, J. G. and Hanson, A. (1965) *An Introduction to Stainless Steel*. Arnold.

к п. 2:

Чистое железо

- 1 Amonenko, V. M., Blinkin, A. M. and Ivantsov, I. G. (1966) *Phys. Metals Metallog. U.S.S.R.* (English transl.) **17**(1), 54.
- 2 Birchenall, C. E. and Mehl, R. F. (1948) *J. Appl. Phys.* **19**, 217.
- 3 Birchenall, C. E. and Mehl, R. F. (1950) *Trans. Met. Soc. AIME* **188**, 144.
- 4 Bogdanov, N. A. (1962) *Russ. Met. Fuels* (English transl.) **2**, 61.
- 5 Bokstein, S. Z., Kishkin, S. T. and Moroz, L. M. (1957) *Metalloved. i Term. Obrabotka Metal.* **2**, 2.
- 6 Bokstein, S. Z., Kishkin, S. T. and Moroz, L. M. (1959) *Radioactive Studies of Metal Surfaces*. Moscow, USSR.
- 7 Bokstein, S. Z., Kishkin, S. T. and Moroz, L. M. (1961) "Investigation of the Structure of Metals and Radioactive Isotope Methods", State Publishing House of the Ministry of Defence Industry, Moscow (1959); AEC-tr-4505.
- 8 Borg, R. J. and Birchenall, C. E. (1960) *Trans. Met. Soc. AIME* **218**, 980.
- 9 Borg, R. J., Lai, D. Y. F. and Krikorian, O. (1963) *Acta Met.* **11**, 867.
- 10 Borisov, V. T., Golikov, V. M. and Scherbedinskiy, G. V. (1964) *Fiz. Metal. Metalloved.* **17**(6), 881.
- 11 Buffington, F. S., Hakalar, I. D. and Cohen, M. (1951) *Physics of Powder Metallurgy*. McGraw-Hill, NY, p. 92.
- 12 Buffington, F. S., Hirano, K. and Cohen, M. (1961) *Acta Met.* **9**, 434.

- 13 Čadek, J., Pahutova, M., Čiha, K. and Hostinsky, T. (1969) *Acta Met.* **17**, 803.
 - 14 Christ, B. W. and Smith, G. V. (1968) *Mem. Sci. Rev. Met.* **65**, 207.
 - 15 Davies, P. W. and Williams, K. R. (1969) *Acta Met.* **17**, 897.
 - 16 Dever, D. J. (1972) *J. Appl. Phys.* **43**, 3293.
 - 17 Feltham, P. (1953) *Proc. Phys. Soc. Lond.* **B66**, 865.
 - 18 Gertsriken, S. D. and Pryanishnikov, M. P. (1958) *Vopr. Fiz. Met. i Metalloved., Sb. Nauchn. Rabot. Inst. Metallofiz. Akad. Nauk Ukr. SSR* **9**, 147.
 - 19 Gertsriken, S. D. and Pryanishnikov, M. P. (1959) *Issled. po Zharoprochn. Splavam* **4**, 123.
 - 20 Glover, G. and Sellars, C. M. (1973) *Met. Trans.* **4A**, 765.
 - 21 Golikov, V. M. and Borisov, V. T. (1958) "Problems of Metals and Physics of Metals", 4th Symposium, Consultants Bureau, New York, (1957); AEC-tr-2924.
 - 22 Graham, D. and Tomlin, D. H. (1963) *Phil. Mag.* **8**, 1581.
 - 23 Gruzin, P. L. (1952) *Probl. Metalloved. i Fiz. Met.* **3**, 201.
 - 24 Gruzin, P. L. (1953) *Izv. Akad. Nauk SSSR Otd. Tekhn. Nauk.* **3**, 383.
 - 25 Guiraldeng, P. and Lacombe, P. (1965) *Acta Met.* **13**, 51.
 - 26 Hirth, J. P. and Lothe, J. (1968) *Theory of Dislocations*. McGraw-Hill.
- Сталь 1 % Cr—Mo—V
- 1 Hough, R. R. and Rolls, R. (1971) *Met. Sci.* **5**, 206.
 - 2 Ishida, Y., Cheng, C.-Y. and Dorn, J. E. (1966) *Trans. AIME* **236**, 964.
 - 3 James, D. W. and Leak, G. M. (1965) *Phil. Mag.* **12**, 491.
 - 4 James, D. W. and Leak, G. M. (1966) *Phil. Mag.* **14**, 701.

- 5 Karashima, S., Oikawa, H. and Watanabe, T. (1966) *Acta Met.* **14**, 791.
 - 6 Keane, D. M., Sellars, C. M. and McG. Tegart, W. J. (1968) *Deformation under Hot Working Conditions*. The Iron and Steel Institute, London, Special Report, **108**, p. 21.
 - 7 Köster, W. (1948) *Z. Metallkde.* **9**, 1.
 - 8 Kučera, J., Million, B., Ruzickova, J., Foldyna, V. and Jakobova, A. (1974) *Acta Met.* **22**, 135.
 - 9 Lacombe, P., Guiraldeng, P. and Leymonie, C. (1963) *Radioisotopes in the Physical Science Industries*. IAEA, Vienna, p. 179.
 - 10 Leymonie, C. and Lacombe, P. (1957) *Compt. Rendu* **245**, 1922; (1958) *Rev. Met. (Paris)* **55**, 524; (1959) *Metaux (Corrosion-Ind.)* **34**, 457; (1960) *Metaux (Corrosion-Ind.)* **35**, 45.
 - 11 Lytton, J. L. (1964) *J. Appl. Phys.* **35**, 2397.
 - 12 Mead, H. W. and Birchenall, C. E. (1956) *Trans. Met. Soc. AIME* **206**, 1336.
 - 13 Murty, K. L., Gold, M. and Ruoff, A. L. (1970) *J. Appl. Phys.* **41**, 4917.
 - 14 Sparke, B., James, D. W. and Leak, G. M. (1965) *J. Iron Steel Inst. (London)* **203**(2), 152.
 - 15 Spitzig, W. A. and Keh, A. S. (1970) *Acta Met.* **18**, 1021.
 - 16 Spitzig, W. A. and Leslie, W. C. (1971) *Acta Met.* **19**, 1143.
 - 17 Stafansson, L. I. and Birchenall, C. E. (1961) AFOSR-733.
 - 18 Taylor, A. and Kagle, B. J. (1963) *Crystallographic Data on Metal and Alloy Structures*. Dover Publications, Inc.
 - 19 Uvira, J. L. and Jonas, J. J. (1968) *Trans. AIME* **242**, 1619.
 - 20 Watanabe, T. and Karashima, S. (1970) *Trans. Jap. Inst. Met.* **11**, 159.
 - 21 Wray, P. J. (1975a) *Met. Trans.* **6A**, 1379; (1975b) *Met. Trans.* **6A**, 1197; (1976) *Met. Trans.* **7A**, 1621.
 - 22 Wray, P. J. and Holmes, M. F. (1975) *Met. Trans.* **6A**, 1189.
 - 23 Zhukhovitskii, A. A. and Geodakyan, V. A. (1955) *Primenenie Radioaktiv. Izotroov v Metallurg. Sb.* **34**, 267; AEC-tr-3100, *Uses of Radioactive Isotopes in Metallurgy Symposium XXIV*, Pt. 2, p. 52.
- Нержавеющие стали типов 316 и 304
- 1 Beckett, F. R. and Gladman, T. (1971) British Steel, Special Steels Department Report No. PROD/PM/6041/1/71A.
 - 2 Blackburn, L. D. (1972) "The Generation of Isochronous Stress-Strain Curves", ASME Winter Annual Meeting, New York.
 - 3 Challenger, K. D. and Moteff, J. (1973) *Met. Trans.* **4A**, 749.
 - 4 Garofalo, F., Richmond, O., Domis, W. F. and von Germminger, F. (1963) in *Joint International Conf. on Creep*. Int. Mech. Eng., London, p. 1.
 - 5 Nadai, A. and Manjoine, M. J. (1941) *J. Appl. Mech.* **63**, A-77.
 - 6 Parr, J. G. and Hanson, A. (1965) *An Introduction to Stainless Steel*. ASM, p. 54.
 - 7 Perkins, R. A., Padgett, Jr., R. A. and Tunali, N. K. (1973) *Met. Trans.* **4A**, 2535.
 - 8 Wray, P. J. (1969) *J. Appl. Phys.* **40**, 4018.

К главе 9

к п. 1

1. Alexander, H. and Haasen, P. (1968) *Solid State Physics* 22, 27.
2. Myshlyaev, M. M., Nikitenko, V. I. and Nesterenko, V. I. (1969) *Phys. Stat. Sol.* 36, 89.

к п. 2

1. Alexander, H. and Haasen, P. (1968) *Solid State Physics* 22, 27.
2. Bell, R. L. and Bonfield, W. (1964) *Phil. Mag.* 9, 9.
3. Brown, D., Chaudhari, G. and Feltham, P. (1971) *Phil. Mag.* 24, 213.
4. Fine, M. E. (1953) *J.A.P.* 24, 338.
5. Gerk, A. P. (1975) *Phil. Mag.* 32, 355.
6. Letaw, H., Portnoy, W. M. and Slifkin, L. (1956) *Phys. Rev.* 102, 636.
7. Marsh, D. M. (1964) *Proc. R. Soc. A* 279, 420.
8. Masters, B. J. and Fairfield, J. M. (1966) *Appl. Phys. Letters* 8, 280.
9. McSkimin, H. J. (1953) *J.A.P.* 24, 988.
10. McSkimin, H. J. (1959) *J. Acoust. Soc. Am.* 31, 287.
11. McSkimin, H. J. and Andreatch, P. Jr. (1963) *J.A.P.* 34, 651.
12. McSkimin, H. J. and Andreatch, P. Jr. (1964) *J.A.P.* 35, 2161.
13. Myshlyaev, M. M., Nikitenko, V. I. and Nesterenko, V. I. (1969) *Phys. Stat. Sol.* 36, 89.
14. Patel, J. R. and Alexander, B. H. (1956) *Acta Met.* 4, 385.
15. Prasad, S. C. and Wooster, W. A. (1955) *Acta Cryst.* 8, 361.

16. Schäfer, S., Alexander, H. and Haasen, P. (1964) *Phys. Stat. Sol.* 5, 247.
 17. Sylwestrowicz (1962) *Phil. Mag.* 7, 1825.
 18. Treflov, V. I. and Mil'man, Yu V. (1964) *Soviet Physics Doklady* 8, 1240.
- К главе 10
к п. 1
1. Brown, A. M. and Ashby, M. F. (1981) in: *Deformation of Polycrystals: Mechanisms and Microstructures* (eds. Leffers, T. and Hanson, N.). Second Risø Int. Symp., Risø Nat. Lab., Denmark. p. 1.
 2. Carter, N. L. and Heard, H. C. (1970) *Am. J. Sci.* 269, 193.
 3. Chin, G. Y., Van Uiter, L. G., Green, M. L. and Zydzik, C. (1972) *Scripta Met.* 6, 475.
 4. Greenwood, N. N. (1970) *Ionic Crystals, Lattice Defects and Non-Stoichiometry*. Butterworths, London.
 5. Guin, F. and Langdon, T. G. (1974) *Phil. Mag.* 24, 145.
 6. Gutmanas, E. Yu. and Nadgornyi, E. M. (1970) *Phys. Stat. Sol.* 38, 777.
 7. Johnston, W. G. (1962) *J. Appl. Phys.* 33, 2050.
 8. Klier, K. and Koehler, J. (1965) *Phys. Rev. A* 140, 1226.
 9. Landolt-Börnstein Tables, 3-1 (1966) and 3-2 (1969). Springer-Verlag, Berlin.
 10. Suszyna, M. (1971) *Phys. Stat. Sol. (a)* 6, 79.
- к п. 2
1. Aldag, E., Davis, L. A. and Gordon, R. B. (1970) *Phil. Mag.* 21, 469.

2. Ashby, M. F. and Brown, A. M. (1981) Proc. 2nd Risø Int. Symp. on *Deformation of Polycrystals* (eds. Hansen, N., Horsewell, A., Lefters, T. and Lillholt, H.) p. 1.
3. Barr, L. W., Hoodless, I. M., Morrison, J. A. and Rudham, R. (1960) *Trans. Faraday Soc.* **56**, 697.
4. Barr, L. W., Morrison, J. A. and Schroeder, P. A. (1965) *J. Appl. Phys.* **36**, 624.
5. Benard, J. and Cabane, J. (1967) *Sintering* (ed. Kuczynski, G. C.) Gordon & Breach.
6. Benière, F., Benière, M. and Chemla, M. (1970) *J. Phys. Chem. Solids* **31**, 1205.
7. Burke, P. M. (1968) Ph.D. thesis, Stanford University, Dept. of Engineering and Metallurgy.
8. Downing, H. L. and Friauf, R. J. (1970) *J. Phys. Chem. Solids* **31**, 845.
9. Gilman, J. J. (1961) *Prog. Ceram. Sci.* **1**, 146.
Handbook of Chemistry and Physics, 54th edn. (1973); Chemical Rubber Co., 18901 Cranwood Parkway, Cleveland, Ohio 44128.
10. Heard, H. C. (1972) The Griggs Volume, *American Geophysical Union Monograph* **16**.
11. Kingery, W. D. and Montrone, E. B. (1965) *J. Appl. Phys.* **36**, 2412.
12. Landolt-Bornstein Tables, 3 1 (1966) and 3 2 (1969); Springer-Verlag, Berlin.
13. Nelson, V. C. and Friauf, R. J. (1970) *J. Phys. Chem. Solids* **31**, 825.

1. Ashby, M. F. and Brown, A. M. (1981) and Risø Int. Symp. on the *Deformation of Polycrystals* (eds. Hansen, N., Horsewell, A., Lefters, T. and Lillholt, H.), p. 1.
2. Cropper, D. R. and Langdon, T. G. (1968) *Phil. Mag.* **18**, 1181.
3. *Handbook of Physics and Chemistry*, 54th edn. (1973). Chemical Rubber Co., 18901, Cranwood Parkway, Cleveland, Ohio, 44128.
4. Landolt-Bornstein Tables, 3 1 (1966) and 3-2 (1969). Springer-Verlag, Berlin.
5. Matzke, H. J. (1971) *J. Phys. Chem. Solids* **32**, 437.
6. Naumov, A. N. and Prashnik, V. B. (1968) *Fiz. Tverd. Tela* **10**, 3710 (see *Diffusion Data* (1969) 3, 332).
7. Streib, G. and Reppich, B. (1972) *Phys. Stat. Sol. (a)* **16**, 493.
8. Verrall, R. A., Fields, R. J. and Ashby, M. F. (1977) *J. Am. Ceram. Soc.* **60**, 211.

К главе 11

1. Andrievskii, R. A., Khormov, Yu. F. and Alekseeva, I. S. (1971) *Fiz. Metal Metalloved* **32**, 664 (*Diffusion Data* (1972) **6**, 147).
2. Andrievskii, R. A., Klimenko, V. V. and Khormov, Yu. F. (1969) *Fiz. Metal Metalloved* **28**, 298.
3. Atkins, A. G. and Tabor, D. (1966) *Proc. R. Soc. A* **A292**, 441.
4. Bornstein, N. S., Hirakis, E. C. and Friedrich, L. A. (1965) *Pratt and Whitney Report No. TIM-927*.
5. Brizes, W. F. (1968) *J. Nucl. Mat.* **26**, 227.
6. Brizes, W. F., Cadoff, L. H. and Tobin, L. M. (1966) *J. Nucl. Mat.* **20**, 57.

- 7 Chang, R. and Graham, L. J. (1966) *J.A.P.* **37**, 2778.
- 8 Gilman, J. J. (1970) *J.A.P.* **41**, 1664.
- 9 Gilman, J. J. and Roberts, B. W. (1961) *J.A.P.* **32**, 1405.
- 10 Hollox, G. E. (1968) *Mat. Sci. and Eng.* **3**, 121.
- 11 Hollox, G. E. and Smallman, R. E. (1966) *J.A.P.* **37**, 818.
- 12 Hollox, G. E. and Venables, J. D. (1967) Int. Cong. on Strength of Metals and Alloys, Tokyo, Japan Inst. Met.
- 13 Keihn, F. and Kebler, R. (1964) *J. Less Common Metals* **6**, 484.
- 14 Kohlstedt, D. L., Williams, W. S. and Woodhouse, J. B. (1970) *J.A.P.* **41**, 4476.
- 15 Kornilov, I. I. (1966) *The Chemistry of Metallides*, translated by Loweberg, J. W., Consultants Bureau, NY.
- 16 Lee, D. W. and Haggerty, J. S. (1969) *J. Am. Ceram. Soc.* **52**, 641.
- 17 Liepold, M. H. and Nielson, T. H. (1964) *J. Am. Ceram. Soc.* **47**, 419.
- 18 Lidner, R., Riemer, G. and Scherff, H. L. (1967) *J. Nucl. Mat.* **23**, 222.
- 19 Marsh, D. M. (1964) *Proc. R. Soc. A* **279**, 420.
- 20 Pearson, W. B. (1967) *Handbook of Lattice Spacings and Structures of Metals*. Pergamon, p. 422 et seq.
- 21 Routbort, J. L. (1971) *J. Nucl. Mat.* **40**, 17.
- 22 Sarian, S. (1968) *J.A.P.* **39**, 5036.
- 23 Sarian, S. (1969) *J.A.P.* **40**, 3515.
- 24 Sarian, S. and Criscione, J. M. (1967) *J.A.P.* **38**, 1794.
- 25 Storms, E. J. (1967) *The Refractory Oxides*. Academic Press.
- 26 Villane, P. (1968) C.E.A. Report No. 3436.
- 27 Westbrook, J. H. and Stover, E. R. (1967) *High Temperature Materials and Technology* (eds. Campbell, I. E. and Sherwood, E. M.). Wiley, NY.
- 28 Williams, W. S. (1964) *J.A.P.* **35**, 1329.
- 29 Williams, W. S. (1971) *Prog. Solid State Chem.* **6**, 57.
- 30 Williams, W. S. and Schall, R. D. (1962) *J.A.P.* **37**, 818.

К главе 12

к п. 1

- 1 Evans, A. G. and Langdon, T. G. (1976) *Structural Ceramics, Prog. Mat. Sci.* **21**.
- 2 Stocker, R. L. and Ashby, M. F. (1973) *Rev. Geophys. Space Phys.* **11**, 391.

к п. 2

- 1 Bilde-Sørensen, J. B. (1972) *J. Am. Ceram. Soc.* **55**, 606.
- 2 Copley, S. M. and Pask, J. A. (1965) *J. Am. Ceram. Soc.* **48**, 139.
- 3 Day, R. B. and Stokes, R. J. (1966) *J. Am. Ceram. Soc.* **49**, 345.
- 4 Harding, B. C. and Price, D. M. (1972) *Phil. Mag.* **26**, 253.
- 5 Harding, B. C., Price, D. M. and Mortlock, A. J. (1971) *Phil. Mag.* **23**, 399.
- 6 Hensler, J. H. and Cullen, G. V. (1968) *J. Am. Ceram. Soc.* **51**, 557.
- 7 Hulise, C. O., Copley, S. M. and Pask, J. A. (1963) *J. Am. Ceram. Soc.* **46**, 317.
- 8 Hulise, C. O. and Pask, J. A. (1960) *J. Am. Ceram. Soc.* **43**, 373.
- 9 Langdon, T. G. and Pask, J. A. (1970) *Acta Met.* **18**, 505.
- 10 Lindler, R. and Purfitt, G. D. (1957) *J. Chem. Phys.* **26**, 182.

- 11 Narayan, J. and Washburn, J. (1972) *Phil. Mag.* **26**, 1179.
 - 12 Narayan, J. and Washburn, J. (1973) *Acta Met.* **21**, 533.
 - 13 Oishi, Y. and Kingery, W. D. (1960) *J. Chem. Phys.* **33**, 905.
 - 14 Parker, E. R. (1961). *Mechanical Properties of Engineering Ceramics* (eds. Krieger, W. W. and Palmour, H.), Interscience, NY, p. 61.
 - 15 Passmore, E. M., Duff, R. H. and Vasilov, T. (1966) *J. Am. Ceram. Soc.* **49**, 594.
 - 16 Paterson, M. S. and Weaver, C. W. (1970) *J. Am. Ceram. Soc.* **53**, 463.
 - 17 Rovner, L. H. (1966) Ph.D. thesis, Cornell University.
 - 18 Shirasaki, S. and Hama, M. (1973) *Chem. Phys. Lett.* **20**, 361.
 - 19 Shirasaki, S. and Oishi, Y. (1971) *Jap. J. Appl. Phys.* **10**, 1109.
 - 20 Shirasaki, S. and Yamamura, H. (1973) *Jap. J. Appl. Phys.* **12**, 1654.
 - 21 Shunk, F. A. (1969) *Constitution of Binary Alloys*, 2nd Supplement. McGraw-Hill.
 - 22 Snowden, W. E. and Pask, J. A. (1974) *Phil. Mag.* **29**, 441.
 - 23 Speltzler, H. A. and Anderson, D. L. (1971) *J. Am. Ceram. Soc.* **54**, 520.
 - 24 Stocker, R. L. and Ashby, M. F. (1973) *Rev. Geophys. Space Phys.* **11**, 391.
 - 25 Vasilos, T., Wuensch, B. J., Gruber, P. E. and Rhodes, W. H. (1969) Avco. Corp. Rpt. AVSO-0067-70-CR 15/12/69.
 - 26 Westbrook, J. H. (1966) *Rev. Hautes Temper. et Refract.* **3**, 47.
 - 27 Wuensch, B. J., Steele, W. C. and Vasilos, T. (1973) *J. Chem. Phys.* **58**, 5258.
- к п. 3
- 1 Aleksandrov, K. S., Shabanova, L. A. and Reshchikova, L. M. (1968) *Sov. Phys. Solid State* **10**, 1316.
 - 2 Asanti, P. and Kohlmeier, E. J. (1951) *Z. Anorg. Chemie* **265**, 90.
 - 3 Carter, R. E. and Richardson, F. D. (1954) *J. Metals* **6**, 1244.
 - 4 Chen, W. K. and Jackson, R. A. (1969) *J. Phys. Chem. Solids* **30**, 1309.
 - 5 Chen, W. K., Peterson, N. L. and Reeves, W. T. (1969) *Phys. Rev.* **186**, 887.
 - 6 Clauer, A. H., Seltzer, M. S. and Wilcox, B. A. (1971a) *J. Mat. Sci.* **4**, 1379.
 - 7 Clauer, A. H., Seltzer, M. S. and Wilcox, B. A. (1971b) in *Ceramics in Severe Environments* (eds. Krieger, W. W. and Palmour, H.), Plenum, p. 361.
 - 8 Crow, W. B. (1969) Ph.D. thesis, Ohio State University.
 - 9 Holt, J. B. (1967) *Proc. Br. Ceram. Soc.* **9**, 157.
 - 10 Krishnamachari, V. and Jones, J. T. (1974) *J. Am. Ceram. Soc.* **57**, 506.
 - 11 Krishnamachari, V. and Notis, M. R. (1977) *Acta. Met.* **25**, 1025.
 - 12 Maiya, P. S., Chen, W. K. and Peterson, N. L. (1970) *Met. Trans.* **1**, 801.
 - 13 Marsh, D. M. (1964) *Proc. R. Soc. A* **279**, 420.
 - 14 Mrowec, S. (1967) *Bull. Acad. Pol. Sci. Ser. Sci. Chim.* **15**, 373.
- к п. 4
- 1 Akimoto, S. (1972) *Tectonophysics* **13**, 161.
 - 2 Campbell, R. H. (1969) Ph.D. thesis, Arizona State University, p. 95. Univ. Microf. No. 69-5710.

3. Carter, R. E. and Richardson, F. D. (1954) *J. Metals* **6**, 1244.
4. Chen, W. K. and Peterson, N. L. (1973) *J. Phys. (Paris), Colloq.* **9**, 303.
5. Chu, W. F. (1973) *Proc. Nato Conf. Sept., Belgirate, Italy. North Holland Publ. Co.*, p. 181.
6. Fujii, C. T. and Meussner, R. A. (1967) *Rept. Nav. Res. Lab. Progr.*, p. 27.
7. Greenwood, N. N. and Howe, A. T. (1972) *J. Chem. Soc. Dalton Trans.* **1**, 122.
8. Hembree, P. and Wagner, J. B. Jr. (1969) *Trans. AIME* **245**, 1547.
9. Himmel, L., Mehl, R. F. and Birchenall, C. E. (1953) *J. Metals* **5**, 827.
10. Ilschner, B., Reppich, B. and Riecke, E. (1964) *Faraday Soc. Disc.* **38**, 243.
11. Levin, R. L. and Wagner, J. B. Jr. (1965) *Trans. AIME* **233**, 159.
12. Marsh, D. M. (1964) *Proc. R. Soc. A* **279**, 420.
13. Rickert, H. and Weppner, W. (1974) *Z. Naturforsch.* **A29**, 1849.
14. Valov, P. M. (1970) *J. Solid State Chem.* **1**, 215.
15. Westbrook, J. H. (1966) *Rev. Hautes Temper. et Refract.* **3**, 47.

К главе 13

к п. 1

Seltzer, M. S., Perrin, J. S., Clauer, A. H. and Wilcox, B. A. (1971) *Reactor Technol.* **14**, 99

к п. 2

1. Alcock, G. B., Hawkins, R. J., Hills, A. W. D. and McNamara, P. (1966) *Thermodynamics* (IAEA) Vienna, SM 66/36.
2. Auskern, A. B. and Belle, J. (1961) *J. Nucl. Mat.* **3**, 311.
3. Bechmann, R. and Hearmon, R. F. S. (1969) *Landolt-Bornstein Tables*, 3-1, p. 5.
4. Bittel, J. T., Sjodahl, L. H. and White, J. F. (1969) *J. Am. Ceram. Soc.* **52**, 446.
5. Bohaboy, P. E., Asamoto, R. R. and Conti, A. E. (1969) *US AEC Report, GEAP. 10054*, General Electric Co.
6. Burton, B. and Reynolds, G. L. (1973) *Acta Met.* **21**, 1641.
7. Carter, R. E. and Lay, K. W. (1970) *J. Nucl. Mat.* **36**, 77.
8. Contamin, P., Bacmann, J. J. and Marin, J. F. (1972) *J. Nucl. Mat.* **42**, 54.
9. Contamin, P. and Slodzian, G. (1968) *C.R. Acad. Sci., Paris, Ser. C* **267**, 805.
10. Contamin, P. and Stefani, R. (1967) *Commis. Energ. At. Rapp. No.* 3179.
11. Dornelas, W. and Lacombe, P. (1967) *C.R. Acad. Sci., Paris, Ser. C* **265**, 359.
12. Edington, J. W. and Klein, M. J. (1966) *J.A.P.* **37**, 3906.
13. Gilbert, A. (1965) *Phil. Mag.* **12**, 139.
14. Hawkins, R. J. and Alcock, C. B. (1968) *J. Nucl. Mat.* **26**, 112.
15. Iida, S. (1967) *Jap. J. Appl. Phys.* **6**, 77.
16. King, A. D. (1968) *J. Nucl. Mat.* **26**, 112.
17. King, A. D. (1971) *J. Nucl. Mat.* **38**, 347.
18. Lay, K. W. (1970) *J. Am. Ceram. Soc.* **53**, 369.
19. Lindner, R. and Schmitz, F. (1961) *Z. Naturforsch.* **16A**, 1373.

20. Marin, J. F. and Contamin, P. (1969) *J. Nucl. Mat.* **30**, 16.
21. Marlow, M. O. and Kaznoff, A. I. (1976) General Electric Co. Vallecitos Nuclear Center, Pleasanton, Calif. 94506, private communication.
22. Matzke, H. (1969) *J. Nucl. Mat.* **30**, 26.
23. McNamara, P. (1963) Ph.D. thesis, quoted by Nagles, P. (1966) *Thermodynamics*. IAEA, Vienna, p. 311.
24. Morgan, C. S. and Poteat, C. E. (1968) ORNL Metals and Ceramics Divn. Ann. Progr. Rpt.
25. Murch, G. E., Bradhurst, D. H. and de Bruin, H. J. (1975) *Phil. Mag.* **32**, 1141.
26. Nagels, P. (1966) *Thermodynamics*. IAEA, Vienna, p. 311.
27. Poteat, L. E. and Yust, C. S. (1966) *J. Am. Ceram. Soc.* **49**, 410.
28. Poteat, L. E. and Yust, C. S. (1968) Grain Boundary Reactions during Deformation. In *Ceramic Microstructure*, (eds. Fulrath, R. M. and Pask, J. A.). Wiley, p. 646.
29. Radford, K. C. and Terwilliger, G. R. (1975) *J. Am. Ceram. Soc.* **58**, 274.
30. Reinmann, D. K. and Lundy, T. S. (1968) *J. Nucl. Mat.* **28**, 218.
31. Reinmann, D. K. and Lundy, T. S. (1969) *J. Am. Ceram. Soc.* **52**, 511.
32. Rice, R. W. (1971) The Compressive Strength of Ceramics. In *Ceramics in Severe Environments* (eds. Kriegel, W. W. and Palmour, H.). Plenum, p. 195.
33. Roberts, E. W. and Roberts, J. P. (1967) *Bull. Soc. Fr. Ceram.* **77**, 3.
34. Ryskewitch, E. (1941) *Ber. Dtsch. Keram. Ges.* **22**, 54; (1942) *ibid.* **23**, 243.
35. Seltzer, M. S., Perrin, J. S., Clauer, A. H. and Wilcox, B. A. (1971) *Reactor Technology* **14**, 99.
36. Shunk, F. A. (1969) *Constitution of Binary Alloys*, second supplement. McGraw-Hill.
37. Spinner, S., Stone, L. and Kundsén, F. P. (1963) *J. Res. Natl. Bur. Std.* **67B**, 93.
38. Wachtman, J. B. Jr., Wheat, M. L., Anderson, H. L. and Bates, J. L. (1965) *J. Nucl. Mat.* **16**, 39.
39. Wolfe, R. A. and Kaufman, S. I. (1967) "Mechanical Properties of Oxide Fuels". Westinghouse Report WAPD-TM-587.
40. Yajima, S., Fuyunya, H. and Hirai, T. (1966) *J. Nucl. Mat.* **20**, 162.

K 1111111111

K 1111111111

1. Beauchamp, E. K., Baker, G. S., Gibbs, P. (1961) WADD Rept., Contract AF 33 (610)-6832 Project No. 0 (7-7350).
2. Cannon, R. M. (1971) Ph.D. thesis, Stanford.
3. Cannon, R. M. and Coble, R. L. (1974) in *Deformation of Ceramic Materials* (eds. Bradt, R. C. and Tressler, R. E.). Plenum, NY, p. 61.
4. Chou, Y. T. and Sha, G. T. (1971) *Phys. Stat. Sol. (a)* **6**, 505.
5. Coble, R. L. and Kingery, W. D. (1956) *J. Am. Ceram. Soc.* **39**, 377.
6. Crosby, A. and Evans, P. E. (1973) *J. Mat. Sci.* **8**, 1573.
7. Firestone, R. F. and Heuer, A. H. (1976) *J. Am. Ceram. Soc.* **59**, 24.
8. Folweiler, R. C. (1961) *J. Appl. Phys.* **32**, 773.

9. Gooch, D. J. and Groves, G. W. (1972) *J. Am. Ceram. Soc.* **55**, 105.
 10. Gooch, D. J. and Groves, G. W. (1973a) *Phil. Mag.* **28**, 623.
 11. Gooch, D. J. and Groves, G. W. (1973b) *J. Mat. Sci.* **8**, 1238.
 12. Heuer, A. H., Firestone, R. F., Snow, J. D. and Tullis, J. D. (1970) *Proc. 2nd Int. Conf. on The Strength of Metals and Alloys*, Asilomar, Calif., ASM, p. 1165.
 13. Hutchinson, J. W. (1977) *Met. Trans.* **8A**, 1465.
 14. Kronberg, M. L. (1957) *Acta Met.* **5**, 507.
 15. Oishi, Y. and Kingery, W. D. (1960) *J. Chem. Phys.* **33**, 480.
 16. Paladino, A. E. and Kingery, W. D. (1962) *J. Chem. Phys.* **37**, 957.
 17. Roberts, E. W. and Roberts, J. P. (1967) *Bull. Soc. Fr. Ceram.* **77**, 3.
 18. Stavrolakis, J. A. and Norton, F. H. (1950) *J. Am. Ceram. Soc.* **33**, 263.
 19. Tefft, W. E. (1966) *J. Res. Natl. Bur. Std.* **70A**, 277.
 20. Tressler, R. E. and Michael, D. J. (1974) In *Deformation of Ceramic Materials* (eds, Bradt, R. C. and Tressler, R. E.), Plenum, NY, p. 195.
 21. Vishnevskii, I. I., Akseirod, E. I. and Talyanskaya, N. D. (1971) *Fiz. Tverd. Tela* **13**, 3447.
 22. Warshaw, S. I. and Norton, F. H. (1962) *J. Amer. Ceram. Soc.* **45**, 479.
 23. Westbrook, J. H. (1966) *Rev. Hautes Temper. et Refract.* **3**, 47.
- к п. 3
1. Burton, B. (1975) Private communication.
 2. Hagel, W. C. (1965) *J. Am. Ceram. Soc.* **48**, 70.
 3. Hagel, W. C. and Seybolt, A. U. (1961) *J. Electrochem. Soc.* **108**, 1146.
 4. Lindner, R. and Åkerström, Å. (1956) *Z. Phys. Chem. N.F.* **6**, 162.
 5. Rossi, L. R. and Lawrence, W. G. (1970) *J. Am. Ceram. Soc.* **53**, 604.
 6. Walters, L. C. and Grace, R. E. (1965) *J. Appl. Phys.* **36**, 2331.
 7. Yevtushchenko, L. A. and Levitin, R. Z. (1961) *Fiz. Metal. Metallized* **12**, 155.
- к п. 4
1. Anderson, O. L., Schreiber, E., Liebermann, R. C. and Soga, N. (1968) *Rev. Geophysics* **6**, 491.
 2. Chang, R. H. and Wagner, J. B. Jr (1972) *J. Am. Ceram. Soc.* **55**, 211.
 3. Channing, D. A. and Graham, M. J. (1972) *Corrosion Sci.* **12**, 271.
 4. Chou, Y. T. and Sha, G. T. (1971) *Phys. Stat. Sol. (a)* **6**, 505.
 5. Crouch, A. G. (1972) *J. Am. Ceram. Soc.* **55**, 558.
 6. Hagel, W. C. (1966) *Trans. AIME* **236**, 179.
 7. Hay, K. A., Crouch, A. G. and Pascoe, R. T. (1973) *Handbook of Chemistry and Physics* (1972) 52nd edn. Chemical Rubber Co., Cleveland.
 8. Izvekov, V. I., Gobunov, N. S. and Babad-Zakhrapin, A. A. (1962) *Fiz. Met. Metall.* **14**, 195.

9. Johnson, D. L. (1973) quoted by Hay *et al.* (1973).
10. Kingery, W. D., Hill, D. C. and Nelson, R. P. (1960) *J. Am. Ceram. Soc.* **43**, 473.
11. Lindner, R., Anstrundal, S. and Åkerström, Å. (1952) *Acta Chem. Scand.* **6**, 468.
12. Phillips, B. and Mann, A. (1960) *J. Phys. Chem.* **64**, 1452.

К главе 15

к п. 2

1. Ashby, M. F. and Verrall, R. A. (1977) *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A* **288**, 59.
2. Barnard, R. S. (1975) Ph.D. thesis, Case-Western Reserve University, Department of Materials Science.
3. Borchardt, G. and Schmaltzried, H. (1972) *Ber. Dtsch. Keram. Ges.* **49**, 5.
4. Carter, N. L. and Ave' Lallemand, H. G. (1970) *Bull. Geol. Soc. Am.* **81**, 2181.
5. Durham, W. B. and Goetze, C. (1977) *J. Geophys. Res.* **82**, 5737.
6. Durham, W. B., Goetze, C. and Blake, B. (1977) *J. Geophys. Res.* **82**, 5755.
7. Goetze, C. and Brace, W. F. (1972) *Tectonophysics* **13**, 583.
8. Goetze, C. and Kohlstedt, D. L. (1973) *J. Geophys. Res.* **78**, 5961.
9. Graham, E. K. and Barsch, G. R. (1960) *J. Geophys. Res.* **64**, 5949.
10. Kamazama, M. and Anderson, O. L. (1969) *J. Geophys. Res.* **74**, 5961.
11. Kirby, S. H. and Raleigh, C. B. (1973) *J. Geophys. Res.* **78**, 5961.

12. Kohlstedt, D. L. and Goetze, C. (1974) *J. Geophys. Res.* **79**, 2045.
13. Paterson, M. S. (1974) *Proc. 3rd Int. Congress Soc. Rock Mech.*, Denver, **1**, 521.
14. Phakey, P., Dollinger, G. and Christie, J. (1972) *Am. Geophys. Un., Geophys. Monograph Series* **17**, 117.
15. Post, R. L. and Griggs, D. T. (1973) *Science, N.Y.* **181**, 1242.
16. Raleigh, C. B. (1968) *J. Geophys. Res.* **73**, 5391.
17. Raleigh, C. B. and Kirby, S. H. (1970) *Mineral. Soc. Am. Spec. Paper* **3**, 113.
18. Stocker, R. A. and Ashby, M. F. (1973) *Rev. Geophys. Space Phys.* **11**, 391.
19. Young, C. (1969) *Am. J. Sci.* **267**, 841.

к п. 3

1. Ando, K. and Oishi, Y. (1974) *J. Chem. Phys.* **61**, 625.
2. Bratton, R. J. (1969) *J. Am. Ceram. Soc.* **52**, 417.
3. Bratton, R. J. (1971) *J. Am. Ceram. Soc.* **54**, 141.
4. Choi, D. M. (1965) Ph.D. thesis, North Carolina State University at Raleigh (see Choi and Palmour, 1965).
5. Choi, D. M. and Palmour, H., III (1965) Technical Report No. 2, Army Research Office, Durham, USA.
6. Clark, S. P. Jr. (ed.) (1966) *Handbook of Physical Constants. Memoir 97*, The Geological Society of America.
7. *Handbook of Chemistry and Physics* (1972) 52nd edn. Chemical Rubber Co., Ohio.
8. Lewis, M. F. (1966) *J. Acoust. Soc. Am.* **40**, 728.
9. Marsh, D. M. (1964) *Proc. R. Soc. A* **279**, 420.
10. Mitchell, T. E., Hwang, L. and Heuer, A. H. (1976) *J. Mat. Sci.* **11**, 264.
11. Oishi, Y. and Ando, K. (1975) *J. Chem. Phys.* **63**, 376.

12. Palmour, H. III (1966) *Proc. Br. Ceram. Soc.* 6, 209.
 13. Westbrook, J. H. (1966) *Rev. Hautes Temper. et Refract.* 3, 47.

К главе 16

к пп. 1, 2

1. Atkins, A. G., Silvério, A. and Tabor, D. (1966) *J. Inst. Met.* 94, 369.
 2. Barnes, P., Tabor, D. and Walker, J. C. F. (1971) *Proc. R. Soc. Lond.* A234, 127.
 3. Bromer, D. J. and Kingery, W. D. (1968) *J. Appl. Phys.* 39, 1688.
 4. Butkovich, T. R. (1954) Snow, Ice and Permafrost Research Establishment Research Report 20, p. 1.
 5. Butkovich, T. R. and Landauer, J. K. (1960) Snow, Ice and Permafrost Establishment Research Report 72, p. 1.
 6. Dantl, G. (1968) *Phys. Kondens. Mat.* 7, 390.
 7. Fletcher, N. H. (1970) *The Chemical Physics of Ice*. Cambridge University Press. (Cambridge Monographs on Physics).
 8. Frost, H. J., Goodman, D. J. and Ashby, M. F. (1976) *Phil. Mag.* 33, 951.
 9. Glenn, J. W. (1955) *Proc. R. Soc.* A228, 519.
 10. Glenn, J. W. (1968) *Phys. Kondens. Mat.* 7, 43.
 11. Goodman, D. J., Frost, H. J. and Ashby, M. F. (1981) *Phil. Mag.* 43, 665.
 12. Hawkes, I. and Mellor, M. (1972) *J. Glaciol.* 11, 103.
 13. Hobbs, P. V. (1974) *Ice Physics*. Oxford, Clarendon Press.
 14. Kuon, L. G. and Jonas, J. J. (1973) *Physics and Chemistry of Ice* (eds. Whalley, E., Jones, S. J. and Gold, L. W.). Ottawa: Royal Society of Canada, p. 370.

15. Mellor, M. and Testa, R. (1969a) *J. Glaciol.* 8, 131.
 16. Mellor, M. and Testa, R. (1969b) *J. Glaciol.* 8, 147.
 17. Michel, B. (1978) *Can. J. Civil. Eng.* 5, 286.
 18. Muguruma, J. and Higashi, A. (1963) *J. Phys. Soc. Japan* 18, 1261.
 19. Ramseier, R. O. (1967) *J. Appl. Phys.* 38, 2553.
 20. Schultz, H. H. and Knappwost, A. (1968) *Wear* 11, 3.
 21. Steinemann, Von S. (1958) *Beitrage zur Geologie der Schweiz, Hydrologie* Nr. 10, p. 1.
 22. Tabor, D. (1951) *The Hardness of Metals*. Oxford University Press.
 23. Tabor, D. (1970) *The Hardness of Solids*, Reviews in Physics and Technology 1, (3), 145.
 24. Weertman, J. (1969) *J. Glaciol.* 8, 494.
 25. Weertman, J. (1973) *Physics and Chemistry of Ice* (eds. Whalley, E., Jones, S. J. and Gold, L. W.). Ottawa: Royal Society of Canada, p. 362.
 26. Whitworth, R. W., Paren, J. G. and Glenn, J. W. (1976) *Phil. Mag.* 33, 409.

К главе 17

к п. 1

1. Alexander, H. and Haasen, P. (1968) *Solid State Physics* 22, 27.
 2. Amin, K. E., Mukherjee, A. K. and Dorn, J. E. (1970) *J. Mech. Phys. Solids* 18, 413.
 3. Ashby, M. F. and Frost, H. J. (1976) "The Construction of Transient Maps and Structure Maps". Cambridge University Engineering Department Report-CUED/C/ MAPS/TR.26.

4. Bird, J. E., Mukherjee, A. K. and Dorn, J. E. (1969) *Quantitative Relation between Properties and Micro-structure* (eds. Brandon, D. G. and Rosen, A.). Israel University Press, p. 255.
5. Blackburn, L. D. (1972) *The Generation of Isochronous Stress-Strain Curves*. ASME Winter Meeting, NY, published by ASME.
6. Finnie, I. and Heller, W. R. (1959) *Creep of Engineering Materials*, McGraw-Hill.
7. Garofalo, F., Richmond, C., Domis, W. F. and von Gemmingen, F. (1963) in *Joint International Conference on Creep*, Inst. Mech. Eng., London, p. 1.
8. Gilman, J. J. (1969) *Micromechanics of Flow in Solids*, McGraw-Hill.
9. Li, J. C. M. (1963) *Acta Met.* **11**, 1269.
10. Webster, G. A., Cox, A. P. D. and Dorn, J. E. (1969) *Met. Sci. J.* **3**, 221.
- κ π. 2
1. American Institute of Physics Handbook (1972), 34th edn., Table 4g-9.
2. Argon, A. S. (1973) in *The Homogeneity of Plastic Deformation*, A.S.M., Metals Park, Ohio, p. 161.
3. Backofen, W. A. (1964) in *Fracture on Engineering Materials*, A.S.M., Metals Park, Ohio, p. 107.
4. Bai, Y. (1981) Albuquerque Conference on High Strain Rates (to be published).
5. Baron, H. G. (1956) *J. Iron and Steel Inst.* **182**, 354.
6. Carslaw, H. S. and Jaeger, J. C. (1959) *Conduction of Heat in Solids*, Clarendon Press, Oxford.
7. Considère, M. (1885) *Annls. Ponts Chauss* **9**, 574.
- κ π. 3
8. Culver, R. S. (1973) *Metallurgical Effects at High Strain Rates* (eds. Rohde et al.), Plenum, p. 519.
9. Doner, M. and Conrad, H. (1973) *Met. Trans.* **4**, 2809.
10. Estrin, Y. and Kubin, L. P. (1980) *Scripta Met.* **14**, 1359.
11. Geiger, G. H. and Poirier, D. R. (1973) *Transport Processes in Metallurgy*, Addison Wesley, Ch. 7, p. 207 et seq.
12. Harding, J. (1975) *Archivum Mechaniki Stosowanej Warsaw*, **27** (5-6).
13. Klahn, D., Mukherjee, A. K. and Dorn, J. E. (1970) *Proc. 2nd Int. Conf. on Strength of Metals and Alloys*, A.S.M., p. 951.
14. Kocks, U. F., Argon, A. S. and Ashby, M. F. (1975) *Prog. Mat. Sci.* **19**, Ch. 3.
15. Kumar, A., Hauser, F. E. and Dorn, J. E. (1968) *Acta Met.* **16**, 1189.
16. Kumar, A. and Kumble, R. C. (1969) *J. Appl. Phys.* **40**, 3475.
17. Sargent, P. M. and Ashby, M. F. (1983) to be published.
18. Staker, M. R. (1981) *Acta Met.* **29**, 683.
19. Tanaka, K., Ogawa, K. and Nojima, T. (1978) *IUTAM Symposium on High Strain Rate Deformation* (eds. Kawata, K. and Shiori, J.), Springer, NY.
20. Timothy, S. P. (1982) Personal communication.
21. Winter, R. E. (1975) *Phil. Mag.* **31**, 765.
22. Wulf, G. L. (1979). *Int. J. Mech. Sci.* **21**, 713.
23. Zener, C. and Holloman, J. H. (1944) *J. Appl. Phys.* **15**, 22.
1. Arzt, E., Ashby, M. F. and Verrall, R. A. (1982) CUED Report CUED/v/MATS/TR 60, Cambridge University.

2. Ashby, M. F. (1969) *Scripta Met.* **3**, 837; (1972) *Surface Sci.* **31**, 498.
3. Ashby, M. F. and Verrall, R. A. (1973) *Acta Met.* **21**, 149.
4. Burton, B. (1971) *Met. Sci. J.* **5**, 11; (1972a) *Mat. Sci. Eng.* **10**, 9; (1972b) *Phil. Mag.* **25**, 645.
5. Burton, B. and Reynolds, G. L. (1973) *Acta Met.* **21**, 1073.
6. Clegg, W. J. and Martin, J. W. (1982) *Met. Sci.* **16**, 65.
7. Crossland, I. G. (1974) *Phys. Stat. Sol.* **a23**, 231; (1975) in *Physical Metallurgy of Reactor Fuel Elements* (eds. Harris, J. E. and Sykes, E. C.), Metals Society, London, p. 66.
8. Crossland, I. G. and Clay, B. D. (1977) *Acta Met.* **25**, 929.
9. Crossland, I. G. and Jones, R. B. (1977) *Mat. Sci.* **11**, 504.
10. Gleiter, H. (1969) *Acta Met.* **17**, 565.
11. Hayward, E. R. and Greenough, A. P. (1960) *J. Inst. Met.* **88**, 317.
12. Lin, J. and Sherby, O. D. (1981) *Res Mechanica* **2**, 251.
13. Lund, R. W. and Nix, W. D. (1976) *Acta Met.* **24**, 469.
14. Sautter, F. K. and Chen, E. S. (1969) *Proc. 2nd Bolton Landing Conf. on Oxide Dispersion Strengthening*. Gordon & Breach, p. 495.
15. Schöber, T. and Balluffi, R. W. (1970) *Phil. Mag.* **21**, 109.
16. Shewfelt, R. S. W. and Brown, L. M. (1974) *Phil. Mag.* **30**, 1135; (1977) *Phil. Mag.* **35**, 945.
17. Sritharan, T. and Jones, H. (1979) *Acta Met.* **27**, 1293.
18. Towle, D. J. (1975) Ph.D. thesis, University of Sheffield, England.
19. Towle, D. J. and Jones, H. (1976) *Acta Met.* **24**, 399.
20. Whittenberger, J. D. (1977) *Met. Trans.* **8A**, 1155; (1981) *Met. Trans.* **12A**, 193.
1. Ashby, M. F. and Verrall, R. A. (1977) *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **288**, 59.
2. Birch, F. (1966) *Handbook of Physical Constants*. The Geological Society of America Memoir 97, Section 7.
3. Brown, A. M. and Ashby, M. F. (1980) *Acta Met.* **28**, 1085.
4. Chevalier, G. T., McCormick, R. and Ruoff, A. L. (1967) *J. Appl. Phys.* **38**, 3697.
5. Friedel, J. (1964) *Dislocations*. Pergamon, p. 25.
6. Girifalco, L. A. (1964) in *Metallurgy at High Pressures and High Temperatures* (eds. Gachneider, K. A., Hepworth, M. T. and Parlee, N. A. D.), Gordon & Breach, p. 260.
7. Goldstein, J. I., Hanneman, R. E. and Ogilvie, R. E. (1965) *Trans. AIME* **233**, 813.
8. Huntington, H. B. (1958) *Solid State Physics* **7**, 213.
9. Keyes, R. W. (1963) *Solids under Pressure* (eds. Paul, W. and Warschauer, D. M.), McGraw-Hill, p. 71.
10. Kocks, U. F., Argon, A. S. and Ashby, M. F. (1975) *Prog. Mat. Sci.* **19**.
11. Lazarus, D. and Nachtrieb, N. H. (1963) in *Solids under Pressure* (eds. Paul, W. and Warschauer, D. M.), McGraw-Hill, p. 43.
12. Lomer, W. W. (1957) *Phil. Mag.* **2**, 1053.
13. McCormick, P. G. and Ruoff, A. L. (1970) in *Mechanical Behaviour of Materials under Pressure* (ed. Pugh, H. le D.), Elsevier.
14. Peterson, N. L. (1968) *Solid State Physics* **22**, 409.
15. Richmond, O. and Spitzig, W. A. (1980) *Proc. 15th Int. Congress on Theoretical and Applied Mechanics*. IUTAM, Toronto, p. 377.

16. Sammis, C. G. and Smith, J. C. (1981) *J. Geophys. Res.* **86**, 10707.

17. Seeger, A. (1955) *Phil. Mag.* **46**, 1194.

18. Shewmon, P. G. (1963) *Diffusion in Solids*. McGraw-Hill, p. 52.

19. Spitzig, W. A., Sober, R. J. and Richmond, O. (1975) *Acta Met.* **23**, 885; (1976) *Trans. Met. Soc. AIME* **7A**, 1703.

К главе 18

1. Ashby, M. F. and Brown, A. M. (1981) *2nd Risø Conference on Materials Science* (eds. Hanson, N., Horsewell, A., Leffers, T. and Lilholt, H.), p. 1.

2. Ashby, M. F. and Frost, H. J. (1975) *Constitutive Relations in Plasticity* (ed. Argon, A.). MIT Press, p. 116.

3. Bird, J. E., Mukherjee, A. K. and Dorn, J. E. (1969) *Quantitative Relation between Properties and Microstructure* (eds. Brandon, D. G. and Rosen, A.). Haifa University Press, Israel, p. 255.

4. Brown, A. M. (1980) "The Temperature Dependence of the Vickers Hardness of Isostructural Compounds". Ph.D. thesis, University of Cambridge.

5. Brown, A. M. and Ashby, M. F. (1980a) *Acta Met.* **28**, 1085; (1980b) *Scripta Met.* **14**, 1297.

6. Burton, B. (1977), *Diffusional Creep in Polycrystalline Materials*. Trans. Tech. Publications.

7. Chin, G. Y., Van Uiterl, L. G., Green, M. L. and Zydzik, G. (1972) *Scripta Met.* **6**, 475.

8. Dorn, J. E. (1957) *Creep and Recovery*. ASM, Ohio, p. 2255.

9. Kocks, U. F., Argon, A. S. and Ashby, M. F. (1975) *Prog. Mat. Sci.* **19**, 1.

10. McLean, D. and Hale, K. F. (1961) *Structural Processes in Creep*. Iron and Steel Institute, London, p. 86.

11. Mukherjee, A. K., Bird, J. E. and Dorn, J. E. (1969) *Trans. ASM* **62**, 155.

12. Poirier, J. P. (1978) *Acta Met.* **26**, 629.

13. Sherby, O. D. and Armstrong, P. E. (1971) *Met. Trans.* **2**, 3479.

14. Sherby, O. D. and Burke, P. M. (1967) *Prog. Mat. Sci.* **13**, p. 1.

15. Sherby, O. D. and Simnad, M. T. (1961) *Trans. ASM* **Q**, **54**, 227.

16. Sherby, O. D. and Weertman, J. (1979) *Acta Met.* **27**, 387.

К главе 19

к п. 2

1. Hofmann, W. (1970) *Lead and Lead Alloys*, 2nd edn. Springer.

2. Hopkins, L. M. T. and Thwaites, C. J. (1953) *J. Inst. Met.* **82**, 181.

к п. 5

1. Moon, D. and Stickler, R. (1970) *Proc. Second Int. Conf. on the Strength of Metals and Alloys*. Asilomar, A.S.M.

к п. 6

1. Bitans, K. and Whitton, P. W. (1972) *Int. Met. Rev.* **17**, 66.

2. Boothroyd, G. (1965) *Fundamentals of Metal Machining*. Arnold, Ch. 2 and 3.

3. Feltham, P. (1956) *Metal Treatment* **23**, 440.

4. Higgins, R. A. (1970) *Engineering Metallurgy*. Part II: *Metallurgical Process Technology*. English Universities Press.
5. Johnson, W. and Mellor, P. B. (1973) *Engineering Plasticity*. Von Nostrand Reinhold.

к п. 7

1. Budd, W. F., Jensen, D. and Radok, U. (1971) ANARE Report 120, Commonwealth of Australia, Department of Supply.
2. Gow, J., Ueda, H. T. and Garfield, D. E. (1968) *Science* **161**, 1101.

к п. 8

1. Ashby, M. F. and Verrall, R. A. (1977) *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A* **288**, 59.
2. Graham, E. K. and Barsch, G. R. (1969) *J. Geophys. Res.* **64**, 5949.
3. Huntington, H. B. (1958) *Solid State Physics* **7**, 213.
4. Kamazama, M. and Anderson, O. L. (1969) *J. Geophys. Res.* **74**, 5961.
5. McKenzie, D. P. (1968) *The History of the Earth's Crust* (ed. Phinney, R. A.). Princeton University Press, Princeton, N.J.
6. Stocker, R. L. and Ashby, M. F. (1973) *Rev. Geophys. and Space Physics* **11**, 391.

Алюминий 63

Аустенит 69

Бюргерса вектор 25

Ванадий 80

Волочение проволоки, листа и труб 284

Вольфрам 74

Гельмгольца свободная энергия 29

Гиббса свободная энергия для активации процесса перерезания или обхода препятствий 26

Градиент сдвигового напряжения во льду 289

Давление в верхней мантии Земли 292

— влияние на:

ионный объем, параметр решетки и модуль 237

низкотемпературную пластичность 238

ползучесть 240

Двойникование, скоростная зависимость 33

Деформация упругая 215

Дорна постоянная 53

Железо чистое 132

Зависимость скоростная для случая пластической деформации, контролируемой оказываемым решеткой сопротивлением 31

Идеальная прочность при сдвиге 24

Кадмий 97

Карты механизмов деформации:

включающие области, соответствующие высоким скоростям деформации 226
для анализа нитей накаливания 279

— льда 290

— оливина, учитывающие влияние давления 293

— описание условий обработки металлов давлением 286

— сурьмянистого свинца 263

метод использования 259

на неустановившейся стадии, построение 220

Легирование, влияние на:

контролируемое диффузией течение 44

протекающую по степенному закону ползучесть 41

Магний 99

Медь 59

Молибден 86

Напряжение:

приведенное 19

сдвиговое 15

течения атермическое 27

Напряжения:

в антарктической ледниковой шапке 288

в верхней мантии Земли 292

в лопатке турбины, распределение 273

в нити накаливания лампы 276

- в случае объемного напряженного состояния 258
- пороговые для степенного закона ползучести 228
- в чистых материалах 231
- Никель 57, 274
 - дисперсноупрочненный 118
 - твердорастворное упрочнение 117
- Ниобий 84
- Нихромы 117
- Обработка (высокоскоростная) металлов давлением при взрыве 284
- Оливины 195
- Пайерлса напряжение 14
 - силы 28
- Параметры нормированные 245
- Плавнение по границам зерен 211
- Пластическая деформация:
 - контролируемая низкотемпературная 25
 - отдельными препятствиями 26
 - сопротивлением решетки 28
 - фононным или электронным торможением 31
- кристаллических твердых тел 13
- макроскопические переменные 15
- Пластическое течение, описание 24
- Пластичность низкотемпературная 216
 - поликристаллического тела, механизмы 14
- Ползучесть вакансионная при низких напряжениях 231
 - зависимости от напряжения в легированных твердых растворах, группы 41
 - контролируемая:
 - дислокационным скольжением 48
 - диффузией по дислокационным трубкам низкотемпературная 42
 - переползанием 35
 - скольжением + переползанием дислокаций 34
 - по Коблу 44
 - по Набарро-Херрингу 44
 - по Харперу-Дорну 37, 57
- Предел релятивистский 221
- Препятствия для дислокаций, классификация 27
- Приближения, упрощающие рассмотрение структуры материала 18
- Прокатка 283
- Реактор на быстрых нейтронах:
 - анализ механического поведения деталей с использованием карт механизмов деформации 268
 - Конструкция и приблизительный анализ напряженного состояния 266
- Рекристаллизация динамическая, влияние на скорость ползучести 39, 211
- Свинец 66
- Свойства материала, фиксированные зависимости от давления на картах механизмов деформации 243
- Сдвиг адиабатический 223
- Серебро 53
- Скольжение дислокаций, влияние легирующих элементов 32
- Скорость деформации:
 - в верхней мантии Земли 292
 - в случае объемного напряженного состояния 258
 - нити накаливания лампы 276
 - переползания краевой дислокации под воздействием локального нормального напряжения, параллельного вектору Бюргерса 36
- Сплав жаропрочный на никелевой основе MAR-M200 119, 274

Стали нержавеющие типов 316 и 304 136
Сталь, содержащая 1% Cr· Mo V 135
Степенной закон ползучести 217
— — — нарушение 37, 223

Таитал 87

Тейлора ориентационный фактор 29

Температура гомологическая 19

Температуры:

в антарктической ледниковой шапке 288

в верхней мантии Земли 292

в лопатке турбины, распределение 273

Течение:

диффузионное в сплавах и соединениях, контролируемое подвижностью дислокаций 233

контролируемое диффузией 218

Титан 102

Торможение:

коэффициент 31

фононное и электронное 221

Трубы деформированные, исследование 262

Упрочнение деформационное 217

Форстерит 195

Хром 81

Цинк 95

Шпиль «перевернутая», структура 196

Штамповка 283

Экструзия 285

Эффективный коэффициент диффузии 36

Издательство «Металлургия» выпустит в 1989 г. книги по актуальным проблемам черной и цветной металлургии для специалистов металлургической, машиностроительной и других отраслей.

Более подробные сведения об издаваемых книгах Вы найдете в аннотированном тематическом плане выпуска литературы издательства «Металлургия» на 1989 г., с которым можно ознакомиться в книжных магазинах, распространяющих научно-техническую литературу, а также в технических библиотеках.

Номер, указанный в конце библиографического описания книги, соответствует номеру позиции в аннотированном плане 1989 г.

Просим обратить особое внимание на книги, заказы на которые направляются в издательство. В продажу через книжные магазины эти издания не поступят. Заказы на них следует направлять в издательство «Металлургия» по адресу: 119857, Москва, ГСП-3, 2-й Обыденский пер., 14. Отдел распространения.

Автоматизация основных технологических процессов в черной металлургии/Липухин Ю. В., Булатов Ю. И., Кнорр М. и др. 20 л. 4 р. 40 к. (№ 1).

Акользин А. П. Противокоррозионная защита стали пленкообразователями. 14 л. 75 к. (№ 77).

Актуальные проблемы порошковой металлургии/Под ред. Романа О. В., Аруначалама В. С. 15 л. 3 р. 40 к. (№ 50).

Батышев А. И. Кристаллизация металлов и сплавов под давлением. 10 л. 2 р. (№ 106) (Заказы направляются в издательство).

Блинов К. А. Применение акустических колебаний при выплавке стали. 15 л. 80 к. (№ 112) (Заказы направляются в издательство).

Браун Н. В., Глущенко И. М. Перспективные направления развития коксохимического производства. 20 л. 1 р. 50 к. (№ 159) (Заказы направляются в издательство).

Быстрозакаленные металлические сплавы/Под ред. Штиба С., Варлимонта Х. 30 л. 6 р. 40 к. (№ 65).

Вишняков Я. Д., Пискарев В. Д. Управление остаточными напряжениями в металлах и сплавах. 15 л. 3 р. (№ 54).

Гетманец В. В., Шевчук В. Я. Рациональные режимы работы блуминга. 8 л. 45 к. (№ 134) (Заказы направляются в издательство).

Глазунов С. Г., Борзцовская К. М. Порошковая металлургия титановых сплавов. 15 л. 80 к. (№ 129) (Заказы направляются в издательство).

Грачев С. В., Бараз В. Р. Теплостойкие и коррозионностойкие пружинные стали. 10 л. 55 к. (№ 150) (Заказы направляются в издательство).

Дзугутов М. Я. Пластичность и деформируемость высоколегированных сталей и сплавов. 20 л. 4 р. 40 к. (№ 55).

Ефименко С. П., Пилюшенко В. Л., Смирнов А. Н. Пульсационное перемешивание металлургических расплавов. 12 л. 70 к. (№ 113) (Заказы направляются в издательство).

Жадан В. Т., Маневич В. А. Совершенствование технологии прокатки на основе комплексных критериев качества. 10 л. 55 к. (№ 135) (Заказы направляются в издательство).

Жидко А. С. Совершенствование и оптимизация технологии подготовки углей для коксования. 12 л. 2 р. 40 к. (№ 152) (Заказы направляются в издательство).

Жидкофазная эпитаксия кремния/Кожитов Л. В., Липатов В. В., Тимошин А. С., Волков М. П. 15 л. 3 р. (№ 124) (Заказы направляются в издательство).

Кабанова О. В., Максимов Ю. А., Рузинов Л. П. Статистические методы построения физико-химических моделей металлургических процессов. 15 л. 3 р. (№ 103) (Заказы направляются в издательство).

Каплан Б. Я., Филимонов Л. Н., Майоров И. А. Метрология аналитического контроля производства в цветной металлургии. 15 л. 3 р. (№ 145) (Заказы направляются в издательство).

Красавцев Г. Н., Ильичев Ю. И., Кашуба А. И. Рациональное использование и защита водных ресурсов в черной металлургии. 20 л. 1 р. 50 к. (№ 5).

Кузуб В. С. Анодная защита металлов от коррозии. 6 л. 35 к. (№ 78).

Лавренко В. А., Гогоци Ю. Г. Коррозия конструкционной керамики. 15 л. 3 р. (№ 67).

Мальц Н. С. Новое в производстве глинозема по схеме Байер-спекание. 10 л. 55 к. (№ 126).

Металловедение цветных металлов и сплавов. Опыт металлургов ГДР. 6 л. 1 р. 20 к. (№ 68).

Минсеев Г. Г. Биометаллургия золота. 14 л. 80 к. (№ 127).

Мирсалимов В. М., Емельянов В. А. Напряженное состояние и качество непрерывнолитого слитка. 10 л. 55 к. (№ 116).

Николаев Г. А., Фридляндер И. Н., Арбузов Ю. П. Свариваемые алюминиевые сплавы. 20 л. 4 р. 40 к. (№ 70).

Оклей Л. Н., Чхартишвили И. В. Структура металлов при воздействии высоких давлений. 18 л. 4 р. (№ 148) (Заказы направляются в издательство).

Основы аналитической электронной микроскопии/Под ред. Грена Д. Дж., Джоя Д. К., Гольдштейна Дж. И., Ромига А. Д. 35 л. 7 р. 40 к. (№ 71).

Плинер Ю. Л., Кузьмин И. М. Метрологические проблемы аналитического контроля качества металлопродукции. 19 л. 1 р. 10 к. (№ 7).

Порошковая металлургия и высокотемпературные материалы: Пер. с англ./Под ред. Рамакришнана П. 25 л. 5 р. 40 к. (№ 51).

Промышленная технология горячего прессования порошковых изделий/Дорофеев Ю. Г., Гасанов Б. Г., Дорофеев В. Ю. и др. 15 л. 80 к. (№ 142) (Заказы направляются в издательство).

Пути повышения качества гнутых профилей/Тулупов С. А., Ан-

типанов В. Г., Радюкевич К. Л. и др. 5 л 30 к. (№ 139) (Заказы направляются в издательство).

Процессы изостатического прессования/Под ред. Джеймса П. Дж. 17 л. 3 р. (№ 52).

Прочность металлов и сплавов/Под ред. Мак-Куина Х. Дж., Бейлона Дж.-П., Диксона Дж.-И. и др. 25 л. 5 р. 40 к. (№ 73).

Серебрякова Т. И., Неронов В. А., Пешев П. Д. Высокотемпературные бориды. 20 л. 4 р. 40 к. (№ 53).

Сплавы с эффектом памяти формы/Под ред. Фунакубо Х. 20 л. 4 р. 40 к. (№ 74).

Улучшение механических свойств конструкционных сталей. Опыт металлургов ГДР. 14 л. 3 р. (№ 75).

Управление реализацией продукции металлургического предприятия с использованием ЭВМ/Левин Ю. В., Сиволапов В. Г., Данилов Г. В. 6 л. 35 к. (№ 100) (Заказы направляются в издательство).

Ускоренное охлаждение стали/Под ред. Саутвика П. Д. 35 л. 7 р. 40 к. (№ 76).

Федулов Ю. В. Оптимизация хода доменной плавки. 10 л. 55 к. (№ 122) (Заказы направляются в издательство).

Физика прочности волокнистых композиционных материалов с металлической матрицей/Шоршоров М. Х., Устинов Л. М., Гуксян Л. Е. и др. 14 л. 2 р. 80 к. (№ 149) (Заказы направляются в издательство).

Холоденко Е. М., Шарф И. Ф., Хуторецкая И. Ш. Повышение качества продукции цветной металлургии — задачи и стимулы. 7 л. 40 к. (№ 30).

Экспериментальные методы механики деформируемых твердых тел. Технологические задачи обработки давлением/Воронцов В. К., Полухин П. И., Белевитин В. А., Бринза В. В. 30 л. 6 р. 40 к. (№ 56).

НАУЧНОЕ ИЗДАНИЕ

Г. Дж. Фрост, М. Ф. Эшби

КАРТЫ МЕХАНИЗМОВ ДЕФОРМАЦИИ

Редактор издательства А. В. Савенков

Художественный редактор Ю. И. Смурыгин

Технический редактор Корнилова З. М.

Корректоры: В. А. Поткина, Л. А. Сергеева

ИБ № 317М

Сдано в набор 16.12.87 Подписано в печать 09.01.89

Формат бумаги 60×84^{1/16}. Бумага офсетная № 2.

Гарнитура литературная Печать офсетная.

Усл. лч. л. 20,5. Усл. кр. отт. 20,5. Уч. изд. л. 21,77

Тираж 2700. Заказ 3458 Цена 4 р. 70 к

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Металлургия»,
Челябинское отделение. 454000, Челябинск, Красноармейская, 166.

Типография издательства «Челябинский рабочий»,
454080. Челябинск. Свердловский проспект, 60.