

УДК 548.4/620.18

**Дефекты кристаллического строения металлов.** Новиков И. И. Изд-во «Металлургия», 1975. 208 с.

Изложена элементарная теория точечных дефектов, дислокаций и границ зерен, определяющих важнейшие свойства металлов и сплавов. Рассмотрены природа, свойства и поведение вакансий, межузельных и примесных атомов, краевых, винтовых и смешанных, полных и частичных дислокаций, дефектов упаковки в типичных кристаллических решетках металлов, строение мало- и высокоугловых границ. Много внимания уделено модельным представлениям о расположении и движении атомов в области дефектов решетки, для чего использовано большое число наглядных схем.

Книга представляет собой учебное пособие и рассчитана на студентов металлургических и машиностроительных специальностей, а также инженеров. Ил. 160. Табл. 5. Библ. 37 назв.

**Илья Изриэлович НОВИКОВ**  
**ДЕФЕКТЫ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СТРОЕНИЯ МЕТАЛЛОВ**

Редактор издательства **М. С. Архангельская**  
Художественный редактор **Г. А Жегин**  
Технический редактор **Л. В. Добужинская**  
Корректоры **Ф. Б. Цалкина, Е. В. Якимцнская**  
Переплет художника **В. З. Казакевича**

Сдано в набор 20/XI 1974 г. Подписано в печать 23/V 1975 г.

T-10707 Формат бумаги  $60 \times 90 \frac{1}{16}$ . Бумага типографская № 2

Печ. л. 12,0+1,0 на мел. б Уч.-изд. л. 13,85, в т.ч. на мел. б. 1,06 л, Тираж 12500 экз. Заказ 1453

Изд. № 2964 Цена 67 коп.

Издательство «Металлургия». 119031, Москва, Г-34, 2-й Обыденский пер., д. 14

Ленинградская типография № 6 Союзполиграфпрома при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли

193144, Ленинград, С-144, ул. Монсеенко, 10

© Издательство «Металлургия», 1975

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	6
Введение	8
<b>1</b>	
<b>Глава</b>	
<b>ТОЧЕЧНЫЕ ДЕФЕКТЫ</b>	
§ 1. Виды точечных дефектов	11
§ 2. Искажение решетки вокруг точечных дефектов	15
§ 3. Термодинамика точечных дефектов	16
§ 4. Миграция точечных дефектов	18
§ 5. Источники и стоки точечных дефектов	21
§ 6. Комплексы точечных дефектов	22
§ 7. Поведение вакансий при закалке и отжиге	27
§ 8. Методы определения концентрации вакансий, энергии их образования и миграции	27
Список литературы	30
<b>II</b>	
<b>Глава</b>	
<b>ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ДИСЛОКАЦИЙ И ИХ ДВИЖЕНИЕ</b>	
§ 9. Краевая дислокация	31
§ 10. Скольжение краевой дислокации	33
§ 11. Переползание краевой дислокации	39
§ 12. Винтовая дислокация	41
§ 13. Скольжение винтовой дислокации	44
§ 14. Смешанные дислокации и их движение	47
§ 15. Вектор Бюргерса	53
Список литературы	58
<b>III</b>	
<b>Глава</b>	
<b>УПРУГИЕ СВОЙСТВА ДИСЛОКАЦИЙ</b>	
§ 16. Энергия дислокации	59
§ 17. Силы, действующие на дислокацию	62
§ 18. Упругое взаимодействие параллельных краевых дислокаций	65
§ 19. Упругое взаимодействие параллельных винтовых дислокаций	69
Список литературы	70
<b>IV</b>	
<b>Глава</b>	
<b>ДИСЛОКАЦИИ В ТИПИЧНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ</b>	
§ 20. Подразделение дислокаций на полные и частичные	71
§ 21. Энергетический критерий дислокационных реакций	73
§ 22. Плотнейшие упаковки и дефекты упаковки	74
Плотнейшие упаковки	74
Дефекты упаковки	78

§ 23. Характерные полные (единичные) дислокации	81
Полные дислокации в г.п. решетке	81
Полные дислокации в г.ц.к. решетке	86
Полные дислокации в о.ц.к. решетке	89
§ 24. Частичные дислокации Шокли. Растянутые дислокации	90
Частичные дислокации Шокли в г.п. решетке	90
Частичные дислокации Шокли в г.ц.к. решетке	96
Частичные дислокации Шокли в о.ц.к. решетке	99
§ 25. Частичные дислокации Франка	101
§ 26. Стандартный тетраэдр и дислокационные реакции в г.ц.к. решетке	103
Вершинные дислокации и дислокации Ломер—Коттрелла	106
§ 27. Стандартная бипирамида и дислокационные реакции в г.п. решетке	109
§ 28. Дислокационные реакции в о.ц.к. решетке	111
§ 29. Поперечное скольжение и переползание растянутых дислокаций	116
Поперечное скольжение растянутых дислокаций	116
Переползание растянутых дислокаций	118
§ 30. Двойникующая дислокация	118
§ 31. Дислокации в упорядоченных сплавах	121
Список литературы	123

## V

### Глава

#### ПЕРЕСЕЧЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

§ 32. Пересечение единичных дислокаций	124
Пересечение краевых дислокаций	124
Пересечение краевой и винтовой дислокаций	127
Пересечение винтовых дислокаций	128
§ 33. Движение дислокаций с порогами	129
§ 34. Пересечение растянутых дислокаций	132
Список литературы	134

## VI

### Глава

#### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДИСЛОКАЦИЙ С ТОЧЕЧНЫМИ ДЕФЕКТАМИ

§ 35. Взаимодействие дислокаций с примесными атомами	135
Атмосферы Коттрелла	135
Атмосферы Снука	140
Атмосферы Сузуки	140
§ 36. Взаимодействие дислокаций с вакансиями и межузельными атомами	141
Список литературы	142

## VII

### Глава

#### ОБРАЗОВАНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

§ 37. Происхождение дислокаций	143
§ 38. Сетки дислокаций. Плотность дислокаций	146
§ 39. Размножение дислокаций при пластической деформации	149
Список литературы	154

**VIII**  
**Глава**  
**ГРАНИЦЫ ЗЕРЕН И СУБЗЕРЕН**

§ 40. Малоугловые	156
§ 41. Высокоугловые	160
Список литературы	171

**IX**  
**Глава**  
**ТОРМОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ**

§ 42. Сила Пайерлса	172
§ 43. Торможение дислокаций при их упругом взаимодействии и пересечении с другими дислокациями	175
§ 44. Торможение дислокаций границами зерен и субзерен	178
§ 45. Торможение дислокаций дисперсными частицами	179
Выгибание дислокаций между дисперсными частицами	180
Локальное поперечное	180
Перерезание дислокациями дисперсных частиц	181
§ 46. Торможение дислокаций атомами примесей и легирующих элементов	182
Торможение дислокаций атмосферами Коттрелла, Сузуки и Снука	182
Торможение дислокаций в твердых растворах	184
Список литературы	185

**X**  
**Глава**  
**МЕТОДЫ ВЫЯВЛЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ В МЕТАЛЛАХ**

§ 47. Получение увеличенного изображения кристаллической решетки	186
§ 48. Наблюдение линий декорированных дислокаций в световом микроскопе	187
§ 49. Метод ямок травления	188
§ 50. Просвечивающая электронная микроскопия	190
Список литературы	194

**ПРИЛОЖЕНИЕ**

Кристаллографические индексы плоскостей и направлений в кубической и гексагональной решетках	195
Кубическая решетка	195
Гексагональная решетка	197
Предметный указатель	199

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Учение о дефектах (несовершенствах) кристаллического строения металлов давно завоевало прочные позиции как один из ведущих разделов теоретического металловедения. Вместе с тем в учебниках по металловедению и металлографии, в том числе изданных в последние годы, сведения о точечных дефектах, дислокациях и строении границ зерен настолько кратки, что их явно недостаточно для понимания металловедческой литературы, широко использующей представления о дефектах кристаллического строения.

Данная книга, в основу которой положен курс лекций, прочитанных автором в Московском институте стали и сплавов, представляет собой учебное пособие для студентов-металловедов. Она рассчитана также на инженеров, повышающих свою квалификацию.

В пособии изложены только элементы теории несовершенств металлических кристаллов. Приложения же этой теории к анализу процессов кристаллизации, фазовых превращений в твердом состоянии, деформации и разрушения, к анализу механических и физических свойств и др. не рассматриваются, так как эти вопросы являются неотъемлемой частью соответствующих самостоятельных разделов металловедения, физики металлов, теории термической обработки и механических свойств.

По наблюдениям автора, главной трудностью для начинающих является овладение чисто геометрическими представлениями теорий дефектов кристаллической решетки. Поэтому большое внимание в книге уделяется модельным представлениям о расположении и движении атомов в области несовершенств с соответствующей привязкой их к кристаллографическим плоскостям и направлениям в типичных металлических решетках. Сведения из кристаллографии, необходимые для чтения книги, даны в приложении.

Опыт использования учебного пособия показал, что принятый подход к изложению учения о дефектах кристаллической решетки методически вполне оправдан, а материал книги достаточен, чтобы на базе этого учения проанализировать в качественной форме многие металловедческие вопросы. Для более глубокого изучения несовершенств кристаллов можно отослать читателя к фундаментальным трудам Ж. Фриделя «Дислокации» (1967 г.),

Дж. Хирта и И. Лоте «Теория дислокаций» (1972 г.), а также к источникам, указанным в списках литературы к главам.

Отобранный для пособия материал оказался стабильным, не устарев за семь лет после выхода первого издания. Второе издание расширено, в него введен раздел о строении высокоугловых границ, более подробно рассмотрены характерные дислокации и дислокационные реакции в металлах с о.ц.к. и г.п. решетками, сделаны дополнения к разным разделам. Первоначальное название книги «Дефекты кристаллической решетки металлов» несколько изменено в соответствии с наименованием курса в новом учебном плане, утвержденном для студентов, специализирующихся по металлосведению и термической обработке.

Автор глубоко признателен проф. Б. А. Колачеву за ценную критику рукописи и доцентам В. С. Золоторевскому и В. К. Портному за обсуждение методики изложения разделов, наиболее трудных для студентов.

## ВВЕДЕНИЕ

В металловедении одним из основных является представление о кристалличности металлических зерен. После того как с помощью рентгеноструктурного анализа была окончательно доказана правильность этого положения и появилась возможность количественно определять расположение атомов по узлам кристаллической решетки, в металловедении длительное время при трактовке природы металлов и сплавов, их свойств и происходящих в них процессов исходили из представления о закономерном расположении атомов в пространстве. Используя эти представления, легко было понять, например, анизотропию свойств и направленность скольжения при пластической деформации. Важнейшие вопросы прочности и пластичности невозможно было решить, не используя данных о правильном кристаллическом строении металлических зерен.

Но уже начиная с середины тридцатых годов стал быстро возрастать интерес к отступлениям от правильного кристаллического строения, к разного рода дефектам решетки. Накапливалось все больше и больше данных, говорящих о том, что эти дефекты оказывают решающее влияние на прочность и пластичность металлов и сплавов, а также на многие другие свойства. Довольно быстро развилось учение о дефектах реальных кристаллов, превратившееся в большой раздел современной физики твердого тела.

К концу пятидесятых годов исследователи уже располагали не только косвенными, но и прямыми структурными методами изучения всех видов дефектов кристаллического строения металлов. Фундаментальные представления о дефектах металлических кристаллов, которые ранее были гипотетическими или формировались на основе чисто теоретического анализа и косвенных фактов, теперь получили прямое экспериментальное подтверждение. В частности, были получены изображения вакансий, межузельных атомов и отдельных атомных слоев в области дислокации.

Для металловедения наиболее существенно то, что стало возможно экспериментально определять количество и расположение разного типа дефектов кристаллического строения непосредственно в промышленных сплавах, изучать появление, исчезновение и перераспределение дефектов в кристаллах при литье, обработке давлением, термической обработке и эксплуатации изделий. Это не только позволило глубже понять поведение металлических материалов в разных условиях обработки и эксплуатации, но и открыло новые возможности для целенаправленного формирования оптимальной структуры, обеспечивающей заданные свойства материала. Вот почему учение о дефектах кристаллического строения металлов, начиная с пятидесятых годов, пронизывало уже многие разделы металловедения и теории термической обработки металлов. Сейчас без использования представлений о дефектах реальных металлических кристаллов невозможно изучать пластическую деформацию металлов и сплавов, упрочнение, разрушение, рекристаллизацию, мартенситные превращения, процессы старения сплавов и др. Решение проблем прочности и пластичности «на атомном уровне» целиком зависит от успехов учения о дефектах кристаллов.

Если в начальный период развития металловедения внимание исследователей было обращено на эксперименты, доказывающие геометрически правильное атомное строение твердых металлов, то в настоящее время важнейшая задача металловедения — исследование неправильностей (дефектов) атомнокристаллической структуры металлических зерен и установление связи этих дефектов с процессами, происходящими в металлах и сплавах, и их свойствами.

#### *Классификация дефектов кристаллической решетки*

Дефекты (несовершенства) кристаллического строения подразделяют по геометрическим признакам на точечные (нульмерные), линейные (одномерные), поверхностные (двумерные) и объемные (трехмерные).

Точечные дефекты малы во всех трех измерениях; их размеры по всем направлениям не больше нескольких атомных диаметров. К точечным дефектам относятся вакансии, межузельные атомы, примесные атомы и их комплексы,

Линейные дефекты малы (имеют атомные размеры) в двух измерениях, а в третьем они значительно большего размера, кото-

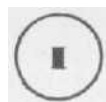


рый может быть соизмерим с длиной кристалла. К линейным дефектам относятся дислокации, цепочки вакансий и межузельных атомов.

Поверхностные, в частном случае плоские, дефекты малы только в одном измерении. К ним относятся границы зерен, блоков и двойников, дефекты упаковки, границы доменов в сверхструктуре.

Точечные, линейные и поверхностные дефекты являются микроскопическими — минимум в одном измерении их протяженность измеряется атомными диаметрами. В отличие от них объемные дефекты в атомном масштабе макроскопические — они имеют во всех трех измерениях относительно большие размеры, несоизмеримые с атомным диаметром. К объемным дефектам относятся поры, трещины и царапины. Когда говорят о несовершенствах металлических кристаллов, то чаще всего имеют в виду микроскопические дефекты.

Искажения решетки, связанные с тепловыми колебаниями, так же как и упругие деформации, отличающие реальный кристалл от идеального, не относят к несовершенствам. Таким образом, следует различать идеальный кристалл, являющийся застывшей схемой, в которой неподвижные атомы образуют правильную систему точек, и реальный несовершенный кристалл, содержащий точечные, линейные, поверхностные и объемные дефекты или один из этих видов дефектов. Из-за дефектов в несовершенном кристалле расположение точек, вблизи которых колеблются атомы, не соответствует правильной системе точек в идеальном кристалле. Широко используемое понятие реальный совершенный кристалл условно, так как в реальном кристалле всегда должны содержаться точечные дефекты (вакансии и межузельные атомы), равновесная концентрация которых определяется температурой (см. § 3). Совершенным обычно принято называть реальный кристалл без дислокаций и субграниц.



## ГЛАВА ТОЧЕЧНЫЕ ДЕФЕКТЫ

### § 1. ВИДЫ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ

Простейшие точечные дефекты — *вакансии, межузельные атомы, примесные атомы внедрения и примесные атомы замещения.*

Вакансии, или «дырки», представляют собой узлы решетки, в которых отсутствуют атомы. Примесные атомы внедрения находятся в межузлиях решетки, образуя раствор внедрения. Поэтому целесообразно, для большей определенности, межузельные атомы основного металла не называть атомами внедрения, под которыми будем подразумевать только чужеродные атомы, находящиеся между узлами решетки.

Примесные атомы замещения находятся в узлах решетки, занимая места атомов основного металла, т.е. образуя раствор замещения.

Вакансии и атомы замещения могут находиться в любых узлах решетки. Межузельные атомы и примесные атомы внедрения располагаются не в любом межузлии, а преимущественно в таких местах (пустотах), где для них имеется больше свободного пространства. Размеры и расположение этих пустот можно определить, если рассматривать атомы как жесткие сферы.

*Гранецентрированная кубическая решетка* представляет собой один из вариантов плотнейшей упаковки шаров (атомов) одинакового размера, при которой каждый шар третьего слоя расположен над лунками первого слоя (АВСАВС...). Коэффициент компактности такой упаковки (отношение объема, занятого шарами, ко всему объему упаковки) равен 0,7405.

Следовательно, немногим более  $\frac{1}{4}$  пространства, занятого кристаллом, приходится на пустоты между шарами. Эти пустоты относятся к двум типам. Одни пустоты расположены между четырьмя соприкасающимися шарами (в лунке, образованной тремя шарами одного слоя, находится шар следующего слоя, лунка как бы прикрыта шаром). Центры этих четырех шаров образуют тетраэдр. Поэтому пустота называется тетраэдрической (рис. 1). В тетраэдрическую пустоту можно вписать сферу радиусом  $0,22r$ , где  $r$  — радиус атомов (шаров) в узлах решетки. На рис. 2 расположение тетраэдрических пустот показано крестиками, находящимися на пространственных диагоналях куба на расстоянии одной четверти диагонали от вершины элементарной ячейки.

Другие пустоты расположены между шестью соприкасающимися шарами: три шара в одном слое находятся над тремя шарами другого слоя так, что лунки двух слоев образуют одну большую пустоту. Центры этих шести шаров расположены по вершинам октаэдра, и поэтому пустота между ними называется октаэдрической (см. рис. 1). В октаэдрическую пустоту можно вписать сферу радиусом  $0,41r$ . Расположение октаэдрических пустот на рис. 2 показано точками. Одна такая точка находится в центре объема элементарной ячейки, а другие — посередине ребер. Соответству-

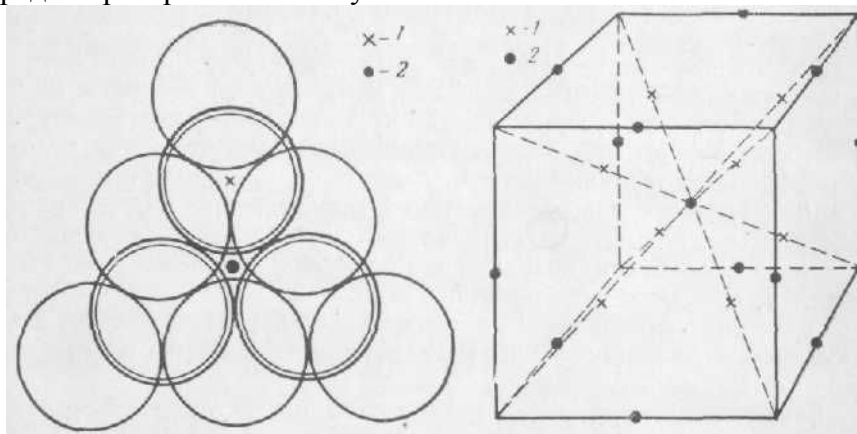


Рис. 1. Тетраэдрическая (1) и Рис. 2, Положение тетраэдрических октаэдрическая (2) пустоты в (1) и октаэдрических (2) пустот в двухслойной плотнейшей г.ц.к. решетке. Атомы не показаны упаковке. Атомы верхнего слоя изображены в виде двойных окружностей

ющие им пустоты структурно эквивалентны, не отличимы одна от другой, так как атомы в центрах граней структурно эквивалентны атомам по вершинам элементарных ячеек (атомы в центрах граней «одной» г.ц.к. решетки являются вершинами элементарных ячеек «другой» г.ц.к. решетки; выбор одних атомов в качестве вершин куба, а других — в качестве центров граней произволен). На каждый атом г.ц.к. решетки приходится две тетраэдрические и одна октаэдрическая пустоты.

В гексагональной плотно упакованной решетке шары третьего слоя находятся над шарами первого слоя (АВЛВЛВ...). В г.п. решетке, как и в г.ц.к. решетке, на каждый атом приходится две тетраэдрические и одна октаэдрическая пустоты, в которые можно вписать сферы радиусом  $0,22r$  и  $0,41r$  соответственно; коэффициент компактности г.п. решетки также равен  $0,7405$  (эти цифры характеризуют г.п. решетку с соотношением осей  $c/a = 1,633$ ). Тетраэдрическая пустота находится между тремя атомами базисной плоскости и одним атомом внутри объема гексагональной призмы, а октаэдрическая — между тремя атомами базисной плоскости и тремя атомами внутри объема гексагональной призмы (рис. 3).

**Объемноцентрированная кубическая решетка** не относится к предельно плотной упаковке; ее коэффициент компактности равен 0,68. В связи с этим на первый взгляд может показаться, что пустоты в такой структуре должны иметь больший размер, чем в г.ц.к. и г.п. решетках. В действительности же в этом случае наблюдается прямо противоположная картина.

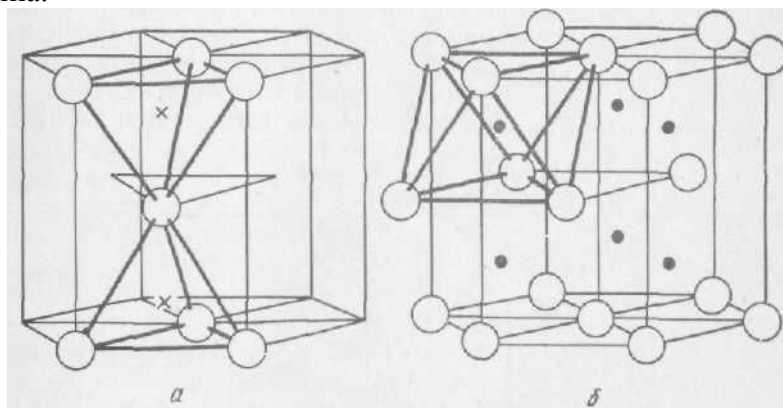


Рис. 3. Положение тетраэдрических (а) и октаэдрических (б) пустот в г.п. решетке

На рис. 4 показана элементарная ячейка о.ц.к. решетки с октаэдрическими и тетраэдрическими пустотами. Точка в центре правой боковой грани отмечает положение октаэдрической пустоты, окруженной четырьмя атомами по

вершинам этой грани (на расстоянии  $\frac{a\sqrt{2}}{2} = 0,71a$ ) и двумя

атомами, центрирующими объемы двух соседних ячеек (на расстоянии  $0,5a$  от центра пустоты).

Октаэдрическое окружение из (4 + 2) атомов показано также на рис. 5. Таким

образом, октаэдрическая пустота в о.ц.к. решетке явно

неравноосна. Эта пустота весьма небольшая, так как атомы,

находящиеся в центре объемов двух соседних элементарных

ячеек, сильно выступают один навстречу другому по

направлению к грани. В октаэдрическую пустоту можно

вписать шар радиусом всего  $0,154r$ . Октаэдрические пустоты в

середине ребер элементарной ячейки структурно эквивалентны

пустотам в центре граней, так как атомы в вершинах куба

структурно

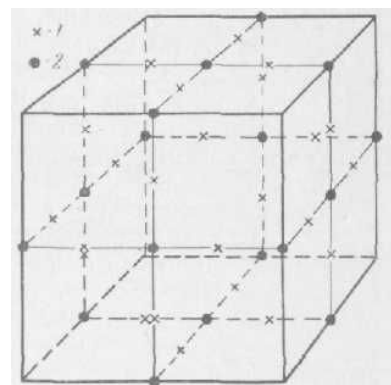


Рис. 4. Положение тетраэдрических (1) и октаэдрических (2) пустот в о. ц.к. решетке. Атомы не показаны

эквивалентны атомам в центре объема ячеек (атомы в центре объема ячеек «одной» решетки являются атомами в вершинах кубических ячеек «другой» в точности такой же решетки, смещенной по отношению к первой решетке на половину пространственной диагонали куба).

На рис. 6 тетраэдрическая пустота окружена четырьмя атомами: двумя на ребре куба и двумя в центре объема смежных ячеек, т. е. также на ребре кубической ячейки «смещенной» решетки. Эти пары атомов расположены на взаимно перпендикулярных прямых. Тетраэдрическая пустота в о.ц.к. решетке больше, чем октаэдрическая (в противоположность г.ц.к. и г.п. решеткам); в нее можно вписать шар радиусом  $0,291r$ .

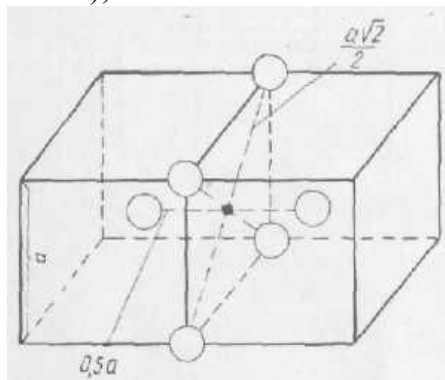


Рис. 5. Шесть атомов, окружающих октаэдрическую пустоту в о.ц.к. решетке

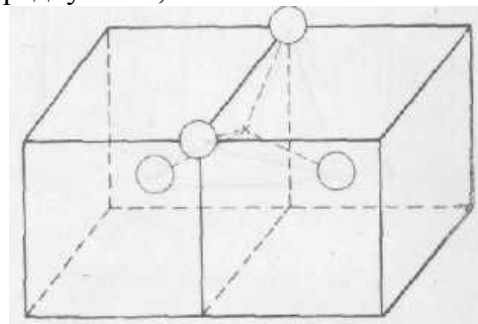


Рис. 6. Четыре атома, окружающих тетраэдрическую пустоту(х) в о. ц.к. решетке

Но это все равно меньше, чем размер октаэдрических пустот в предельно плотных упаковках. Меньший коэффициент компактности о.ц.к. решетки (большая «рыхлость» упаковки) по сравнению с г.ц.к. и г.п. решетками обусловлен большим числом пустот. На каждый атом в о.ц.к. решетке приходится три октаэдрические и шесть тетраэдрических пустот, в то время как в г.ц.к. и г.п. решетках — одна и две пустоты соответственно.

Если внедряется атом с размером, превышающим размер пустоты, то он должен раздвинуть соседние атомы. При этом вокруг тетраэдрической пустоты сразу смещаются четыре атома в направлениях довольно плотной упаковки, что вызывает значительное перекрытие взаимоотталкивающихся электронных облаков. Вокруг октаэдрической пустоты при этом смещаются два атома вдоль ребра куба, т.е. вдоль направления с малой плотностью упаковки атомов. Поэтому примесные атомы внедрения в о.ц.к. решетке могут легко размещаться в меньших по размеру октаэдрических пустотах. Так размещаются, например, атомы углерода в решетке  $\alpha$ -Fe. В молибдене же атомы углерода занимают тетраэдрические пустоты. Как видно, два типа пустот в о.ц.к. решетке не сильно различаются между собой по энергии внедренных атомов

## § 2. ИСКАЖЕНИЕ РЕШЕТКИ ВОКРУГ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ

Вокруг пустого узла или атома в междоузлии решетка искажена. Точечный дефект можно рассматривать в первом приближении как центр сжатия (вакансия) или расширения (атом в междоузлии) в упругой среде. Из математической теории упругого поля в непрерывной среде следует, что напряжения и деформации вокруг такого центра убывают обратно пропорционально третьей степени расстояния от него. Только на расстоянии одного-двух атомных диаметров от центра дефекта создаются заметные смещения. Эта область называется ядром дефекта. Расположение атомов в ядре нельзя описать, исходя из теории упругости, которая оперирует понятиями сплошной среды и не учитывает дискретного атомного строения металла. Учет сил межатомного взаимодействия приводит к следующим результатам, которые не очевидны при простом рассмотрении, например, вакансий как центров сжатия.

В г.ц.к. решетке вокруг вакансии ближайшие соседи смещены на  $-0,84\%$  межатомного расстояния в сторону вакансии<sup>1</sup>.

Второй слой атомов смещен по направлению от вакансии на  $+0,25\%$ , а третий слой — в сторону вакансии на  $-0,03\%$ .

На рис. 7 показано расположение атомов в плоскости куба  $\{100\}$  вокруг вакансии (пунктирный круг) в центре грани кубической ячейки (атомы не смещены, так как место будущей вакансии пока еще заполнено). Атомы первого слоя находятся по отношению к вакантному узлу на направлениях  $\langle 110 \rangle$ , а атомы второго слоя — на направлениях  $\langle 100 \rangle$ . Направления смещения атомов обоих слоев указаны стрелками. Таким образом, поле смещений сильно анизотропно — по разным направлениям смещения имеют разный знак и разную величину.

Вокруг межузельного атома ближайшие соседи смещены по направлению от него на расстояния, достигающие  $20\%$  межатомного расстояния, а атомы второго слоя смещены по направлению к межузельному атому. Здесь также наблюдается анизотропия поля смещений.

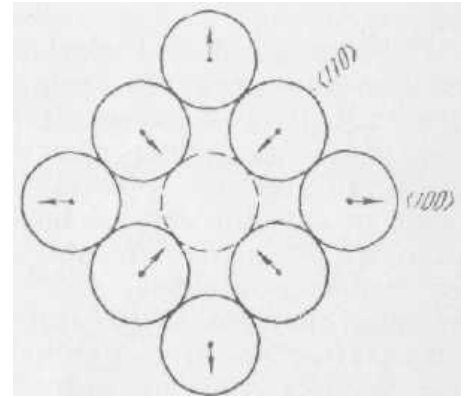


Рис. 7. Направления смещения атомов вокруг вакансии в плоскости  $\{100\}$  г.ц.к. решетки

<sup>1</sup> В чисто ионных кристаллах вокруг вакансий ближайшие соседи смещены наружу, так как все они имеют заряд одного знака. На месте же вакансии ранее находился ион с зарядом другого знака, притягивавший своих соседей. Например, вакансия отрицательного иона несет положительный заряд и отталкивает своих ближайших положительно заряженных соседей.

Из приведенных данных видно, что заметные смещения вокруг вакансий наблюдаются только в первых двух слоях соседних атомов, причем эти смещения очень невелики и составляют доли межатомного расстояния. Естественно, что вокруг межузельного атома в плотной упаковке смещение соседей больше, чем вокруг вакансий.

Быстрое затухание атомных смещений при удалении от точечного дефекта означает, что межатомные силы являются силами близкого действия, резко падающими при увеличении расстояния.

### § 3. ТЕРМОДИНАМИКА ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ

Точечные дефекты повышают энергию кристалла, так как на образование каждого дефекта была затрачена определенная энергия. Точный расчет этой энергии затруднителен и должен учитывать несколько явлений, возникающих при образовании дефекта. Упругая деформация обуславливает очень малую долю энергии образования вакансии, так как смещения ионов не превышают 1% и соответствующая им энергия деформации решетки составляет всего лишь десятые доли электрон-вольта. При образовании межузельного атома смещения соседних ионов могут достигать 20% от межатомного расстояния, а соответствующая им энергия упругой деформации решетки — нескольких электрон-вольт.

Основная доля энергии образования точечного дефекта связана с нарушением периодичности атомной структуры и сил связи между атомами. Точечный дефект в металле взаимодействует со всем электронным газом. Удаление положительного иона из узла равносильно внесению точечного отрицательного заряда; от этого заряда отталкиваются электроны проводимости, что вызывает повышение их энергии.

Теоретические расчеты показывают, что энергия образования вакансии в г.ц.к. решетке меди составляет около 1 эВ, а межузельного атома — от 2,5 до 3,5 эВ.

Несмотря на увеличение энергии кристалла при образовании точечных дефектов, они могут находиться в термодинамическом равновесии в решетке, так как их образование приводит к росту энтропии. Как известно, равновесное состояние характеризуется минимумом свободной энергии. Свободная энергия  $F = U - TS$ . При образовании точечных дефектов растет полная энергия кристалла  $U$ , но одновременно возрастает и связанная энергия  $TS$ . При повышенных температурах рост энтропийного члена  $TS$  из-за образования точечных дефектов компенсирует рост полной энергии кристалла  $U$ , и свободная энергия оказывается минимальной.

Как известно из курса физической химии, энтропия системы есть функция вероятности ее состояния:  $S = k \ln W$ , где  $k$  — константа Больцмана;  $W$  — число микросостояний или термоди-

намическая вероятность данного макросостояния. Если макросостояние задается температурой, давлением и молярным объемом, то микросостояние задается положением, скоростью и направлением движения каждой частицы.

Точечные дефекты сильно увеличивают конфигурационную энтропию кристалла. Если идеальный кристалл состоит из  $N$  одинаковых атомов, то для него характерна только одна структурная конфигурация; если атомы поменять местами, то ничего не изменится, так как атомы одного сорта неразличимы.

Заменив всего лишь один атом на вакансию, мы увеличиваем число возможных структурных конфигураций с 1 до  $N$  (вакансия может находиться в любом из  $N$  узлов решетки). При увеличении числа вакансий резко возрастает число возможных способов размещения атомов по узлам решетки. Если в кристалле имеется  $N$  атомов и  $n$  вакансий, то число структурных конфигураций равно  $\frac{(N+n)!}{N!n!}$ . Из-за вакансий конфигурационная энтропия возрастает на

$$\Delta S = k \ln \frac{(N+n)!}{N!n!}. \quad (1)$$

Если энергию образования одной вакансии обозначить через  $E_o$ , то увеличение внутренней энергии кристалла  $\Delta U$  при образовании  $n$  вакансий будет равно  $nE_o$ . Тогда изменение свободной энергии при образовании вакансий

$$\Delta F = \Delta U - T\Delta S = nE_o - kT \ln \frac{(N+n)!}{N!n!}.$$

Чтобы избавиться от факториалов, используем приближенную формулу Стирлинга:  $\ln x! = x \ln x - x$  (она очень точна при больших значениях  $x$ ). Тогда

$$\Delta F = nE_o - kT[(N+n)\ln(N+n) - N\ln N - n\ln n].$$

Теперь легко подсчитать равновесную концентрацию вакансий, приравняв к нулю первую производную от  $\Delta F$  по  $n$ :  $E_o - kT[\ln(N+n) - \ln n] = 0$ . Отсюда получаем  $\frac{n}{N-n} = \ell^{\frac{-E_o}{kT}}$ .

Так как  $N$  намного больше  $n$ , то можно написать

$$\frac{n}{N} = \ell^{\frac{-E_o}{kT}} \quad (2)$$

где  $\frac{n}{N}$  и есть равновесная концентрация вакансий.

Тот же вывод и конечная формула справедливы для межузельных атомов.

Более точный расчет учитывает не только конфигурационную, но и колебательную энтропию при образовании точечных дефектов. Вблизи точечных дефектов оказывается измененной частота коле-



баний атомов. Например, вокруг вакансий соседи связаны менее жестко и стремятся совершать колебания в направлении к центру вакансии с частотой меньше нормальной частоты колебаний атомов в решетке. В результате этого увеличивается число вероятных микросостояний, и энтропия дополнительно возрастает. Однако в металлах изменение частоты колебаний атомов вокруг вакансии лишь порядка нескольких процентов, и поэтому поправку, на колебательную энтропию при расчете равновесной концентрации вакансий можно не производить.

Полученная выше формула показывает, что концентрация вакансий должна сильно зависеть от температуры. Например, если для энергии образования вакансии в меди принять значение 1,1 эВ, то получим следующие расчетные величины концентрации вакансий:

T, °K	300	700	1100	1350
$\frac{n}{N}$	$10^{-19}$	$10^{-8}$	$10^{-5}$	$10^{-4}$

Формула для расчета  $\frac{n}{N}$  проста, но точные количественные значения при ее использовании можно получить, только зная величину энергии образования дефекта. Рассчитать же теоретически эту величину, исходя из теории сил межатомной связи, весьма трудно<sup>2</sup>. Поэтому приходится довольствоваться при теоретическом расчете концентрации точечных дефектов лишь приближенными оценками. Приближенные оценки дают очень важную информацию о точечных дефектах. Например, в плотных упаковках энергия образования вакансий в несколько раз меньше энергии образования межузельных атомов. Так как энергия образования дефекта входит в показатель степени, то это различие обуславливает громадную разницу в концентрации вакансий и межузельных атомов. По одной из оценок, при 1000° С в меди концентрация межузельных атомов составляет всего лишь  $10^{-30}$ , что на 35 порядков меньше концентрации вакансий при этой температуре. В плотных упаковках, какие характерны для большинства металлов, очень трудно образовываться межузельным атомам, и вакансии в таких кристаллах являются основными точечными дефектами (не считая примесных атомов).

#### § 4. МИГРАЦИЯ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ

Атомы, совершающие колебательное движение, непрерывно обмениваются энергией. Из-за хаотичности теплового движения энергия неравномерно распределена между разными атомами.

---

<sup>2</sup> Определив из прямых опытов концентрацию точечных дефектов, легко рассчитать по указанной формуле энергию их образования (см. § 8).

В какой-то момент атом может получить от соседей такой избыток энергии, что он займет соседнее положение в решетке. Так осуществляется миграция (перемещение) точечных дефектов в объеме кристаллов.

Если один из атомов, окружающих вакансию, переместится в вакантный узел, то вакансия соответственно переместится на его место. Последовательные элементарные акты перемещения определенной вакансии осуществляются разными атомами. На

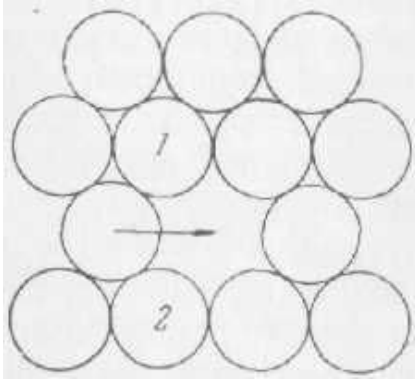


Рис. 8. Перемещение атома на вакантное место в слое плотнейшей упаковки

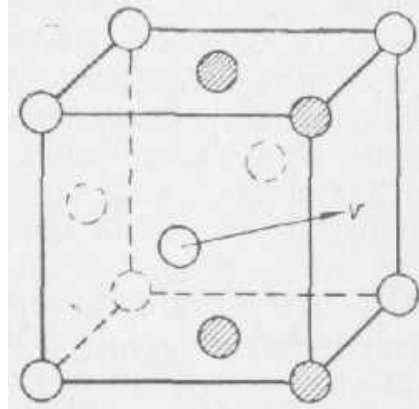


Рис. 9. Перемещение атома в вакантный узел (v) в г.ц.к. решетке

рис. 8 показано, что в слое плотноупакованных шаров (атомов) для перемещения одного из шаров в вакантное место он должен несколько раздвинуть шары 1 и 2. В г.ц.к. решетке для перемещения атома из центра передней грани в вакантный узел, находящийся в центре боковой грани, необходимо несколько раздвинуть

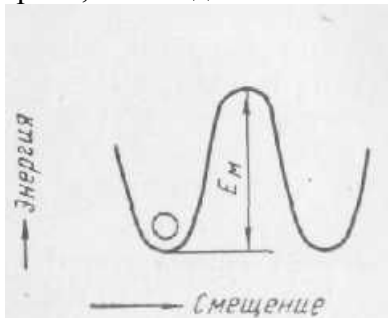


Рис. 10. Изменение энергии атома при перемещении его в вакантный узел

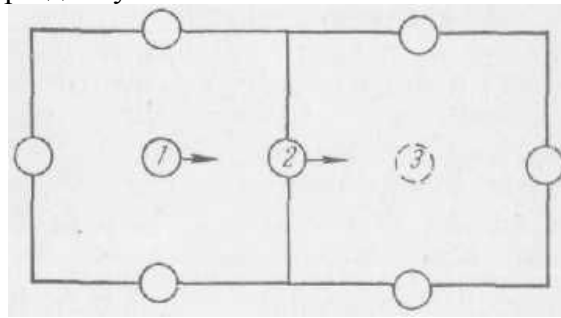


Рис. 11 Диффузия в г.ц.к. решетке по механизму вытеснения

четыре других атома, показанных на рис. 9 штриховкой и являющихся общими соседями, равноудаленными от вакантного узла. «Протискивание» между четырьмя соседями необходимо для перехода любого из атомов в вакантный узел в г.ц.к. решетке. Следовательно, для перехода из положения в узле, где энергия атома минимальна, в соседний вакантный узел, где энергия также минимальна, атом должен пройти через состояние с повышенной потенциальной энергией, преодолеть энергетический барьер (рис. 10).

Для этого и необходимо атому получить от соседей избыток энергии, который он теряет, «протискиваясь» в новое положение. Высота энергетического барьера  $E_m$  (см. рис. 10) называется *энергией миграции вакансии*, а точнее — энергией активации миграции вакансии. При передвижении атома в вакантный узел смещение соседних атомов невелико и энергия миграции вакансии относительно небольшая.

Легко себе представить, что энергия миграции по междоузлиям в плотной упаковке для межузельных атомов должна быть несравненно более высокой, так как для перехода межузельного атома из одной октаэдрической пустоты в другую требуется очень сильно раздвигать соседние атомы, находящиеся между октаэдрическими пустотами. Чтобы избежать этой трудности, для межузельных атомов был предложен механизм диффузии вытеснением. Например, межузельный атом 1, находящийся в октаэдрической пустоте в центре объема элементарной ячейки г.ц.к. решетки (рис. 11), вытесняет соседний атом 2, сидящий в центре грани, в октаэдрическую пустоту 3 в центре объема соседней элементарной ячейки, а сам занимает место атома в центре грани (плоскость чертежа на рис. 11 проходит через центры объемов двух соседних ячеек; атомы на сторонах квадратов находятся в центре граней этих ячеек). При таком механизме искажение решетки при элементарном акте диффузии несравненно меньше, чем при простом «протискивании» межузельного атома между атомами, находящимися в узлах решетки. Интересны расчеты энергий образования и миграции вакансий и межузельных атомов в меди; для миграции межузельных атомов был принят механизм вытеснения. Оказалось, что хотя межузельные атомы образуются значительно труднее, чем вакансии, мигрируют они очень легко.

Ниже приведены рассчитанные значения энергии образования ( $E_o$ ) и миграции ( $E_m$ ) точечных дефектов в меди, эВ:

	$E_o$	$E_m$
Вакансия	$1,5 \pm 0,5$	$1 \pm 0,5$
Межузельный атом	$4,5 \pm 1$	$0,16 \pm 0,10$

Поскольку равновесная концентрация вакансий несоизмеримо велика по сравнению с концентрацией межузельных атомов, в процессах самодиффузии, т.е. перемещения атомов основного металла в своей решетке, главную роль играет вакансионный механизм.

В этом случае коэффициент самодиффузии пропорционален концентрации вакансий и их подвижности, а энергия активации самодиффузии  $E_d^*$  равна сумме энергий образования и миграции вакансий:

$$E_d = E_o + E_m. \quad (3)$$

---

\* Энергия активации диффузии определяет температурную зависимость коэффициента диффузии:  $D = D_0 \exp\left(-\frac{E_0}{kT}\right)$

Атомы примесей замещения мигрируют с помощью *вакансионного механизма* так же, как и атомы основного металла, но соответствующие элементарные акты миграции совершаются в этом случае значительно реже, ибо вероятность нахождения вакансии рядом с атомом примеси безусловно меньше, чем вероятность пребывания вакансии рядом с атомом основного металла.

Маленькие атомы примесей внедрения в отличие от больших межузельных атомов могут интенсивно мигрировать в решетке, так как при их перемещении из одной пустоты в соседнюю требуется, чтобы соседние атомы немного раздвинулись. Особенно легко мигрируют маленькие атомы примесей внедрения в о.ц.к. решетке. В § 1 отмечалось, что в о.ц.к. решетке октаэдрические и тетраэдрические пустоты не сильно различаются между собой по энергии внедренных атомов. Поэтому и диффузия примесей внедрения здесь идет быстро, так как атомы могут непрерывно переходить из пустоты одного типа в соседнюю пустоту другого типа, в то время как в г.ц.к. решетке одна октаэдрическая пустота отделена от другой октаэдрической пустоты плотной упаковкой атомов.

Внедренные атомы примесей могут диффундировать по междоузлиям быстрее, чем атомы основного металла, перемещающиеся с помощью вакансионного механизма. Около каждого внедренного атома всегда имеется несколько пустот, куда он может переместиться, а атому железа для диффузии необходимо каждый раз ждать, когда рядом с ним окажется вакансия. Именно поэтому железо диффундирует в стали намного медленнее углерода, мигрирующего по междоузлиям.

## § 5. ИСТОЧНИКИ И СТОКИ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ

Внутри совершенного кристалла вакансии и межузельные атомы могут одновременно образовываться по *механизму Френкеля* — при выходе атома в междоузлие из его нормального положения в узле решетки. Таким путем образуются вакансии и межузельные атомы при облучении металла ядерными частицами. Атом может выйти из узла решетки в междоузлие и из-за получения избытка энергии от соседей. Но такое образование тепловых вакансий и межузельных атомов крайне редко, так как требуемый избыток энергии весьма велик.

Несравненно легче образуются тепловые вакансии (независимо от межузельных атомов) по механизму *Шоттки*. Атом поверхностного слоя, приобретая избыток энергии от соседей, легко испаряется из кристалла или еще легче переходит в адсорбционный слой (рис. 12). В последнем случае не происходит полного разрыва всех межатомных связей. Через некоторое время на место атома поверхностного слоя переходит соседний атом из более глубокого слоя. Таким путем образуется вакансия, переходящая в глубь кристалла. Кристалл как бы растворяет пустоту. Источ-

никами тепловых вакансий являются, таким образом, свободные поверхности кристалла, а также пустоты и трещины внутри него. В поликристалле вакансии образуются на границах зерен, причем с той же производительностью, что и на свободных поверхностях. Один из расчетов показал, что вклад границ зерен в общую концентрацию тепловых вакансий доходит до 1/6; остальные вакансии образуются от дислокаций. Образование вакансий взаимодействующими и движущимися дислокациями будет рассмотрено позднее в § 18 и 33.

Свободные поверхности, границы зерен, пустоты, трещины и дислокации являются источниками вакансий, если кристалл еще не насыщен ими, Если же кристалл пересыщен вакансиями, например при закалке (см. § 7), то эти источники могут действовать как стоки —

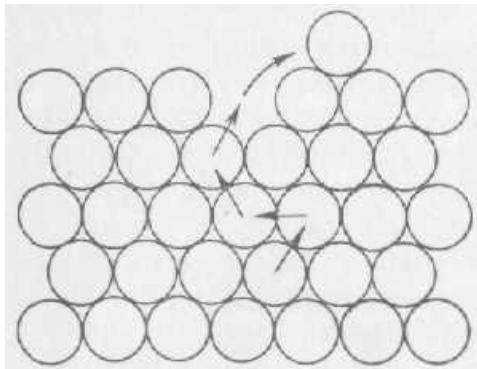


Рис. 12, Образование вакансии по механизму Шоттки зерен и дислокации.

места, куда мигрируют (стекают) вакансии и где они исчезают. Вакансия и межузельный атом могут аннигилировать при встрече. Но такая *рекомбинация дефектов* происходит крайне редко, так как очень мала концентрация межузельных атомов.

Источники вакансий экспериментально выявляли следующим способом. Металл бомбардировали  $\alpha$ -частицами. При последующем нагревании атомы гелия выделялись из раствора с образованием газовых пузырьков. Пузырьки предпочтительно возникали вблизи источников вакансий<sup>3</sup>, указывая на их месторасположение. Источниками вакансий, около которых возникали пузырьки гелия, оказались границы

## § 6. КОМПЛЕКСЫ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ

При взаимодействии между собой точечные дефекты одного или разных видов могут объединяться в пары и более крупные комплексы.

При случайных столкновениях одиночных вакансий они могут объединяться в пары (*дивакансии*). При этом уменьшается их суммарная поверхность и соответствующий выигрыш в поверхностной энергии обеспечивает устойчивость спаренной вакансии. Энергия связи дивакансии колеблется от 0,06 до 0,5 эВ.

Концентрация дивакансии  $C_2$  зависит от концентрации *моновакансий*  $C_1$  и энергии связи  $V_2$  для пары вакансий. Если рассматривать образование дивакансии  $V_2$  из моновакансий  $V_1$  как химическую реакцию  $V_1 + V_1 = V_2$ , то в соответствии с зако-

<sup>3</sup> Здесь атомы гелия вызывают меньшее искажение решетки.

ном действующих масс  $C_2 = KC_1^2$ . Константа равновесия  $K = \alpha \exp\left(\frac{B_2}{kT}\right)$ , где  $\alpha$  — число возможных ориентации дивакансии в решетке, равное половине координационного числа. Для г.ц.к. и г.п. решеток  $\alpha = 6$ , для о.ц.к.  $\alpha = 4$ . Следовательно:

$$C_2 = \alpha C_1^2 \exp\left(\frac{B_2}{kT}\right). \quad (4)$$

Большинство вакансий в чистых металлах в условиях теплового равновесия являются моновакансиями. Доля моновакансий даже вблизи точки плавления превышает 90% от общего числа вакансий. Роль дивакансий возрастает в условиях пересыщения кристалла вакансиями (см. § 7).

Расчет показывает, что энергия миграции дивакансии примерно вдвое меньше, чем моновакансий, и дивакансии оказываются более подвижными. Плоская схема на рис. 13 по сравнению со

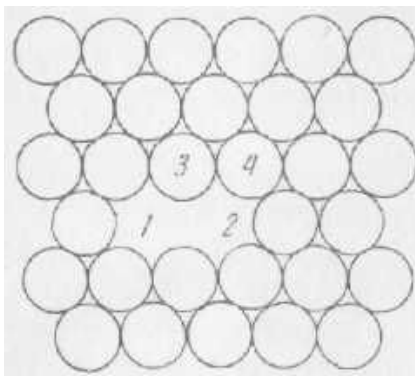


Рис. 13. Дивакансия в слое плотнейшей упаковки

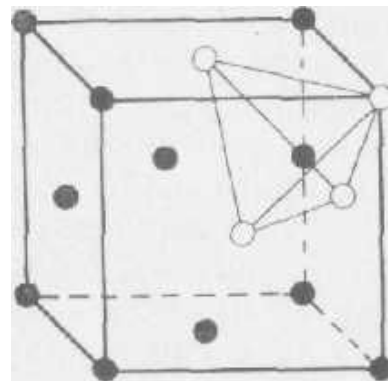


Рис. 14. Тетраэдрический комплекс вакансий и г.ц.к. решетке. Вакансии изображены белыми кружками. В центре комплекса находится атом

схемой на рис. 8 показывает, что при переходе одного из атомов в дивакансию нет тех затруднений (такого потенциального барьера), как при переходе атомов в моновакансию. Дивакансия легко мигрирует путем поочередного перехода в нее одного из соседних атомов. Например, атом 3 перейдет в положение 1 и дивакансия окажется в положении 2, 3. Затем атом 4 перейдет в положение 2 и дивакансия сместится в положение 3, 4 и т. д. Считают, что дивакансии вносят заметный вклад в диффузионные процессы из-за своей большой подвижности.

Было показано, что простое объединение трех вакансий (три-вакансия) в г.ц.к. решетке не устойчиво. Энергетически выгоднее образоваться комплексу из четырех вакансий по вершинам тетраэдра, в центре которого находится атом, попавший сюда при небольшом перемещении из узла решетки, находящегося в одной из вершин тетраэдра. Такой комплекс из четырех вакансий, конечно, включает тривакансии как одну из граней тетраэдра (рис. 14). Для миграции указанного комплекса необходим возврат атома из центра тетраэдра в свободный узел на его вершине и перемещение в центр тетраэдра другого соседнего атома. Из-за

такого сложного процесса *тетраэдрический комплекс* из четырех *вакансий* рассматривается как практически неподвижный. Таким образом, когда дивакансии встречаются с моновакансиями, образуя в конечном итоге тетраэдрические комплексы, они закрепляются на месте, перестают быть подвижными.

Рассмотренные комплексы в принципе могут служить центрами «конденсации» других вакансий, образуя таким путем *лакуны*— крупные скопления вакансий, субмикроскопические поры.

Если учитывать только стремление к уменьшению поверхностной энергии, то следовало бы сделать вывод, что все вакансии должны слиться вместе в одну пустоту. Но это невероятно, так как такой переход от беспорядка к порядку в решетке должен был бы сопровождаться резким уменьшением энтропии. Вопрос об объединении большого числа вакансий очень сложен и пока не решен.

Вакансии и межузельные атомы могут образовывать устойчивые комплексы с атомами растворенного элемента (примеси или добавки). Такое взаимодействие обусловлено, во-первых, упругим притяжением и, во-вторых, уменьшением энергии из-за перераспределения электронов.

Упругое притяжение атома растворенного элемента к вакансии или межузельному атому обусловлено частичной взаимной компенсацией упругих деформаций разного знака вокруг точечных дефектов разного вида. Так, например, взаимное упругое притяжение вакансии и примесного атома — это результат того, что пустота, оказавшись вблизи примесного атома, частично компенсирует поле упругой деформации вокруг него. Межузельные атомы должны притягивать к себе примесные атомы малого диаметра, растворенные по способу замещения, так как вокруг таких примесных атомов имеется область упругой деформации сжатия, в то время как сами межузельные атомы являются центрами расширения.

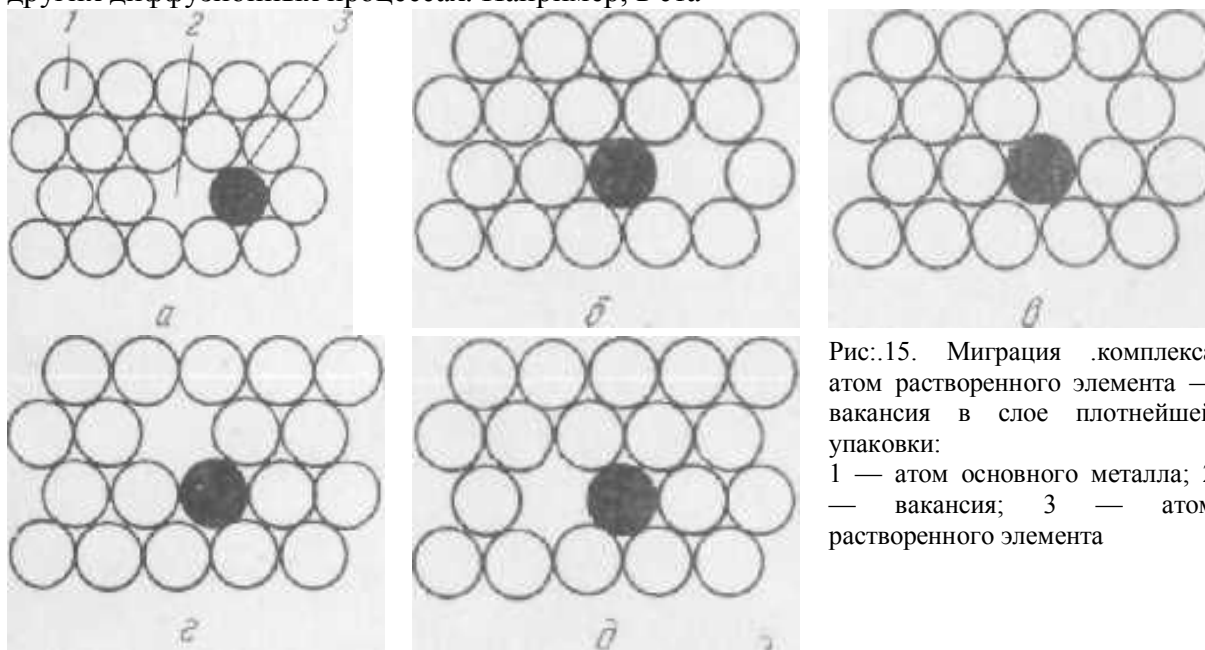
Электронную составляющую энергии связи и соответственно абсолютные значения этой энергии чисто расчетными способами оцепить очень сложно. Косвенными методами определены для энергии связи вакансий с разными атомами, например в алюминии, значения в интервале 0,05—0,4 эВ.

*Комплекс атом растворенного элемента — вакансия* значительно более подвижен, чем атом того же элемента, не имеющий «приписанной» к нему вакансии. Такой атом-одиночка мигрирует в кристалле, перескакивая в вакантный узел, когда тот случайно оказывается рядом. В комплексе же всегда рядом с растворенным атомом находится «своя» вакансия.

При обмене местами растворенного атома и вакансии внутри комплекса сам комплекс остается неподвижным — растворенный атом смещается только на одно межатомное расстояние (ри. 15, а, б). Комплекс может мигрировать на сколь угодно большие расстояния только при участии в его движении соседних атомов основного металла, обменивающихся местами с вакансией, кото-

рая все время остается связанной со «своим» растворенным атомом (рис. 15, б, г, д). Чередование обмена местами вакансии и растворенного атома внутри комплекса и обменов местами вакансии комплекса и соседних атомов основного металла при непрерывном участии одной вакансии в этих обменах обуславливает быструю миграцию атомов растворенного элемента.

Образование комплексов атом растворенного элемента — вакансия играет важную двойную роль: во-первых, обеспечивается быстрая диффузия атомов этого растворенного элемента и, во-вторых, уменьшается доля свободных вакансий и соответственно их участие в других диффузионных процессах. Например, в ста-



реющем сплаве Al–Cu атомы основного легирующего элемента — меди обладают сравнительно низкой энергией связи с вакансиями, а атомы добавок Cd, In, Be и др. — более высокой. Эти добавки, служа ловушками для вакансий в закаленном сплаве, уменьшают их участие в транспортировке атомов меди к образующимся в твердом растворе зонам Гинье — Престона, т. е. замедляют старение. Вакансии, образующие с атомами растворенных элементов устойчивые комплексы, называют структурными или примесными в отличие от свободных тепловых вакансий.

Атомы в междоузлиях могут образовывать конфигурации, более сложные, чем одиночные межузельные и внедренные атомы. Расчеты показывают, что вместо одиночного межузельного атома, находящегося в октаэдрической пустоте в центре объема элементарной ячейки г.ц.к. решетки (см. рис. 2), более стабильной, равновесной является конфигурация из двух межузельных атомов, называемая расщеплением по  $\langle 100 \rangle$  или *гантелью*  $\langle 100 \rangle$  (рис. 16). На рис. 16 вместо атома, который должен сидеть в центре граней двух смежных ячеек, т.е. в нормальном узле, находятся два межузельных атома на направлении  $\langle 100 \rangle$  (атом в центре грани как бы расщепился на два межузельных атома, образовал гантель).



Механизм миграции гантели из исходного положения 1—2 в новое положение 5—6 показан на рис. 17. В миграции гантели в соседнее положение участвуют три атома: атомы 1 и 2 из исходной гантельной конфигурации и атом из исходного нормального положения в узле 3. Гантельный атом 1 смещается в ближайший узел решетки 4, а атомы 2 и 3 — в положения 5 и 6, свойствен-

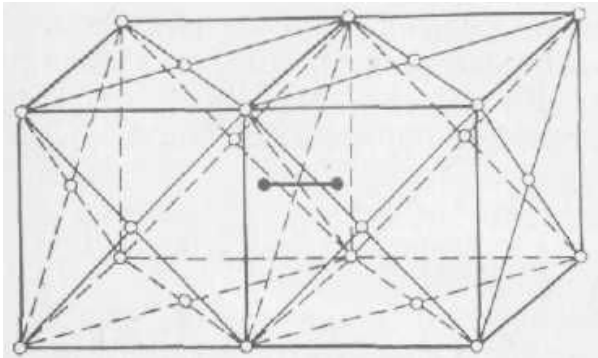


Рис. 16. Гантель  $\langle 100 \rangle$  в г.ц.к. решетке, состоящая из двух межузельных атомов, отмеченных черными кружками

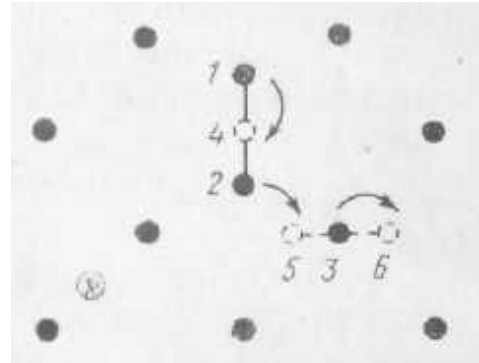


Рис. 17. Миграция гантели из положения 1—2 в положение 5—6

ные новой гантели. Такой механизм миграции гантельной конфигурации аналогичен диффузии одиночных межузельных атомов по способу вытеснения (см. рис. 11).

Энергия образования гантели  $\langle 100 \rangle$  в меди составляет около 2,8 эВ, а энергия миграции равна 0,5 эВ (соответствующие величины для одиночного межузельного атома 4,5 и 0,1 эВ).

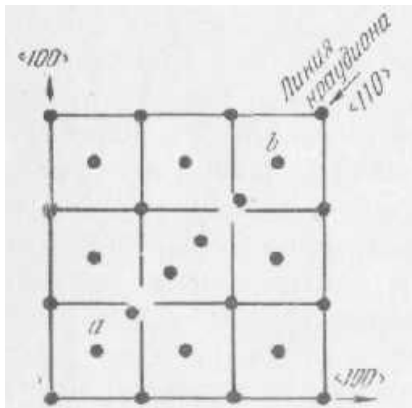


Рис. 18. Краудион  $\langle 110 \rangle$  в г.ц.к. решетке

Лишний атом может создать уплотненную цепочку атомов — краудион (рис. 18). В краудионе цепочка из  $(n + 1)$  атомов уместается на отрезке  $a-b$ , где в нормальном положении должны были бы находиться  $n$  атомов (шесть против пяти на рис. 18).

Лишний атом как бы размазывается на этом отрезке. Краудион должен легко двигаться вдоль своей оси (эстафетное перемещение атомов). Более вероятно появление краудионов в щелочных металлах с о.ц.к. решеткой. В § 2 рассматривалась анизотропия поля смещений соседних атомов вокруг точечного дефекта. При скоплении большого числа точечных дефектов более выгодно такое их закономерное взаимное расположение, чтобы анизотропная деформация от одного дефекта компенсировала деформацию от другого. Решетка в целом при этом искажается

минимально. Такая пространственная корреляция должна наблюдаться на малых расстояниях одного точечного дефекта от другого, так как межатомные силы короткодействующие.

## § 7. ПОВЕДЕНИЕ ВАКАНСИЙ ПРИ ЗАКАЛКЕ И ОТЖИГЕ

С понижением температуры равновесная концентрация вакансий уменьшается по экспоненциальному закону (2). При закалке этот процесс не успевает пройти, и фиксируется избыточная концентрация вакансий — металл пересыщается вакансиями. Большой избыток вакансий может возникнуть при обычной закалке в воде.

В период закалки в условиях пересыщения вакансиями они склонны к образованию дивакансий. Расчет показывает, что если энергия связи дивакансий составляет более 0,3 эВ, то в период закалки более 50% вакансий превращаются в дивакансий.

При закалке с высоких температур, когда вакансии в первый период охлаждения еще достаточно подвижны, они могут образовывать и более крупные стабильные скопления. В частности, могут образовываться диски вакансий диаметром около  $100 \text{ \AA}$ , при захлопывании которых рождаются дислокации (об этом см. в § 37).

Моновакансии и еще более подвижные дивакансии в условиях пересыщения в период закалки устремляются к стокам — границам зерен, дислокациям и др., около которых концентрация вакансий в закаленном металле оказывается пониженной. Вдали от стоков решетка закаленного металла пересыщена вакансиями.

Часть вакансий при замедленном охлаждении захватывается атомами примесей.

При отжиге закаленного металла избыточные вакансии и дивакансии диффундируют к стокам, и их концентрация стремится к равновесной. При этом может образоваться диффузионная пористость - результат коагуляции избыточных вакансий в крупные скопления и, в конце концов, в микропоры.

Закалку металла, при которой решетка пересыщается вакансиями, часто называют закалкой вакансий, а отжиг металла после такой закалки — отжигом вакансий. Эти термины неточные, так как фактически закалывают и отжигают металл, а не вакансии. Закалку металла для получения избытка вакансий не следует смешивать с обычной закалкой, для проведения которой необходимо, чтобы были возможны фазовые превращения в сплаве.

## § 8. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ВАКАНСИЙ, ЭНЕРГИИ ИХ ОБРАЗОВАНИЯ И МИГРАЦИИ

Удельные объем и соответственно длина образца возрастают пропорционально концентрации вакансий. Вакансии рассеивают электроны проводимости, и электросопротивление также возрастает пропорционально концентрации моновакансий. Измерения этих свойств чаще всего используют для определения концентрации вакансий.

Методы определения концентрации вакансий можно подразделить на две группы.

К первой группе относятся методы, использующие измерения физических свойств при разных температурах. Прямые данные о концентрации вакансий можно получить, сравнивая при нагревании изменение длины образца  $\left(\frac{\Delta L}{L}\right)$  с изменением периода решетки  $\left(\frac{\Delta a}{a}\right)$ . При рентгеноструктурном анализе измеряется только среднее увеличение межатомных расстояний с ростом температуры; длина же образца при нагревании возрастает вследствие этого, а также из-за увеличения числа узлов решетки.

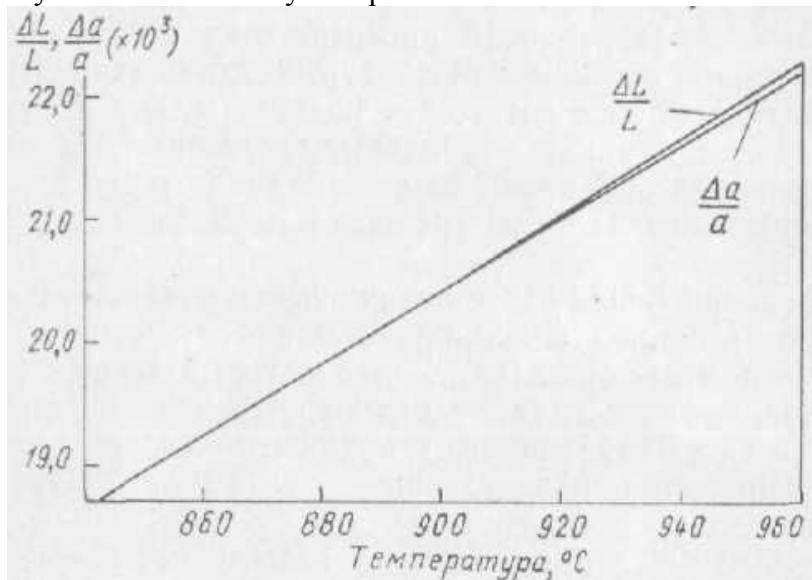


Рис. 19. Изменение длины образца  $\left(\frac{\Delta L}{L}\right)$  и периода решетки  $\left(\frac{\Delta a}{a}\right)$  при термическом расширении серебра

Разность между относительным приростом длины и относительным увеличением периода решетки (рис. 19), умноженная на 3, составляет величину равновесной концентрации вакансий:

$$\frac{n}{N} = 3 \left( \frac{\Delta L}{L} - \frac{\Delta a}{a} \right)^* \quad (5)$$

Определив температурную зависимость концентрации вакансий, по формуле (2) легко вычислить энергию их образования  $E_o$ .

Можно использовать также следующий косвенный метод определения концентрации вакансий. При невысоких температурах электросопротивление линейно растет с температурой. При высоких температурах экспериментальные точки не укладываются на прямую, давая положительные отклонения от нее ( $\Delta R$ ). Если считать, что добавочное электросопротивление  $\Delta R$  при каждой температуре возникает из-за сильного увеличения концентрации

\* Умножение на 3 необходимо, чтобы перейти к изменениям на единицу объема.

вакансий при нагревании и пропорционально этой концентрации, то тогда

$$\Delta R \approx \ell \frac{-E_o}{kT}, \quad (6)$$

а  $\ln \Delta R = const - \frac{E_o}{k} \cdot \frac{1}{T}$ . В полулогарифмических координатах  $\ln \Delta R - \frac{1}{T}$  получаем прямую, по тангенсу угла наклона которой легко подсчитать энергию образования вакансий  $E_o$ . Зная ее, нетрудно по формуле (2) для разных температур рассчитать  $\frac{n}{N}$ .

В другой группе методов используют закалочные эксперименты. Избыточная концентрация вакансий, полученная при закалке с высоких температур, дает прирост удельного электросопротивления  $\Delta\rho$ .

Для некоторых металлов сделаны теоретические оценки прироста удельного электросопротивления в расчете на 1 % (ат.) вакансий. Для золота эта величина равна 1,5 мкОм·см на 1 % (ат.). Исходя из этих расчетных данных и определив  $\Delta\rho$ , легко найти концентрацию вакансий.

Косвенный метод определения концентрации вакансий при закалочных экспериментах состоит в следующем: приняв, что в результате закалки с температуры  $T_{зак}$  прирост электросопротивления

$$\Delta\rho = \rho_0 \exp(-E_o/kT_{зак}) \quad (7)$$

получаем  $\ln \Delta\rho = \ln \rho_0 - \frac{E_o}{k} \frac{1}{T_{зак}}$ . По тангенсу угла наклона прямой в координатах

$\ln \Delta\rho - \frac{1}{T_{зак}}$  определяют  $E_o$ , а по ее значению по формуле (2) вычисляют при разных

температурах  $\frac{n}{N}$ .

Преимущество закалочных экспериментов — высокая точность измерения электросопротивления и удельного объема при низких температурах, а недостаток — невозможность измерить исходную концентрацию моновакансий, так как в процессе закалки образуются дивакансии и более крупные скопления вакансий, а часть вакансий успевает аннигилировать в стоках. В то же время высокотемпературные опыты отличаются меньшей точностью в измерении физических свойств. Результаты оценок равновесной концентрации вакансий этими двумя группами методов часто весьма сильно расходятся. Ниже приведены некоторые результаты определения по формуле (5) равновесной концентрации вакансий вблизи точки плавления металлов:

Металл	Au	Ag	Cu	Al
$\frac{n}{N} \cdot 10^{-4}$	7,2	1,7	2	3

Равновесная концентрация вакансий вблизи точки плавления у разных металлов выражается величиной одного порядка ( $10^{-4}$ ).

Энергию миграции вакансии  $E_m$  определяют в опытах, в которых измеряют изменение электросопротивления при отжиге после закалки. С увеличением времени отжига  $t$  концентрация вакансий снижается из-за миграции их к стокам (дислокациям, границам зерен, поверхности образца и др.):

$$\frac{dc}{dt} = f(c)\exp(-E_m/kT). \quad (8)$$

Функция  $f(c)$  зависит от типа и числа стоков.

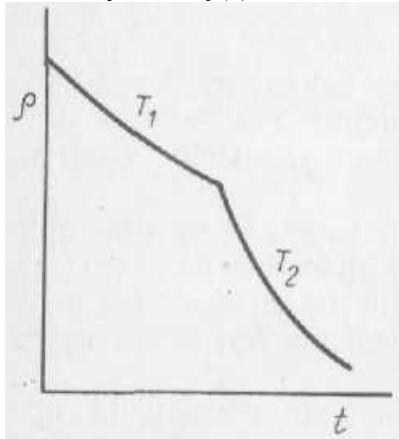


Рис. 20. Зависимость электросопротивления  $\rho$  закаленного металла от времени отжига  $t$  при температуре  $T_1$  и после резкого подъема температуры отжига до  $T_2$

Принимают, что падение электросопротивления  $\rho$  пропорционально снижению концентрации вакансий. Измеряя скорость падения электросопротивления закаленных образцов при разных температурах изотермического отжига, определяют  $E_m$ . Другой метод определения  $E_m$  заключается в том, что вначале следят за изменением электросопротивления закаленного образца при температуре отжига  $T_1$ , а затем - после резкого повышения температуры до  $T_2$  (рис. 20). По соотношению скоростей падения  $\rho$  в точке пересечения кривых определяют энергию миграции вакансий по формуле

$$(d\rho/dt_1)/(d\rho/dt_2) = \exp[-E_m/k(1/T_1 - 1/T_2)] \quad (9)$$

При резком изменении температуры отжига больше вероятность того, что тип и число стоков, т.е. функция  $f(c)$  в формуле (8), останутся неизменными.

Ниже представлены экспериментально определенные значения энергий образования и миграции вакансий в разных металлах:

	Cu	Ag	Au	Al	Ni	Pt
$E_o$ , эВ	1,14	1,1	0,98	0,76	1,4	1,51
$E_m$ , эВ	1,08	0,83	0,82	0,65	1,5	1,38

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. М., ИЛ, 1962. 584 с. с ил. Гл. 2, с. 37—48.
- Дамаск А., Динс Дж. Точечные дефекты в металлах. М., «Мир», 1966. 291 с. с ил.
- Физическое металловедение. Пот ред. Р. Кана. Вып. 3. М., «Мир», 1968. 484 с. с ил. Гл. II, с. 87—148.
- Келли А., Гровс Г. Кристаллография и дефекты в кристаллах. М., «Мир», 1974. 496 с. с ил. Гл. 9, с. 305—336.
- Томпсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. М., «Мир», 1971. 367 с. с ил. Гл. 2, с. 15—56; гл. 6, с. 253—308.
- Предводителев А. А., Троицкий О. А. Дислокации и точечные дефекты в гексагональных металлах. М., Атомиздат, 1973. 200 с. с ил. Гл. IV, с. 86-119.



## ГЛАВА

### ОСНОВНЫЕ ТИПЫ ДИСЛОКАЦИЙ И ИХ ДВИЖЕНИЕ

Дислокации принадлежат к линейным несовершенствам кристалла. Как будет показано ниже, дислокации являются особым типом несовершенств в решетке, резко отличным по своей природе от других, в том числе к линейных, несовершенств. Первоначально представления о дислокациях были введены в физику твердого тела (Орован, Поляни, Тэйлор, 1934 г.) для того, чтобы объяснить несоответствие между наблюдаемой и теоретической прочностью и описать атомный механизм скольжения при пластической деформации кристаллов. Впоследствии теория дислокаций получила широкое развитие и стала применяться для анализа самых разнообразных явлений в металлах и сплавах. При этом если на первых этапах развития этой теории представления о дислокациях были чисто гипотетическими, то затем были получены прямые доказательства их существования, а в настоящее время используются разнообразные экспериментальные методы изучения дислокаций в металлах и сплавах.

Поскольку вопросы прочности и пластичности, кристаллизации из расплава, фазовых и структурных превращений в твердом состоянии и многие другие проблемы современного металловедения рассматриваются исследователями с использованием теории дислокаций, изложению ее основ и посвящена большая часть этой книги.

#### § 9. КРАЕВАЯ ДИСЛОКАЦИЯ

Наиболее простой и наглядный способ введения дислокаций в кристалл — сдвиг. Поэтому ниже он взят за основу при рассмотрении многих аспектов теории дислокаций. Другие пути возникновения дислокаций рассматриваются в гл. VII.

На рис. 21 показан параллелепипед, верхняя часть которого сдвинута относительно нижней на одно межатомное расстояние, причем зафиксировано положение, когда сдвиг охватил не всю плоскость скольжения от правой грани параллелепипеда до левой, а лишь часть плоскости скольжения. ABCD — участок плоскости скольжения, в котором произошел сдвиг, АВ — граница этого участка.

На рис. 22 для случая примитивной кубической решетки показан разрез параллелепипеда по атомной плоскости, перпендикулярной линии АВ на рис. 21. В этом сечении кристалл имеет  $n$

вертикальных атомных плоскостей. В результате показанного на рис. 21 сдвига на одно межатомное расстояние  $n$  вертикальных атомных плоскостей, расположенных выше плоскости скольжения, оказываются напротив  $(n - 1)$  вертикальных атомных плоскостей, расположенных ниже плоскости скольжения (на рис. 22 — девять против восьми). Одна вертикальная атомная плоскость в верхней половине кристалла уже не имеет продолжения в нижней половине кристалла. Такую «лишнюю», неполную атомную плоскость называют *экстраплоскостью*.

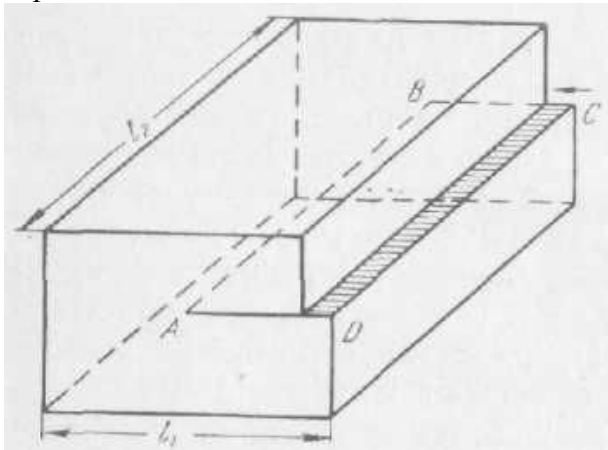


Рис. 21. Сдвиг, создавший краевую дислокацию АВ. Стрелка — вектор сдвига

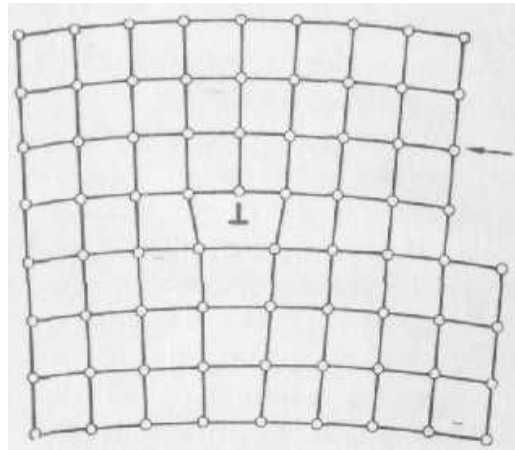


Рис. 22. Краевая дислокация в примитивной кубической решетке. Стрелка — вектор сдвига

Можно представить и другой путь появления экстраплоскости: мысленно расщепить кристалл по вертикали сверху вниз до половины высоты и вставить в него сверху лишний атомный слой.

Лишний атомный слой (экстраплоскость) действует как клин, изгибая решетку вокруг своего нижнего края внутри кристалла (см. рис. 22). Наиболее существенно то, что в некоторой области непосредственно вблизи края экстраплоскости внутри кристалла решетка сильно искажена. Выше края экстраплоскости межатомные расстояния меньше нормальных, а ниже края — больше. Атом на самой кромке экстраплоскости имеет меньше соседей, чем атом внутри совершенной решетки. Таким образом, вдоль края экстраплоскости тянется область с несовершенной решеткой.

Область несовершенства кристалла вокруг края экстраплоскости называется *краевой дислокацией*. В одном измерении протяженность этого несовершенства такая же, как и длина края экстраплоскости, т.е. размер ее макроскопический. В плоскости, перпендикулярной краю экстраплоскости, область рассматриваемого несовершенства имеет малые размеры — от двух до десяти атомных диаметров. Следовательно, краевая дислокация относится к классу линейных несовершенств. Можно себе мысленно представить, что рассматриваемая область несовершенства находится внутри трубы, осью которой является край экстраплоскости. Вне этой трубы строение кристалла близко к идеальной решетке, а внутри (в так называемом *ядре дислокации*) сильно искажено.

Истинное положение атомов в ядре дислокации расчетным путем пока не удалось установить, и в металлических кристаллах оно остается неизвестным. В схеме на рис. 22 приведено не точное описание структуры ядра дислокации, но правильно отражено то, что в ядре дислокации выше края экстраплоскости имеется область сгущения атомов, а ниже этого края — область разрежения. Положение центра ядра дислокации в кристаллографической плоскости, являющейся плоскостью чертежа, обозначается знаком  $\perp$ . Совокупность таких центров в параллельных атомных плоскостях образует линию дислокации.

Если кристалл рещепить по вертикали не сверху вниз, а снизу вверх до половины высоты и вставить в него снизу «лишнюю» атомную плоскость, то также образуется краевая дислокация — область несовершенства вокруг края экстраплоскости. В отличие от дислокации на рис. 22 в верхней части ядра новой дислокации будет область разрежения, а в нижней — область сгущения атомов.

Если экстраплоскость находится в верхней части кристалла, то дислокацию называют *положительной*, а если в нижней — то *отрицательной*. Положение центра ядра отрицательной дислокации обозначают знаком  $\nabla$ . Различие между положительной и отрицательной краевыми дислокациями чисто условное. Переворачивая кристалл (или рисунок), мы превращаем положительную дислокацию в отрицательную, и наоборот. Знак дислокации, как будет показано в гл. III, имеет большое значение для взаимодействия дислокаций.

Рассматривая образование дислокации при сдвиге, необходимо отметить, что линия краевой дислокации перпендикулярна вектору сдвига.

Сопоставляя рис. 21 и 22 и учитывая сказанное в этом параграфе, можно дать следующее общее определение дислокации: дислокацией называется линейное несовершенство, образующее внутри кристалла границу зоны сдвига. Эта граница отделяет ту часть плоскости скольжения, где сдвиг уже прошел, от той части, где он еще не начинался. При макроскопическом рассмотрении такая граница зоны сдвига внутри кристалла является геометрической линией (АВ на рис. 21), а при микроскопическом рассмотрении — областью несовершенства решетки (см. рис. 22).

## § 10. СКОЛЬЖЕНИЕ КРАЕВОЙ ДИСЛОКАЦИИ

Давно установлено, что изменение формы кристалла при пластической деформации легко объяснить сдвиговым процессом. По аналогии со сдвигом карт в колоде или монет в стопке, когда направленное смещение каждой карты или монеты по отношению к соседней вызывает изменение формы и размеров всей колоды или стопки, происходит направленное скольжение одних тонких слоев



кристалла по отношению к другим. Это скольжение отчетливо проявляется на полированной поверхности кристалла в виде линий сдвига.

Сдвиги происходят по определенным кристаллографическим плоскостям, например преимущественно по плоскостям  $\{111\}$  в кристаллах с гранецентрированной кубической решеткой и  $\{0001\}$  в кристаллах с гексагональной решеткой. Скольжение в определенной плоскости начинается тогда, когда касательное напряжение в ней достигает некоторой критической величины, называемой критическим скальвающим напряжением. У моно-

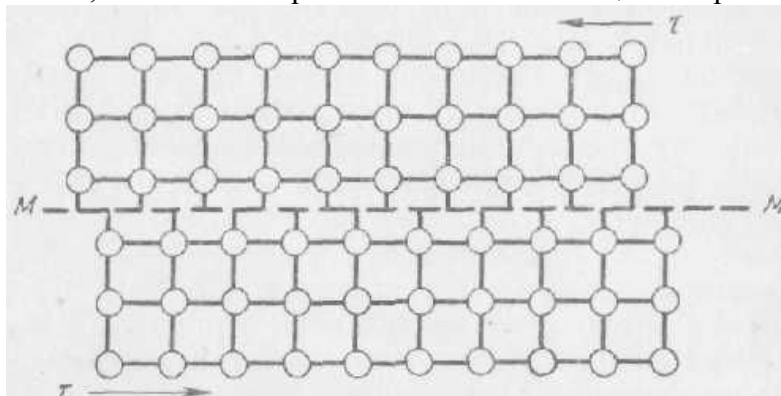


Рис. 23. Сдвиг верхней части кристалла относительно нижней одновременно по всей плоскости  $MM$

кристаллов большинства цветных металлов высокой чистоты при комнатной температуре критическое скальвающее напряжение  $\tau_{кр} \approx 0,02 \div 0,1 \text{ кгс} / \text{мм}^2$ .

В додислокационной теории скольжение представлялось в виде одновременного смещения всех атомов одного слоя по отношению к атомам соседнего слоя (рис. 23), т.е. так, как скользят соседние карты в колоде. При этом приложенная сила должна быть достаточной, чтобы преодолеть взаимное притяжение между всеми граничными атомами из соседних слоев.

Оценим порядок величины критического скальвающего напряжения, соответствующего этой модели скольжения.

Рассмотрим две соседние атомные плоскости  $I$  и  $II$  (рис. 24) с межплоскостным расстоянием  $a$ . При смещении плоскости  $I$  относительно плоскости  $II$  в направлении, указанном стрелкой  $b$ , каждый атом смещающейся плоскости периодически, после продвижения на величину  $b$ , попадает в равновесные положения, неотличимые от исходных. В положениях равновесия (узлах решетки) энергия атомов минимальна, а при смещении плоскости  $I$  из положения равновесия на расстояние  $\frac{b}{2}$  эта энергия достигает максимума.

Сила межатомного взаимодействия двух плоскостей вначале (при смещениях  $x < \frac{b}{2}$ ) мешает удалению плоскости  $I$  от по-

ложения равновесия, а затем (при  $x > \frac{b}{2}$ ) способствует приближению этой плоскости к новому положению равновесия. При  $x = \frac{b}{2}$  эта сила, меняя знак, обращается в нуль: на полпути до нового положения равновесия атомы плоскости  $I$  с одинаковой силой притягиваются к соседним атомам слева и справа на плоскости  $II$ .

В первом приближении примем, что сила сдвига плоскости  $I$  и соответствующее касательное напряжение изменяются в зависимости от смещения по синусоиде:

$$\tau = k \sin \frac{2\pi x}{b} \quad (10)$$

При смещении  $x = \frac{b}{4}$  сила сдвига проходит через максимум (см. рис. 24), соответствующий искомому критическому скалывающему напряжению. Постоянную  $k$  можно определить, рассматривая малые смещения, в области которых  $\sin \frac{2\pi x}{b} \approx \frac{2\pi x}{b}$  и зависимость касательного

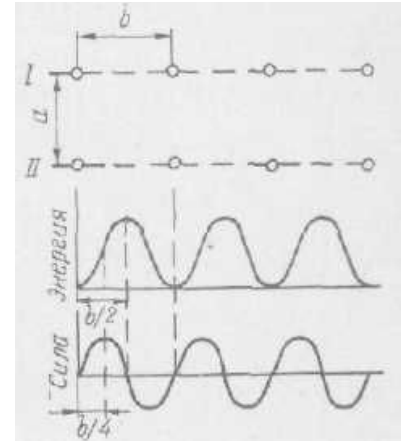


Рис. 24. Изменение энергии атомов и силы межатомного взаимодействия плоскостей  $I$  и  $II$  при смещении одной плоскости относительно другой

напряжения от смещения подчиняется закону Гука:  $\tau = G\gamma$ , где относительный сдвиг  $\gamma = \frac{x}{a}$ . Следовательно, в области

малых смещений  $\tau = k \frac{2\pi x}{b} = \frac{Gx}{a}$ . Отсюда  $k = \frac{b}{a} \frac{G}{2\pi}$ .

Подставляя это значение константы в выражение (10), получаем

$$\tau = \frac{b}{a} \cdot \frac{G}{2\pi} \sin \frac{2\pi x}{b}. \quad (11)$$

) Для определения критического скалывающего напряжения подставляем в формулу (11) значение  $x = \frac{b}{4}$  и получаем

$$\tau_{кр} = \frac{b}{a} \cdot \frac{G}{2\pi}. \quad (12)$$

) Межплоскостное расстояние  $a$  по порядку величины равно межатомному расстоянию в направлении сдвига  $b$ . Отсюда

$$\tau_{кр} \approx \frac{G}{2\pi}. \quad (13)$$

) Таким образом, при одновременном смещении всех атомов одного слоя по отношению к другому атомному слою необходимо приложить касательное напряжение, равное примерно  $\frac{G}{6}$ . Если

принять более точный закон изменения межатомных сил в зависимости от смещения плоскостей, то величина  $\tau_{кр}$  получится несколько меньшей, а именно  $\sim \frac{G}{30}$ . Так как модуль сдвига металлических монокристаллов имеет величину порядка  $10^3$ — $10^4$  кгс/мм<sup>2</sup>, теоретическое значение критического скалывающего напряжения для пластической деформации с одновременным смещением всех атомов одного слоя относительно другого слоя должно быть равно  $10^2$ — $10^3$  кгс/мм<sup>2</sup>, т. е. на 3—4 порядка выше экспериментально установленных значений.

Следовательно, представление об одновременном смещении всех атомов одного слоя по отношению к атомам соседнего слоя кристалла противоречит очень низким опытным значениям критического скалывающего напряжения.

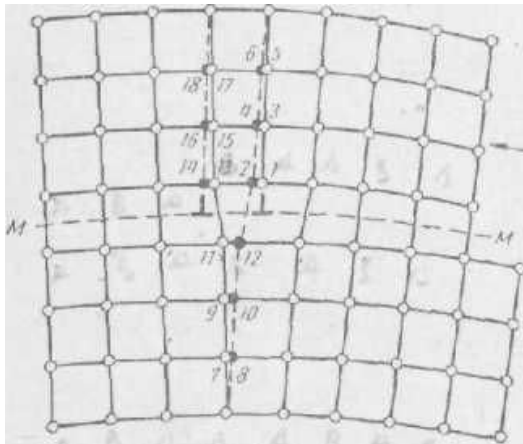


Рис. 25. Смещения атомов при скольжении краевой дислокации справа налево на одно межатомное расстояние. Атомы в новых положениях находятся на пунктирных линиях

Аналогия со сдвигом карт в колоде удовлетворительно объясняет лишь результат пластической деформации, а атомный механизм «сдвига» более сложен.

Чтобы объяснить низкое значение критического скалывающего напряжения, пришлось предположить, что при «сдвиге» соседних слоев межатомные силы преодолеваются не одновременно. В каждый момент времени в смещении участвуют не все атомы, находящиеся по обе стороны от плоскости скольжения, а лишь сравнительно небольшая группа атомов. Для описания такого механизма и было использовано представление об особом типе несовершенств в решетке — дислокациях. Рассмотрим схему атомного механизма перемещения краевой дислокации при сдвиге на

одно межатомное расстояние (рис. 25). В исходном состоянии положение атомов обозначено светлыми кружками, а в конечном — черными. Чтобы дислокация из исходного положения 1 переместилась в соседнее положение 14, не нужно сдвигать всю верхнюю половину кристалла на одно межатомное расстояние. Достаточно, чтобы произошли следующие перемещения атомов: атом 1 в положение 2, 3 в 4, 5 в 6, 7 в 8, 9 в 10, 11 в 12, 13 в 14, 15 в 16 и 17 в 18. Аналогичным образом смещаются атомы не только в плоскости чертежа, но и во всех атомных слоях, параллельных этой плоскости. Незначительные перемещения атомов в области несовершенства (дислокации) приводят к перемещению самой дислокации на одно межатомное расстояние. При этом целая плоскость 7—17 разрывается на две части. Ее нижняя часть объединяется с исходной экстраплоско-

стью в целую плоскость 8—6, а верхняя превращается в новую экстраплоскость 14—18.

Под действием касательных напряжений дислокация перемещается в плоскости скольжения  $MM$  путем указанных выше перемещений атомов. Такое движение ее называется *скольжением* или *консервативным движением*.

На рис. 25 показаны краевая дислокация внутри кристалла и ступенька на его правой боковой грани, образовавшаяся в результате сдвига справа налево верхней части кристалла относительно нижней, причем зафиксирован момент, когда сдвиг еще не произошел в потенциальной плоскости скольжения левее дислокации. Если под действием сдвигающей силы дислокация будет скользить справа налево, то сдвиг будет охватывать все большую часть плоскости скольжения. Когда дислокация выйдет на левую боковую грань кристалла, здесь образуется ступенька.

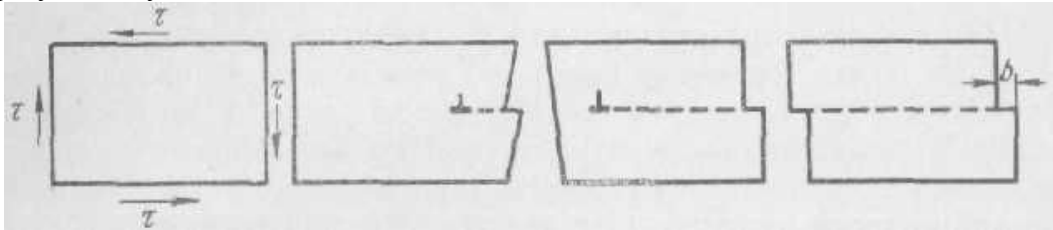


Рис. 26. Схема сдвига верхней части кристалла относительно нижней на одно межатомное расстояние  $b$  при пробеге краевой дислокации справа налево через весь кристалл

На рис. 26 показаны разные положения дислокации при ее скольжении. Пунктиром отмечена часть кристаллографической плоскости, в которой уже произошел сдвиг на одно межатомное расстояние. Ступеньки величиной в одно межатомное расстояние на правой и левой гранях кристалла, образовавшиеся в результате пробега одной дислокации справа налево через весь кристалл, могли бы явиться следствием сдвига всей верхней части как единого целого по отношению к нижней части кристалла.

Однако в действительности сдвиг распространялся постепенно. В каждый момент времени в нем участвовали не все атомы по обе стороны от плоскости скольжения, а только те, которые находились в области дислокации, вокруг края экстраплоскости. Происходило поочередное, эстафетное перемещение атомов на расстояния меньше межатомного, в результате чего дислокация скользила на большие расстояния через весь кристалл. Если при одновременном сдвиге верхней части кристалла по отношению к нижней необходимо преодолеть межатомные связи между всеми граничными атомами по обе стороны от плоскости скольжения (см. рис. 23), то при перемещении дислокации в соседнее положение разрываются межатомные связи только между двумя цепочками атомов (между 11 и 13 на рис. 25). Именно этим объясняется низкое опытное значение критического скалывающего напряжения.

Развитие сдвига в кристалле при скольжении в нем краевой дислокации помогает также понять следующая аналогия (рис. 27). Ковер из положения АВ можно переместить в положение А'В' протаскивая его по полу как единое целое. Точно такой же конечный результат дает продвижение складки от одного края ковра до другого, но в этом случае в каждый момент времени требуется затрачивать меньшее усилие, чем при протаскивании по полу целиком всего ковра. Интересно, что змеи обычно ползают за счет образования складки («положительной дислокации») около хвоста и продвижения этой складки в сторону головы.

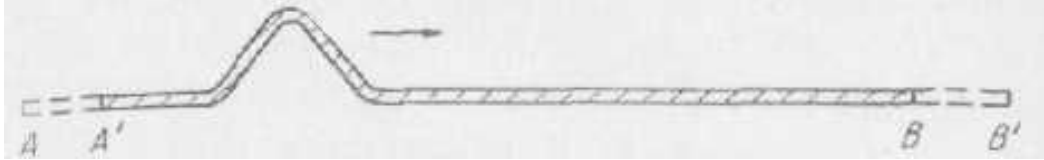


Рис. 27. Перемещение ковра из положения АВ в положение А'В' и результате продвижения складки

На рис. 26 показан сдвиг на одно межатомное расстояние при пробеге положительной краевой дислокации справа налево. Аналогичный результат получается при пробеге отрицательной краевой дислокации слева направо. Чтобы убедиться в этом, достаточно перевернуть рис. 26, превратив положительную дислокацию в отрицательную. Под действием одних и тех же сдвигающих напряжений дислокации разного знака движутся в прямо противоположных направлениях. Это также видно при переворачивании рис. 26. Скольжение дислокации не обусловлено диффузионными перемещениями атомов и может происходить при каких угодно низких температурах.

Заметим, что скольжение всегда происходит по плоскости, в которой находится и линия дислокации, и вектор сдвига.

Под легкостью скольжения дислокаций не следует понимать обязательную быстроту их движения. При низких приложенных напряжениях дислокации скользят очень медленно со скоростями порядка  $10^{-7}$  см/с и менее.

Скорость скольжения дислокаций изменяется в очень широком диапазоне в зависимости от приложенного напряжения, температуры и других факторов. Теория этого вопроса разработана слабо.

Эмпирически найдена следующая зависимость скорости скольжения дислокации  $v$  от приложенного касательного напряжения  $\tau$ :

$$v = v_0 \left( \frac{\tau}{\tau_0} \right)^m, \quad (14)$$

где  $\tau_0$  — касательное напряжение, при котором скорость скольжения дислокации  $v_0 = 1$  см/с;  $m$  — константа материала.

Эта формула получена при исследовании разных по природе кристаллических веществ, но она не универсальна; имеются и другие эмпирические формулы, связывающие  $v$  с  $\tau$ .

У разных материалов скорость скольжения дислокаций неодинаково возрастает с повышением приложенного напряжения, т.е. различен показатель  $m$  в формуле (14). У LiF при увеличении  $\tau$  с 0,7 до 10 кгс/мм<sup>2</sup>  $v$  возрастает на десять порядков (примерно с  $10^{-6}$  до  $10^4$  см/с). На сплаве железа с 3,25% Si при сравнительно небольшом увеличении касательного напряжения (менее чем в два раза) также обнаружено резкое возрастание скорости движения краевых дислокаций от очень малых значений (порядка  $10^{-7}$  –  $10^{-8}$  см/с) до больших (порядка  $10^{-2}$  см/с). У германия же зависимость  $v$  от  $\tau$  выражена несравненно слабее.

Скорость скольжения дислокации не может превышать скорость распространения в данном кристалле упругой деформации, т.е. скорость звука (см. § 16). О влиянии температуры на скорость скольжения см. в § 42.

## § 11. ПЕРЕПОЛЗАНИЕ КРАЕВОЙ ДИСЛОКАЦИИ

В предыдущем параграфе было рассмотрено перемещение краевой дислокации в своей плоскости скольжения. Ниже обсуждается перемещение дислокации перпендикулярно плоскости скольжения. При перемещении по нормали к плоскости скольжения краевая дислокация попадает в новые атомные плоскости, параллельные той, в которой она ранее находилась. Механизм такого перемещения, называемого *переползанием*, принципиально отличается от механизма скольжения.

Рассмотрим перемещение положительной краевой дислокации, показанной на рис. 22, из своей плоскости скольжения в вышележащую соседнюю плоскость. Для этого необходимо, чтобы цепочка атомов на самой кромке экстраплоскости отделилась от экстраплоскости и ушла в глубь кристалла. Такое «растворение» кромки экстраплоскости (*положительное переползание*) является диффузионным процессом. Здесь возможны два варианта: 1) при подходе вакансий к краевой дислокации атомы с кромки экстраплоскости перемещаются в соседние вакантные места и 2) атомы с кромки переходят в соседние междоузлия и диффундируют от дислокации. Первый вариант более вероятен, если учесть, что в металле часто появляется избыточная концентрация вакансий (в результате закалки, пластической деформации, облучения), а энергия образования междоузельных атомов относительно велика.

Перемещение положительной дислокации вниз в соседнюю плоскость скольжения означает, что к краю экстраплоскости присоединился один атомный ряд. Такая достройка экстраплоскости (*отрицательное переползание*) может проходить двумя путями: 1) присоединением междоузельных атомов, диффундирующих к дислокации, и 2) присоединением соседних атомов, находящихся в регулярных положениях, с одновременным образованием вакансий, которые затем мигрируют в глубь кристалла.

Таким образом, перемещение краевой дислокации по нормали к своей плоскости скольжения осуществляется путем диффузионного перемещения атомов (к дислокации или от нее), и именно этим оно принципиально отличается от скользящего движения дислокации. В отличие от скольжения — консервативного движения, не связанного с переносом массы, переползание — *неконсервативное движение* происходит путем переноса массы.

Диффузия — термически активируемый процесс, и, следовательно, переползание также термически активируемый процесс, скорость которого сильно зависит от температуры. В то время как скольжение дислокации легко протекает при любых температурах (вплоть до абсолютного нуля), переползание происходит с заметной скоростью лишь при сравнительно высоких температурах.

Скорость переползания зависит не только от температуры, но и от концентрации точечных дефектов, направленное перемещение которых по существу и обеспечивает акт переползания.

Переползание дислокации вызывает деформацию кристаллов. Когда атомы уходят с кромки экстраплоскости, происходит местное сжатие, а когда «осаждаются» на этой кромке, — местное растяжение кристалла. «Прораствание» экстраплоскости внутрь кристалла (перемещение положительной дислокации вниз или отрицательной вверх) приводит к изгибу кристалла. Приложенные сжимающие напряжения стремятся уменьшить экстраплоскость, а растягивающие способствуют ее росту.

Выше рассматривались идеализированные случаи отделения цепочки атомов вдоль всей кромки экстраплоскости или присоединения ряда атомов к экстраплоскости одновременно по всей ее длине, в результате чего дислокация целиком и одновременно переползает в соседнюю параллельную плоскость скольжения. В действительности же перенос массы к кромке экстраплоскости или от нее происходит путем миграции отдельных вакансий (межузельных атомов) или небольших их комплексов, и дислокация переползает в новую плоскость скольжения не одновременно по всей своей длине, а по частям (рис. 28, а, б). Например, когда комплекс вакансий «осядет» на кромке экстраплоскости, здесь образуются две ступеньки (*пороги*) дислокации (рис. 28, а).

Такой процесс образования порогов — термически активируемый<sup>4</sup>. В условиях термодинамического равновесия при данной температуре  $T$  число порогов на единице длины дислокации

$$n = n_0 \exp(-E_n/kT) \quad (15)$$

)

где  $E_n$  — энергия образования порога (1 эВ для порога высотой в одно межатомное расстояние);

$n_0$  — число атомов на единице длины дислокации.

<sup>4</sup> В гл. V рассматривается другой способ образования порогов, не связанный с термической активацией

Переползание дислокации состоит в зарождении порогов и движении их вдоль линии дислокации. Когда, например, к образовавшемуся порогу присоединяется вакансия, порог смещается вдоль кромки экстраплоскости (см. также § 36).

Энергия активации переползания

$$E = E_n + E_d, \quad (16)$$

)

где  $E_d$  — энергия активации самодиффузии.

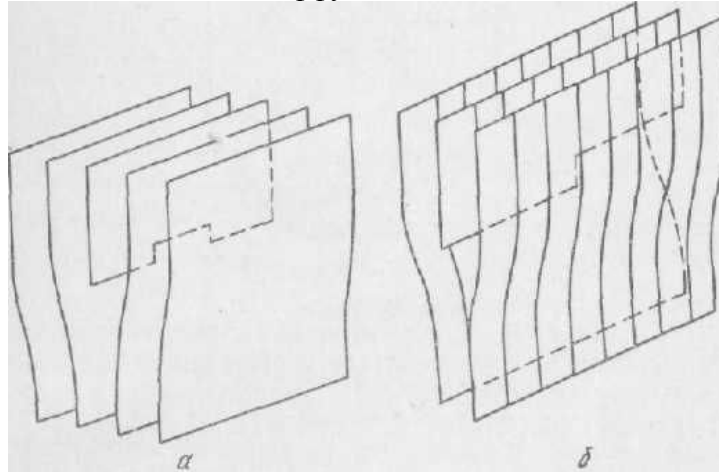


Рис. 28. Пороги на краевой дислокации

Если на дислокации уже имеется большое число порогов, на пример в результате пересечения с другими дислокациями (см гл. V), то  $E = E_d$ .

## § 12. ВИНТОВАЯ ДИСЛОКАЦИЯ

Понятие о *винтовой* дислокации в физику твердого тела ввел в 1939 г. Бюргерс.

Сделаем в кристалле надрез по плоскости ABCD (рис. 29, а) и сдвинем правую (переднюю) часть кристалла вниз, на один период решетки (рис. 29, б). Образовавшаяся при таком сдвиге ступенька на верхней грани не проходит через всю ширину кристалла, оканчиваясь в точке В. Простая кубическая решетка в рассматриваемом случае выглядит так, как показано на рис. 30. У переднего края кристалла (вблизи точки А) сдвиг произошел ровно на один период решетки так, что верхняя атомная плоскость справа от точки А сливается в единое целое со второй сверху плоскостью слева от точки А. Так как надрез ABCD дошел только до середины кристалла, то правая часть кристалла не может целиком сдвинуться по отношению к левой на один период решетки. Величина смещения правой части по отношению к левой уменьшается по направлению от точки А к точке В. Верхняя



атомная плоскость оказывается изогнутой (см. рис. 30). Точно так же деформируется вторая сверху атомная плоскость; правая часть ее у передней грани кристалла смещается на один период решетки и сливается в единое целое с третьей сверху атомной плоскостью. Эта плоскость в своей правой части смещается вниз и сливается с четвертой сверху плоскостью и т. д. Если до сдвига

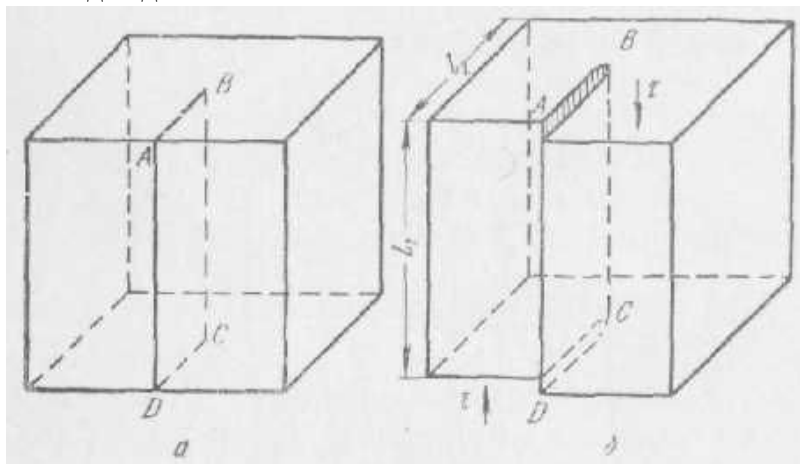


Рис. 29. Сдвиг, создавший винтовую дислокацию; а — кристалл до сдвига надрезан по ABCD; б — кристалл после сдвига; ABCD — зона сдвига

кристалл состоял из параллельных горизонтальных атомных слоев, то после несквозного сдвига по плоскости ABCD он превратился в одну атомную плоскость, закрученную в виде геликоида (винтовой лестницы).

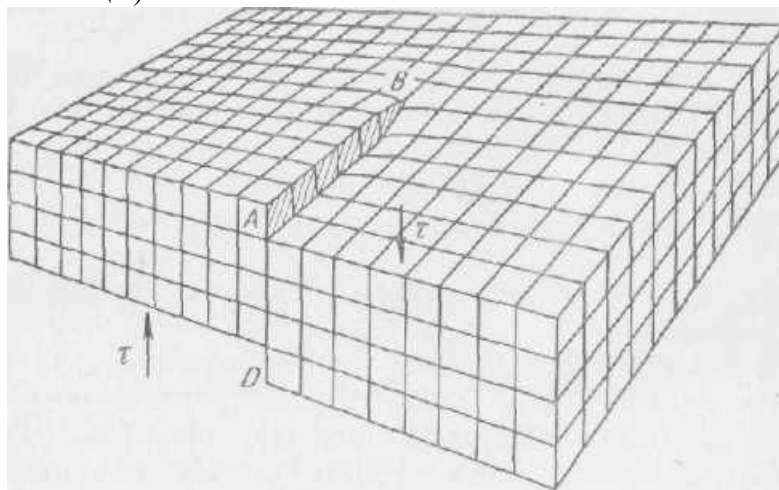


Рис. 30. Кристалл с винтовой дислокацией, представляющий собой атомную плоскость, закрученную в виде геликоида

На рис. 31, а показано расположение атомов в двух вертикальных плоскостях, проходящих непосредственно по обе стороны от плоскости сдвига ABCD на рис. 30. Если смотреть на них со стороны правой грани кристалла, то черные кружки обозначают атомы на вертикальной плоскости слева от плоскости сдвига, а светлые кружки — атомы на вертикальной плоскости справа от плоскости сдвига. Заштрихована образовавшаяся при сдвиге ступенька на

верхней грани кристалла. На рис. 31, а плоскость скольжения ABCD совпадает с плоскостью чертежа; атомы, обозначенные черными кружками, находятся под плоскостью чертежа, а обозначенные светлыми кружками — над ней. Стрелка, направленная сверху вниз, обозначает сдвигающие напряжения, приложенные к той части кристалла, которая находится над плоскостью чертежа на рис. 31, а, т.е. правее плоскости ABCD на рис. 29, б и 30. Стрелка, направленная снизу вверх, обозначает сдвигающие

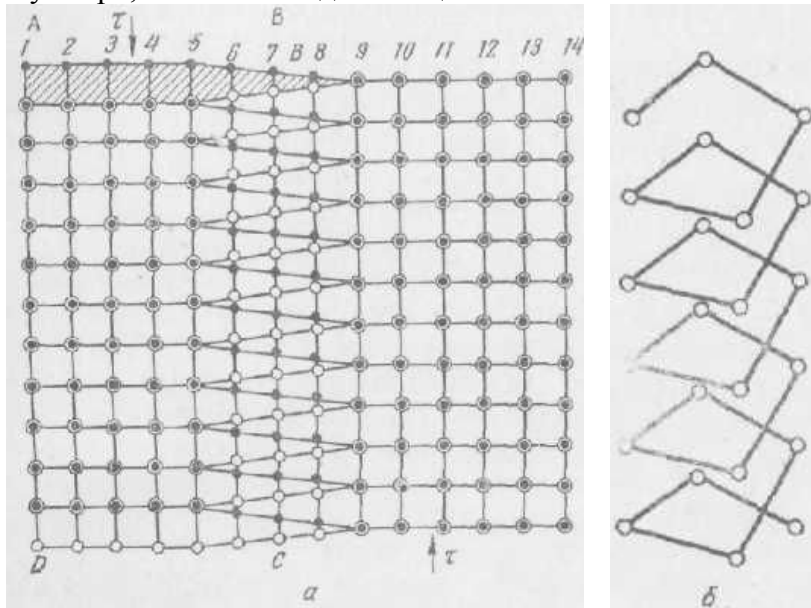


Рис. 31. Расположение атомов в области винтовой дислокации

напряжения, приложенные к той части кристалла, которая находится под плоскостью чертежа на рис. 31, а, т.е. левее плоскости ABCD на рис. 29, б и 30.

Правее линии BC (см. рис. 29, б), между атомными рядами 9 и 14 (см. рис. 31, а), положения белых и черных кружков совпадают, т.е. соответствующие атомы находятся на одном горизонте. Та же картина наблюдается на некотором расстоянии слева от линии BC, между атомными рядами 1 и 5. Вокруг же линии BC, между атомными рядами 5 и 9, атомы, обозначенные черными и белыми кружками, т.е. находящиеся под плоскостью чертежа и над ней, образуют винтовую лестницу.

Таким образом, после рассмотренного сдвига по плоскости ABCD вдали от линии BC решетка остается совершенной, а вблизи от линии BC вдоль нее тянется область несовершенства. В одном измерении — вдоль линии BC область несовершенства имеет макроскопический размер, а в двух других она очень мала (ее размеры по нормали к линии BC составляют несколько периодов решетки — четыре на рис. 31, а). Следовательно, при сдвиге по плоскости ABCD вокруг линии BC возникло линейное несовершенство. Сама линия BC представляет собой границу зоны сдвига

внутри кристалла, отделяющую ту часть плоскости скольжения, где сдвиг уже прошел, от той части, где сдвиг еще не начинался. Следовательно, по данному в § 9 определению, несовершенная область вокруг линии ВС является дислокацией. Так как после появления такой дислокации в кристалле он состоит из атомной плоскости, закрученной в винтовую лестницу, то эта дислокация называется винтовой.

Точное расположение атомов в ядре винтовой дислокации неизвестно. Схематично можно себе представить, что оно близко к расположению их по винтовой линии (см. рис. 31, а и б).

Дислокация, как и резьба винта, может быть *правой* или *левой*. На рис. 29 и 30 изображены кристаллы с правой винтовой дислокацией: линию дислокации от верхнего горизонта к нижнему следует обходить по спирали по часовой стрелке. Если же на рис. 29, а сдвинуть вниз по плоскости ABCD левую часть кристалла, то образуется левая винтовая дислокация ВС, которую обойти по спирали с верхнего горизонта на нижний можно только против часовой стрелки. Правую дислокацию нельзя превратить в левую простым переворачиванием кристалла (рисунка), как это можно было сделать для превращения положительной краевой дислокации в отрицательную. Правая дислокация превращается в левую (и наоборот) зеркальным отражением.

В отличие от краевой дислокации, которая, всегда перпендикулярна вектору сдвига, винтовая дислокация параллельна вектору сдвига (ср. рис. 29 и 30 с рис. 21 и 22).

Другое принципиальное отличие винтовой дислокации от краевой состоит в следующем. Краевая дислокация в определенной кристаллографической плоскости может быть образована сдвигом только по этой плоскости (см. рис. 22). Винтовая же дислокация может образоваться при сдвиге по любой кристаллографической плоскости, содержащей линию дислокации, по любой поверхности, оканчивающейся на этой линии. Если на рис. 29, а сделать надрез по плоскости, находящейся под любым углом к ABCD, но так, чтобы этот надрез оканчивался в кристалле на линии ВС, то после сдвига мы получим ту же винтовую дислокацию ВС. Таким образом, винтовая дислокация в отличие от краевой не определяет однозначно плоскость сдвига.

### § 13. СКОЛЬЖЕНИЕ ВИНТОВОЙ ДИСЛОКАЦИИ

Схема атомного механизма перемещения винтовой дислокации показана на рис. 32. Расположение атомов, соединенных сплошными линиями на рис. 32, а, такое же, как и на рис. 31, а. Плоскость скольжения ABCD совпадает с плоскостью чертежа; черные кружки обозначают атомы под плоскостью чертежа, а белые — над ней. Верхняя стрелка обозначает сдвигающие напряжения, действующие на ту часть кристалла, которая находится над плоскостью чертежа, а нижняя стрелка - напряжения, действующие

на часть кристалла под этой плоскостью. Заштрихована ступенька, возникшая при сдвиге на верхней грани кристалла (см. рис. 30). Область несовершенства, внутри которой атомы образуют винтовую лестницу, находится между атомными рядами 5 и 7.

Пунктирные линии соединяют атомы после перемещения (скольжения) винтовой дислокации на один период решетки вправо. Если в исходном положении область несовершенства находилась между атомными рядами 5 и 7, то после смещения на один период

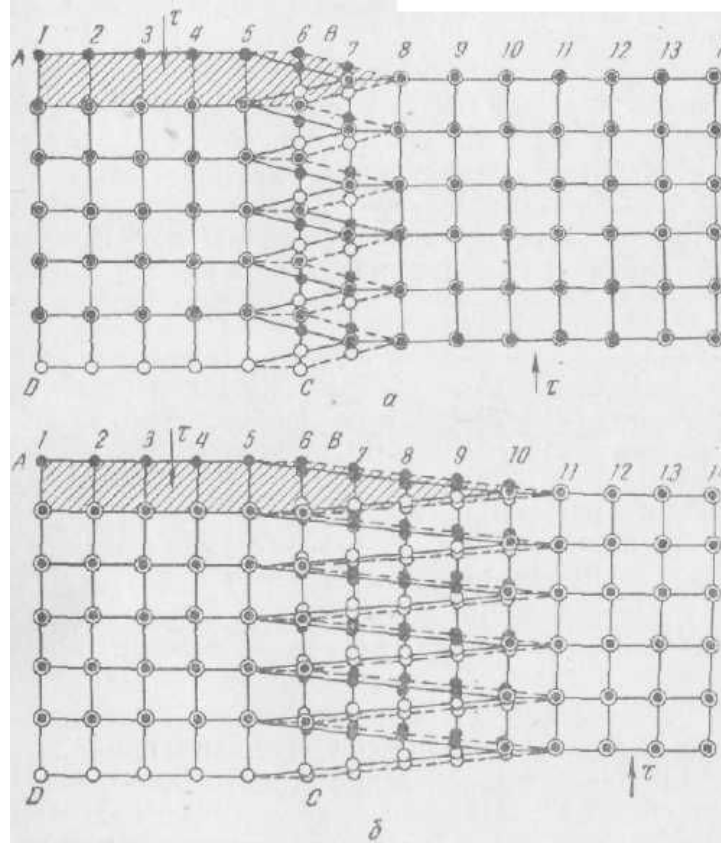


Рис. 32. Смещения атомов при скольжении узкой (а) и широкой (и) винтовой дислокации слева направо на одно межатомное расстояние

решетки вправо она находится между атомными рядами 6 и 8. Атомы над плоскостью чертежа (белые кружки) под действием сдвигающих напряжений, обозначенных верхней стрелкой, смещаются вниз. Атомы под плоскостью чертежа (черные кружки) под действием сдвигающих напряжений, обозначенных нижней стрелкой, смещаются вверх. Необходимо обратить внимание на три важных обстоятельства. Во-первых, дислокация перемещается на один период решетки вправо в результате передвижений атомов только внутри области несовершенства: атомы вне области несовершенства остаются на своих местах. Во-вторых, дислокация перемещается на один период решетки вследствие передвижения

атомов внутри ядра дислокации всего лишь на доли периода решетки. В этом отношении скольжение винтовой дислокации аналогично скольжению краевой дислокации. В-третьих, в области ядра винтовой дислокации атомы смещаются в направлении действующих на них сил (вниз и вверх на рис. 32), а сама дислокация перемещается перпендикулярно этому направлению (вправо на рис. 32). Последнее отличает винтовую дислокацию от краевой; при скольжении краевой дислокации экстраплоскость изменяет свое положение в направлении действующих касательных напряжений.

Перемещение винтовой дислокации увеличило площадь ступеньки и площадь зоны сдвига. В исходном состоянии на рис. 32 зона сдвига, т.е. часть плоскости скольжения, где сдвиг уже совершился, находится между атомными рядами 1 и 5, а после перемещения дислокации вправо на один период решетки зона сдвига находится между атомными рядами 1 и 6. При продвижении винтовой дислокации слева направо на рис. 32 область сдвига постепенно распространяется на всю ширину кристалла.

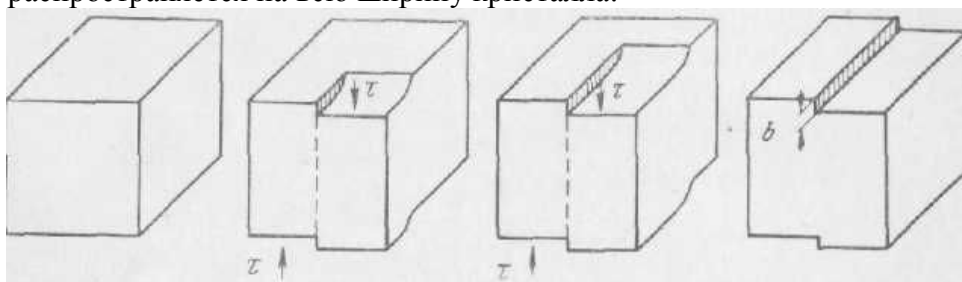


Рис. 33. Схема сдвига правой части кристалла относительно левой на одно межатомное расстояние при пробеге винтовой дислокации от передней грани до задней

На рис. 33 показан сдвиг на одно межатомное расстояние при пробеге правой винтовой дислокации через весь кристалл от передней грани до задней (сравни с пробегом краевой дислокации на рис. 26).

Как видно на рис. 34, под действием одинаковых сдвигающих напряжений винтовые дислокации разного знака скользят в прямо противоположных направлениях.

В конце § 12 подчеркивалось, что винтовая дислокация не определяет однозначно плоскость сдвига. Действительно, вокруг линии ВС на рис. 29—31 наблюдается цилиндрическая симметрия искажения решетки. Схемы атомного строения в области дислокации, аналогичные изображенным на рис. 31, а и 32, справедливы не только для плоскостей, параллельных ABCD (см. рис. 29, б и 30), но и для любых вертикальных плоскостей, проходящих через линию ВС на рис. 29, б и 30. Соответственно схема перемещений атомов на рис. 32, обеспечивающих скольжение винтовой дислокации, также справедлива для любых плоскостей, проходящих через линию ВС на рис. 29, б. Винтовая дислокация

в принципе может скользить в любой кристаллографической плоскости, которая содержит линию дислокации и вектор сдвига. В отличие от краевой винтовая дислокация может переходить из одной атомной плоскости в другую без переноса массы — скольжением. Если на пути движения винтовой дислокации в плоскости  $P$  встречается какой-то барьер (см. гл. IX), то дислокация начинает скользить в другой атомной плоскости  $R$ , находящейся под углом к первоначальной плоскости скольжения  $P$  (рис. 35). Этот процесс называют поперечным скольжением.

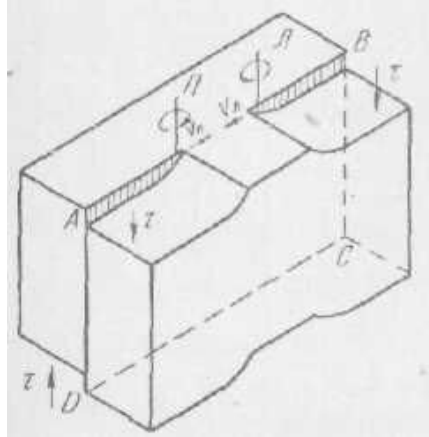


Рис. 34. Кристалл с правой (П) и левой (Л) винтовыми дислокациями, скользящими в плоскости ABCD:  $v_n$  и  $v_l$  — направления скольжения правой и левой дислокаций под действием напряжений  $\tau$

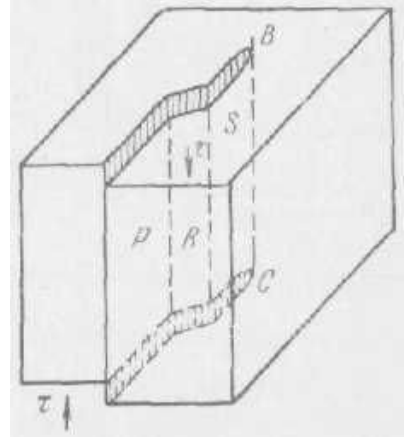


Рис. 35. Двойное поперечное скольжение винтовой дислокации BC

Пройдя некоторый путь в плоскости поперечного скольжения и удалившись от барьера, винтовая дислокация может перейти в атомную плоскость  $S$ , параллельную первоначальной плоскости скольжения  $P$ . Этот процесс называют *двойным поперечным скольжением*. Многократное его повторение называют *множественным поперечным скольжением*. Например, в г.д.к. решетке винтовая дислокация, скользящая в плоскости  $(111)$ , легко, переходит в плоскость поперечного скольжения  $(\bar{1}11)$ , затем вновь скользит в одной из параллельных плоскостей  $(111)$ , снова совершает поперечное скольжение по плоскости  $(\bar{1}11)$  и т.д.

Кроме барьеров, одна из причин поперечного скольжения — изменение вектора приложенных напряжений.

В отличие от краевой винтовая дислокация не может перемещаться с помощью диффузионного механизма, аналогичного приведенному в § 11I. Особый случай реперождения винтовой дислокации рассмотрен в § 36.

#### § 14. СМЕШАННЫЕ ДИСЛОКАЦИИ И ИХ ДВИЖЕНИЕ

Дислокация не может закончиться внутри кристалла, не соединяясь с другой дислокацией. Это следует из того, что граница зоны сдвига всегда является замкнутой линией. Часть этой гра-

ницы может проходить по внешней поверхности кристалла. Следовательно, линия дислокации должна замыкаться внутри кристалла или оканчиваться на его поверхности. Здесь возможны самые разнообразные варианты.

На рис. 36, а линия дислокации состоит из прямых участков краевой и винтовой ориентации, перпендикулярных и параллельных вектору сдвига соответственно. Это частный случай.

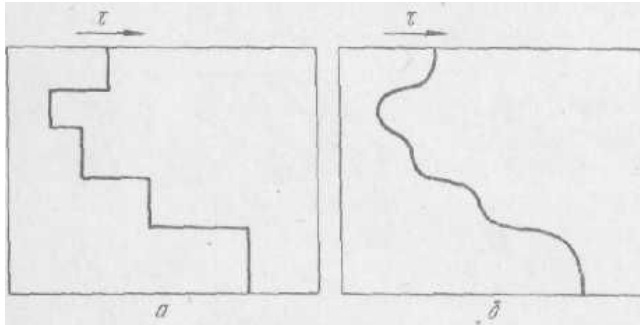


Рис. 36. Краевые и винтовые дислокации образуют одну непрерывную ломаную (а) или плавную (б) линию внутри кристалла. Плавная линия содержит также участки смешанной ориентации

В более общем случае в плоскости скольжения линия дислокации является кривой (рис. 36, б).

Отдельные малые участки этой кривой имеют краевую или винтовую ориентацию, но большая ее часть не перпендикулярна и не параллельна вектору сдвига; в последнем случае мы имеем дело с дислокацией смешанной ориентации, которая в макромасштабе является

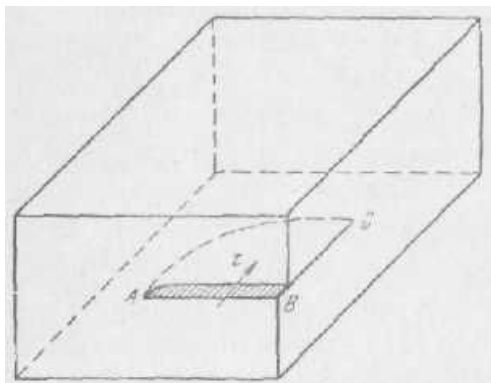


Рис. 37. Сдвиг, создавший смешанную дислокацию AC

плоской кривой. Рассмотрим схему атомного строения кристалла со *смешанной дислокацией*. На рис. 37 линия AC ограничивает внутри кристалла зону сдвига ABC. Заштрихована ступенька, образовавшаяся на передней грани кристалла при сдвиге верхней его части относительно нижней по площади ABC. Расположение атомов вдоль линии AC показано на рис. 38, где плоскость чертежа является плоскостью скольжения; черные кружки обозначают атомы под этой плоскостью, а белые — над ней. Вблизи точки A на участке AA' дислокация параллельна вектору сдвига и, следовательно, имеет винтовую ориентацию (ср. с рис. 31). Вблизи точки C дислокация перпендикулярна

вектору сдвига и, следовательно, имеет краевую ориентацию. Вблизи точки C в верхней части кристалла (над плоскостью чертежа) имеется сгущение вертикальных атомных плоскостей и экстраплоскость. В отличие от рис. 22, где мы смотрим на экстраплоскость с ее торца, на рис. 38 экстраплоскость рассматривается сверху. Здесь она видна в виде цепочки светлых кружков CC', внутри которых нет черных кружков. Эта цепочка

атомов является краем экстраплоскости. Вблизи точки С экстраплоскость искривляется и соединяется с вертикальной плоскостью, находящейся под плоскостью скольжения, т.е. экстраплоскость здесь перестает быть неполной атомной плоскостью (экстраплоскостью), и дислокация теряет краевую ориентацию. В промежутке между чисто краевым участком вблизи точки С и чисто винтовым вблизи точки А дислокация имеет смешанную ориентацию, промежуточную между краевой и винтовой.

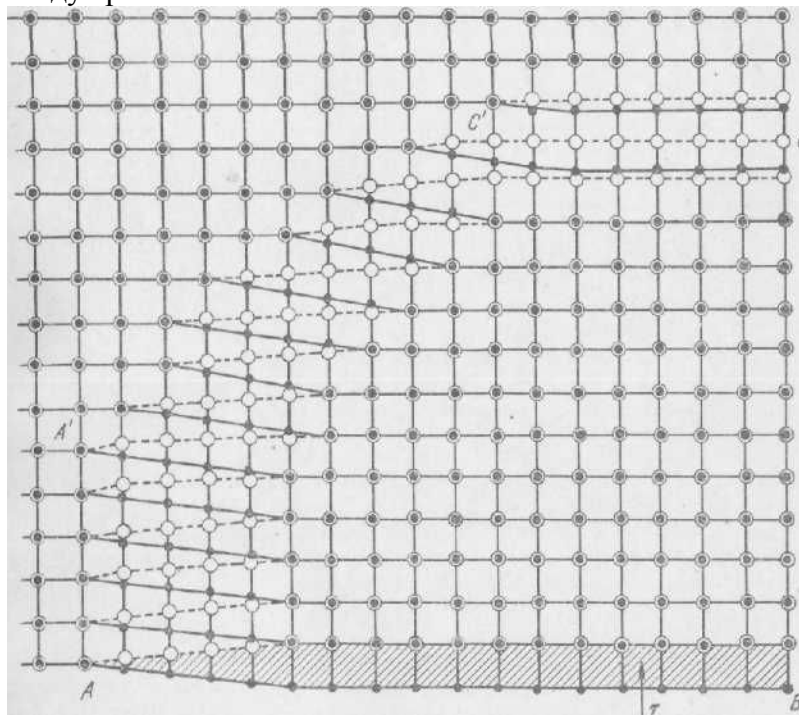


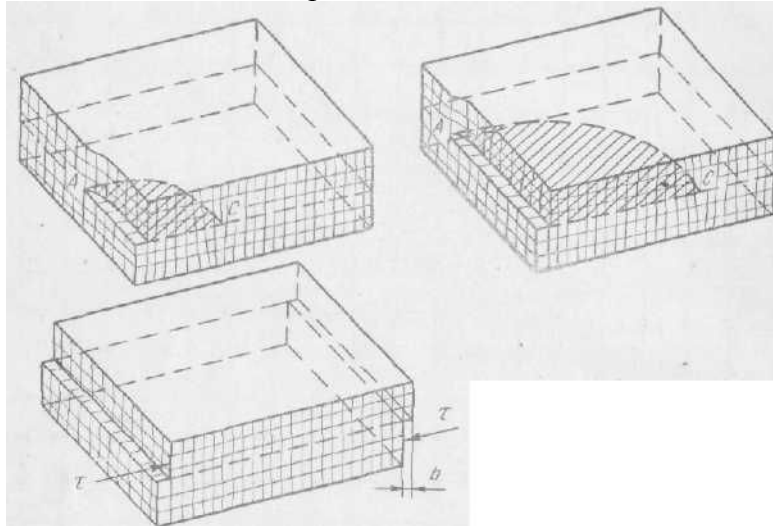
Рис. 38. Расположение атомов в области смешанной дислокации. Схема получена при рассмотрении на рис. 37 плоскости ABC со стороны верхней грани кристалла

Под действием приложенных касательных напряжений  $\tau$  зона сдвига, заштрихованная на рис. 39, расширяется. Участок дислокации с чисто краевой ориентацией вблизи точки С скользит в направлении приложенной силы, а участок с чисто винтовой ориентацией вблизи точки А – перпендикулярно этому направлению. Когда вся линия смешанной дислокации выйдет на внешние грани, верхняя часть кристалла окажется сдвинутой относительно нижней в направлении действующих касательных напряжений на один период решетки (ср. с рис. 26 и 33). Ясно, что в общем случае отдельные участки смешанной дислокации выходят на поверхность кристалла неодновременно.



На рис. 36, б и 37 линия смешанной дислокации оканчивается на гранях кристалла. Но она может образовывать и замкнутые плоские петли внутри кристалла. Отдельные участки *дислокационной петли* имеют чисто краевую или чисто винтовую ориентацию, а большая часть — смешанную ориентацию.

Плоская петля смешанной дислокации, как и любая дислокация, является границей зоны сдвига. Если вектор сдвига находится в плоскости петли, то петля отделяет область плоскости скольжения внутри неё, где сдвиг уже прошел, от области, лежащей вне петли и еще не охваченной сдвигом. Скольжение раз-



Риг. 39. При скольжении смешанной дислокации AC через весь кристалл верхняя часть его сдвинулась относительно нижней на одно межатомное расстояние

вивается при расширении петли. Возможен и противоположный случай, когда область, где сдвиг уже прошел, находится вне петли дислокации. Скольжение в этом случае развивается при сужении петли<sup>5</sup>. Дислокационные петли играют важную роль в процессах пластической деформации (см. § 39). Поэтому необходимо подробнее рассмотреть атомное строение кристалла с дислокационной петлей и ее движение.

На рис. 40 показана схема атомного строения кристалла с простой кубической решеткой в области петли смешанной дислокации (вектор сдвига  $b$  лежит в плоскости петли). На этой схеме черные кружки — атомы ниже плоскости чертежа, являющейся плоскостью скольжения, а светлые кружки — атомы над плоскостью чертежа. Хорошо видно, что вблизи точки  $a$  имеется экстра-

<sup>5</sup> Если вектор сдвига не лежит в плоскости петли, то поверхностью скольжения является *призматическая* (цилиндрическая) поверхность, в которой находится и вектор сдвига, и сама петля. Такую дислокационную петлю называют *призматической* (примером является R-дислокация, с. 153). Петля призматической дислокации в ее плоскости может сужаться или расширяться только переползанием

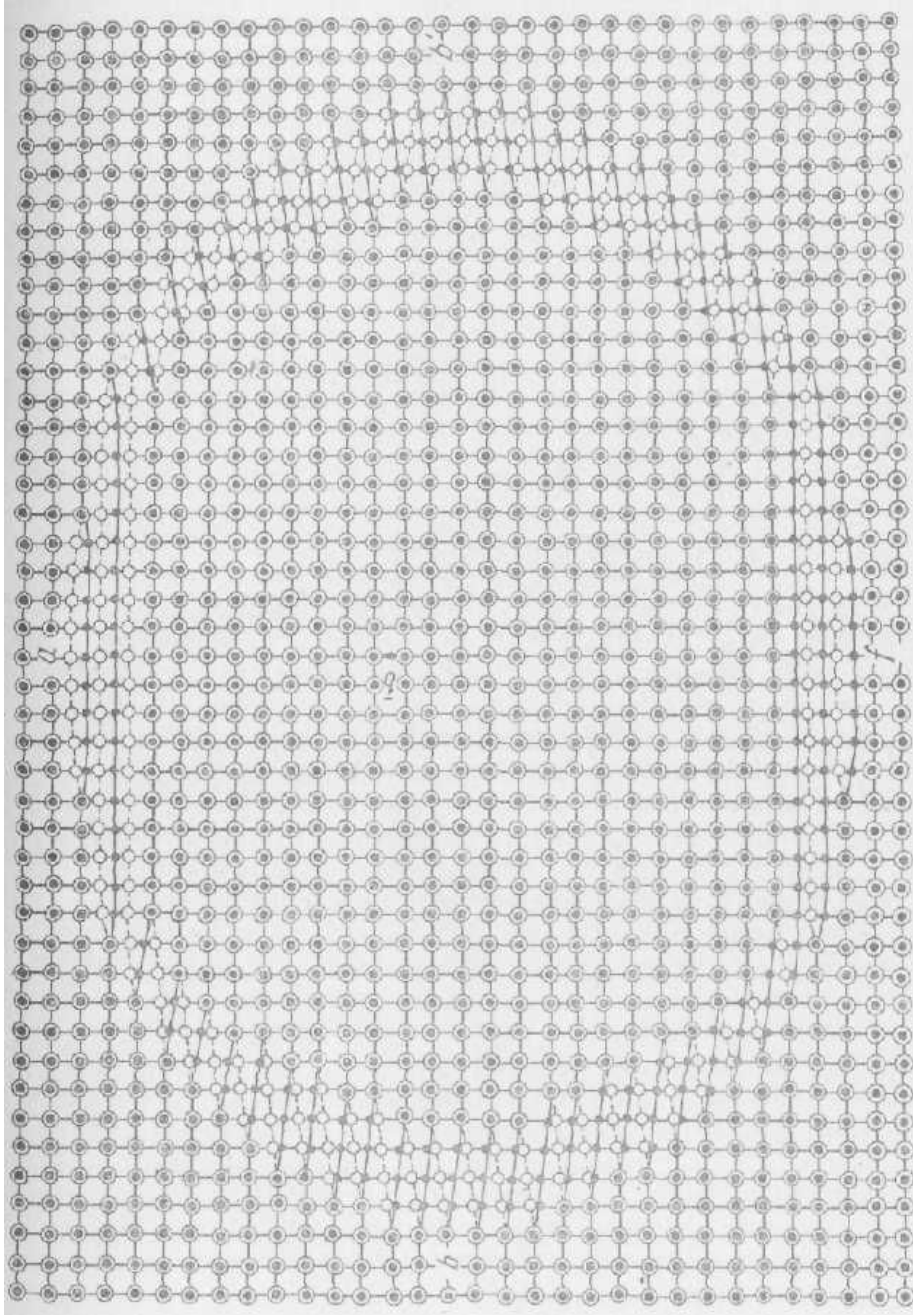


Рис. 40. Расположение атомов и области петли смешанной дислокации

плоскость из светлых кружков, т.е. положительная дислокация, а вблизи точки  $f$  — экстраплоскость из черных кружков, т.е. отрицательная дислокация. Вблизи точек  $b$  и  $b'$  атомы расположены по винтовой линии, причем легко обнаружить разный знак дислокаций вблизи этих точек. Между участками с краевой и винтовой ориентацией большая часть петли имеет смешанную ориентацию (ср. с рис. 38).

Под действием одних и тех же касательных напряжений участки петли вблизи точек  $a$  и  $f$  с краевой ориентацией должны скользить вдоль вектора сдвига в прямо противоположные стороны, так как эти участки имеют разный знак. Под действием тех же напряжений  $\tau$  участки петли вблизи точек  $b$  и  $b'$  с чисто винтовой ориента-

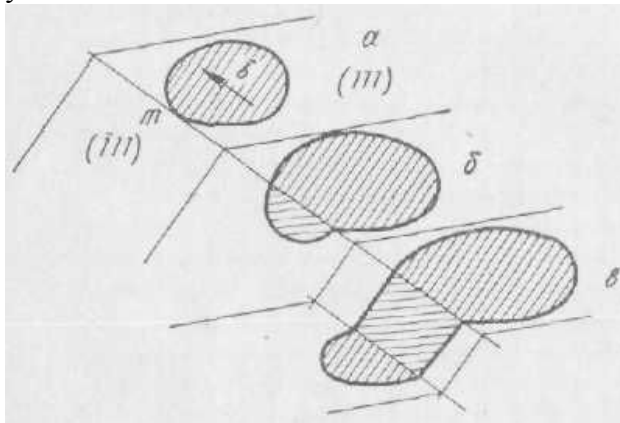


Рис. 41. Поперечное и двойное поперечное скольжение петли смешанной дислокации в г.ц.к. решетке

цией должны скользить перпендикулярно вектору сдвига в прямо противоположные стороны, так как эти участки также имеют разный знак. Следовательно, участки дислокационной петли вблизи точек  $a$  и  $f$ ,  $b$  и  $b'$  удаляются один от другого. Соответственно движутся в разные стороны и участки петли со смешанной ориентацией, и вся петля расширяется, увеличивая зону сдвига, заключенную внутри нее.

Когда распространяющаяся дислокационная петля достигает внешней поверхности кристалла, верхняя часть его оказывается сдвинутой по отношению к нижней (см. аналогичный случай на рис. 39). То, что сдвиг верхней части кристалла относительно нижней в каком-то одном направлении явился результатом скольжения участков петли в разные стороны, не должен смущать. Как показано в § 10 с помощью рис. 26, пробег краевых дислокаций разного знака через весь кристалл в прямо противоположные стороны приводит к одному и тому же сдвигу верхней части кристалла относительно нижней. Так же ведут себя винтовые дислокации разного знака (см. § 13 и рис. 34).

Выше рассматривались смешанные дислокации на плоской поверхности скольжения. На рис. 37-40 линии смешанных дислокаций лежат в одной плоскости, являются плоскими кривыми. Более общий случай — криволинейная дислокация, линия кото-

рой не лежит в одной плоскости. Такая дислокация может образовывать и замкнутую петлю, не лежащую в одной плоскости. Из-за наличия участков с винтовой ориентацией дислокационная петля может совершать поперечное скольжение. На рис. 41, а показана дислокационная петля, распространявшаяся в плоскости (111) г.ц.к. решетки. Участок петли вблизи точки  $m$ , имеющий винтовую ориентацию, из-за встречи с препятствием в плоскости (111) или по другой причине может «соскользнуть» по плоскости поперечного скольжения  $(\bar{1}\bar{1}1)$ , находящейся под углом к первоначальной плоскости скольжения (рис. 41, б). Затем участок петли с винтовой ориентацией способен из плоскости  $(\bar{1}\bar{1}1)$  перейти в атомную плоскость, параллельную первоначальной плоскости скольжения (рис. 41, в). Многократное повторение этого процесса является множественным поперечным скольжением. В результате петля смешанной дислокации перестает быть плоской. Так как винтовая дислокация легко переходит из одной плоскости в другую, то в общем случае и линия смешанной дислокации и поверхность скольжения не лежат в одной плоскости.

## § 15. ВЕКТОР БЮРГЕРСА<sup>6</sup>

*Вектор Бюргерса* является мерой искаженности кристаллической решетки, обусловленной присутствием в ней дислокации. Он определяет энергию дислокации, действующие на дислокацию силы, величину связанного с дислокацией сдвига, влияет на подвижность дислокации. Следовательно, вектор Бюргерса главная количественная характеристика дислокации.

Если дислокация вводится в кристалл чистым сдвигом — так, как это было показано выше на примере краевой, винтовой и смешанной дислокаций (см. рис. 22, 29 и 37), то вектор сдвига и является вектором Бюргерса. Вектор сдвига определяет величину и направление смещений атомов в той области, где сдвиг уже произошел, т.е. определяет степень искаженности решетки, связанную с присутствием дислокации, введенной в кристалл путем сдвига. Однако дислокация далеко не всегда вызывается сдвигом. Кроме того, не все типы дислокаций можно определить через вектор сдвига. Поэтому более общим является определение вектора Бюргерса не как вектора сдвига, а как меры искаженности кристаллической решетки.

Чтобы оценить степень искаженности решетки, вызванной дислокацией, следует сравнить несовершенный кристалл, содержащий дислокацию, с совершенным кристаллом. Для этого строят так называемый *контур Бюргерса*. Контуром Бюргерса

---

<sup>6</sup> Для начинающих изучать теорию дефектов кристаллического строения понятие о векторе Бюргерса является одним из весьма трудных разделов курса. В основу данного параграфа автор положил объяснения Л. И. Васильева, который наиболее доступно рассмотрел представления и векторе Бюргерса.

называется замкнутый контур произвольной формы, построенный в реальном кристалле путем последовательного обхода дефекта от атома к атому в совершенной области кристалла.

На рис. 42, а показано построение контура Бюргера вокруг краевой дислокации. За исходную точку принят атом А. Строя контур, пойдем вверх в совершенной области от атома к атому. Пройдя вверх шесть межатомных расстояний, в точке В остановимся и пойдем налево; через шесть межатомных расстояний достигнем точки С и пойдем вниз (мы могли бы по горизонтали справа налево пройти не шесть, а пять, семь или восемь межатомных расстояний). Вниз от точки С, отсчитав шесть межатомных расстояний, попадаем в точку D, находящуюся на одном уровне сточкой А.

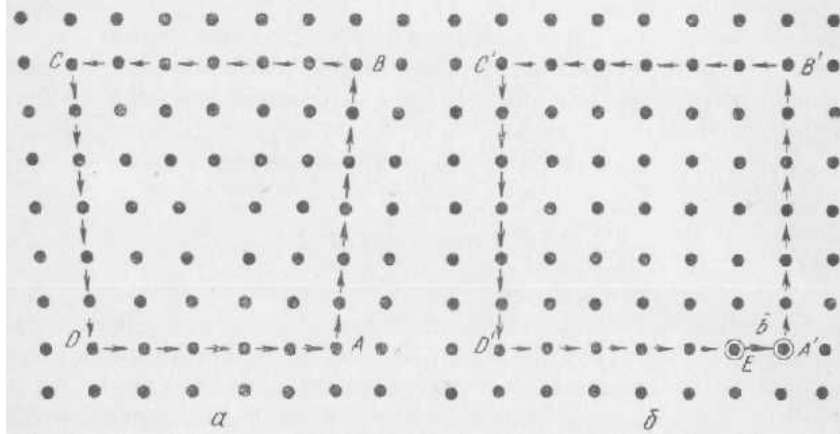


Рис. 42. Контур Бюргера вокруг краевой дислокации (а) и эквивалентный контур в совершенном кристалле (б):  $\bar{b}$  — вектор Бюргера

Чтобы замкнуть контур на отрезке DA, необходимо пройти не произвольное, а строго определенное число межатомных расстояний — ровно пять. Замкнутая линия ABCD, соединяющая атомы совершенной области решетки и охватывающая краевую дислокацию, является контуром Бюргера.

Проведем соответствующий контур в совершенном кристалле, т.е. кристалле без дислокации (рис. 42, б). Выберем произвольно в качестве исходной точки атом А' и пройдем вверх от него шесть межатомных расстояний (до точки В'), затем влево — шесть (до точки С), вниз шесть (до точки D') и вправо — пять межатомных расстояний, т.е. повторим число и направление «шагов», сделанных при построении контура ABCD. Пройдя пять межатомных расстояний вправо от точки D', мы попадаем в точку E, а не в исходную точку А': контур получается незамкнутым. Вектор  $\bar{b}$ , проведенный из точки E в точку А' и замыкающий контур, является вектором Бюргера. Невязка (разомкнутость) контура A'B'C'D'E в совершенном кристалле обусловлена тем, что в кри-

сталле с дислокацией из-за экстраплоскости на стороне BC, находящейся в верхней половине кристалла, на один атом больше, чем на стороне DA, находящейся в нижней половине кристалла.

Вокруг дислокации атомы в совершенной области, где проходит контур Бюргера ABCD, несколько смещены по сравнению с расположением их в совершенном кристалле без дислокации. Сумма всех упругих смещений, накопившаяся при обходе по контуру Бюргера ABCD и проявляется в виде невязки, когда соответствующий контур строят в совершенном кристалле. По-

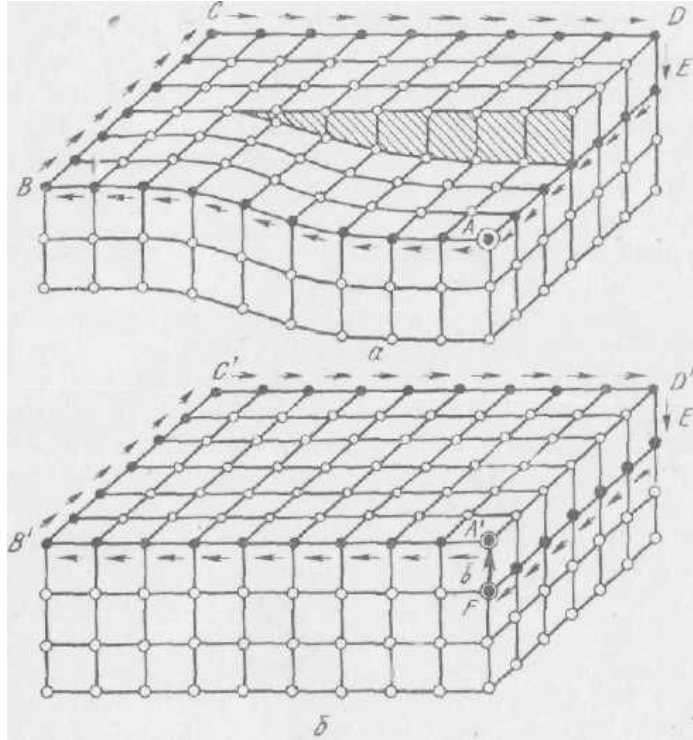


Рис. 43. Контур Бюргера вокруг винтовой дислокации (а) и эквивалентный контур в совершенном кристалле (б):

$\vec{b}$  — вектор Бюргера

этому вектор Бюргера, замыкающий в совершенном кристалле контур Бюргера, является мерой той искаженности решетки в несовершенном кристалле, которая вызвана дислокацией. Величина вектора Бюргера не зависит от того, насколько контур Бюргера удален от дислокации. Чем дальше от дислокации мы располагаем этот контур, тем меньше упругие смещения атомов в совершенной области, но тем длиннее контур, и сумма всех упругих смещений, накопившаяся при его обходе, неизменна.

Рис. 43 демонстрирует построение контура и вектора Бюргера для случая винтовой дислокации. Контур Бюргера можно, например, построить от исходной точки А (рис. 43, а). Пройдем

от нее влево десять межатомных расстояний до точки В, шесть — до точки С и вправо девять — до точки D. Чтобы попасть на уровень исходной точки А, спустимся от точки D по вертикали вниз до точки E на одно межатомное расстояние и пройдем шесть межатомных расстояний от E до А.

Для проведения соответствующего контура в совершенном кристалле (рис. 43, б) сделаем девять «шагов» от исходной точки А' до В', затем шесть — до С', девять — до D' один шаг вниз по вертикали от D' до E' и шесть шагов — на горизонтальном уровне в сторону исходной точки. При этом мы попадаем не в исходную точку А', а в точку F. Невязку контура ликвидируем, замыкая его вектором Бюргерса  $\bar{b}$  (соединяя точки F и А'). Этот вектор на рис. 43, б характеризует степень искаженности решетки, вызванной винтовой дислокацией в кристалле на рис. 43, а. Весьма удобно, что искаженность решетки несовершенного кристалла выражается через период решетки идеального кристалла, т.е. через константу.

Легко увидеть, что векторы Бюргерса, полученные на рис. 42 и 43, являются векторами сдвига.<sup>7</sup>

Направление вектора Бюргерса зависит от направления обхода по контуру Бюргерса. Следовательно, в понятии вектора Бюргерса содержится неопределенность, соответствующая углу в 180 град. Но это не является серьезным недостатком, так как сущность указанной неопределенности сводится к тому, например, что пробег краевой дислокации через весь кристалл (см. рис. 26) вызвал сдвиг верхней половины кристалла влево относительно нижней или, что то же самое, сдвиг нижней половины кристалла вправо относительно верхней половины.

Вектор Бюргерса характеризуется рядом особенностей:

1. Нормален к линии краевой дислокации и параллелен линии винтовой дислокации. Вдоль линии смешанной дислокации угол между ней и вектором Бюргерса в разных точках имеет разную величину (см. рис. 37).

2. У дефектов недислокационного типа равен нулю. Если построить контур Бюргерса, вокруг любого точечного дефекта или линейного дефекта недислокационного типа (вокруг цепочки атомов или вакансий), то соответствующий контур в идеальном кристалле окажется замкнутым.

3. Одинаков вдоль всей линии дислокации, т.е. является инвариантом дислокации. Это следует, например, из того, что при смещении контура Бюргерса вдоль линии дислокации он все время будет оставаться эквивалентным исходному контуру (при

---

<sup>7</sup> Примеры построения контуров Бюргерса в примитивной кубической решетке на рис. 42 и 43 могут создать ложное представление о том, что вектор Бюргерса всегда равен периоду решетки. В действительности же, как показано в гл. IV, вектор Бюргерса в типичных решетках металлов очень часто не равен периоду решетки.

условии, что он всеми своими точками не выходит из совершенной области решетки, т.е. не пересекает другие несовершенства). Кроме того, вектор сдвига, создающего, например, криволинейную смешанную дислокацию (см. рис. 37), имеет одну величину и одно направление для всего кристалла.

Из инвариантности вектора Бюргера вытекает важное следствие: дислокация не может обрываться внутри кристалла. Допустив противное, продвинем контур Бюргера за предполагаемую точку обрыва дислокации. Контур останется неизменным, так как все время находится в области с совершенной решеткой. Но если ему соответствует прежний вектор Бюргера, отличный от нуля, это значит, что внутри контура Бюргера все время присутствует дислокация, т.е. обрыв ее внутри кристалла невозможен. Дислокация может обрываться только на границе кристалла. Внутри кристалла дислокации могут образовывать замкнутые петли с одинаковым вектором Бюргера вдоль всей петли или встречаться с другими дислокациями, образуя узлы (точки встречи).

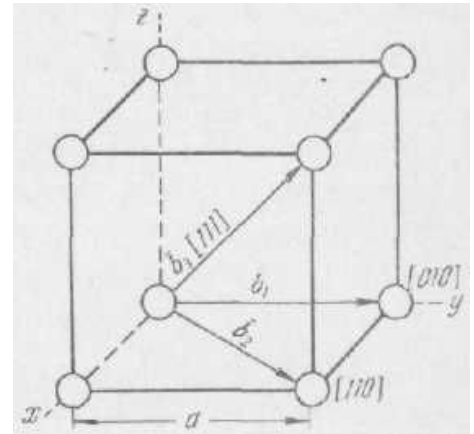


Рис. 44. Векторы Бюргера в примитивной кубической решетке

То, что дислокация не обрывается внутри кристалла, можно доказать, как уже упоминалось в § 14, следующим весьма наглядным путем. Дислокация является границей зоны сдвига (см. § 9), которая должна быть замкнутой линией (часть этой линии может проходить по поверхности кристалла, как, например, на рис. 21).

Из § 10, 13 и 14 следует, что вектор Бюргера и линия дислокации однозначно определяют возможную плоскость (поверхность) скольжения.

Поскольку вектор Бюргера — столь важная количественная характеристика дислокации, необходимо уметь обозначать его так, чтобы запись его отражала направление и величину вектора.

Если вектор  $\vec{b}$  по трем координатным осям  $x$ ,  $y$  и  $z$  имеет составляющие  $b_x$ ,  $b_y$  и  $b_z$  то это записывается так:  $\vec{b} = [b_x b_y b_z]$

Величину вектора Бюргера или, как часто говорят, его мощность легко определить:

$$b = |\vec{b}| = \sqrt{b_x^2 + b_y^2 + b_z^2} .$$

За направления осей  $x$ ,  $y$  и  $z$  обычно принимают кристаллографические направления ребер элементарной ячейки данной решетки. В случае кубической решетки составляющие по осям  $b_x$ ,  $b_y$  и  $b_z$ , можно выразить через период элементарной ячейки  $a$ . Этот период



войдет в общий наибольший делитель  $na$ , где  $n$  — некоторое число. Тогда

$$\bar{b} = na[u\vartheta\varpi]. \quad (17)$$

) Здесь  $u$ ,  $v$  и  $\omega$  — целые числа, а  $[uvw]$  является символом кристаллографического направления вектора Бюргерса. Мощность же его

$$b = na\sqrt{u^2 + v^2 + \omega^2}. \quad (18)$$

) Рассмотрим форму записи трех векторов Бюргерса  $\bar{b}_1$ ,  $\bar{b}_2$  и  $\bar{b}_3$  в примитивной кубической решетке (рис. 44).

Для вектора  $\bar{b}_1$  составляющие по осям  $b_{1x}=0$ ,  $b_{1y}=a$  и  $b_{1z}=0$ . Следовательно,  $\bar{b} = [0a0] = a[010]$ . Это значит, что направлением вектора  $\bar{b}_1$  является кристаллографическое направление  $[010]$ , а мощность его равна  $a\sqrt{0^2 + 1^2 + 0^2} = a$ .

Для вектора  $\bar{b}_2$ :  $b_{2x}=a$ ,  $b_{2y}=a$  и  $b_{2z}=0$ .  $\bar{b}_2 = [aa0] = a[110]$ ; его величина равна  $a\sqrt{1^2 + 1^2 + 0^2} = a\sqrt{2}$ .

Для вектора  $\bar{b}_3$  имеем:  $\bar{b}_3 = [aaa] = a[111]$ . Его мощность равна  $a\sqrt{1^2 + 1^2 + 1^2} = a\sqrt{3}$ .

Векторы Бюргерса в гексагональной решетке рассмотрены в § 23.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Рид В.Т. Дислокации в кристаллах. М., Metallurgizdat, 1957. 279 с. с ил. Гл. 1—4, с. 11-72.  
 Фридель Ж. Дислокации. М., «Мир», 1967. 643 с. с ил. Гл. 3, с. 67-97; гл. 5, с. 129—162.  
 Одинг И.А. Теория дислокаций в металлах и ее применение. М., Изд-во АН СССР, 1959. 84 с. с ил.  
 Васильев Л.И. Дислокации в металлах и сплавах. Л., Изд. ЛДНТГТ, 1963. 100 с. с ил. Гл. I, II, с. 5-21.



## ГЛАВА УПРУГИЕ СВОЙСТВА ДИСЛОКАЦИЙ

### § 16. ЭНЕРГИЯ ДИСЛОКАЦИИ

Дислокация повышает энергию кристалла. Она — центр поля внутренних напряжений, убывающих с увеличением расстояния от дислокации. В ядре дислокации смещения атомов настолько велики, что рассчитать энергию здесь с помощью методов теории упругости не удастся. За пределами ядра дислокации деформации описываются линейными уравнениями теории упругости, и поле напряжений и соответствующую энергию легко вычислить.

Для оценки энергии винтовой дислокации введем допущение, что в процессе её образования кристалл ведет себя как упругое изотропное твердое тело. Возьмем такой совершенный кристалл, сделаем в нем несквозной надрез и сдвинем две части этого кристалла одну относительно другой по плоскости надреза на величину  $b$  так, как это уже рассматривалось на рис. 29. Такой сдвиг происходит под действием касательных сил и соответствующих напряжений в плоскости надреза. Работа, совершенная этими силами для создания смещения  $b$ , равна энергии винтовой дислокации

$$E_o = \int \frac{\tau}{2} ds \cdot b,$$

где  $\tau$  — касательное напряжение, вызывающее сдвиг на величину  $b$ .

В период сдвига напряжение линейно возрастает от 0 до  $\tau$ . Поэтому при расчете энергии сдвига необходимо брать среднюю за весь период сдвига величину касательного напряжения, равного  $\tau/2$ . Произведение этого напряжения на площадь  $ds$ , по которой происходит сдвиг, дает силу сдвига, а произведение силы сдвига на величину смещения дает искомую работу сдвига. Но касательные напряжения на разном расстоянии от оси дислокации различны (они убывают с увеличением этого расстояния). Поэтому приходится брать интеграл касательных напряжений по всей площади сдвига.

Для расчета касательных напряжений используем следующий прием. Мысленно подразделим кристалл на ряд цилиндрических слоев с общей осью. Возьмем один такой цилиндрический слой (рис. 45, а) с радиусом  $r$  и толщиной  $dr$ , разрежем его вдоль образующей цилиндра  $l$  с одной стороны и сместим на величину  $b$  одну часть этого слоя по отношению к другой. При условии, что

толщина слоя мала, величина силы, препятствующей указанному смещению, не изменится, если цилиндрический слой развернуть в плоскую пластину (рис. 45, б).

Для малых сдвиговых деформаций справедлив закон Гука:  $\tau = \frac{Gb}{2\pi r}$  ( $G$  — модуль сдвига). Это касательное напряжение действует на площадке  $ds = ldr$ . Тогда

$$E_\delta = \int \frac{\tau}{2} ds \cdot b = \int \frac{Gb^2 l}{4\pi r} dr = \frac{Gb^2 l}{4\pi} \int_{r_0}^{r_1} \frac{dr}{r};$$

$$E_\delta = \frac{Gb^2 l}{4\pi} \ln\left(\frac{r_1}{r_0}\right).$$

(19)

)

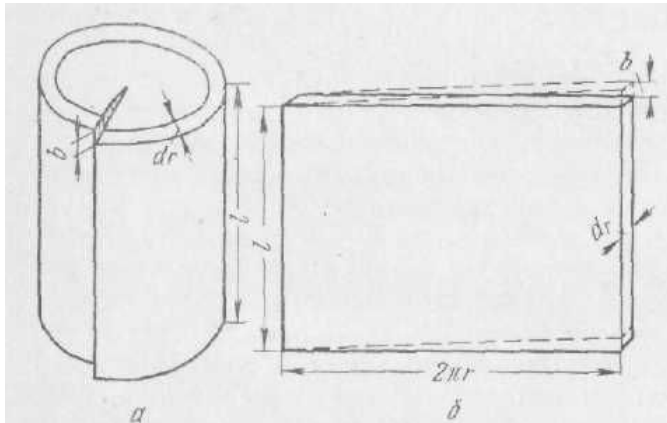


Рис. 45. Цилиндрическая оболочка вокруг винтовой дислокации, развернутая в пластину

В этом выражении:

$G$  — модуль сдвига;

$b$  — вектор Бюргера дислокации;

$l$  — ее длина;

$r_0$  — радиус ядра дислокации (несколько межатомных расстояний);

$r_1$  — расстояние, на которое распространяется упругая деформация от дислокации.

Теоретически, если размер кристалла  $r_1$  стремится к бесконечности, то энергия дислокации по логарифмическому закону также стремится к бесконечности. При оценке величины  $E_\delta$  в реальных кристаллах значение  $r_1$  принимают равным половине среднего расстояния между соседними дислокациями. От величины  $r_0$  логарифм в формуле (19) мало зависит. Для наиболее типичных значений  $r_1$  и  $r_0$  выражение (19) можно записать в очень удобном для многих расчетов виде:

$$E_\delta = \alpha Gb^2 l$$

(20)

)

где  $\alpha = 0,5 \div 1,0$ .

Вполне естественно, что энергия дислокации зависит от вектора Бюргера, характеризующего степень искаженности решетки, и от модуля сдвига, являющегося характеристикой сил межатомной связи. Чем больше  $G$ , тем сильнее межатомные силы сопротив-

ляются смещениям атомов, т.е. больше накапливается упругая энергия искажений решетки.

Разные оценки показывают, что потенциальная энергия ядра дислокации по порядку величины не превышает одну десятую энергии, связанной с упругой деформацией за пределами ядра дислокации. Вследствие неопределенности расчетов общую энергию дислокации считают равной  $\alpha Gb^2l$ . Для разных твердых тел энергия винтовых дислокаций обычно находится в пределах от 3 до 10 эВ в расчете на одно межатомное расстояние вдоль линии дислокации.

Расчет энергии краевой дислокации более сложен, так как поле напряжений вокруг нее не обладает цилиндрической симметрией, как поле вокруг винтовой дислокации (с одной стороны от плоскости скольжения — растяжение, а с другой — сжатие). Здесь поле напряжений и потенциальная энергия имеют угловую зависимость. Однако и в случае краевой дислокации оценочный расчет приводит к такому же значению ее энергии, какое получается из выведенных выше формул. Положение о пропорциональности энергии дислокации модулю сдвига и квадрату вектора Бюргерса справедливо для любых дислокаций.

Увеличение длины дислокации приводит к росту ее упругой энергии. Поэтому линия дислокации ведет себя как упругая нить, всегда стремящаяся выпрямиться, чтобы сократить свою длину. Энергию дислокации, приходящуюся на единицу ее длины, называют *линейным натяжением дислокации*:

$$T = \alpha Gb^2. \quad (21)$$

)

Сила линейного натяжения направлена вдоль линии дислокации.

Энергия дислокации, приходящаяся на единицу ее длины, не является константой. Она зависит от типа дислокации, ее расстояния от соседних дислокаций и от поверхности кристалла и других факторов.

Выше рассматривалась энергия неподвижной дислокации. Поля напряжений движущейся и неподвижной дислокации различны, что объясняется возникновением инерциальных сил от движения элементов тела, вызванного движением дислокации.

Уравнения движения дислокации сходны с уравнениями движения частицы, приводимыми в теории относительности. Здесь скорость звука в данном материале является такой же предельной скоростью, как скорость света в теории Эйнштейна. С приближением скорости дислокации  $v$  к скорости звука в кристалле  $c$  энергия дислокации бесконечно возрастает. Энергия винтовой дислокации

$$E_v = \frac{E_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (22)$$

)

где  $E_0$  — энергия покоящейся дислокации.

Следовательно, дислокация не может двигаться в кристалле быстрее звука.

Как влияет скорость движения на энергию дислокации, видно из следующих примеров. При скоростях порядка  $c/10$  и менее энергия дислокации мало отличается от энергии покоя.

Повышение скорости от нуля до  $\frac{c\sqrt{3}}{2}$  удваивает энергию дислокации. Избыточная энергия помогает дислокации преодолевать разные препятствия в решетке реального кристалла.

Смещения атомов в ядре дислокации и упругие смещения в поле вокруг дислокации за пределами этого ядра сильно повышают энергию кристалла  $U$ . Вместе с тем дислокации увеличивают неупорядоченность и соответственно энтропийный член  $TS$  в формуле для свободной энергии ( $F = U - TS$ ).

Введение дислокации увеличивает число возможных способов размещения атомов в решетке, так как дислокация может располагаться в кристалле разными способами. Это обуславливает повышение конфигурационной энтропии. Возрастает также колебательная энтропия, так как вблизи дислокации оказывается измененной частота колебаний атомов.

Уменьшение свободной энергии при росте энтропии намного меньше, чем повышение свободной энергии вследствие образования поля упругих напряжений при введении дислокации в кристалл. Поэтому в отличие от точечных дефектов, которые в определенном числе (концентрации) являются равновесными для данной температуры, дислокации при любых температурах и в любом числе повышают свободную энергию кристалла и всегда являются термодинамически неравновесными дефектами. В отличие от точечных дефектов, равновесная концентрация которых растет с температурой пропорционально фактору Больцмана  $\ell^{-E_0/kT}$ , количество дислокаций не зависит от температуры. Это объясняется большой величиной упругой энергии их образования. Флуктуации энергии не способны создать новую дислокацию; фактор Больцмана здесь не играет существенной роли.

## § 17. СИЛЫ, ДЕЙСТВУЮЩИЕ НА ДИСЛОКАЦИЮ

Движение дислокации вызывает пластическую деформацию кристалла, т.е. дислокация совершает работу. Учитывая это, можно оперировать представлением о действии некоторой силы на линию дислокации как на самостоятельный физический объект. Фактически же дислокация — не частица, не тело, а особая конфигурация в расположении атомов. Следовательно, ниже речь идет о силе, действующей на эту конфигурацию, и такую силу не следует смешивать с силами, действующими на атомы. Это наглядно видно из рассмотрения атомного механизма перемещения винтовой дислокации на рис. 32. В § 13 уже отмечалось, что в об-

ласти ядра дислокации атомы смещаются вниз и вверх в направлении действующих на них сил, а сама конфигурация, называемая винтовой дислокацией, перемещается вправо перпендикулярно этому направлению. В рассматриваемом случае можно говорить о силе, действующей на дислокацию и направленной перпендикулярно приложенным касательным напряжениям.

В общем случае на дислокацию действуют силы разного происхождения: внешние силы, приложенные к поверхности кристалла, внутренние силы от действия поля напряжений вокруг соседних дислокаций, инородных атомов и других несовершенств.

Ниже рассматривается случай действия только внешних сил (внутренние напряжения от других дефектов отсутствуют). Основная идея расчета состоит в следующем. Кристалл от внешнего источника получает дополнительную энергию в виде механической работы  $A$ . Вся эта энергия переходит в работу  $A_d$ , совершаемую силой  $F_d$ , действующей на дислокацию ( $A_d = A$ ).

Рассмотрим краевую дислокацию на рис. 21 и 26. Однородные касательные напряжения  $\tau$  от внешней силы  $F$ , совершив сквозной сдвиг верхней части кристалла относительно нижней на величину  $b$ , произведут работу  $A = Fb$ . Так как касательные напряжения действуют на площади  $l_1 l_2$ , где  $l_1$  — длина и  $l_2$  — ширина кристалла, то сила, действующая в этой плоскости,  $F = \tau l_1 l_2$  и  $A = b \tau l_1 l_2$ .

Нашей целью является вычисление силы  $f$ , действующей на единицу длины дислокации. Сила, действующая на всю дислокацию,  $F_d = f l_2$ .

При перемещении дислокации через всю длину кристалла  $l_1$  работа этой силы  $A_d = F_d l_1 = f l_1 l_2$ . Она, как уже указывалось, равна затраченной работе  $A$ . Следовательно,  $f l_1 l_2 = b \tau l_1 l_2$ . Откуда

$$f = b \tau \quad (23)$$

)

Сила, действующая на единицу длины дислокации, равна произведению вектора Бюргерса на касательное напряжение в плоскости скольжения. Эта сила перпендикулярна линии дислокации и направлена к той части плоскости скольжения, где скольжение еще не происходило.

Аналогичные расчеты легко выполнить для случая движения винтовой дислокации под действием однородных касательных напряжений (см. рис. 29, б). Здесь на сквозной сдвиг величиной  $b$  через всю ширину кристалла  $l_2$  затрачивается работа внешних сил  $A = Fb = b \tau l_1 l_2$ . На линию винтовой дислокации действует перпендикулярная ей сила  $F_d = f l_1$ . Работа этой силы при продвижении дислокации через всю ширину кристалла  $A_d = F_d l_2 = f l_1 l_2$ . Так как  $A = A_d$ , то  $f l_1 l_2 = b \tau l_1 l_2$  и  $f = b \tau$ .

Доказывается, что и в случае смешанной дислокации сила, действующая на единицу ее длины, равна произведению вектора Бюргерса на касательное напряжение и направлена перпендикулярно линии дислокации в любой ее точке в сторону участка плоскости

скольжения, еще не охваченного сдвигом. Так как вектор Бюргерса является инвариантом дислокации, а при однородных касательных напряжениях величина  $\tau$  на всей плоскости скольжения одна и та же, то сила, действующая на единицу длины дислокации, по своей величине (но не по направлению) одна и та же в любом участке криволинейной дислокации, находящейся в плоскости скольжения.

Если направление приложенных касательных напряжений не совпадает с направлением вектора Бюргерса, то в формуле (23) величина  $\tau$  представляет собой проекцию касательного напряжения на направление вектора Бюргерса.

Когда разные участки дислокации лежат в не параллельных плоскостях, то проекция касательного напряжения на направление вектора Бюргерса в разных плоскостях может быть неодинаковой и соответственно разной будет сила  $f$ .

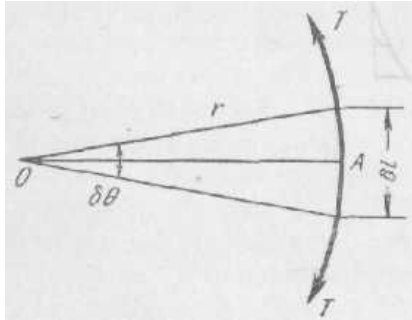


Рис. 40. Схема к расчету напряжения, выгибающего дислокацию в дугу

Например, на рис. 41, в сила, действующая на единицу длины дислокации в плоскости (111), в общем случае должна отличаться от силы, действующей в плоскости  $(\bar{1}\bar{1}1)$ .

Весьма важно выгибание линии дислокации под действием касательных напряжений. Выгибанию дислокации препятствует ее линейное натяжение. Найдем напряжение  $\tau$ , необходимое для выгибания линии дислокации в дугу с радиусом  $r$  (рис. 46).

На элемент дуги  $\delta l$  действует сила от внешних напряжений  $b\tau\delta l$ , направленная вдоль ОА. Противодействующая ей восстанавливающая сила  $F$  (результат линейного натяжения) направлена к центру кривизны вдоль АО. Силу  $F$  можно определить, считая, что линейное натяжение создается силами  $T$ , приложенными по концам дуги. Тогда  $F = 2T \sin \frac{\delta\theta}{2}$ .

При малых углах  $\sin \frac{\delta\theta}{2} = \frac{\delta\theta}{2}$  и  $F = T\delta\theta$ . Так как  $\delta\theta = \delta l/r$ , то  $F = \frac{T\delta l}{r}$ . Подставляя сюда значение  $T$  из выражения (21), получаем для восстанавливающей силы

$$F = \frac{\alpha G b^2 \delta l}{r} . \tag{24}$$

)

Для стабильной дуги  $b\tau\delta l = F$ , т.е.  $b\tau\delta l = \frac{\alpha G b^2 \delta l}{r}$ . Отсюда напряжение, необходимое для изгиба линии дислокации в дугу с радиусом  $r$ :

$$\tau = \frac{\alpha G b}{r} . \tag{25}$$

)

## § 18. УПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ КРАЕВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ

Вокруг дислокации решетка деформирована и имеется поле напряжений, которое является источником силы, действующей на соседнюю дислокацию. Так же как и в случае действия внешних сил, приложенных к поверхности кристалла, внутренние напряжения от одной дислокации обуславливают наличие силы, действующей на единицу длины другой дислокации и равной произведению вектора Бюргерса на составляющую касательного напряжения в направлении этого вектора (23).

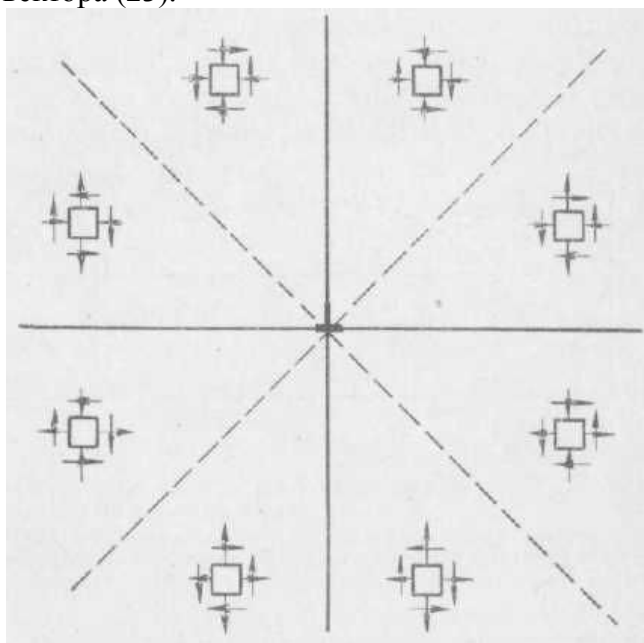


Рис. 47. Распределение напряжений вокруг краевой дислокации. Касательные и нормальные напряжения меняют знаки на границах восьми областей

Пользуясь формулами теории упругости изотропных сред, можно определить напряжения в любой точке вокруг дислокации (за пределами ее ядра) и рассчитать силу действия этой дислокации на другую. К упругому взаимодействию дислокаций применим третий закон Ньютона: сила действия дислокации А на дислокацию Б равна и противоположна по знаку силе действия дислокации Б на дислокацию А.

На рис. 47 схематично изображены нормальные и касательные напряжения в разных областях вокруг положительной краевой дислокации. Выделено восемь областей, при переходе через границы которых меняется знак напряжений. Поле напряжений вокруг краевой дислокации не обладает такой простой симметрией, как поле напряжений вокруг винтовой дислокации. С одной стороны от плоскости скольжения имеется область гидростатического (всестороннего) сжатия, а с другой стороны — область гидростатического растяжения.

Для анализа сил взаимодействия дислокаций наиболее важны касательные напряжения, действующие в плоскости скольжения.



В поле напряжений вокруг краевой дислокации в точке с координатами  $x$  и  $y$  касательное напряжение в плоскости, параллельной плоскости скольжения:

$$\tau = \frac{Gb}{2\pi(1-\mu)} \cdot \frac{x(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2}, \quad (26)$$

)

где  $x$  – координата в направлении вектора Бюргерса;  
 $y$  – координата в направлении, перпендикулярном плоскости скольжения;  
 $G$  – модуль сдвига;  
 $\mu$  – коэффициент Пуассона;  
 $b$  – вектор Бюргерса.

Рассмотрим вначале две дислокации одного знака, расположенные в параллельных плоскостях скольжения (рис. 48, а). Начало координат поместим в точку  $O$  и будем рассматривать силу воз-

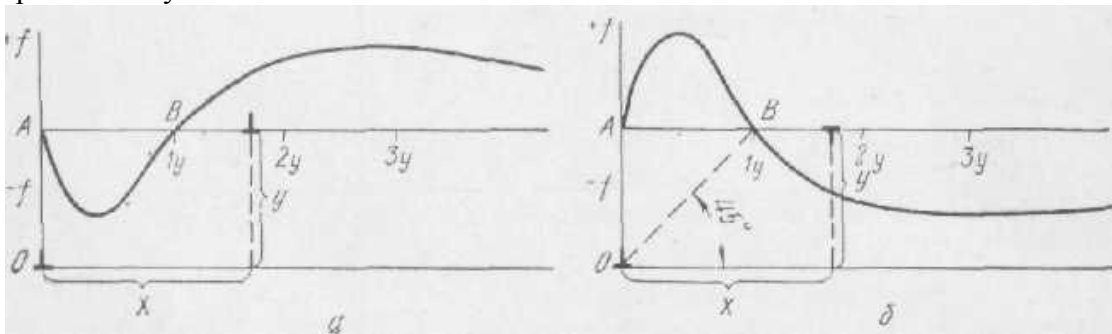


Рис. 48, Силы отталкивания (+ $f$ ) и притяжения (- $f$ ) краевых дислокаций в параллельных плоскостях скольжения:

$a$  – одноименные дислокации;  $b$  – разноименные дислокации;  $x$  – расстояние между дислокациями в направлении плоскости скольжения;  $y$  – расстояние между плоскостями скольжения

действия первой дислокации в точке  $O$  на вторую дислокацию, имеющую координаты  $x$ ,  $y$  в параллельной плоскости скольжения. Учитывая, что сила, действующая на единицу длины второй дислокации,  $f = b\tau$ , а также выражение (26) для  $\tau$ , можно записать для силы взаимодействия параллельных краевых дислокаций одного знака:

$$f = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\mu)} \cdot \frac{x(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2}. \quad (27)$$

)

Сложный характер зависимости этой силы от  $x$  обусловлен отмеченной выше асимметрией поля напряжений вокруг краевой дислокации. Эта зависимость изображается кривой на рис. 48, а, построенной в координатах  $f$ — $x$ . Началом координат для этой кривой является точка  $A$ , от которой вверх отложены значения  $+f$ , соответствующие отталкиванию, а вниз – значения  $-f$  соответствующие притяжению. Вправо от точки  $A$  отложено расстояние между дислокациями в направлении скольжения. Таким образом, на рис. 48, а совмещены две схемы: одна показывает расположение одноименных краевых дислокаций в параллельных

плоскостях скольжения, находящихся на расстоянии  $y$  одна от другой, а другая – зависимость силы взаимодействия этих дислокаций ( $f$ ) от расстояния между ними в направлении скольжения ( $x$ ). За единицу длины в направлении  $x$  принята величина  $y$ .

В точке В  $x = y$  и  $f = 0$  [рис. 48, а и формула (27)]. Правее точки В  $x > y$  и  $f > 0$ , т.е. одноименные дислокации взаимно отталкиваются. Левее точки В  $x < y$  и  $f < 0$ , т.е. одноименные краевые дислокации на относительно близких расстояниях взаимно притягиваются. Это притяжение — результат низкой симметрии поля напряжений вокруг краевой дислокации, результат внецентренного взаимодействия. Сила взаимодействия одноименных дислокаций равна нулю при  $x=0$  (в точке А) и при  $x=y$  (в точке В). Но в точке В равновесие неустойчиво, так как небольшие отклонения от нее вправо или влево приводят к возникновению силы, стремящейся удалить дислокацию от точки В. В точке А равновесие устойчиво: небольшие отклонения от точки А приводят к возникновению силы, стремящейся вернуть дислокацию в эту точку (левее точки А на рис. 48, а должна быть картина, симметричная той, что изображена правее этой точки). Таким образом, краевые дислокации одного знака, расположенные одна над другой, — механически устойчивая конфигурация.

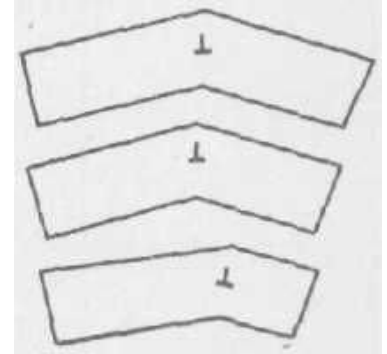


Рис. 49. Полосы кристалла с краевыми дислокациями одного знака

Причину устойчивости такой конфигурации помогает понять следующая модель (рис. 49). В трех кристаллических полосах имеется по одной положительной дислокации. В верхней половине каждой полосы существует, следовательно, лишняя плоскость (экстраплоскость), которая, как клин, изгибает полосу (см. также рис. 22). Соединив полосы в одно целое, получаем кристалл с тремя дислокациями. Совершенно очевидно, что чем точнее совпадают места изгиба полос, тем меньше потребуется энергии для их соединения. Когда много одноименных дислокаций располагается одна под другой, такую устойчивую конфигурацию называют дислокационной стенкой.

Если одноименные дислокации находятся в одной плоскости скольжения, т.е.  $y=0$ , то формула для силы их взаимодействия приобретает следующий вид;

$$f = \frac{Gb^2}{2\pi(1-\mu)} \cdot \frac{1}{x} \quad (28)$$

) Следовательно, между одноименными дислокациями, находящимися в одной плоскости скольжения, действует только сила взаимного отталкивания, обратно пропорциональная расстоянию между ними. Отсутствие взаимного притяжения в этом случае

легко понять, так как при сближении двух экстраплоскостей чрезвычайно сильно искажается решетка, возрастает энергия.

Перейдем к рассмотрению взаимодействия разноименных краевых дислокаций в параллельных плоскостях скольжения (рис. 48, б). Сила воздействия дислокации, помещенной в точке О, на дислокацию противоположного знака с координатами  $x, y$  определяется следующей формулой:

$$f = -\frac{Gb^2}{2\pi(1-\mu)} \cdot \frac{x(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2}. \quad (29)$$

)

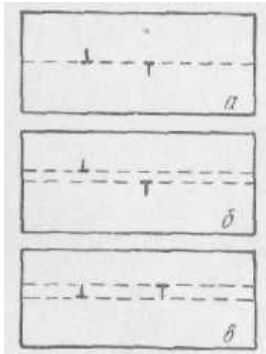


Рис. 50. Разноименные краевые дислокации в одной (а) и соседних (б, в) плоскостях скольжения

Это выражение отличается от рассмотренного ранее для силы взаимодействия одноименных дислокаций только знаком минус. При  $x > y$   $f < 0$ , т.е. разноименные дислокации взаимно притягиваются. При  $x < y$   $f > 0$ , т.е. они взаимно отталкиваются. При  $x = 0$  и  $x \neq y$   $f = 0$ . В точке А равновесие неустойчиво, так как небольшое отклонение от этой точки вызывает появление силы, стремящейся удалить одну дислокацию от другой. В точке В ( $x = y$ ) равновесие устойчиво: отклонение вправо и влево от точки В вызывает появление силы, стремящейся вернуть дислокацию в эту точку. Таким образом, линия, соединяющая разноименные дислокации, образующие устойчивую конфигурацию, находится под углом  $45^\circ$  к плоскости скольжения. Если разноименные краевые дислокации находятся в одной плоскости скольжения ( $y = 0$ ), то между ними действует только сила взаимного притяжения, обратно пропорциональная расстоянию между дислокациями:

$$f = -\frac{Gb^2}{2\pi(1-\mu)} \cdot \frac{1}{x} \quad (30)$$

)

Когда сближающиеся в одной плоскости скольжения (рис. 50, а) дислокации разного знака подходят вплотную одна к другой, они взаимно уничтожаются. Такую аннигиляцию легко себе представить: две экстраплоскости сливаются в единую полную атомную плоскость. Если же разноименные дислокации находятся не в одной плоскости скольжения, а в соседних плоскостях, разделенных одним межатомным расстоянием (рис. 50, б и в), то после их сближения образуется цепочка вакансий (б) между кромками экстраплоскостей или цепочка межузельных атомов (в), оказавшаяся «лишней» при слиянии экстраплоскостей в одну полную плоскость. При увеличении расстояния между плоскостями скольжения притяжение разноименных дислокаций переходит в рассмотренное выше взаимное отталкивание на коротких расстояниях вдоль плоскости скольжения.

## § 19. УПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ВИНТОВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ

Решетка вокруг винтовой дислокации испытывает чисто сдвиговую деформацию. Поле упругих напряжений винтовой дислокации в отличие от поля напряжений краевой дислокации содержит только касательные составляющие напряжения. Нормальные составляющие равны нулю, и областей гидростатического сжатия и растяжения вокруг винтовой дислокации нет. Поле винтовой дислокации обладает осевой симметрией. В любой точке на расстоянии  $r$  от оси дислокации в плоскости, проходящей через эту ось и заданную точку, действует касательное напряжение (см. рис. 45):

$$\tau = \frac{Gb}{2\pi r}$$

Если две параллельные винтовые дислокации находятся на расстоянии  $r$  одна от другой, то одна дислокация действует на другую с силой

$$f = b\tau = \pm \frac{Gb^2}{2\pi r}$$

(31)

)

Знак плюс относится к параллельным векторам Бюргерса (одноименным дислокациям), а знак минус — к антипараллельным векторам (разноименным дислокациям). Сила взаимодействия параллельных винтовых дислокаций приложена центрально, а величина ее обратно пропорциональна расстоянию между дислокациями. Плоскость, проходящая через линии двух винтовых дислокаций, является плоскостью скольжения (как любая другая плоскость, проходящая через линию винтовой дислокации)<sup>8</sup>. Параллельные винтовые дислокации одного знака взаимно отталкиваются (независимо от расстояния) и стремятся удалиться одна от другой в бесконечность, передвигаясь скольжением. Параллельные винтовые дислокации разного знака, передвигаясь скольжением, взаимно притягиваются (независимо от расстояния). При встрече разноименные винтовые дислокации аннигилируют.

Упругое взаимодействие дислокаций анализировалось в этой главе в предположениях теории изотропной среды. Анизотропия упругих постоянных кристаллов влияет на взаимодействие дислокаций. Например, если между параллельными винтовыми дислокациями в идеализированном упруго изотропном кристалле действует только центрально приложенная сила в плоскости их скольжения, то в упруго анизотропном кристалле имеется еще компонента силы взаимодействия, нормальная к плоскости сколь-

---

<sup>8</sup> Реальные плоскости легкого скольжения для винтовых дислокаций, как и любых других, не произвольны, а определяются конкретной структурой кристаллов (см. § 23, 24, 26—28).

жения. Учет анизотропии среды сильно усложняет математические расчеты взаимодействия дислокаций в реальных кристаллах, в то время как достигаемое увеличение точности результата часто оказывается несущественным.

Выше рассматривались простейшие случаи взаимодействия параллельных дислокаций, когда расчетные формулы для силы взаимодействия получить весьма легко. Значительно труднее вычислить силу взаимодействия произвольно направленных дислокаций. Эта задача здесь не рассматривается.

В заключение обратим внимание на то, что сила взаимодействия параллельных краевой и винтовой дислокаций равна нулю. Это легко понять, если представить себе, что на рис. 47 рядом с краевой находится параллельная ей винтовая дислокация. Вектор Бюргерса такой винтовой дислокации на рис. 47 перпендикулярен плоскости чертежа. Касательные напряжения от краевой дислокации перпендикулярны вектору Бюргерса винтовой дислокации. Следовательно, сила воздействия краевой дислокации на винтовую, равная произведению вектора Бюргерса винтовой дислокации на составляющую касательного напряжения в направлении этого вектора, равна нулю.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Коттрелл А.Х. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М., Металлургиздат, 1958. 267 с. с ил. Гл. II, с. 42—75.
- Рид В.Т. Дислокации в кристаллах. М., Металлургиздат, 1957. 279 с. с ил. Гл. 8, 9, с. 148—176.
- Фридель Ж. Дислокации. М., «Мир», 1967. 643 с. с ил. Гл. 2, с. 31—66.
- Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М., Атомиздат, 1972. 599 с. с ил. Ч. I, с. 9—146.
- Миркин Л.И. Физические основы прочности и пластичности. М., Изд-во МГУ, 1968. 538 с. с ил. Гл. 2, 3, с. 58—183; гл. 5, с. 244—346.
- Келли А., Гровс Г. Кристаллография и дефекты в кристаллах. М., «Мир», 1974. 496 с. с ил. Гл. 7, с. 234—264.
- Кульман-Вильедорф Д. — В сб. «Физика прочности и пластичности». М., «Металлургия», 1972. 304 с. с ил.



## ГЛАВА

### ДИСЛОКАЦИИ В ТИПИЧНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

#### § 20. ПОДРАЗДЕЛЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ НА ПОЛНЫЕ И ЧАСТИЧНЫЕ

В предыдущих главах геометрия основных типов дислокаций (краевой, винтовой и смешанной) рассматривалась на примере простой кубической решетки, в которой атомы находятся только в вершинах элементарной кубической ячейки. При этом каждый раз подразумевалось, что после пробега дислокации в зоне сдвига полностью восстанавливается исходная конфигурация атомов в пространстве. Вектор Бюргера такой дислокации является одним из трансляционных векторов решетки, характеризующих *тождественную трансляцию* — перенос решетки таким образом, что конечное ее положение нельзя отличить от начального.

В случае примитивной кубической решетки тождественную трансляцию характеризует не только ребро элементарного куба  $a\langle 100 \rangle$ . Если всю решетку сдвинуть вдоль диагонали грани куба  $\langle 110 \rangle$  на ее величину (на  $a\sqrt{2}$ ), то также полностью восстановится расположение атомов по узлам исходной кубической решетки. Тождественная трансляция обеспечивается и при сдвиге решетки вдоль пространственной диагонали куба  $\langle 111 \rangle$  на величину этой диагонали ( $a\sqrt{3}$ ). Схема строения кристалла с краевой дислокацией на рис. 22 соответствует вектору Бюргера  $a\langle 100 \rangle$ .

Аналогичная схема отображает краевую дислокацию с вектором Бюргера  $a\langle 110 \rangle$ . Но в этом случае сетка должна состоять не из квадратов, а из прямоугольников, у которых одна сторона (расстояние между горизонтальными плоскостями кристалла) равна по-прежнему  $a$ , другая же сторона (расстояние между вертикальными плоскостями вдоль вектора сдвига) равна  $a\sqrt{2}$ .

Дислокации в простой кубической решетке, имеющие векторы Бюргера  $a\langle 100 \rangle$ ,  $a\langle 110 \rangle$  либо  $a\langle 111 \rangle$ , называются *единичными* или дислокациями единичной мощности.

Тождественную трансляцию в простой кубической решетке характеризуют не только единичные векторы  $a\langle 100 \rangle$ ,  $a\langle 110 \rangle$  и  $a\langle 111 \rangle$ , но и любые другие векторы, которые в целое число раз  $[n]$  больше единичных и имеют с ними одинаковое направление (например,  $na\langle 100 \rangle$ , где  $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ ). В принципе

возможны дислокации, у которых вектор Бюргера в целое число раз больше единичного. Такие дислокации называются дислокациями  $n$ -кратной мощности. Например, на рис. 51 схематично изображены кристаллы с краевой дислокацией единичной и двукратной мощности. Ясно, что при мощности вектора Бюргера больше единицы энергия искажений решетки очень велика, и такая дислокация  $n$ -кратной мощности неустойчива; она стремится разделиться на  $n$  единичных дислокаций. В случае, показанном на рис. 51, б, вместо одной дислокации вблизи краев двух соседних экстраплоскостей образуются две отдельные дислокации, каждой из которых будет соответствовать одна экстраплоскость.

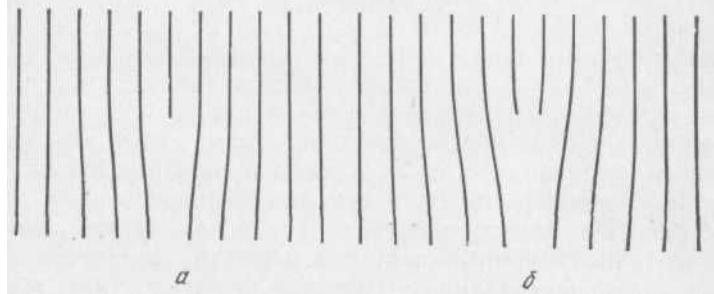


Рис. 51. Краевые дислокации единичной (а) и двукратной мощности (б)

Единичные дислокации с векторами Бюргера  $a\langle 100 \rangle$ ,  $a\langle 110 \rangle$  и  $a\langle 111 \rangle$  имеют разную энергию. В кристалле должны преобладать единичные дислокации с минимальной энергией, т.е. с наименьшим вектором Бюргера. В простой кубической решетке это будут дислокации с вектором Бюргера  $a\langle 100 \rangle$ .

Единичные дислокации и дислокации  $n$ -кратной мощности обеспечивают при пробеге через кристалл тождественную трансляцию решетки. Такие дислокации называют *полными*.

Типичные кристаллические решетки металлов существенно отличаются от простой кубической. В г.ц.к., о.ц.к. и г.п. решетках существуют дислокации с такими векторами Бюргера, что перемещение их не приводит к тождественной трансляции в зоне сдвига, хотя и обеспечивает новое механически стабильное положение атомов (геометрия таких перемещений рассмотрена в § 24 и 25). Обычно вектор Бюргера этих дислокаций и соответственно энергия меньше, чем у единичной дислокации минимальной мощности в данной решетке. Дислокации с вектором Бюргера, не являющимся вектором тождественной трансляции, называют *неполными* или *частичными*. Они играют исключительно важную роль в разнообразных процессах в металлах. Каждый тип кристаллической структуры характеризуется своими единичными и частичными дислокациями. Такие характерные дислокации и будут рассмотрены ниже в этой главе.

В заключение необходимо обратить внимание на то, что подразделение дислокаций на краевые, винтовые и смешанные, с одной стороны, и полные и частичные, с другой, основано на разных признаках. В основу подразделения дислокаций на краевые, винтовые и смешанные положена ориентация линии дислокации по отношению к вектору Бюргерса. В основу же подразделения дислокаций на полные и частичные положена величина вектора Бюргерса (в сопоставлении с единичным вектором тождественной трансляции решетки). Поэтому, например, полная дислокация может быть как краевой, так и винтовой или смешанной. Смешанная дислокация может быть и полной и частичной.

## § 21. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ КРИТЕРИЙ ДИСЛОКАЦИОННЫХ РЕАКЦИЙ

Полная дислокация может расщепляться (диссоциировать) на частичные ( $\bar{b}_1 = \bar{b}_2 + \bar{b}_3$ ); частичные дислокации могут объединяться в полную ( $\bar{b}_1 + \bar{b}_2 = \bar{b}_3$ ). Одни частичные дислокации могут рекомбинировать, давая другие частичные дислокации ( $\bar{b}_1 + \bar{b}_2 = \bar{b}_3 + \bar{b}_4$ ). Полная и частичная дислокации могут дать частичную дислокацию ( $\bar{b}_1 + \bar{b}_2 = \bar{b}_3$ ). Возможны и другие варианты дислокационных реакций. В приведенной форме записи дислокационных реакций слева от знака равенства стоят векторы Бюргерса исходных дислокаций, вступающих в реакцию, а справа — векторы Бюргерса дислокаций, получающихся в результате реакции. Сумма векторов Бюргерса исходных дислокаций должна быть равна сумме векторов Бюргерса дислокаций, получающихся в результате реакции. Поэтому, если, например, протекает дислокационная реакция  $k_1 \langle u_1 \mathcal{G}_1 \omega_1 \rangle = k_2 \langle u_2 \mathcal{G}_2 \omega_2 \rangle + k_3 \langle u_3 \mathcal{G}_3 \omega_3 \rangle$ , где  $k_1 \langle u_1 \mathcal{G}_1 \omega_1 \rangle$  и т. д. — векторы Бюргерса в кристаллографических символах, то

$$\begin{aligned} k_1 u_1 &= k_2 u_2 + k_3 u_3; \\ k_1 \mathcal{G}_1 &= k_2 \mathcal{G}_2 + k_3 \mathcal{G}_3; \\ k_1 \omega_1 &= k_2 \omega_2 + k_3 \omega_3. \end{aligned}$$

(32)

)

Разнообразные дислокационные реакции подчиняются простому критерию Франка: реакция возможна в том случае, если сумма квадратов векторов Бюргерса исходных дислокаций больше суммы квадратов векторов Бюргерса дислокаций, являющихся результатом реакции. Легко понять, что критерий Франка (правило квадратов) основывается на двух положениях: 1) энергия дислокации пропорциональна квадрату вектора Бюргерса; 2) реакция должна приводить к уменьшению энергии системы. Например, дислокация может диссоциировать на две ( $\bar{b}_1 + \bar{b}_2 = \bar{b}_3$ ), если  $b_1^2 > b_2^2 + b_3^2$ . Если  $b_1^2 < b_2^2 + b_3^2$ , то реакция диссоциации невозможна. Если же  $b_1^2 = b_2^2 + b_3^2$ , то возникает неопределен-



ность — критерий Франка не позволяет предсказать, возможна ли диссоциация. Однако учитывая рост энтропии при диссоциации, следует признать возможность этой реакции.

Неустойчивость полной дислокации  $n$ -кратной мощности ( $nb$ ) и распад ее на  $n$  единичных дислокаций с вектором Бюргерса  $b$  согласуется с тем, что  $n^2b^2 > nb^2$ .

Объединение двух дислокаций в одну ( $\vec{b}_1 + \vec{b}_2 = \vec{b}_3$ ) возможно в том случае, если  $b_1^2 + b_2^2 > b_3^2$ .

## § 22. ПЛОТНЕЙШИЕ УПАКОВКИ И ДЕФЕКТЫ УПАКОВКИ

Геометрия и основные особенности характерных дислокаций в типичных металлических решетках тесно связаны с особенностями плотнейших упаковок. Для понимания частичных дислокаций необходимо совершенно отчетливо представлять себе пространственное расположение атомов в плотнейших упаковках и возможные отступления от закономерного расположения плотноупакованных слоев — дефекты упаковки.

### Плотнейшие упаковки

Атомы в плотнейшей упаковке представляются в виде жестких шаров, плотнейшим образом заполняющих пространство. Один слой (одну атомную плоскость) с плотнейшей упаковкой можно

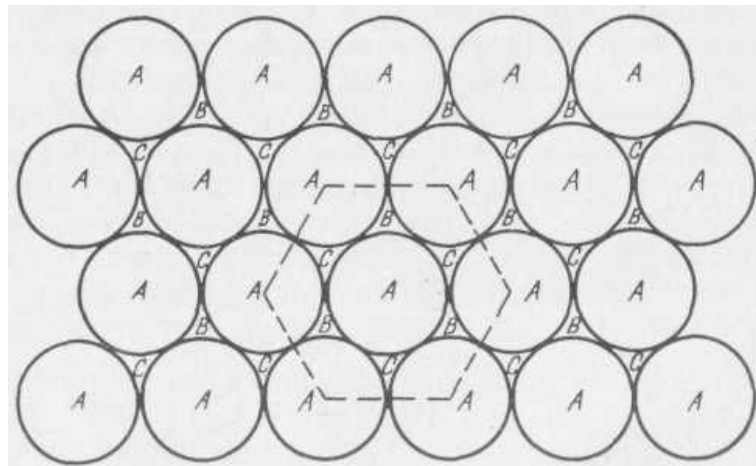


Рис. 52. Слой плотнейшей упаковки атомов

получить единственным способом — вокруг шара расположить шесть таких же шаров (рис. 52). Центры этих шести шаров располагаются по вершинам правильного шестиугольника, образуя плоскую гексагональную сетку. Внутри каждого шестиугольника находится атом; если соединить центры таких атомов прямыми, то также получим шестиугольники.

Уложим на наш слой атомов новый слой, обеспечив их плотнейшее прилегание. Для этого атомы нового слоя необходимо укладывать в лунки первого слоя. Обозначим центры атомов нижнего горизонтального слоя через А (см. рис. 52). Все лунки в слое

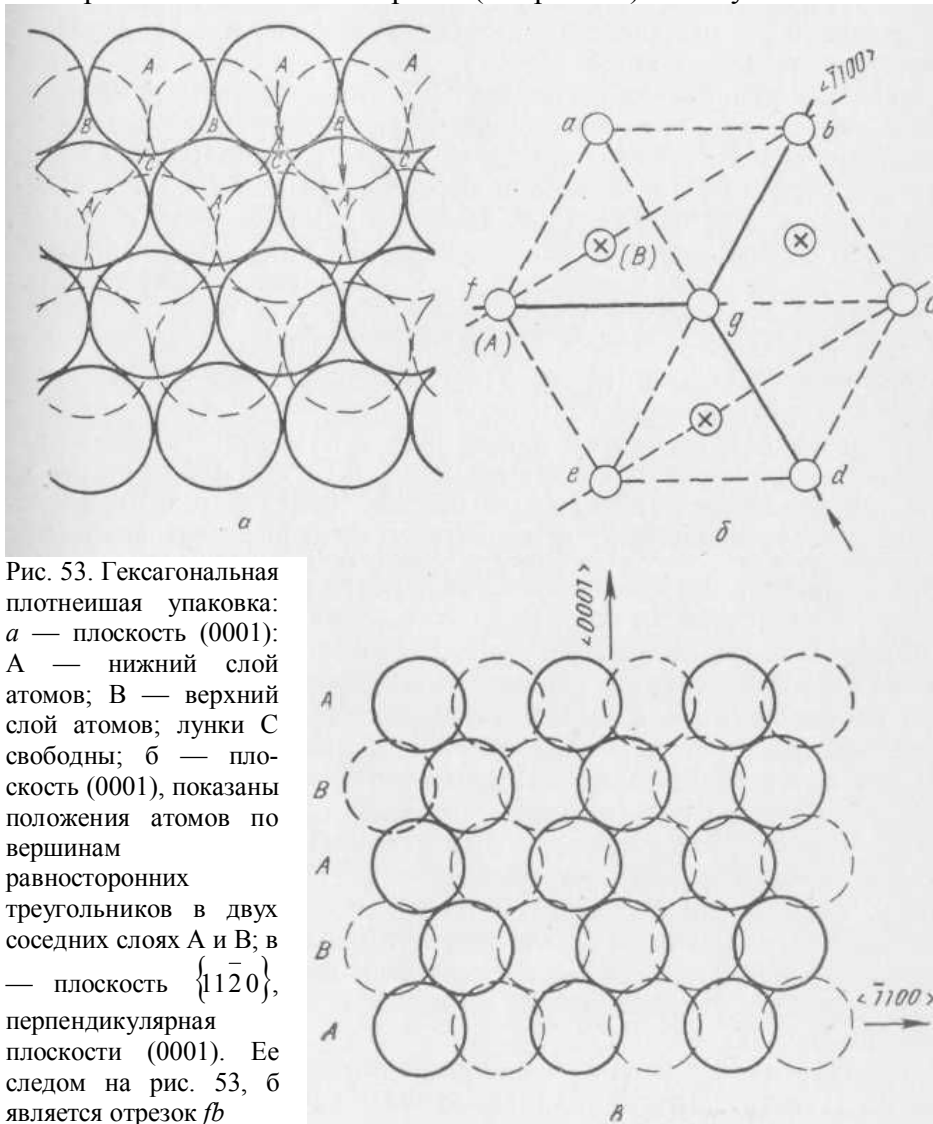


Рис. 53. Гексагональная плотнейшая упаковка: *a* — плоскость (0001); А — нижний слой атомов; В — верхний слой атомов; лунки С свободны; б — плоскость (0001), показаны положения атомов по вершинам равносторонних треугольников в двух соседних слоях А и В; *в* — плоскость  $\{11\bar{2}0\}$ , перпендикулярная плоскости (0001). Ее следом на рис. 53, б является отрезок *fb*

плотнейшей упаковки одинаковы, однако они обозначены (через одну) буквами В и С. Обусловлено это тем, что поместить шары второго слоя в каждую лунку первого слоя невозможно. Если шары поместить в лунки В, то в лунки С уложить шары уже не удастся (рис. 53, а). Если на первый слой из атомов А не уложен второй, то лунки В и С первого слоя совершенно идентичны и различить их положение нельзя.

Укладывая плотнейшим образом третий слой, следует поместить его шары в лунки второго слоя (через одну лунку). Положение соседних лунок второго слоя не идентично по отношению к первому слою. Одни лунки во втором слое находятся над атомами А из первого слоя, а другие — над лунками С в первом слое. Поэтому возможны два варианта укладки третьего слоя.

Первый вариант состоит в том, что атомы третьего слоя укладываются в лунки второго слоя точно над центрами атомов А из первого слоя. Следовательно, в третьем слое полностью повторяется расположение атомов в первом слое и обозначаться оно также должно буквой А. Если далее укладывать новые слои так, чтобы через один слой полностью повторялось расположение атомов, то мы получим гексагональную плотноупакованную структуру, обозначаемую АВАВ АВ... Ее можно, конечно, обозначить и так: АСАСАС... или ВСВСВС... Вообще возможны разные обозначения слоев, но всегда для г.п. решетки символ слоя должен повторяться через один слой.

Гексагональная плотноупакованная структура состоит из параллельных плотноупакованных слоев. Шестиугольник  $abcdef$  на рис. 53, б является плоскостью базиса  $\{0001\}$  в г.п. решетке. По его вершинам ( $abcdef$ ) и в центре его ( $g$ ) расположены атомы одного слоя А. Гексагональная сетка второго слоя смещена по отношению к гексагональной сетке первого слоя. Проекция центра атома В на плоскости первого слоя смещена по отношению к положению А вдоль отрезка  $fb$  на  $1/3$  расстояния  $fb$ . На рис. 53, а, б изображено строение плоскости плотнейшей упаковки, которую мы расположили как горизонтальную. Рассмотрим теперь строение одной из вертикальных плоскостей, перпендикулярных плоскости плотнейшей упаковки. Возьмем такую плоскость, в которой лежат и атомы А и атомы В, например плоскость, проходящую через отрезок  $fb$  на рис. 53, б. Если смотреть, на такую плоскость вдоль стрелки по прямой  $da$  на рис. 53, б, то мы увидим картину, изображенную на рис. 53, в (пунктиром изображены шары соседней параллельной плоскости). Атомы А и В находятся не на одной прямой, а расположены по зигзагообразной линии. Это легко увязывается с расположением атомов А и В в соседних горизонтах на рис. 53, б.

Возвратимся к рассмотрению вариантов укладки плотноупакованных слоев. Другой вариант укладки третьего слоя состоит в том, что шары этого слоя укладываются в те лунки второго слоя, которые находятся над лунками С из первого слоя (рис. 54, а). Таким образом, расположение атомов в третьем слое полностью не повторяет расположение атомов ни в первом слое в точках А, ни во втором слое в точках В. Если далее укладывать четвертый слой в лунки третьего слоя над шарами А в первом слое и продолжать укладку новых слоев так, чтобы через два слоя полностью повторялось расположение шаров, то мы получим гранецентриро-

ванную кубическую решетку. Ее можно обозначить как ABCABCABC..., или BCABCBCA..., или CABCBACB... В плотнейших упаковках возможны бесчисленные варианты чередования слоев, но только варианты АВАВАВ... и ABCABC... относятся к собственным металлам гексагональным и кубическим плотнейшим упаковкам.

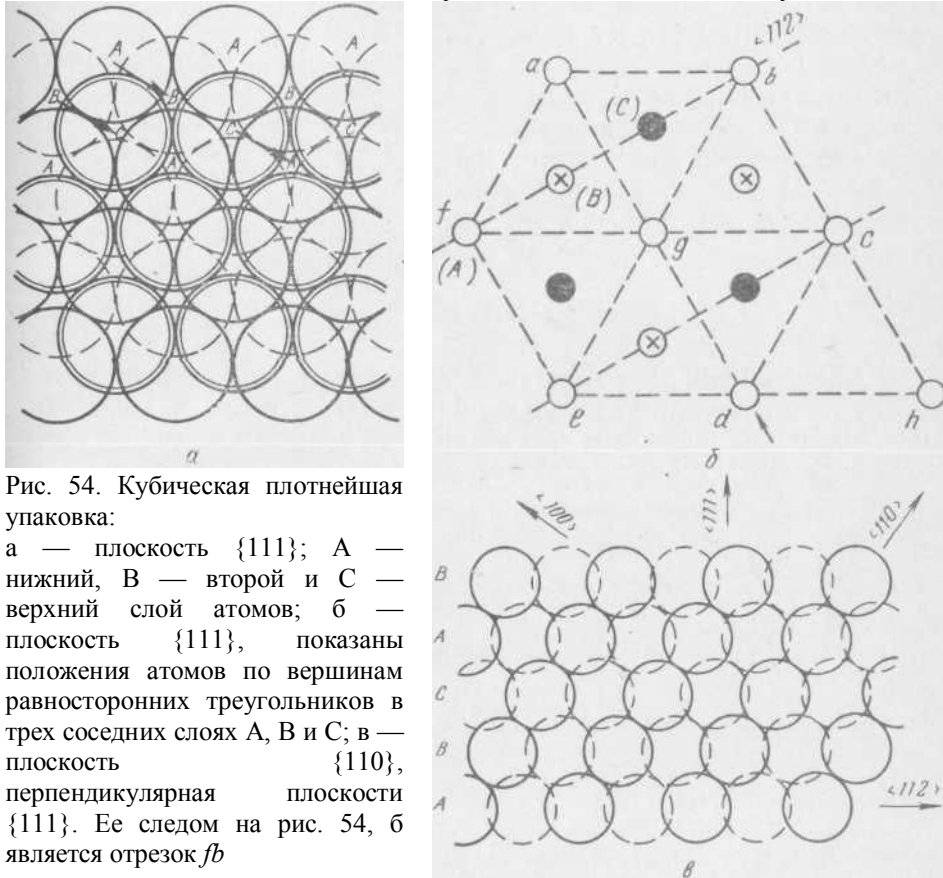


Рис. 54. Кубическая плотнейшая упаковка:  
 а — плоскость  $\{111\}$ ; А — нижний, В — второй и С — верхний слой атомов; б — плоскость  $\{111\}$ , показаны положения атомов по вершинам равносторонних треугольников в трех соседних слоях А, В и С; в — плоскость  $\{110\}$ , перпендикулярная плоскости  $\{111\}$ . Ее следом на рис. 54, б является отрезок  $fb$

Г.ц.к. решетка состоит из параллельных плотноупакованных слоев. Каждый такой слой представляет собой гексагональную сетку: вокруг одного атома  $g$  располагаются шесть соседей  $abcdef$  (рис. 54, б). Плотноупакованный слой находится в плоскости октаэдра  $\{111\}$ . Чтобы это понять, следует сопоставить треугольник  $ebh$  на рис. 54, б с треугольником плоскости  $\{111\}$  на рис. 72. В положениях  $abcdef$  расположены атомы А в нижнем слое (рис. 54, б). Гексагональная сетка прилегающего к нему слоя смещена по отношению к гексагональной сетке первого слоя. Проекция центра атома В на плоскость первого слоя смещена по отно-

шению к центру атома  $A$  вдоль отрезка  $fb$  на одну треть этого отрезка. Точно так же гексагональная сетка третьего слоя смещена по отношению к гексагональной сетке второго слоя (см. расположение проекций центров атомов  $B$  и  $C$  на плоскость первого слоя вдоль прямой  $fb$  на рис. 54, б).

На рис. 54, в изображено расположение атомов в вертикальной плоскости, перпендикулярной плоскости  $abcdef$  на рис. 54, б. Эта плоскость содержит атомы  $A$ ,  $B$  и  $C$ . Следом ее на рис. 54, б является прямая  $fb$ . На рис. 54, в показан вид этой плоскости, если смотреть на нее вдоль стрелки по прямой  $da$  на рис. 54, б (пунктиром изображены шары в соседней параллельной плоскости). В отличие от аналогичной плоскости в г.п. решетке, где атомы расположены зигзагообразно (рис. 53, в), в рассматриваемой плоскости в г.ц.к. решетке атомы расположены непрерывными прямыми рядами (рис. 54, в). Это легко увязывается с расположением атомов  $ABC$  в соседних горизонтах на рис. 54, б.

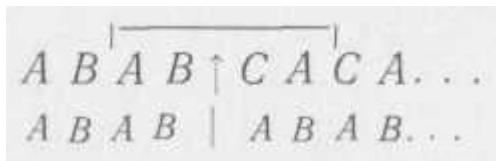
### Дефекты упаковки

В чередовании плотноупакованных слоев возможны отступления от того порядка, который свойствен г.п. и г.ц.к. решеткам. Прослойку с нарушенным чередованием плотноупакованных слоев называют дефектом упаковки.

Дефект упаковки можно создать разными путями: сдвигом в плоскости плотнейшей упаковки, удалением или, наоборот, внедрением одной плотноупакованной плоскости (или части ее) и другими способами.

Рассмотрим несколько примеров дефектов упаковки в г.п. и г.ц.к. решетках.

В г.п. решетке чередование слоев



можно получить, если один из слоев  $A$  со всеми вышележащими слоями сдвинуть так, чтобы атомы этого слоя попали в соседние лунки (большие буквы — чередование слоев после сдвига, малые — до сдвига; плоскость сдвига обозначена стрелкой). При этом атомы  $A$  переходят в положение  $C$ , а атомы  $B$  — в положение  $A$  (см. также стрелки на рис. 53, а). В результате около плоскости сдвига получается чередование слоев  $ABC$  и  $BCA$  (отмечено скобкой  $\overline{||}$ ), свойственное г.ц.к. решетке. Ниже плоскости сдвига остается нетронутым чередование  $ABABAB\dots$ , а выше появляется новое чередование  $SACASA\dots$ , которое, так же как и  $ABABAB\dots$ , характеризует г.п. решетку. Таким образом, рассматриваемый дефект упаковки в г.п. решетке является прослойкой г.ц.к. решетки. Это особенно наглядно демонстрирует расположение атомов в плоскости, перпендикулярной плоскости

плотнейшей упаковки (рис. 55, а). Здесь между зигзагообразными рядами атомов видна прослойка с прямыми рядами, свойственными г.ц.к. решетке (ср. рис. 55, а с рис. 53, в и 54, в). В г. ц. к. решетке чередование слоев



можно получить, если один из слоев В со всеми вышележащими слоями сдвинуть так, чтобы атомы этого слоя попали в соседние лунки (обозначения см. выше). При этом атомы В переходят в по-

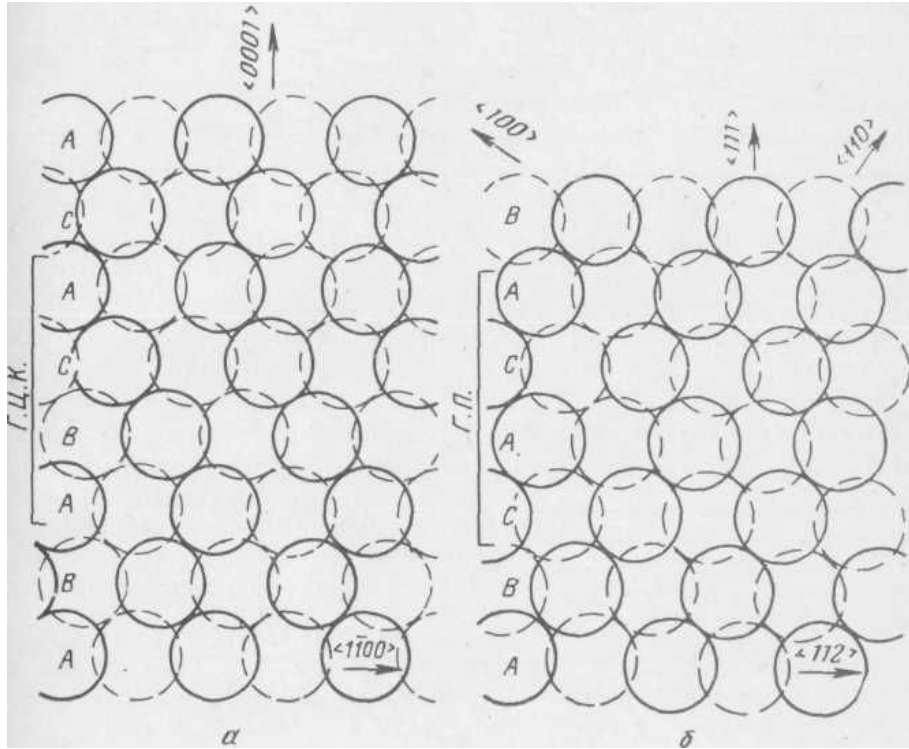


Рис. 55. Дефекты упаковки в г.п. (а) и г.ц.к. (б) решетках: а — плоскость  $\{1\bar{1}20\}$ ; б — плоскость  $\{110\}$

ложение С, атомы С — в положение А, атомы А — в положение В (см. также стрелки на рис. 54 а). В результате около плоскости сдвига получается чередование слоев САСА, свойственное г.п. решетке. Прослойка г.п. решетки в г.ц.к. решетке хорошо видна на рис. 55, б в виде зигзагообразного расположения атомов между их прямолинейными рядами (ср. рис. 55, б с рис. 53, в и 54, в).

Если в г.ц.к. решетке изъять одну из плоскостей В (или часть ее) и сблизить по нормали две половинки кристалла, чтобы

исключить образовавшуюся пустоту, то получим чередование слоев  $ABCACABCS\dots$  (рис. 56). Здесь также получается прослойка  $CACA$  г.п. решетки в г.ц.к. решетке. Такой дефект называют *дефектом упаковки вычитания*.

Внедряя между нормально чередующимися слоями г.ц.к. решетки полную или неполную, атомную плоскость (плоскость  $C$  между  $A$  и  $B$  на рис. 57), получаем чередование слоев  $ABCACBСAB\dots$  с *дефектом упаковки внедрения*.

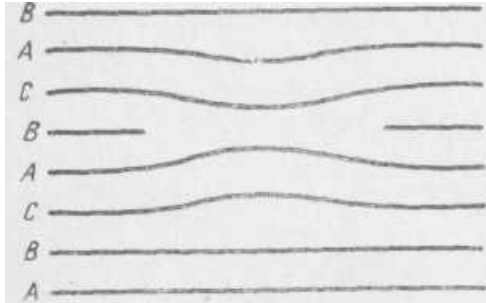


Рис. 56. Дефект упаковки вычитания в г.ц.к. решетке

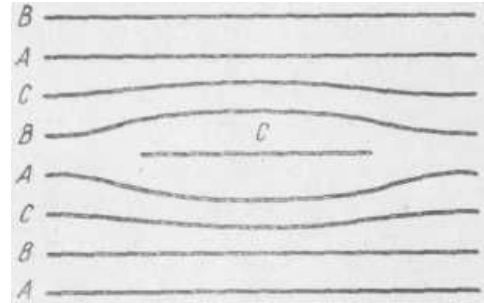


Рис. 57. Дефект упаковки внедрения в г.ц.к. решетке

В г.п. решетке недостаточно только изъять одну из плотноупакованных плоскостей и сблизить по нормали две половинки кристалла, так как при этом в соседнее положение попадают одинаковые плоскости ( $AA$  или  $BB$ ) и упаковка не получается плотнейшей. Необходимо еще тангенциальное смещение одной части кристалла по отношению к другой. Например, если в г.п. решетке изъять плоскость  $B$ , произвести тангенциальное смещение и сближение по нормали двух половинок кристалла, то получим чередование слоев

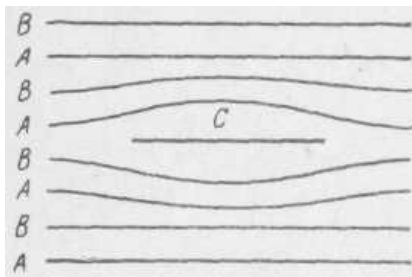


Рис. 58. Дефект упаковки внедрения в г.п. решетке

$ABABACASA\dots$  Сдвиг был произведен так, что атомы  $A$  по одну сторону от плоскости сдвига попали в лунки  $C$ , а атомы  $B$  — в положение  $A$ . В результате в г.п. решетке образовалась прослойка  $BAC$  г.ц.к. решетки. Если в г.п. решетку внедрить одну плотноупакованную плоскость  $C$ , то также получится прослойка г.ц.к. решетки:  $ABCACBСAB\dots$  (рис. 58).

Дефект упаковки имеет атомные размеры в одном измерении и значительно большие размеры в двух других измерениях, т.е. является представителем поверхностных (двумерных) дефектов. Появление дефекта упаковки не изменяет ни числа ближайших соседей, ни расстояния до них. Но как показывает зонная теория, из-за изменения в расположении следующих слоев (не ближайших)

возрастает энергия электронного газа. Следовательно, с появлением дефекта упаковки связан избыток энергии, который называют *энергией дефекта упаковки*. Под ней подразумевают избыточную свободную энергию единицы площади дефекта упаковки.

Теория, показывает, что у одновалентных неперегородных металлов (Cu, Ag, Au) энергия дефектов упаковки мала, а у многовалентных (Al, Mg, Zn, Cd) — велика.

Экспериментально энергию дефекта упаковки можно оценить косвенным путем по энергии двойниковой границы. В г.ц.к. решетке одно нарушение в правильном порядке чередования плоскостей может дать двойниковую границу. В чередовании ABCABCBA... выделена граница двойника. С одной стороны от этой границы идет чередование ABCABC..., а с другой — CBACBA..., что и характеризует двойник. Чем меньше энергия двойниковой границы, тем чаще можно встретить двойники отжига в данном металле. В  $\alpha$ -латуни, богатой цинком, двойники отжига встречаются значительно чаще, чем в меди, и соответственно энергия дефектов упаковки в меди должна быть выше, чем в латуни. Еще выше должна быть энергия дефектов упаковки в алюминии, где двойники отжига встречаются редко.

Полученные разными методами (см. § 38) данные об энергии дефектов упаковки ( $\gamma$ ) сильно колеблются, но они могут служить для сравнительной характеристики разных металлов:

Металл	$\gamma$ , эрг/см <sup>2</sup>	Металл	$\gamma$ , эрг/см <sup>2</sup>
Ag	23±6	Ni	290±50
Au	40±15	Al	200
Cu	60±15	Zn	250
Pt	120±20	Mo	>300
Fe <sub><math>\alpha</math></sub>	140±40	W	>300

Легирование может сильно изменить энергию дефекта упаковки. В растворах на основе меди  $\gamma$  снижается при росте электронной концентрации. Например, у меди  $\gamma = 60$  эрг/см<sup>2</sup>, а у бронз, содержащих 2,25; 4,5 и 7% Al,  $\gamma = 20; 5$  и  $2$  эрг/см<sup>2</sup> соответственно.

## § 23. ХАРАКТЕРНЫЕ ПОЛНЫЕ (ЕДИНИЧНЫЕ) ДИСЛОКАЦИИ

### Полные дислокации в г.п. решетке

Элементарная ячейка г.п. решетки представлена на рис. 59. Единичные векторы тождественной трансляции  $\bar{b}_1, \bar{b}_2$  и  $\bar{b}_3$ .

Плоскостью плотнейшей упаковки является плоскость базиса (0001), а направлением плотнейшей упаковки  $\langle \bar{1}2\bar{1}0 \rangle$ . В этом направлении и находится минимальный единичный вектор тожде-



ственной трансляции г.п. решетки  $\bar{b}_1 = \frac{a}{3} \langle \bar{1}2\bar{1}0 \rangle$ . Докажем, что его мощность равна  $a$ .

Если в гексагональной сетке черных шаров с периодом  $a$  на рис. 60 от исходной точки 1 отложить один период решетки вдоль направления  $-x$  (шаг 1—2), два периода вдоль  $+y$  (шаг 2—3) и один период вдоль  $-u$  (шаг 3—4), то мы попадем в точку 4, отстоящую от исходной

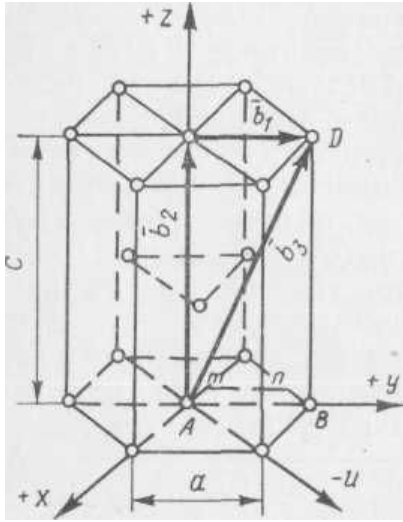


Рис. 59. Элементарная ячейка г.п. решетки с векторами Бюргера единичных дислокаций:

$$\bar{b}_1 = \frac{1}{3} [\bar{1}2\bar{1}0]; \quad \bar{b}_2 = [0001];$$

$$\bar{b}_3 = \frac{1}{3} [\bar{1}2\bar{1}3]$$

точки 1 на отрезок величиной  $3a$ . Если же вдоль каждого из указанных направлений делать в три раза меньший шаг, то из точки 1 мы попадем в точку 5, отстоящую от исходной ровно на один период решетки  $a$ . Поэтому перед индексами направления минимального единичного вектора  $\bar{b}_1 = \frac{a}{3} \langle \bar{1}2\bar{1}0 \rangle$  стоит множитель  $\frac{a}{3}$ .

Составляющая вектора  $\bar{b}_1$  вдоль оси  $z$  равна нулю (см. рис. 59). Если же составляющая какого-либо вектора Бюргера, например  $\bar{b}_2$  или  $\bar{b}_3$ , вдоль оси  $z$  не равна нулю, то перед индексами направления нельзя ставить множитель  $a$ , так как по оси  $z$  период решетки равен  $c$ . Поэтому в общем случае в множителе не указывают период решетки, подразумевая, что единицей измерения вдоль осей  $x$ ,  $y$ ,  $u$  и  $z$  являются соответственно периоды решетки  $a$ ,  $a$ ,  $a$  и  $c$ .

Например, вектор  $\bar{b}_3 = \frac{1}{3} [\bar{1}2\bar{1}3]$ . Действительно, чтобы из точки  $A$  на рис. 59 попасть в точку  $D$ , необходимо вдоль осей  $-x$ ,  $+y$ ,  $-u$  и  $+z$  сделать шаги соответственно  $\frac{a}{3}$ ,  $2\frac{a}{3}$  и  $c$  (путь

$A \rightarrow m \rightarrow n \rightarrow B \rightarrow D$ ). Если же не ставить множитель  $1/3$  и вдоль соответствующих осей сделать шаги  $\bar{a}$ ,  $2a$ ,  $\bar{a}$  и  $3c$ , то мы попадем в точку, которая от исходной точки  $A$  отстоит в направлении  $AD$  на расстоянии не одного, а трех векторов  $\bar{b}_3$ .

Таким образом, единичные дислокации в г.п. решетке могут иметь векторы Бюргера  $\frac{1}{3} \langle \bar{1}2\bar{1}0 \rangle$ ,  $\langle 0001 \rangle$  и  $\frac{1}{3} \langle \bar{1}2\bar{1}3 \rangle$  (рис. 59).

Мощность (величина) вектора Бюргера  $\frac{1}{3} \langle \bar{1}2\bar{1}0 \rangle$  равна  $a$ , вектора  $\langle 0001 \rangle$  —  $c$  и вектора  $\frac{1}{3} \langle \bar{1}2\bar{1}3 \rangle$  —  $\sqrt{a^2 + c^2}$ . Поскольку  $c > a$ , то наименьшей энергией обладает единичная дислокация

$\frac{1}{3} \langle 1210 \rangle$ . Для нее энергетический фактор (квадрат вектора Бюргерса) равен  $a^2$ .

Сопоставляя энергию разных дислокаций и используя критерий Франка для анализа дислокационных реакций, необходимо выражать энергетический фактор в одинаковых единицах, например через период решетки  $a$ . Для этого необходимо знать отношение  $c/a$ . В случае плотнейшей упаковки, т.е. при  $\frac{c}{a} = \sqrt{\frac{8}{3}} = 1,633$  для дислокации  $\langle 0001 \rangle$  с вектором Бюргерса  $c$  энерги-

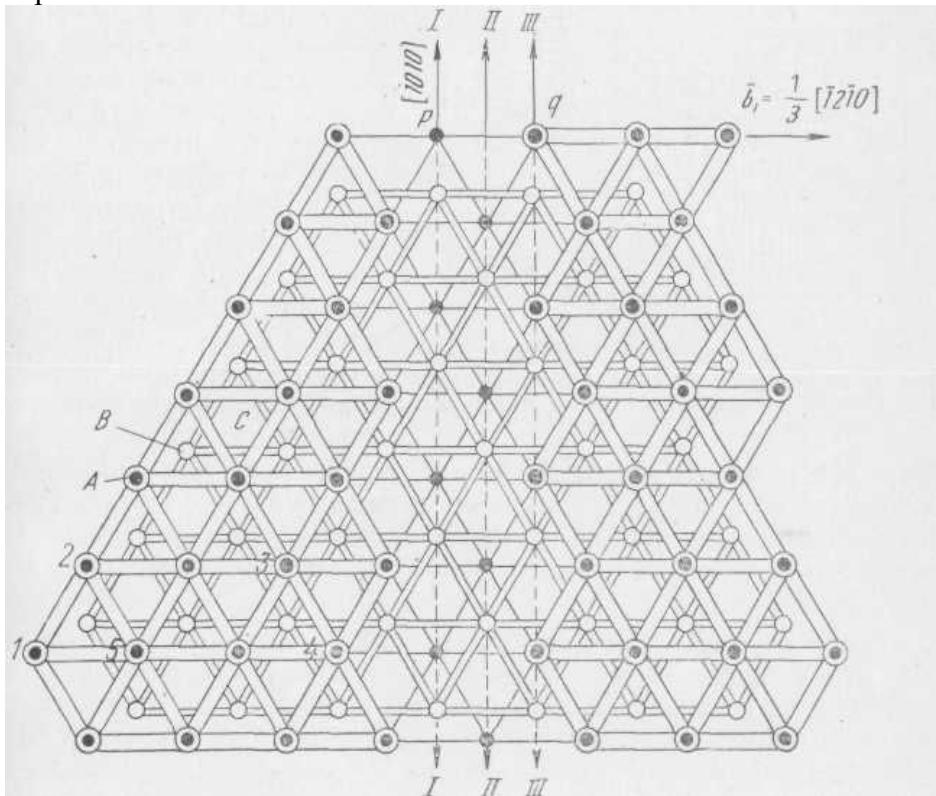


Рис. 60. Единичная красная дислокация в плоскости (0001) г.п. решетки

ческий фактор равен  $\frac{8}{3}a^2$ ; для дислокации  $\frac{1}{3} \langle \bar{1}2\bar{1}3 \rangle$  с вектором Бюргерса  $\sqrt{a^2 + c^2}$  этот фактор равен  $\frac{11}{3}a^2$ . Величину квадрата вектора Бюргерса, выраженную через период решетки  $a$ , легко подсчитать и для любых других значений соотношения  $\frac{c}{a}$ , отличного от идеального значения 1,633.

В металлах с г.п. решеткой скольжение дислокаций экспериментально наблюдают в плоскостях базиса (0001), призмы  $\{10\bar{1}0\}$ , пирамиды 1-го рода  $\{10\bar{1}1\}$  и пирамиды 2-го рода  $\{11\bar{2}2\}$

В плоскостях базиса и призмы скользят полные дислокации  $\frac{1}{3}\langle\bar{1}2\bar{1}0\rangle$ , в плоскостях пирамиды 2-го рода — дислокации  $\frac{1}{3}\langle\bar{1}2\bar{1}3\rangle$ , а в плоскостях пирамиды 1-го рода — и те и другие.

Рассмотрим геометрию образования в плоскости базиса г.п. решетки краевой единичной дислокации  $\frac{1}{3}\langle\bar{1}2\bar{1}0\rangle$ , отличающейся минимальной энергией среди всех возможных полных дислокаций.

На рис. 60 в левой его части показаны три параллельных слоя (плоскости) плотнейшей упаковки. Черные кружки обозначают атомы нижней плоскости в положениях А; малые светлые кружки обозначают атомы второй плоскости, находящиеся в лунках нижней плоскости, т.е. в центре треугольников из атомов А. Большие светлые кружки относятся к атомам в положениях А в третьем слое, которые находятся над атомами А в первом слое (над черными кружками). Кружки одного сорта соединены своей системой линий, чтобы подчеркнуть расположение их по узлам гексагональных сеток. Положения С остаются незанятыми, так как г.п. решетка характеризуется последовательностью отдельных слоев АВАВАВ...

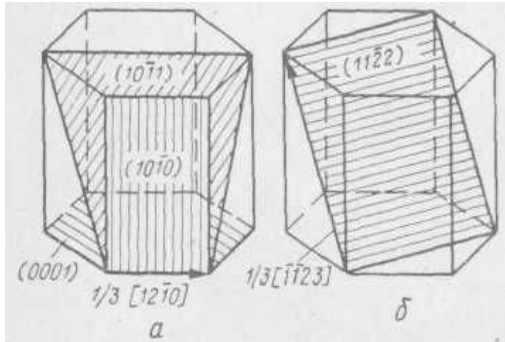


Рис. 61. Плоскости базиса, призмы, пирамиды 1-го рода (а) и пирамиды 2-го рода (б) в г.п. решетке

(сравните рис. 60 с рис. 53, б и 54, б).

Единичным вектором тождественной трансляции является любой отрезок, соединяющий соседние положения атомов А или В в одном слое плотнейшей упаковки, т.е. равный периоду решетки  $a$ . В частности, единичным вектором тождественной трансляции является отрезок  $pq$  на рис. 60.

Если разрезать верхний слой по линии  $I-I$  и сдвинуть часть его вправо на величину единичного вектора трансляции так, чтобы атом третьего слоя  $p$  оказался в положении  $q$ , то в правой части после сдвига восстанавливается исходное чередование слоев. При этом обнажаются ряды атомов в положениях А и В из первого и второго слоя, находящихся в вертикальных плоскостях  $I-I$  и  $II-II$ .

Теперь представим себе не три слоя плотнейшей упаковки, а кристалл, состоящий из множества таких слоев с чередованием АВАВАВ... Он включает в себя три слоя, показанных на рис. 60, и слои, находящиеся ниже и выше плоскости чертежа. Пусть плоскость скольжения проходит между слоем из атомов В (малые светлые кружки) и слоем из атомов А (большие светлые кружки).

Если часть кристалла выше плоскости скольжения сдвинется на единичный вектор трансляции  $pq$  в этой плоскости, то возникают две неполные вертикальные экстраплоскости  $I-I$  и  $II-II$ . Вокруг краев таких экстраплоскостей решетка будет сильно искажена. Это искажение на рис. 60 не показано. Так, например, расстояние между большими светлыми кружками по обе стороны от кромок экстраплоскостей должно быть меньше, чем на рис. 60. Каждая из экстраплоскостей содержит атомы в положениях А и В (черные и светлые кружки).

Согласно сказанному, вдоль линий  $I-I$  и  $II-II$  проходит единичная краевая отрицательная дислокация (экстраплоскости находятся в нижней половине кристалла).

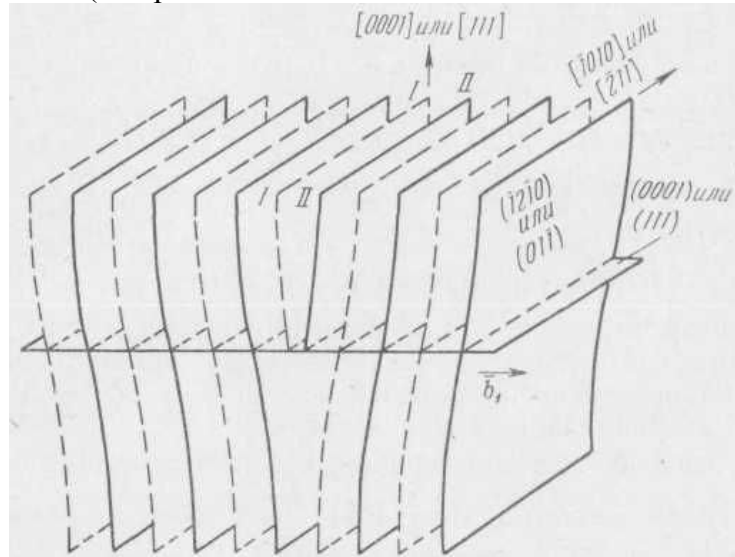


Рис. 62. Единичная краевая дислокация в г.п. и г.ц.к. решетках:

$$I-I \text{ и } II-II \text{ — экстраплоскости; } \bar{b}_1 = \frac{1}{3} [\bar{1}2\bar{1}0] \text{ или } \frac{a}{2} [011].$$

Аналогичный результат можно получить, если сделать в кристалле несквозной надрез перпендикулярно плоскости плотнейшей упаковки и вставить в него две неполные плоскости, состоящие из атомов в положениях А и В. Например, на рис. 62 показана положительная краевая единичная дислокация, образовавшаяся из-за наличия двух лишних вертикальных полуплоскостей  $I-I$  и  $II-II$  в верхней половине кристалла. Единичная дислокация в кристалле не нарушает последовательности чередования слоев, характерной для г.п. решетки (АВАВАВ...). Расположение атомов в любых двух соседних вертикальных плоскостях, показанных на рис. 62, изображено схемой на рис. 53, в.

При скольжении единичной краевой дислокации атомы смещаются на небольшие расстояния (меньше межатомного) только в области ее ядра (вокруг края двух экстраплоскостей) в направлении, перпендикулярном линии дислокации. Например, при

скольжении отрицательной краевой дислокации на рис. 60 слева направо атомы слоя А, находящегося над плоскостью скольжения, в области ядра дислокации будут смещаться справа налево, а в слое В под плоскостью скольжения — в направлении скольжения дислокации. Здесь полная аналогия с рис. 25, если его перевернуть, превратив положительную дислокацию в отрицательную. На рис. 60 такие малые смещения атомов выше и ниже края экстраплоскостей во взаимопротивоположных направлениях (как это сделано на рис. 25) нельзя показать, так как на схеме здесь не отражено искажение решетки в области ядра дислокации. Конечный результат направленных атомных смещений в области ядра дислокации будет такой же, как если бы атомы А (большие светлые кружки) из положений  $q$  на линии III—III сместились на величину вектора  $\frac{1}{3}[\bar{1}2\bar{1}0]$  в положения  $p$  на линии I—I. После этого края экстраплоскостей будут проходить вдоль линий II—II и III—III, а не I—I и II—II, и дислокация окажется смещенной на величину вектора  $\frac{1}{3}[\bar{1}2\bar{1}0]$ , т.е. на период решетки  $a$ .

### Полные дислокации в г.ц.к. решетке

Элементарная ячейка г.ц.к. решетки представлена на рис. 63. Плоскостью плотнейшей упаковки является плоскость октаэдра  $\{111\}$ , а направлением плотнейшей упаковки — диагональ грани куба  $\langle 110 \rangle$ . Минимальный единичный вектор тождественной трансляции  $\bar{b}_1$  соединяет атом в вершине кубической ячейки с атомом в центре грани. Вектор  $\bar{b}_1 = \frac{a}{2}[00\bar{1}]$ , его мощность равна  $\frac{a\sqrt{2}}{2}$ .

В г.ц.к. решетке единичным вектором тождественной трансляции является также вектор  $\bar{b}_2 = a[010]$ . Он может делиться на два вектора: на  $\bar{b}_1 = \frac{a}{2}[01\bar{1}]$  и  $\bar{b}_3 = \frac{a}{2}[011]$  (см. рис. 63). Однако для реакции диссоциации  $\bar{b}_2 = \bar{b}_1 + \bar{b}_3$  критерий Франка не дает определенного ответа, так как  $a^2 = \left(\frac{a\sqrt{2}}{2}\right)^2 + \left(\frac{a\sqrt{2}}{2}\right)^2$ . Но эту реакцию можно считать вполне вероятной, учитывая рост энтропии при диссоциации.

Геометрию образования краевой единичной дислокации минимальной мощности в г.ц.к. решетке  $\left(\bar{b}_1 = \frac{a}{2}[01\bar{1}]\right)$  можно понять, используя схему на рис. 64.

В левой части этого рисунка показаны три параллельных слоя (плоскости) плотнейшей упаковки: А — атомы нижнего слоя, В — атомы второго слоя, С — атомы верхнего слоя. На левой стороне рис. 64 сдвига не было, а правая сторона демонстрирует то же чередование плоскостей АВС, но только после сдвига части верхнего слоя атомов С слева направо на величину единичного

вектора  $\bar{b}_1 = \frac{a}{2}[01\bar{1}]$ . При таком сдвиге атом из точки  $r$  попал в точку  $s$ . Обе эти точки относятся к положениям  $C$ . В результате указанного сдвига обнажились ряды атомов в положениях  $A$  и  $B$  из нижнего и среднего слоев. Эти атомы находятся в вертикальных плоскостях  $I-I$  и  $II-II$ .

Если представить себе кристалл, состоящий из множества чередующихся слоев  $ABC\ ABC\dots$ , и сдвинуть одну часть его по отношению к другой по плоскости  $(111)$  на вектор  $\frac{a}{2}[01\bar{1}]$ , то мы получим две экстраплоскости  $I-I$  и  $II-II$ . Экстраплоскости состоят из атомов в положениях  $A, B, C$ . Вокруг краев экстраплоскостей решетка сильно искажена (на рис. 64 это искажение не показано). Вдоль линий  $I-I$  и  $II-II$  на рис. 64 проходит единичная отрицательная краевая дислокация. На рис. 62 показаны две экстраплоскости  $I-I$  и  $II-II$  и соответствующая положительная краевая дислокация в г.ц.к. решетке.

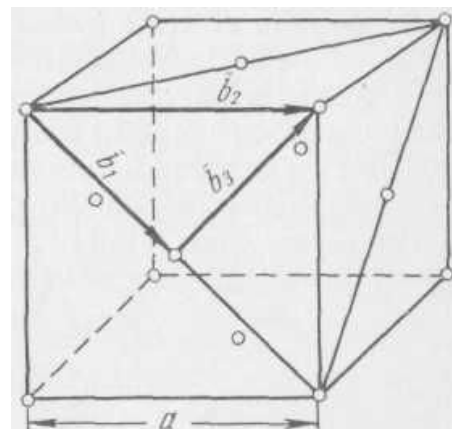


Рис. 63. Элементарная ячейка г.ц.к. решетки с векторами Бюргерса единичных дислокаций:  $\bar{b}_1 = \frac{a}{2}[01\bar{1}]$ ,

$$\bar{b}_2 = a[010], \bar{b}_3 = \frac{a}{2}[011]$$

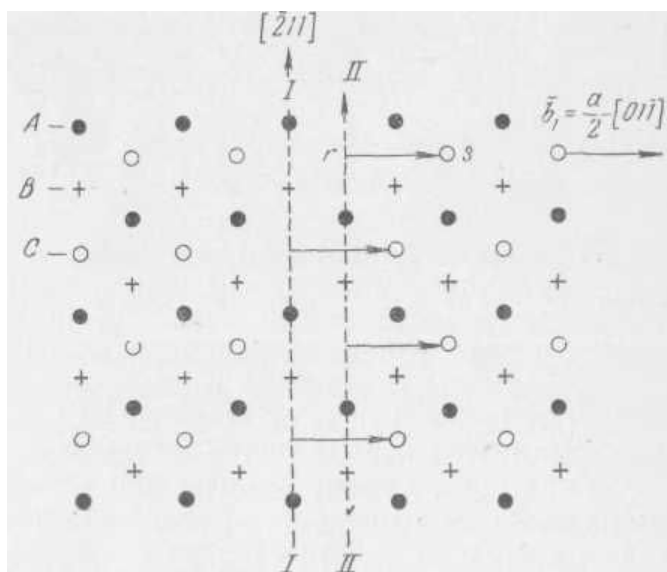


Рис. 64. Единичная краевая дислокация в плоскости  $(111)$  г.ц.к. решетки:  $I-I$  и  $II-II$  — экстраплоскости, перпендикулярные плоскости  $(111)$

Все, что было сказано о скольжении единичной краевой дислокации в г.п. решетке на рис. 60, справедливо и для отрицательной краевой дислокации в г.ц.к. решетке на рис. 64. При скольжении дислокации на рис. 64 слева направо атомы верхнего слоя  $C$  (светлые кружки), расположенного выше плоскости сколь-

жения, должны смещаться справа налево в направлении, перпендикулярном линии дислокации.

Теперь рассмотрим единичную винтовую дислокацию в г.ц.к. решетке. В левой части рис. 65 показано чередование слоев  $ABC$ , свойственное г.ц.к. решетке в плоскости плотнейшей упаковки  $\{111\}$ :  $A$  — атомы в нижнем слое,  $B$  — атомы в среднем слое и  $C$  — атомы в верхнем слое. Стрелки показывают величину и направление смещений атомов верхнего слоя. Начало каждой стрелки — исходное положение атомов  $C$ , конец стрелки — новое положение этих атомов. Атомы  $C$  смещаются в направлении плотнейшей упаковки  $[110]$ .

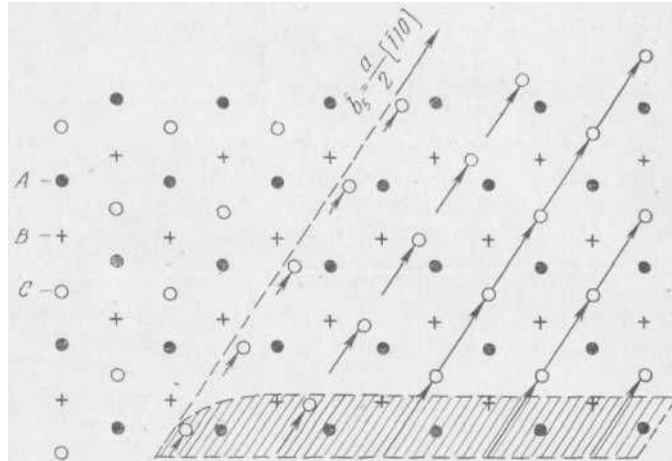


Рис. 65. Единичная винтовая дислокация в плоскости  $(111)$  г.ц.к. решетки (вектор  $\bar{b}_5$  см. на рис. 72)

В правой части рис. 65 атомы смещены на величину единичного вектора  $\frac{a}{2}[\bar{1}10]$ , и поэтому здесь кристалл после смещения верхнего слоя атомов сохраняет совершенное строение.

Для кристалла с винтовой дислокацией характерно постепенное увеличение смещений атомов при удалении от оси винтовой дислокации (по направлению от точки В к точке А на рис. 30).

Эта разница в величине смещений атомов в направлении сдвига изображена в средней части рис. 65 разной длиной стрелок: длина стрелок нарастает слева направо в средней части рисунка. Таким образом, в средней части рис. 65 имеется область линейного несовершенства, простирающаяся на макрорасстояние вдоль прямой, параллельной направлению  $[\bar{1}10]$ , и имеющая малые (атомные) размеры в двух других измерениях. Эта дислокация параллельна вектору сдвига, т.е. имеет чисто винтовую ориентацию. Если в ядре этой дислокации атомы будут смещаться в направле-

нии  $[\bar{1}10]$  и длина стрелок здесь будет возрастать, приближаясь к  $\frac{a}{2}[\bar{1}10]$ , то линия винтовой дислокации передвинется справа налево — зона сдвига расширится.

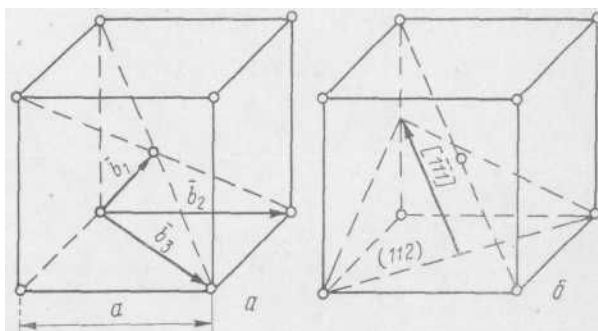
Здесь, как и на схеме рис. 32, дислокация скользит в направлении, перпендикулярном направлению смещения атомов в ее ядре, т.е. ведет себя как типичная винтовая дислокация (в отличие от краевой, скользящей в направлении, параллельном смещению атомов, — ср. рис. 64 и 65).

### Полные дислокации в о.ц.к. решетке

В о.ц.к. решетке возможны единичные дислокации с векторами Бюргера  $\bar{b}_1 = \frac{a}{2}\langle 111 \rangle$ ,  $\bar{b}_2 = a\langle 100 \rangle$  и  $\bar{b}_3 = a\langle 110 \rangle$  (рис. 66). Наименьшим вектором тождественной трансляции яв-

Рис. 66. Элементарные ячейки о.ц.к. решетки:

а — стрелки — векторы Бюргера единичных дислокаций;  
б — пунктирный треугольник — плоскость скольжения (112)



ляется вектор  $\frac{a}{2}\langle 111 \rangle$ . Дислокации  $\frac{a}{2}\langle 111 \rangle$ , имеющие среди всех полных дислокаций самую низкую энергию, встречаются чаще всего.

В металлах с о.ц.к. решеткой скольжение обычно идет по плоскостям  $\{110\}$  и  $\{112\}$  в направлениях наиболее плотной упаковки атомов (111). Геометрию образования характерных дислокаций в о.ц.к. решетке представить себе труднее, так как в ней нет такого простого чередования атомных слоев, как в плотнейших упаковках. Например, последовательность упаковки атомных слоев  $\{112\}$  в о.ц.к. решетке — ABCDEFABCDEF..., т.е. позиции атомов повторяются через пять слоев.

Рассмотрим единичную винтовую дислокацию с вектором  $\frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  в плоскости (112) (индексы плоскости и направления см. на рис. 66, б).

На рис. 67 показано расположение атомов в трех соседних слоях, параллельных плоскости (112). Эта плоскость совпадает с плоскостью рис. 67.



В левой части рисунка три слоя чередуются в области, не охваченной сдвигом. В правой части рисунка атомы верхнего слоя смещены на величину единичного вектора тождественной трансляции  $\frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}1]$ . Поэтому здесь после сдвига решетка становится совершенной. В средней же части рис. 67 смещение атомов верхнего слоя в направлении  $[\bar{1}\bar{1}1]$  меньше, чем  $\frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}1]$ , и в этой части находится дислокация. Ее линия параллельна вектору

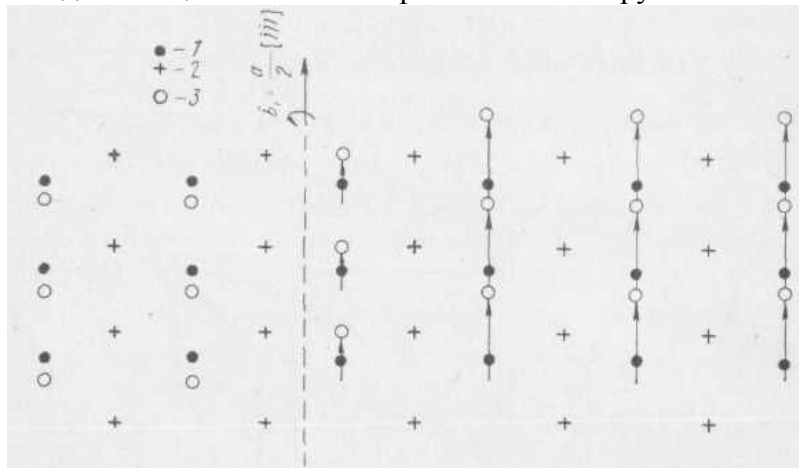


Рис. 67. Единичная винтовая дислокация в плоскости (112) о.ц.к. решетки: 1 — атомы нижнего слоя; 2 — атомы среднего слоя; 3 — атомы верхнего слоя

сдвига, и, следовательно, показанная единичная дислокация имеет чисто винтовую ориентацию. Если атомы верхнего слоя в ядре дислокации сместятся в направлении  $[\bar{1}\bar{1}1]$ , то линия дислокации передвинется влево — зона сдвига расширится.

## § 24. ЧАСТИЧНЫЕ ДИСЛОКАЦИИ ШОКЛИ. РАСТЯНУТЫЕ ДИСЛОКАЦИИ

### Частичные дислокации Шокли в г.п. решетке

На рис. 68 образованию единичной дислокации соответствует единичный вектор тождественной трансляции  $\bar{b}_1$ . При сдвиге вдоль  $\bar{b}_1$  шар второго слоя из положения в лунке В смещается в соседнюю лунку В, перекатываясь через шар А, т.е. проходя через высокий энергетический барьер (рис. 69). Значительно легче шару В попасть в соседнюю лунку В непрямым путем вдоль вектора  $\bar{b}_1$ , а сначала скользят по «желобу» в соседнюю лунку С вдоль вектора  $\bar{b}_2$ , а затем по другому «желобу» в лунку В вдоль вектора  $\bar{b}_3$ . Положение шара в промежуточной лунке С механически

стабильно — шар второго слоя плотно прилегает к трем шарам А нижнего слоя, что соответствует относительному минимуму энергии (см. пункт на рис. 69). Энергия здесь не может соответствовать абсолютному минимуму, так как положения С не свойственны г.п. решетке. Если атомы одного слоя находятся в положениях С, то это значит, что в г.п. решетке имеется дефект упаковки, с которым связан избыток энергии.

Перемещение атомов не вдоль единичного вектора тождественной трансляции, а вдоль вектора меньшей мощности приводит к образованию не полной, а частичной дислокации. Схема ее образования приведена на рис. 70.

В левой части рис. 70 показаны три слоя плотнейшей упаковки с чередованием, свойственным г.п. решетке (аналогично рис. 60):

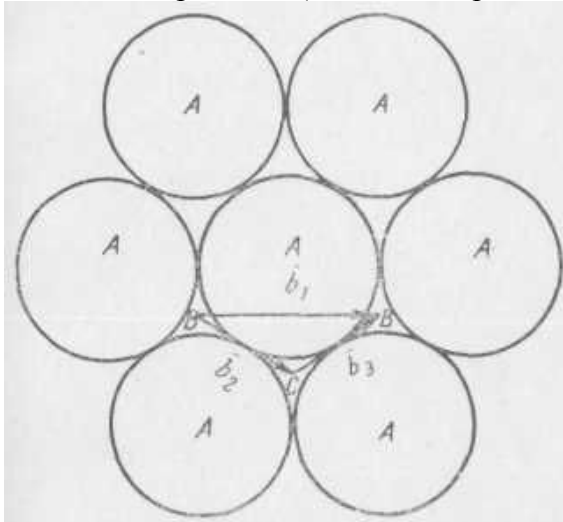


Рис. 68. Слой плотнейшей упаковки атомов А и векторы Бюргерса единичной ( $\bar{b}_1$ ) и частичных ( $\bar{b}_2, \bar{b}_3$ ) дислокаций

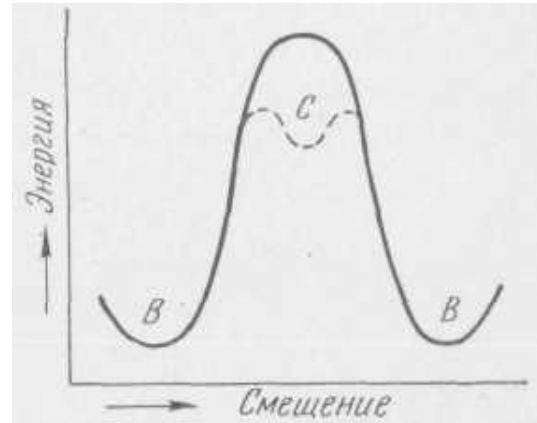


Рис. 69. Изменение энергии при смещении атомов в слое плотнейшей упаковки двумя путями. Сплошная линия — смещение из лунки В в соседнюю лунку В вдоль вектора Бюргерса единичной дислокации  $\bar{b}_1$ ; пунктир — то же, но через промежуточную лунку С вдоль векторов Бюргерса частичных дислокаций  $\bar{b}_2$  и  $\bar{b}_3$  (положения лунок В и С и векторы Бюргерса см. на рис. 68)

1 — атомы А нижней плоскости, 2 — атомы В второй плоскости и 3 — атомы А третьей плоскости, расположенные над атомами 1. Положения С в левой части рис. 70 остаются незанятыми.

Структура в средней части рис. 70 получилась в результате смещения атомов верхнего слоя (большие светлые кружки) вдоль вектора  $\bar{b}_2$  из положений А в положение С (по направлению  $[01\bar{1}0]$ ). Например, атом третьего слоя, находившийся ранее в лунке А второго слоя в точке г (над черным кружком — атомом А из нижнего слоя), сместился в соседнюю лунку С второго слоя вдоль вектора  $\bar{b}_2$  (в точку s).

В результате таких смещений в средней части рис. 70 образовалась последовательность слоев, характерная не для г.п., а для г.ц.к. решетки (АВС...). Хорошо видно, что ни в одном из трех слоев в средней части рис. 70 ни один из атомов не находится над атомом из другого слоя: в нижнем слое атомы занимают положения А, в среднем — В и в верхнем — С.

Если теперь представить себе кристалл с г.п. решеткой, состоящей из множества плотноупакованных слоев, то не трудно понять, что сдвиг части кристалла по одной из плотноупакованных плоскостей вдоль вектора  $\bar{b}_2$  приводит к образованию неполной атомной плоскости  $I-I$ , перпендикулярной плоскости плотнейшей упаковки. Вокруг края ее решетка искажена (это искажение на рис. 70 не показано). Следовательно, граница между областью кристалла с нормальным для г.п. решетки чередованием плотноупакованных слоев и возникшим дефектом упаковки яв-

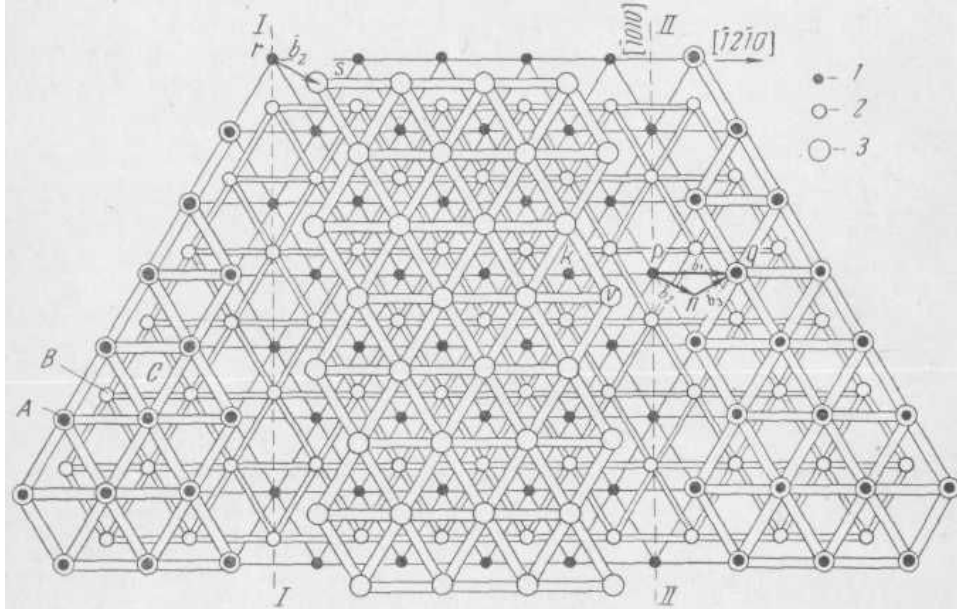


Рис. 70. Растянутая дислокация в плоскости (0001) г.п. решетки. Вдоль линий  $I-I$  и  $II-II$  проходят частичные дислокации Шокли, между которыми находится дефект упаковки

ляется дислокацией. Ее вектор Бюргерса  $\bar{b}_2 = \frac{1}{3}[01\bar{1}0]$  меньше минимального единичного вектора тождественной трансляции  $\bar{b}_1 = \frac{1}{3}[\bar{1}2\bar{1}0]$ . Такая дислокация называется *частичной дислокацией Шокли*.

В плотноупакованном слое, представляющем гексагональную сетку шаров, вектор Бюргерса дислокации Шокли соединяет вершину равностороннего треугольника, стороны которого равны периоду  $a$ , с его центром тяжести. Отсюда величина вектора Бюргерса дислокации  $\frac{1}{3}\langle 01\bar{1}0 \rangle$  составляет  $\frac{a}{\sqrt{3}}$ .

Образовавшийся дефект упаковки, левой границей которого является частичная дислокация, справа может выходить на поверхность кристалла (этот случай не показан на рис. 70). Если же дефект упаковки справа оканчивается внутри кристалла, то правой границей его также должна быть частичная дислокация.

В противном случае, т.е. при отсутствии дислокации, атомы в положениях на правой границе дефекта упаковки оказались бы на нереализуемо близком расстоянии от атомов в исходных положениях А в этом же слое. Например, атом А, находившийся ранее в точке  $k$  и перешедший теперь в положение  $v$ , оказывается по отношению к атому А того же слоя в положении  $p$  (на схеме здесь должен быть большой светлый кружок) на расстоянии меньше атомного диаметра. Такое сближение атомов на расстояние, значительно меньшее, чем самое близкое межатомное расстояние в слое плотнейшей упаковки, практически невозможно. В модели жестких шаров вообще невозможно сближение шаров на расстояние меньше их диаметра.

В связи со сказанным при образовании дефекта упаковки атом А из положения  $p$  может легко перейти в положение  $n$  (смещение на вектор  $\bar{b}_2$ ), а затем в положение  $q$  (смещение на вектор  $\bar{b}_3$ ). Результат получается такой же, как если бы атом из положения  $p$  прямо сместился в положение  $q$  вдоль единичного вектора тождественной трансляции  $\bar{b}_1$ . На рис. 70 показано, что в кристалле справа от дефекта упаковки образуется одна неполная атомная плоскость  $\Pi$ — $\Pi$ , перпендикулярная плоскости плотнейшей упаковки. Вокруг края ее проходит частичная дислокация Шокли с вектором Бюргера  $\bar{b}_3 = \frac{1}{3}[\bar{1}100]$ .

Две частичные дислокации Шокли, связанные между собой полосой дефекта упаковки, называются *растянутой дислокацией*.

На рис. 62 была показана схема строения кристалла с двумя экстраплоскостями, вокруг края которых проходит единичная дислокация. Энергия такой полной дислокации может сильно понизиться, если две лишние плоскости будут удалены одна от другой, как это схематично показано на рис. 71. Вокруг края каждой из этих экстраплоскостей проходит частичная дислокация Шокли, а в плоскости сдвига между краями экстраплоскостей находится полоса дефекта упаковки. В действительности частичные дислокации здесь не чисто краевые, так как векторы Бюргера  $\bar{b}_2$  и  $\bar{b}_3$  не перпендикулярны их линиям (см. рис. 70). Для простоты изображения на рис. 71 это не учтено. Строение кристалла в сечении, перпендикулярном плоскости скольжения и проходящем между частичными дислокациями, показано на рис. 55, а. Здесь особенно хорошо видно, что в г.п. решетке имеется прослойка с расположением атомов, свойственным г.ц.к. решетке.

Поскольку единичная дислокация, стремясь уменьшить энергию, самопроизвольно расщепляется на две частичные дислокации, соединенные дефектом упаковки, то растянутую дислокацию называют также *расщепленной*. Реакция диссоциации единичной дислокации в г.п. решетке выглядит так:

$$\frac{1}{3}[\bar{1}2\bar{1}0] = \frac{1}{3}[0\bar{1}\bar{1}0] + \frac{1}{3}[\bar{1}100].$$

(33)

)

Проверка по критерию Франка показывает, что такая реакция диссоциации возможна:

$$a^2 > \left(\frac{a}{\sqrt{3}}\right)^2 + \left(\frac{a}{\sqrt{3}}\right)^2 \text{ или } a^2 > \frac{2a^2}{3}.$$

При оценке возможности диссоциации единичной дислокации с образованием растянутой следует обратить внимание на приближенность критерия Франка. Этот критерий учитывает только сумму упругих энергий от двух образовавшихся при расщеплении частичных дислокаций и совсем не учитывает энергии дефекта упаковки, возникающего при расщеплении. В случае г.п. (а также

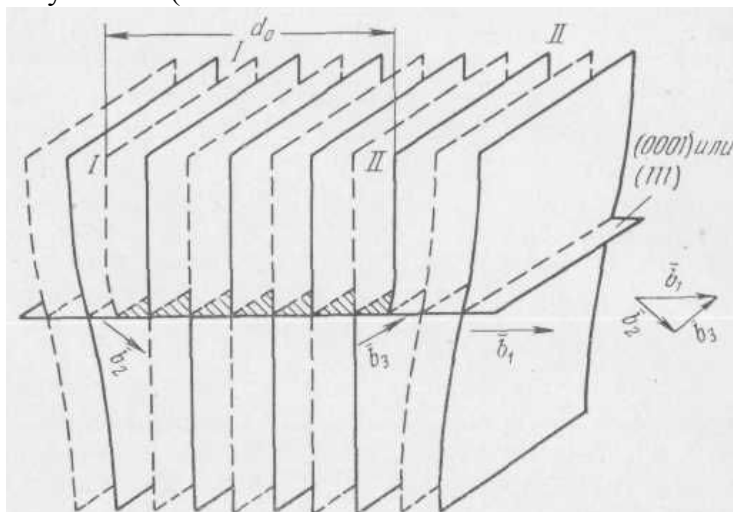


Рис. 71. Растянутая краевая дислокация в г.п. и г.ц.к. решетках:

$$d_0 \text{ — ширина дефекта упаковки; } \bar{b}_1 = \frac{1}{3}[\bar{1}2\bar{1}0] \text{ или } \frac{a}{2}[01\bar{1}]$$

г.ц.к.) решетки эта поправка на энергию дефекта упаковки не столь велика, чтобы изменить оценку энергетической выгодности дислокационной реакции по критерию Франка.

Энергия растянутой дислокации равна сумме энергий двух частичных дислокаций, энергии их упругого отталкивания и энергии дефекта упаковки.

Так как с дефектами упаковки связан избыток энергии, то дефект упаковки стремится уменьшить свою площадь. Энергия, приходящаяся на единицу площади дефекта упаковки, является поверхностным натяжением. Размерность энергии дефекта упаковки эрг/см<sup>2</sup>. Отсюда получаем дин см/см<sup>2</sup> = дин/см. Это и есть размерность поверхностного натяжения.

Поверхностное натяжение дефекта упаковки  $\gamma$  стремится стянуть частичные дислокации, преодолевая силу их упругого отталкивания. Поверхностное натяжение дефекта упаковки не зависит от расстояния между частичными дислокациями, а сила их упру-

того отталкивания  $F$  уменьшается с увеличением расстояния  $d$  между ними:  $F = K \frac{Gb_2b_3}{d_0}$ .

Поэтому при определенном расстоянии  $d$  между частичными дислокациями устанавливается равновесие силы их стягивания, вызванной поверхностным натяжением дефекта упаковки, и силы упругого отталкивания:

$$\gamma = F = K \frac{Gb_2b_3}{d_0}$$

Такое равновесное расстояние между частичными дислокациями называют *шириной растянутой дислокации*:

$$d_0 = K \frac{Gb_2b_3}{\gamma}$$

(34)

) Чем меньше энергия дефекта упаковки, тем на большее расстояние упруго отталкивается одна частичная дислокация от другой, т.е. тем больше ширина расщепленной дислокации. У чистых металлов с г.п. и г.ц.к. решеткой ширина расщепленной дислокации находится в пределах от нескольких до  $40 \text{ \AA}$ .

Растянутая дислокация способна скользить в плоскости дефекта упаковки. На рис. 70 показано, что векторы Бюргера частичных дислокаций находятся в плоскости дефекта упаковки, которая является плоскостью скольжения. Растянутая дислокация скользит следующим путем. Головная частичная дислокация, передвигаясь, смещает атомы в неправильные положения (например, из положения В в положение С на рис. 68) и оставляет за собой дефект упаковки. Скользящая вслед за ней замыкающая частичная дислокация смещает атомы в области дефекта упаковки из неправильных положений в нормальные, свойственные данной решетке (из положений С в положение В), т.е. замыкающая частичная дислокация ликвидирует дефект упаковки. Головная частичная дислокация, дефект упаковки и замыкающая дислокация перемещаются как единое целое. Результат перемещения растянутой дислокации в точности такой же, какой получился бы при скольжении единичной дислокации с вектором  $\bar{b}_1$ : в зоне сдвига одна часть кристалла смещается относительно другой на величину  $\bar{b}_1$ . Обусловлено это тем, что соблюдается векторная сумма:  $\bar{b}_1 = \bar{b}_2 + \bar{b}_3$ .

При скольжении растянутой дислокации слева направо на рис. 70 атомы слоя С в области ядер головной и хвостовой дислокаций смещаются справа налево вдоль векторов соответственно  $\bar{b}_3$  и  $\bar{b}_2$ . Здесь аналогия со смещениями атомов слоя С на рис. 60, за исключением того, что эти смещения не перпендикулярны линиям частичных дислокаций.

Подводя итог, необходимо обратить внимание на следующее. Частичная дислокация Шокли является границей дефекта упаковки и находится в плоскости дефекта упаковки. Единичная дислокация может быть любой пространственной кривой, а частич-

ная дислокация Шокли должна быть плоской кривой или прямой. Вектор Бюргера частичной дислокации Шокли находится в плоскости дефекта упаковки. Частичная дислокация Шокли, как и растянутая дислокация, является скользящей, причем кристаллографическая плоскость скольжения совпадает с плоскостью дефекта упаковки. В г.п. решетке единичная и растянутая дислокации лежат в плоскости базиса (0001) и скользят в этой плоскости в направлении плотнейшей упаковки  $\langle \bar{1}2\bar{1}0 \rangle$ .

### Частичные дислокации Шокли в г.ц.к. решетке

В г.ц.к. решетке, так же как и в г.п. решетке, атомы одного плотноупакованного слоя могут попадать в тождественное положение не только путем сдвига на единичный вектор  $\bar{b}_1$ , но и в результате двух последовательных смещений: вдоль вектора  $\bar{b}_2$  из

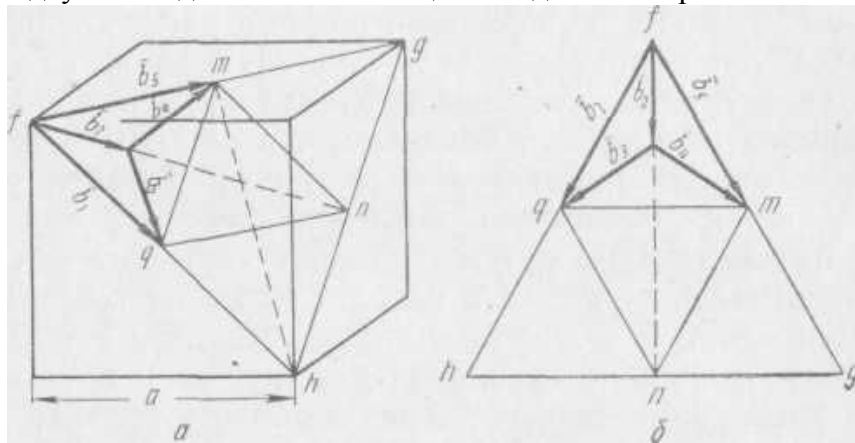


Рис. 72. Векторы Бюргера единичных дислокаций ( $\bar{b}_1, \bar{b}_5$ ) и частичных дислокаций Шокли ( $\bar{b}_2, \bar{b}_3, \bar{b}_4$ ) в г.ц.к. решетке: а — элементарная ячейка; б — плоскость (111);  $\bar{b}_1 = \frac{a}{2}[00\bar{1}]$ ,  $\bar{b}_2 = \frac{a}{6}[\bar{1}2\bar{1}]$ ,

$$\bar{b}_3 = \frac{a}{6}[11\bar{2}], \bar{b}_4 = \frac{a}{6}[\bar{2}11], \bar{b}_5 = \frac{a}{2}[\bar{1}10]$$

исходного положения в ближайшую лунку и из этой лунки вдоль вектора  $\bar{b}_3$  в стабильное положение (см. рис. 68). Соответствующие векторы смещений показаны в элементарной ячейке г.ц.к. решетки (рис. 72, а) и на ее плоскости октаэдра (рис. 72, б). Единичный вектор

$\bar{b}_1 = \frac{a}{2}[01\bar{1}]$ . Из рис. 72, б следует, что отрезок  $\bar{b}_2$  равен одной трети отрезка  $fn$ , т.е.

$\frac{1}{3} \frac{a\sqrt{2}}{2} = \frac{a\sqrt{6}}{6}$ . Вектор  $\bar{b}_2$  лежит в направлении  $[\bar{1}2\bar{1}]$ . Мощность вектора  $\bar{b}_2$

пропорциональна  $\sqrt{1+2^2+1} = \sqrt{6}$ . Следовательно, можно записать, что  $\bar{b}_2 = \frac{a}{6}[\bar{1}2\bar{1}]$ . Векторы

$\bar{b}_2$  и  $\bar{b}_3$  равны по своей мощности. Следовательно, можно записать, что  $\bar{b}_3 = \frac{a}{6}[11\bar{2}]$ .

Если в кристалле с г.ц.к. решеткой образовалась единичная краевая дислокация с  $\bar{b}_1 = \frac{a}{2}[01\bar{1}]$ , то должны существовать рядом две экстраплоскости (см. рис. 62 и 64). Энергия упругой деформации вокруг края сдвоенной экстраплоскости может понизиться, если единичная дислокация расщепится на две частичные:

$$\bar{b}_1 = \bar{b}_2 + \bar{b}_3$$

или

$$\frac{a}{2}[00\bar{1}] = \frac{a}{6}[\bar{1}2\bar{1}] + \frac{a}{6}[11\bar{2}].$$

(35)

)

Проверка по критерию Франка показывает, что такая реакция диссоциации возможна:

$$\left(\frac{a\sqrt{2}}{2}\right)^2 > \left(\frac{a\sqrt{6}}{6}\right)^2 + \left(\frac{a\sqrt{6}}{6}\right)^2 \text{ или } \frac{a^2}{2} > \frac{a^2}{3}.$$

Расщеплению единичной дислокации соответствует удаление одной экстраплоскости от другой на некоторое расстояние (см. рис. 71). Вокруг края одной из этих экстраплоскостей проходит частичная дислокация с вектором Бюргера  $\bar{b}_2$ , а вокруг края другой — частичная дислокация с вектором Бюргера  $\bar{b}_3$ . Единичная дислокация  $\bar{b}_1$  была чисто краевой, а частичные дислокации  $\bar{b}_2$  и  $\bar{b}_3$  — не чисто краевые, так как векторы Бюргера этих дислокаций не перпендикулярны их линиям. На рис. 71 для простоты изображения это не учтено.

Смещение атомов по вектору  $\bar{b}_2$ , а не по  $\bar{b}_1$  создает дефект упаковки. Если, например, в г.ц.к. решетке с чередованием плотноупакованных слоев АВСАВС... атомы одного слоя сместились из положений В в соседние положения С вдоль вектора  $\bar{b}_2$  (причем одновременно сместились все вышележащие слои), то мы получим чередование слоев АВСАСАВСА... Этот дефект является тонкой прослойкой САСА г.п. решетки в г.ц.к. решетке. Прослойка дефекта находится между двумя частичными дислокациями Шокли (строение кристалла в сечении, перпендикулярном этой прослойке, показано на рис. 55, б). Смещение атомов в рассматриваемом слое {111} вдоль вектора  $\bar{b}_3$  из ненормальных положений С в нормальные положения В ликвидирует дефект упаковки. Две частичные дислокации Шокли, связанные полоской дефекта упаковки, называют, как уже указывалось выше, растянутой дислокацией. Поверхностное натяжение дефекта упаковки уравнивает силу взаимного отталкивания частичных дислокаций.

В г.ц.к. решетке единичная и растянутая дислокации лежат в плоскости {111} и могут скользить в этой плоскости в направлении плотнейшей упаковки  $\langle 111 \rangle$ . При скольжении растянутой дислокации головная частичная дислокация, передвигаясь, смещает атомы перед собой в неправильные положения, а замыкаю-



щая частичная дислокация смещает атомы в области дефекта упаковки в нормальные положения.

Рассмотрим схему атомных перемещений в г.ц.к. решетке, связанных с расщеплением единичной винтовой дислокации на две частичные (рис. 73). Так же как и на рис. 65, где показана единичная винтовая дислокация, на рис. 73 черные кружки обозначают атомы в положениях А в нижнем слое  $\{111\}$ , крестики — атомы в положениях В в среднем слое и светлые кружки — атомы в положениях С в верхнем слое. В левом верхнем углу рис. 73, а показано чередование слоев в идеальной г.ц.к. решетке. В ниж-

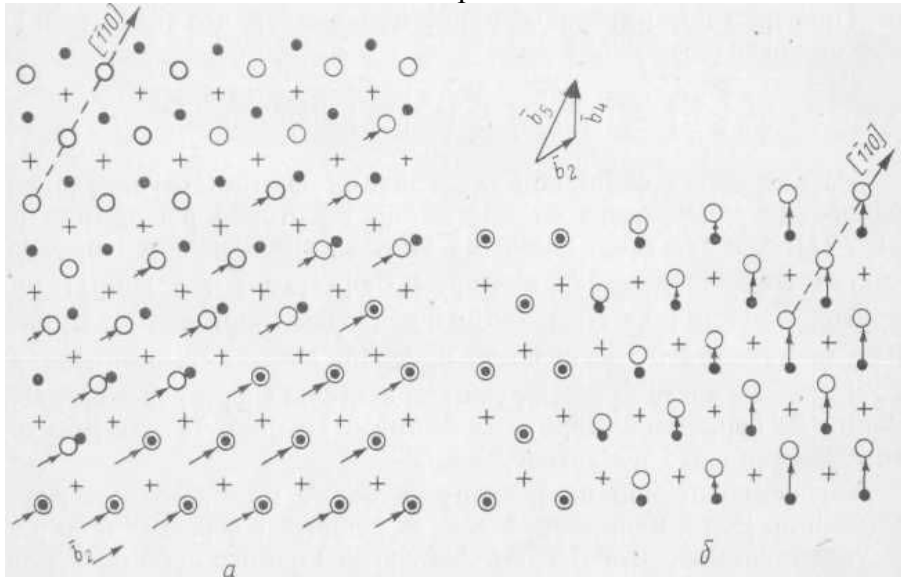


Рис. 73. Дислокации Шокли после расщепления единичной винтовой дислокации в плоскости  $\langle 111 \rangle$  г.ц.к. решетки (векторы  $\bar{b}_2$ ,  $\bar{b}_4$  и  $\bar{b}_5$  см. на рис. 72)

ней части рис. 73, а атомы из положения С в третьем слое сместились в положения, находящиеся точно над атомами А из первого слоя (светлые кружки совпали с черными). Это смещение произошло по направлению  $[\bar{1}2\bar{1}]$  на величину  $\frac{a\sqrt{6}}{6}$ . В результате таких смещений образовался дефект упаковки в г.ц.к. решетке (чередование трех слоев АВА). В средней части рис. 73, а смещения атомов — длина стрелок постепенно уменьшаются при переходе от дефекта упаковки к совершенной решетке. Это область несовершенства, частичная дислокация с вектором Бюргерса  $\bar{b}_2 = \frac{a}{6}[\bar{1}2\bar{1}]$ , являющаяся границей дефекта упаковки.

На рис. 73, б в левой части изображен тот же дефект упаковки, что и на рис. 73, а. В правой части рис. 73, б показаны смещения атомов третьего слоя из положений над атомами первого слоя в нормальные положения С, свойственные третьему слою

г.ц.к. решетки. Эти смещения произошли на величину  $\frac{a\sqrt{6}}{6}$  по направлению  $[\bar{2}11]$  (вектор  $\bar{b}_4 = \frac{a}{6}[\bar{2}11]$  см. рис. 72). На рис. 73, а смещения могли произойти по направлению  $[\bar{1}2\bar{1}]$ , а на рис. 73, б — по  $[11\bar{2}]$ . В средней части рис. 73, б величина смещений атомов третьего слоя из положений А (длина стрелок) постепенно возрастает при удалении от края дефекта упаковки. Здесь находится область линейного несовершенства — частичная дислокация с вектором Бюргерса  $\bar{b}_4 = \frac{a}{6}[\bar{2}11]$ .

Смещения атомов из-за двух частичных дислокаций с векторами Бюргерса  $\bar{b}_2 = \bar{b}_4 = \frac{a}{6}\langle 112 \rangle$  на рис. 73 приводят к такому же результату, как и смещение атомов из-за единичной дислокации с вектором Бюргерса  $\bar{b}_5 = \frac{a}{2}[\bar{1}10]$  (см. рис. 65). Соблюдается векторная сумма  $\bar{b}_5 = \bar{b}_2 + \bar{b}_4$  (см. рис. 72).

Касательные напряжения, приложенные в направлении  $\langle 011 \rangle$  вызывают скольжение расщепленной винтовой дислокации в этом направлении. При этом головная частичная дислокация смещает атомы перед собой в неправильные положения, продвигая вперед область дефекта упаковки, а замыкающая частичная дислокация смещает атомы на другой стороне дефекта упаковки в нормальные положения. Здесь полная аналогия со скольжением расщепленной краевой дислокации.

Расщепление винтовой дислокации на две частичные дислокации Шокли резко изменяет ее поведение. Как отмечалось в § 13, отличительная особенность чисто винтовой дислокации — ее способность скользить в любой кристаллографической плоскости, содержащей линию дислокации и вектор сдвига. Расщепленная же винтовая дислокация может скользить только в плоскости дефекта упаковки, к которому «привязаны» обе частичные дислокации Шокли.

Это можно объяснить еще и так. Плоскость скольжения должна содержать вектор Бюргерса скользящей дислокации. Два вектора Бюргерса частичных дислокаций, входящих в состав растянутой, не лежат на одной прямой (см. рис. 71—73) и определяют единственную плоскость скольжения, содержащую их.

Особый механизм перехода растянутой дислокации в другую плоскость скольжения рассматривается в § 29.

### Частичные дислокации Шокли в о.ц.к. решетке

Расщепление единичной винтовой дислокации на две частичные в о.ц.к. решетке показано на рис. 74. Как и на рис. 67, видны три атомных слоя, параллельных кристаллографической плоскости (112), являющейся плоскостью чертежа рис. 74 (см. также

рис. 66, б): 1 — атомы нижнего слоя; 2 — верхнего и 3 — среднего слоя. На левой стороне рис. 74 изображен участок, не претерпевший сдвига. В средней области рис. 74 атомы верхнего слоя 2 смещены по направлению  $[\bar{1}\bar{1}1]$ , но не на величину единичного вектора тождественной трансляции  $\frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}1]$ , как на рис. 67, а на одну треть его, т.е. на  $\frac{a}{6}[\bar{1}\bar{1}1]$ . При этом атомы верхнего слоя 2 попадают в механически устойчивое положение над атомами

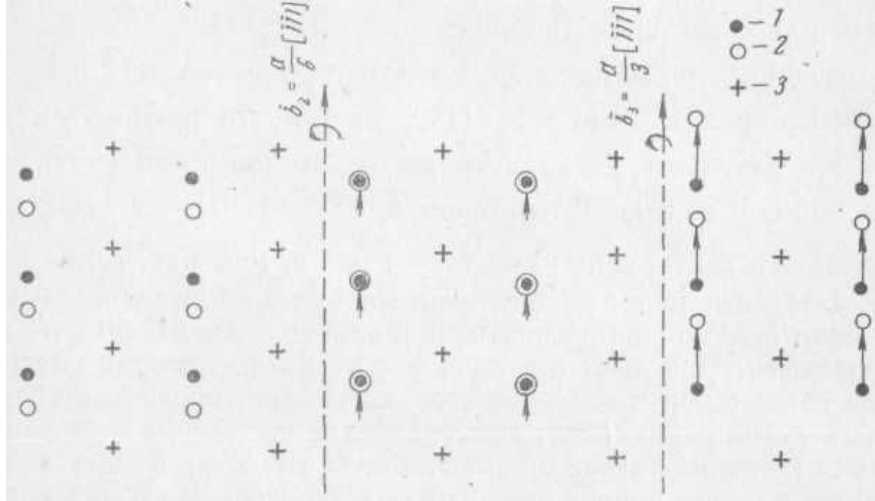


Рис. 74. Растянутая винтовая дислокация в плоскости (112) о.ц.к. решетки. Между частичными дислокациями Шокли с векторами Бюргера  $\bar{b}_2$  и  $\bar{b}_3$ , находится дефект упаковки

нижнего слоя 1, образуя дефект упаковки. Левая граница дефекта упаковки на рис. 74 — частичная дислокация с вектором Бюргера  $\frac{a}{6}[\bar{1}\bar{1}1]$ .

На правой стороне рис. 74 атомы верхнего слоя смещены из положений над атомами нижнего слоя в полностью стабильные положения. Эти смещения произошли на величину, равную двум третям единичного вектора тождественной трансляции, т.е. на  $\frac{2}{3} \frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}1] = \frac{a}{3}[\bar{1}\bar{1}1]$ .

В результате сдвига сначала на  $\frac{a}{6}[\bar{1}\bar{1}1]$ , а затем на  $\frac{a}{3}[\bar{1}\bar{1}1]$  образовалось чередование слоев (112), свойственное идеальной о.ц.к. решетке. Правой границей дефекта упаковки на рис. 74 является частичная дислокация с вектором Бюргера  $\frac{a}{3}[\bar{1}\bar{1}1]$ .

Образование двух частичных дислокаций Шокли в о.ц.к. решетке при расщеплении единичной дислокации можно описать следующей реакцией:

$$\frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}1] = \frac{a}{6}[\bar{1}\bar{1}1] + \frac{a}{3}[\bar{1}\bar{1}1].$$

(36)

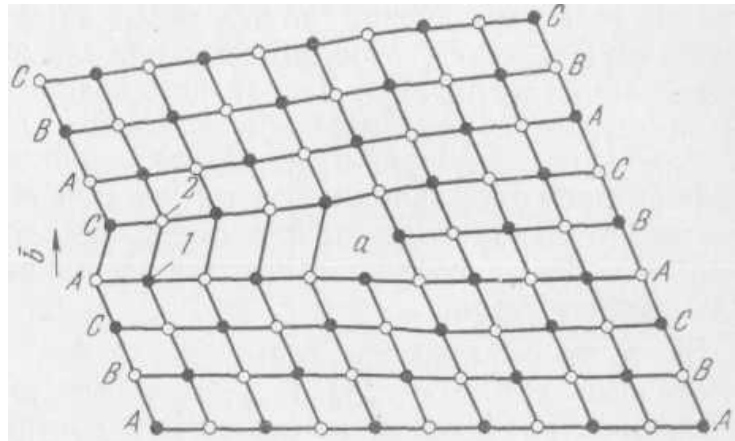
)

Согласно критерию Франка, эта реакция энергетически выгодна, так как  $\left(\frac{a\sqrt{3}}{2}\right)^2 > \left(\frac{a\sqrt{3}}{6}\right)^2 + \left(\frac{a\sqrt{3}}{3}\right)^2$  или  $\frac{3a^2}{4} > \frac{5a^2}{12}$ . Практически такое расщепление будет реализоваться только в том случае, если энергия образующегося дефекта упаковки мала.

## § 25. ЧАСТИЧНЫЕ ДИСЛОКАЦИИ ФРАНКА

Частичные дислокации Шокли создавались несвязным сдвигом в плоскости плотнейшей упаковки, когда возникавший дефект упаковки оканчивался внутри кристалла. Его границей внутри кристалла и была частичная дислокация Шокли с вектором Бюргерса, лежащим в плоскости дефекта упаковки.

Рис. 75. Дислокация Франка в г.ц.к. решетке. Линия дислокации лежит в плоскости  $\{111\}$ , перпендикулярной плоскости чертежа  $\{110\}$ , и выходит на плоскость чертежа в точке  $a$ : 1 — атомы в плоскости чертежа; 2 — непосредственно над ней



Дефект упаковки, как указывалось в § 22, можно получить и другими путями.

Если в г.ц.к. решетке удалить часть плотноупакованного слоя и ликвидировать образовавшуюся «щель», сблизив по нормали соседние плотноупакованные слои, то возникнет дефект упаковки вычитания. Граница его внутри кристалла — линейное несовершенство, называемое частичной дислокацией Франка (см. рис. 56).

Схема атомного строения кристалла вблизи частичной дислокации Франка показана на рис. 75. На рис. 56 и 75 дислокация Франка расположена перпендикулярно плоскости чертежа, и мы видим только ее выход на эту плоскость (как и в случае краевой дислокации на рис. 22). Область несовершенства на рис. 56 и 75 тянется вдоль края неполной атомной плоскости. Сближение атомов, которое было необходимо для ликвидации «щели»,

происходило на величину вектора  $\frac{a}{3}\langle 111 \rangle$ , т.е. на  $\frac{a\sqrt{3}}{3}$  по нормали к плоскости плотнейшей упаковки. Следовательно, вектор Бюргерса дислокации Франка перпендикулярен линии дислокации, т.е. дислокация Франка — краевая.

При внедрении между слоями  $\{111\}$  неполного плотноупакованного атомного слоя возникает дефект упаковки внедрения (рис. 57), границей которого также является частичная дислокация Франка с вектором Бюргерса  $\frac{a}{3}\langle 111 \rangle$ , перпендикулярным линии дислокации (атомы соседних слоев удаляются по нормали от плоскости  $\{111\}$ ).

Край неполного плотноупакованного слоя в общем случае является не прямой, а плоской кривой, ограничивающей дефект упаковки. Соответственно и дислокация Франка в общем случае — плоская кривая. Это не влияет на ее краевую ориентацию, так как вектор Бюргерса во всех точках перпендикулярен плоскости дефекта упаковки.

Так как вектор Бюргерса дислокации Франка не лежит в плоскости дефекта упаковки, то эта дислокация не может двигаться скольжением подобно тому, как легко скользит единичная краевая дислокация (см. рис. 25). Дислокация Франка может перемещаться только диффузионным путем (переползанием) в плоскости дефекта упаковки при достройке неполного атомного слоя или при удалении атомов с его кромки. Поэтому частичные дислокации Франка называют также *сидячими* или *полузакрепленными*. В отличие от них частичные дислокации Шокли и все полные дислокации называют *скользящими*.

В г.п. решетке частичные дислокации Франка являются границами дефектов упаковки, которые можно получить при внедрении или удалении неполного плотноупакованного слоя (0001) (см. §22). Например, при внедрении в чередование слоев АВАВАВ... между слоями А и В диска из атомов в положениях С возникает дефект упаковки (рис. 58), границей которого является частичная краевая дислокация Франка с вектором Бюргерса  $\frac{1}{2}\langle 0001 \rangle$ , перпендикулярным плоскости базиса (0001). Величина вектора Бюргерса этой дислокации равна  $\frac{c}{2}$  или для случая идеального отношения  $\frac{c}{a} = \sqrt{\frac{8}{3}} = 1,633$ , составляет  $a\sqrt{\frac{2}{3}}$ .

В о.ц.к. решетке сидячая частичная дислокация с чисто краевой ориентацией является границей дефекта упаковки, полученного внедрением двух неполных слоев в семейство параллельных слоев  $\{112\}$ . Вектор Бюргерса ее  $\frac{a}{3}\langle 112 \rangle$  перпендикулярен плоскости  $\{112\}$ .

Более подробно эта дислокация здесь рассматриваться не будет.

Дислокации Франка наряду с дислокациями Шокли и единичными дислокациями участвуют в разнообразных дислокационных реакциях, некоторые из них рассмотрены в следующем параграфе.

## § 26. СТАНДАРТНЫЙ ТЕТРАЭДР И ДИСЛОКАЦИОННЫЕ РЕАКЦИИ В Г.Ц.К. РЕШЕТКЕ

Векторы Бюргера характерных дислокаций в г.ц.к. решетке принято представлять, используя специальное геометрическое построение — так называемый *стандартный тетраэдр Томпсона*.

Стандартный тетраэдр (рис. 76) состоит из четырех равносторонних треугольников — плоскостей  $\{111\}$ . Его вершины совпадают с узлами г.ц.к. решетки, в которых находятся четыре соседних атома (рис. 77). Ребра тетраэдра расположены вдоль кристаллографических направлений  $\langle 110 \rangle$ . Ребра АВ, ВС, АС, AD,

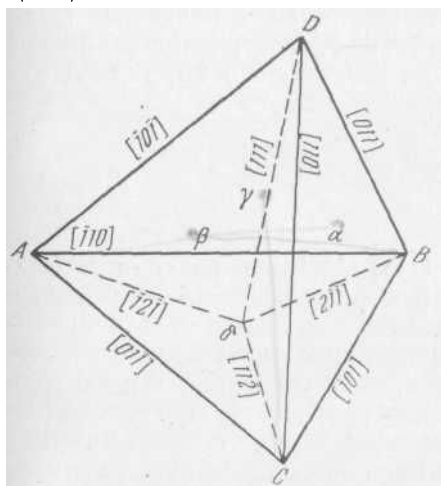


Рис. 76. Стандартный тетраэдр Томпсона

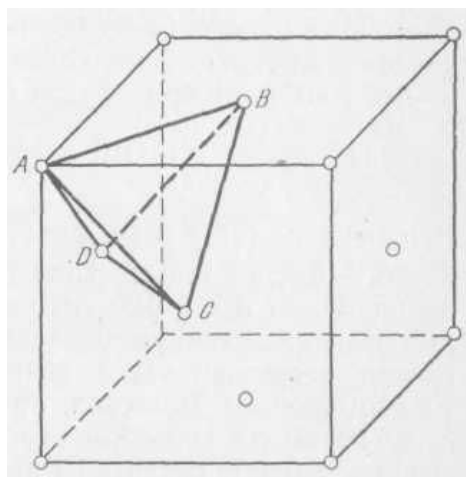


Рис. 77. Расположение стандартного тетраэдра Томпсона в элементарной ячейке г.ц.к. решетки

BD и CD представляют собой все возможные векторы Бюргера единичных дислокаций  $\frac{a}{2}\langle 110 \rangle$  в г.ц.к. решетке, а боковые грани — все плоскости скольжения  $\{111\}$ .

Буквами  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  и  $\delta$  на рис. 76 обозначены точки центра тяжести треугольных граней, противоположных вершинам А, В, С, D соответственно. Например,  $\beta$  находится в плоскости ACD, а  $\gamma$  — в плоскости ABD. Лежащие в плоскостях  $\{111\}$  отрезки типа A $\delta$ ,  $\delta$  C, Ba и Da представляют собой все возможные векторы Бюргера  $\frac{a}{6}\langle 112 \rangle$  частичных дислокаций Шокли. Отрезки типа D $\delta$ , соединяющие вершину и центр тяжести противоположной грани, т.е. нормальные плоскостям  $\{111\}$ , представляют собой все возможные векторы Бюргера  $\frac{a}{3}\langle 111 \rangle$  частичных дислокаций Франка.

В дислокационных реакциях необходимо различать дислокации с прямо противоположными направлениями векторов Бю-

гера:  $AB$  и  $BA$ ,  $A\delta$  и  $\delta A$ ,  $D\delta$  и  $\delta D$  и т.п. Если, например, вектор Бюргерса  $A\delta = \frac{a}{2}[\bar{1}2\bar{1}]$ , то

$$\delta A = \frac{a}{2}[1\bar{2}1] \text{ (знак каждого индекса изменен на противоположный).}$$

С помощью стандартного тетраэдра можно легко записывать разнообразные дислокационные реакции в г.ц.к. решетке. Например, обсуждавшаяся ранее реакция (35) расщепления единичной дислокации на две частичные дислокации Шокли при использовании символики Томпсона записывается в следующей форме:

$$AC = A\delta + \delta C \quad (37)$$

)

Эта реакция происходит в плоскости  $ABC$  с индексами  $(111)$ . В этой же плоскости возможна реакция расщепления единичной дислокации  $AB$  на две дислокации Шокли  $A\delta$  и  $\delta B$ , т.е.  $AB = A\delta + \delta B$  или при другой форме записи

$$\frac{a}{2}[\bar{1}10] = \frac{a}{6}[\bar{1}2\bar{1}] + \frac{a}{6}[\bar{2}11].$$

В плоскости  $(111)$  возможна также реакция расщепления  $BC = B\delta + \delta C$ , а в плоскости  $ADC$  ( $\bar{1}11$ ) возможны реакции расщепления  $AD = A\beta + \beta D$ ,  $AC = A\beta + \beta C$  и  $DC = D\beta + \beta C$ . Аналогичные реакции расщепления можно записать и для других граней тетраэдра. Для записи реакций можно использовать только символы Томпсона, причем, если требуется, эти символы легко перевести в обычные кристаллографические. При таком переводе необходимо следить за правильностью расстановки индексов и их знаков для каждого вектора Бюргерса дислокаций, участвующих в реакции, используя для этого соотношения (32). Продемонстрируем такую проверку на примере только что приведенной реакции

$$\frac{a}{2}[\bar{1}10] = \frac{a}{6}[\bar{1}2\bar{1}] + \frac{a}{6}[\bar{2}11]:$$

$$\frac{a}{2}(-1) = \frac{a}{6}(-1) + \left(\frac{a}{6}\right)(-2);$$

$$\frac{a}{2} \cdot 1 = \frac{a}{6} \cdot 2 + \frac{a}{6} \cdot 1;$$

$$\frac{a}{2} \cdot 0 = \frac{a}{6}(-1) + \frac{a}{6} \cdot 1$$

Если знаки всех индексов поменять на противоположные, то соотношения (32) будут выполняться. Такая перемена знаков означает замену реакции  $AB = A\delta + \delta B$  на реакцию  $BA = B\delta + \delta A$ . Если же изменить знак только у одного из индексов любого вектора Бюргерса, то одно из соотношений (32) не будет выполняться, т.е. соответствующая дислокационная реакция невозможна (не соблюдается векторная сумма).

Рассмотрим в качестве примера еще две реакции в г.ц.к. решетке.

Реакция

$$D\delta + \delta C = DC \quad (38)$$

)

описывает объединение дислокации Франка и дислокации Шокли с образованием единичной дислокации.

Здесь уместно подчеркнуть, что отрезки  $D\delta$ ,  $\delta C$  и  $DC$  являются векторами Бюргерса дислокаций, а не их линиями. Линия дислокации Франка с вектором Бюргерса  $D\delta$  и связанный с ней дефект упаковки находятся в плоскости  $ABC$ . В этой же плоскости находится линия дислокации Шокли с вектором Бюргерса  $\delta C$  и связанный с ней дефект упаковки. Вектор Бюргерса  $DC$  образовавшейся по реакции (38) единичной дислокации не лежит в плоскости  $ABC$  и, следовательно, дислокация  $DC$  не может скользить в этой плоскости. Она может скользить только в плоскостях  $ADC$  или  $CDB$ .

В обычной форме записи реакция (38) выглядит так:

$$\frac{a}{3}[111] + \frac{a}{6}[11\bar{2}] = \frac{a}{2}[110]. \quad (39)$$

)

Используя критерий Франка (правило квадратов), нельзя сделать определенное заключение о возможности такого объединения, так как  $\left(\frac{a\sqrt{3}}{3}\right)^2 + \left(\frac{a\sqrt{6}}{6}\right)^2 = \left(\frac{a\sqrt{2}}{2}\right)^2$  и

$\frac{a^2}{2} = \frac{a^2}{2}$ . Однако учитывая, что рассматриваемая реакция устраняет дефект упаковки, следует считать ее энергетически выгодной (см. также образование R-дислокации в § 37).

Реакция

$$DA + A\delta = D\delta \quad (40)$$

)

описывает объединение единичной дислокации и дислокации Шокли из разных плоскостей скольжения в дислокацию Франка. Дислокация с вектором Бюргерса  $DA$  может скользить в плоскости  $ADB$  или  $ADC$ . Линия дислокации Шокли с вектором Бюргерса  $A\delta$  и связанный с ней дефект упаковки находятся в плоскости  $ABC$ . Образующаяся по реакции (40) дислокация Франка также находится в плоскости  $ABC$ .

В обычных кристаллографических символах реакция (40) имеет вид:

$$\frac{a}{2}[101] + \frac{a}{6}[\bar{1}2\bar{1}] = \frac{a}{3}[111]. \quad (41)$$

)

Из критерия Франка вытекает, что такая реакция вдвое снижает энергию  $\left(\frac{a\sqrt{2}}{2}\right)^2 + \left(\frac{a\sqrt{6}}{6}\right)^2 > \left(\frac{a\sqrt{3}}{3}\right)^2$  или  $\frac{2a^2}{3} > \frac{a^2}{3}$ . Если дислокация Шокли является частью растянутой дислокации Шокли—Шокли, то объединение ее с единичной дислокацией по указанной реакции дает вытянутую дислокацию



Шокли—Франка. Но, как было показано выше, поверхностное натяжение дефекта упаковки внутри такой пары стягивает дислокации Шокли и Франка в нерасщепленную единичную дислокацию. Следовательно, если в исходном состоянии в пересекающихся плоскостях скольжения находились единичная дислокация DA и растянутая дислокация Aδ—δC, то при их встрече вначале протекает реакция (40), а затем (38).

### Вершинные дислокации и дислокации Ломер—Коттрелла

Используя стандартный тетраэдр (см. рис. 76), рассмотрим встречу двух растянутых дислокаций, движущихся в пересекающихся плоскостях скольжения.

Допустим, что в плоскости ADC, т.е.  $(\bar{1}11)$ , находится расщепленная дислокация AD, состоящая из частичных дислокаций Шокли Dβ и βA, соединенных дефектом упаковки. В плоскости

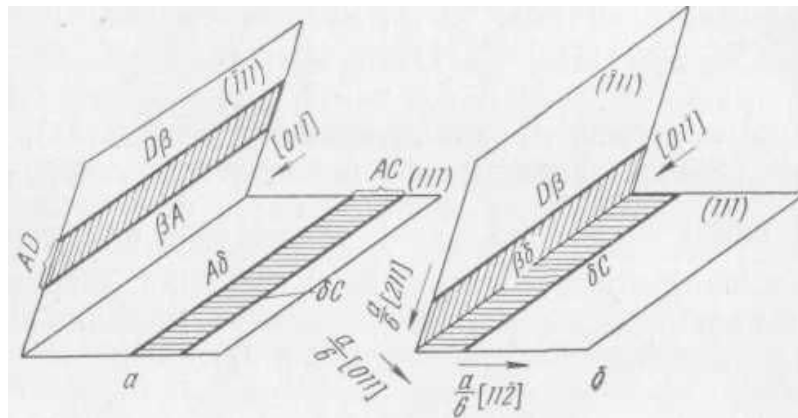


Рис. 78. Образование дислокации Ломер — Коттрелла при встрече растянутых дислокаций в пересекающихся плоскостях скольжения: а — до встречи; б — после встречи

ABC, т.е.  $(111)$ , находится расщепленная дислокация AC, состоящая из частичных дислокаций Aδ и δC и дефекта упаковки. Исходное расположение двух таких растянутых дислокаций в пересекающихся плоскостях скольжения изображено на рис. 78, а (штриховкой показаны дефекты упаковки). В то время как в стандартном тетраэдре (см. рис. 76) отрезки Dβ, βA, Aδ и δC изображают векторы Бюргерса дислокаций Шокли, на рис. 78 обозначенные этими же символами отрезки изображают сами линии дислокаций.

Плоскости ADC и ABC пересекаются по прямой с индексами  $[01\bar{1}]$  (см. рис. 76). При движении растянутых дислокаций их головные частичные дислокации βA и Aδ могут встретиться на линии пересечения плоскостей скольжения  $[01\bar{1}]$  (рис. 78,б) и образовать в месте встречи новую частичную дислокацию. Вектор Бюргерса дислокации встречи легко определить в тетраэдре

(см. рис. 76): объединение дислокаций с векторами Бюргера  $\beta A$  и  $A\delta$  дает дислокацию с вектором Бюргера  $\beta\delta$ :

$$\beta A + A\delta = \beta\delta. \quad (42)$$

) Отрезок  $\beta\delta$ , соединяющий центры двух граней, параллелен ребру  $DB$  с индексами  $[011]$ . Можно показать, что отрезок  $\beta\delta$  равен одной трети отрезка  $DB$  и, следовательно, вектор Бюргера дислокации встречи будет равен  $\frac{1}{3} \frac{a}{2} [011] = \frac{a}{6} [011]$ .

Объединение двух головных частичных дислокаций в одну частичную по реакции

$$\frac{a}{6} [1\bar{1}\bar{2}] + \frac{a}{6} [\bar{1}2\bar{1}] = \frac{a}{6} [011] \quad (43)$$

) дает большой выигрыш в энергии, так как  $\left(\frac{a\sqrt{6}}{6}\right)^2 + \left(\frac{a\sqrt{6}}{6}\right)^2 > \left(\frac{a\sqrt{6}}{6}\right)^2$  или  $\frac{a^2}{3} > \frac{a^2}{18}$ .

Дислокация с вектором Бюргера  $\frac{a}{6} [011]$ , образовавшаяся в результате встречи двух частичных дислокаций Шокли, также частичная. Ее линия идет вдоль направления  $[01\bar{1}]$  и находится в вершине двугранного угла, образованного встретившимися дефектами упаковки из пересекающихся плоскостей скольжения. Поэтому дислокации типа  $\frac{a}{6} \langle 011 \rangle$  называют *вершинными*.

Линия  $[01\bar{1}]$  и вектор Бюргера  $\frac{a}{6} [011]$  вершиной дислокации лежат в плоскости  $(100)$ .

Это легко показать на рис. 77. Здесь отрезок  $AC$  идет в направлении  $[01\bar{1}]$ , а из точки  $C$  вправо и вверх (к атому в вершине) идет отрезок в направлении  $[011]$ . Оба они лежат в плоскости передней грани куба  $(100)$ . Так как линия вершинной дислокации идет вдоль направления  $[011]$ , перпендикулярного направлению вектора Бюргера  $[011]$ , то вершинная дислокация является чисто краевой.

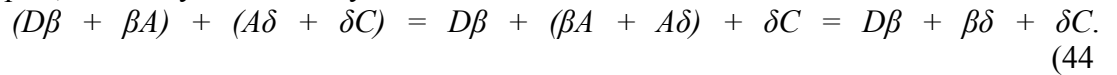
В результате встречи в пересекающихся плоскостях двух растянутых дислокаций образуется новая растянутая дислокация, в которой дефект упаковки имеет форму клина — ленты, согнутой по линии пересечения плоскостей скольжения (см. рис. 78, б). Кроме частичной вершинной дислокации  $\beta\delta$  с вектором Бюргера  $\frac{a}{6} \langle 011 \rangle$ , клинообразный дефект упаковки в каждой из плоскостей скольжения ограничен линиями хвостовых частичных дислокаций Шокли  $D\beta$  и  $\delta C$  с векторами Бюргера  $\frac{a}{6} \langle 012 \rangle$  (см. рис. 78, б).

Такую совокупность трех частичных дислокаций и клинообразного дефекта упаковки называют *дислокацией Ломер—Коттрелла*.

Плоскость  $\{100\}$ , в которой лежат линия и вектор Бюргера вершинной дислокации, не является плоскостью скольжения

в г.ц.к. решетке и в ней не находятся хвостовые дислокации Шокли  $\frac{a}{6}\langle 012 \rangle$ . Поэтому все три дислокации  $\beta\delta$ ,  $D\beta$  и  $\delta C$ , связанные клинообразным дефектом упаковки, неподвижные, прочно закрепленные по всей длине. Дислокация Ломер—Коттрелла прочно привязана к линии пересечения двух плоскостей скольжения и называется сидячей.

Реакцию образования дислокации Ломер—Коттрелла можно записать по этапам в следующей форме, используя символику Томпсона:



)

В результате реакции получилась дислокация, включающая три частичных:  $D\beta + \beta\delta + \delta C$  или в кристаллографических символах  $\frac{a}{6}[211] + \frac{a}{6}[011] + \frac{a}{6}[11\bar{2}]$ . Дислокация Ломер – Коттрелла может образоваться при встрече других растянутых дислокаций в тех же плоскостях скольжения:  $(D\beta + \beta C) + (C\delta + \delta B) = D\beta + (\beta C + C\delta) + \delta C = D\beta + \beta\delta + \delta B$ .

Конфигурация из одной вершинной дислокации и двух дислокаций Шокли, соединенных клинообразным дефектом упаковки, в принципе может возникнуть не только при встрече растянутых дислокаций, но и при диссоциации единичной дислокации, например по реакции



)

Согласно критерию Франка, если не учитывать энергию возникающего дефекта упаковки, эта реакция диссоциации идет с выигрышем энергии:

$$\left(\frac{a\sqrt{2}}{2}\right)^2 > \left(\frac{a\sqrt{6}}{6}\right)^2 + \left(\frac{a\sqrt{2}}{6}\right)^2 + \left(\frac{a\sqrt{6}}{6}\right)^2 \text{ и } \frac{a^2}{2} > \frac{7a^2}{18}.$$

Основные сведения о всех рассмотренных характерных дислокациях в г.ц.к. решетке приведены в табл. 1.

Таблица 1

**ХАРАКТЕРНЫЕ ДИСЛОКАЦИИ В Г.Ц.К. РЕШЕТКЕ**

Тип	Полные		Частичные		
			Шокли	Франка	вершинная
Вектор Бюрегса	$\frac{a}{2}\langle 110 \rangle$	$a\langle 100 \rangle$	$\frac{a}{6}\langle 112 \rangle$	$\frac{a}{6}\langle 111 \rangle$	$\frac{a}{6}\langle 110 \rangle$
	$AB$	—	$A\delta$	$D\delta$	$\beta\delta$
Квадрат вектора Бюргера	$\frac{a^2}{2}$	$a^2$	$\frac{a^2}{6}$	$\frac{a^2}{3}$	$\frac{a^2}{18}$

## § 27. СТАНДАРТНАЯ БИПИРАМИДА И ДИСЛОКАЦИОННЫЕ РЕАКЦИИ В Г.П. РЕШЕТКЕ

Для упрощения анализа поведения дислокаций в г.п. решетке (по аналогии со стандартным тетраэдром в г.ц.к. решетке) используют построение, называемое стандартной бипирамидой (рис. 79).

Основанием бипирамиды служит равносторонний треугольник ABC, соединяющий ближайшие узлы в гексагональной сетке базисной плоскости (0001). Вершина бипирамиды S (а также T) находится в узле соседней гексагональной сетки,

отстоящей на  $\frac{c}{2}$  от базисной и смещенной относительно нее

так, чтобы обеспечивалась плотнейшая стыковка соседних атомных слоев. Вершины S и T проецируются в центр тяжести а треугольника ABC.

Для г. п. решетки характерны три вида полных и три вида частичных дислокаций:

1. Полные дислокации с векторами Бюргера AB, BC и CA. Сокращенно их называют *a*-дислокациями. Вектор

Бюргера в кристаллографических символах  $\frac{1}{3}\langle\bar{1}2\bar{1}0\rangle$ .

2. Полные дислокации с вектором Бюргера ST, перпендикулярным базисной плоскости. Их обозначение *c* или  $\langle 0001\rangle$ .

3. Полные дислокации с векторами Бюргера типа AD, находящимися в призматических плоскостях. Отрезок AD (вне бипирамиды) является вектором тождественной трансляции решетки, так как узлы A и D структурно эквивалентны. Так как вектор Бюргера рассматриваемых дислокаций равен сумме векторов *c* и *a*, то их называют (*c* + *a*)-дислокациями. Вектор Бюргера в кристаллографических символах  $\frac{1}{3}\langle\bar{1}2\bar{1}3\rangle$ .

4. Частичные скользящие дислокации Шокли с векторами Бюргера Aσ, Bσ и Cσ, находящимися в базисной плоскости. Их обозначение *p* или  $\frac{1}{3}\langle 01\bar{1}0\rangle$ .

5. Частичные сидячие дислокации Франка с векторами Бюргера σS и σT, перпендикулярными базисной плоскости. Их обозначение  $\frac{c}{2}$  или  $\frac{1}{2}\langle 0001\rangle$ .

6. Частичные сидячие дислокации Франка с векторами Бюргера AS, BS, CS, AT, BT и CT. Их обозначение  $\left(\frac{c}{2} + p\right)$  или

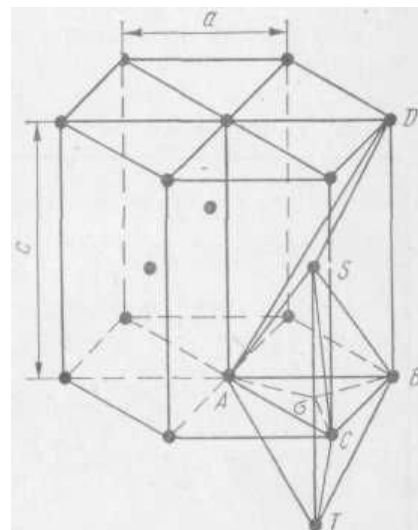


Рис. 79. Элементарная ячейка г.п. решетки со стандартной бипирамидой

$\frac{1}{6}\langle 02\bar{2}3 \rangle$ . Точки А и S отвечают положениям атомов (узлов) в соседних гексагональных сетках, но эти узлы структурно неэквивалентны и, следовательно, векторы типа AS не обеспечивают тождественной трансляции, а соответствующие дислокации не могут быть полными.

В дислокационных реакциях необходимо различать дислокации с прямопротивоположными направлениями векторов Бюргера: АВ и ВА, ST и TS, Аσ и σА, AS и SA и т.п.

В табл. 2 приведены основные сведения о рассмотренных дислокациях.

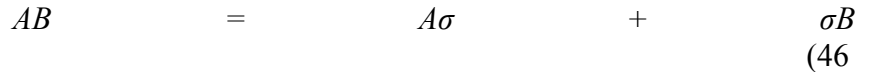
Таблица 2

### ХАРАКТЕРНЫЕ ДИСЛОКАЦИИ В Г.П. РЕШЕТКЕ

Тип	Полные		
	Вектор Бюргера	$\frac{1}{3}\langle \bar{1}2\bar{1}0 \rangle$ <i>AB</i> <i>a</i>	$\langle 0001 \rangle$ <i>ST</i> <i>c</i>
Квадрат вектора Бюргера <sup>1</sup>	$a^2$	$\frac{8}{3}a^2$	$\frac{11}{3}a^2$
Тип	Частичные		
	Шокли	Франка	
Вектор Бюргера	$\frac{1}{3}\langle 01\bar{1}0 \rangle$ <i>Aσ</i> <i>p</i>	$\frac{1}{2}\langle 0001 \rangle$ <i>σS</i> $\frac{c}{2}$	$\frac{1}{6}\langle 02\bar{2}3 \rangle$ <i>AS</i> $\frac{c}{2} + p$
Квадрат вектора Бюргера <sup>1</sup>	$\frac{a^2}{3}$	$\frac{2a^2}{3}$	$a^2$
<sup>1</sup> При $\frac{c}{a} = \sqrt{\frac{8}{3}} = 1,633$ .			

Используя стандартную бипирамиду, рассмотрим некоторые из дислокационных реакций. Следует заметить, что в г.п. решетке больше видов дислокаций и значительно больше вариантов возможных дислокационных реакций, чем в г.ц.к. решетке, а экспериментально изучены они слабее. При записи реакций, как и в случае г.ц.к. решетки, необходимо использовать энергетический критерий Франка, а также следить за правильностью расстановки кристаллографических индексов и их знаков, чтобы соблюдалась векторная сумма.

Реакция расщепления в базисной плоскости полной дислокации на две частичные



) уже была рассмотрена ранее [см. (33)]. Эта реакция — одна из наиболее важных, так как плоскость базиса является плоскостью легкого скольжения во многих г.п. металлах.

Полная дислокация  $AD$  также может диссоциировать на частичные:

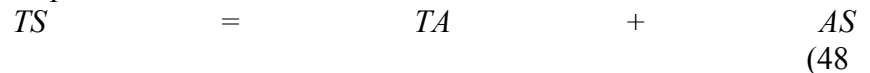


)  
или

$$\frac{1}{3}[\bar{1}2\bar{1}3] = \frac{1}{6}[02\bar{2}3] + \frac{1}{6}[\bar{2}203].$$

Эта реакция энергетически выгодна, так как  $\frac{11}{3}a^2 > a^2 + a^2$ . Дислокация  $\frac{1}{3}\langle\bar{1}2\bar{1}3\rangle$  может совершать пирамидальное скольжение (см, рис. 61, б). Диссоциация по указанной реакции приводит к образованию сидячих дислокаций Франка, т.е. к закреплению скользящей дислокации.

Полная дислокация  $TS$  может расщепиться на две частичные по схеме



)  
или

$$[0001] = \frac{1}{6}[0\bar{2}23] + \frac{1}{6}[02\bar{2}3].$$

Реакция энергетически выгодна, так как  $\frac{8}{3}a^2 > a^2 + a^2$ .

При встрече скользящих полных дислокаций  $BA$  и  $AD$  (рис. 79) энергетически выгодно образование полной дислокации  $BD$  (то же, что и  $TS$ ):



)

или  $\frac{1}{3}[1\bar{2}10] + \frac{1}{3}[\bar{1}2\bar{1}3] = [0001] - [1210]$ , так как  $\frac{11}{3}a^2 + a^2 > \frac{8}{3}a^2$ .

## § 28. ДИСЛОКАЦИОННЫЕ РЕАКЦИИ В О.Ц.К. РЕШЕТКЕ

Для о.ц.к. решетки не предложено простого векторного построения, которое, аналогично тетраэдру Томпсона, могло бы помочь проанализировать в наглядной форме все дислокационные реакции.

Дислокации в о.ц.к. решетке, как уже отмечалось в § 23, могут скользить в плоскостях  $\{110\}$  и  $\{112\}$ . Рассмотрим вначале дислокационные реакции в плоскостях  $\{110\}$ .

Две полные дислокации  $\frac{a}{2}\langle 111 \rangle$ , скользящие в плоскостях  $\{110\}$ , при встрече объединяются, образуя полную дислока-

цию  $a\langle 100 \rangle$ . Такое объединение энергетически выгодно, так как  $\left(\frac{a\sqrt{3}}{2}\right)^2 + \left(\frac{a\sqrt{3}}{2}\right)^2 > a^2$  или  $\frac{3a^2}{2} > a^2$ .

Если встречающиеся дислокации  $\frac{a}{2}\langle 111 \rangle$  скользят в одной плоскости, то образующаяся дислокация  $a\langle 100 \rangle$  может скользить в этой же плоскости. Например, на рис. 80

$$\frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]_{(1\bar{1}0)} + \frac{a}{2}[111]_{(1\bar{1}0)} = a[001]_{(1\bar{1}0)}. \quad (50)$$

)

В том случае, когда дислокации  $\frac{a}{2}\langle 111 \rangle$  скользят во взаимно перпендикулярных плоскостях  $\{110\}$ , образующаяся при их встрече дислокация  $a\langle 100 \rangle$  может скользить только в пло-

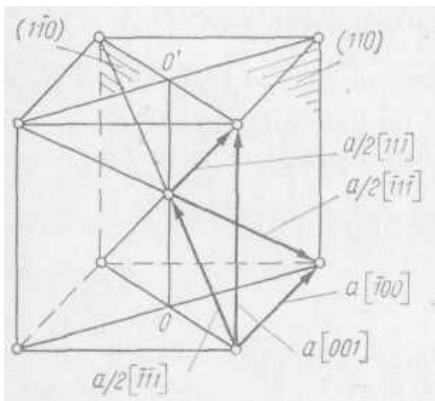


Рис. 80. Векторы Бюргера единичных дислокаций  $\frac{a}{2}\langle 111 \rangle$  и  $a\langle 100 \rangle$  в о.ц.к. решетке

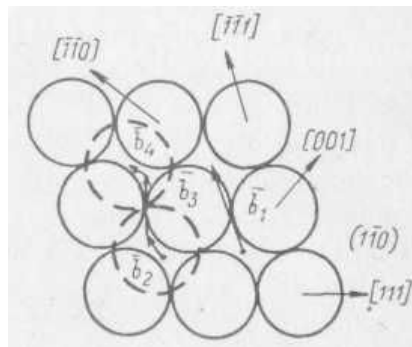


Рис. 81. Упаковка атомов в двух слоях  $(1\bar{1}0)$  о.ц.к. решетки:

$$\bar{b}_1 = \frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}], \quad \bar{b}_2 = \bar{b}_4 = \frac{a}{8}[\bar{1}\bar{1}0], \quad \frac{1}{4}\bar{b}_3 = \frac{1}{4}[\bar{1}\bar{1}2];$$

$$\bar{b}_1 = \bar{b}_2 + \bar{b}_3 + \bar{b}_4$$

скости  $\{100\}$  и поэтому служит барьером для других дислокаций  $\frac{a}{2}\langle 111 \rangle$  во взаимно перпендикулярных плоскостях скольжения  $\{110\}$ . Допустим, что дислокация  $\frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  скользит в плоскости  $(1\bar{1}0)$ , а дислокация  $\frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$  — в плоскости  $(110)$  (рис. 80). Эти дислокации могут встретиться только на линии пересечения  $OO'$  плоскостей  $(1\bar{1}0)$  и  $(110)$ , т.е. на прямой  $[001]$ , где и возникает дислокация с вектором Бюргера  $a[\bar{1}00]$ :

$$\frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}] + \frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}] = a[\bar{1}00]. \quad (50a)$$

)

Поскольку вектор Бюргера  $a[\bar{1}00]$  образовавшейся дислокации перпендикулярен ее линии  $[001]$ , то дислокация  $a[\bar{1}00]$  является краевой. Она может скользить только в плоскости, в которой находятся ее линия и вектор Бюргера, т.е. в плоскости  $(010)$ . Поэтому дислокация  $a[\bar{1}00]$  может быть эффектив-

ным барьером для дислокаций  $\frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}1]$  и  $\frac{a}{2}[\bar{1}\bar{1}\bar{1}]$ , скользящих соответственно в плоскостях  $(\bar{1}\bar{1}0)$  и  $(110)$ .

Рассмотрим реакции расщепления полных дислокаций  $\frac{a}{2}\langle 111 \rangle$  с образованием частичных в плоскостях  $\{110\}$ . Последовательность упаковки атомных слоев  $\{110\}$   $ABABAB\dots$  Эти слои можно рассматривать как несколько нарушенную плотнейшую упаковку (рис. 81).

Вектор тождественной трансляции  $\bar{b}_1 = \frac{a}{2}\langle 111 \rangle$  переводит шары верхнего слоя В (показаны пунктиром) в идентичные положения, в результате чего после смещения верхнего слоя В относительно нижнего слоя А полностью восстанавливается исходная упаковка. Точно такое же смещение слоя В легче осуществить по ломаному пути вдоль векторов  $\bar{b}_2$ ,  $\bar{b}_3$  и  $\bar{b}_4$  (здесь аналогия со схемой на рис. 68 для случая плотнейшей упаковки). Векторы  $\bar{b}_2 = \bar{b}_4 = \frac{a}{8}\langle 110 \rangle$  и  $\bar{b}_3 = \frac{a}{4}\langle 112 \rangle$  не являются векторами тождественной трансляции и характеризуют частичные дислокации. Следовательно, в плоскости  $\{110\}$  возможна реакция диссоциации:

$$\frac{a}{2}\langle 111 \rangle = \frac{a}{8}\langle 110 \rangle + \frac{a}{4}\langle 112 \rangle + \frac{a}{8}\langle 110 \rangle. \quad (51)$$

)

Эта реакция энергетически выгодна, так как  $\left(\frac{a\sqrt{3}}{2}\right)^2 > \left(\frac{a\sqrt{2}}{8}\right)^2 + \left(\frac{a\sqrt{6}}{4}\right)^2 + \left(\frac{a\sqrt{2}}{8}\right)^2$  или  $\frac{3a^2}{4} > \frac{7a^2}{16}$  Образуемая дислокационная конфигурация из трех частичных дислокаций, соединенных дефектами упаковки, находится в одной плоскости и является скользящей.

Смещение атомов вдоль вектора  $\frac{a}{8}\langle 110 \rangle$  создает дефект упаковки в плоскости  $\{110\}$ . При этом нарушается взаимное расположение соседей в одном слое и поэтому энергия дефекта упаковки очень высокая; при образовании дефектов упаковки в слоях  $\{111\}$  г.ц.к. и  $(0001)$  г.п. решеток взаимное расположение ближайших соседей не изменяется. Из-за высокой энергии дефектов упаковки в о.ц.к. решетке ширина расщепленных дислокаций столь мала, что расщепление экспериментально прямыми структурными методами не обнаруживается. При очень малом расщеплении с помощью анализа расщепленных дислокаций в о.ц.к. решетке мы фактически лишь формально и приближенно описываем структуру ядра дислокации.

Линия винтовой дислокации с вектором Бюргерса  $\frac{a}{2}\langle 111 \rangle$  проходит вдоль прямой  $\langle 111 \rangle$ . Эта прямая является линией пересечения трех плоскостей  $\{110\}$ . Например, на рис. 82 по



прямой  $[111]$  пересекаются плоскости  $(\bar{1}10)$ ,  $(10\bar{1})$  и  $(0\bar{1}1)$ . Поэтому винтовая дислокация  $\frac{a}{2}[111]$  может расщепляться сразу в трех этих плоскостях:

$$\frac{a}{2}[111] = \frac{a}{4}[111] + \frac{a}{8}[011]_{(0\bar{1}1)} + \frac{a}{8}[101]_{(10\bar{1})} + \frac{a}{8}[110]_{(\bar{1}10)}.$$

(52)

)

Реакция идет с большим выигрышем в энергии:  $\frac{3a^2}{4} > \frac{9a^2}{32}$ .

Частичные дислокации с векторами Бюргера  $\frac{a}{8}\langle 110 \rangle$  образуются в трех разных плоскостях  $\{110\}$ . Они соединены дефек-

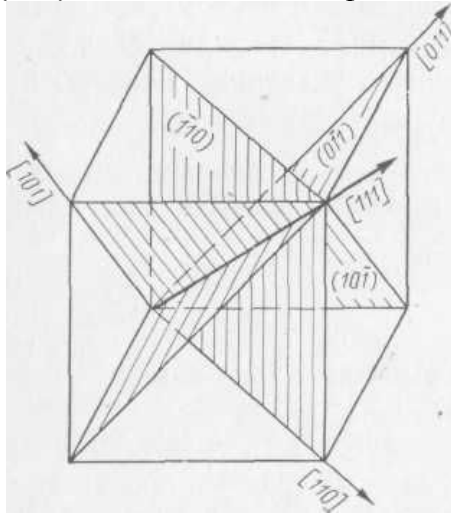


Рис. 82. Три плоскости  $\{110\}$ , пересекающиеся на прямой  $[111]$

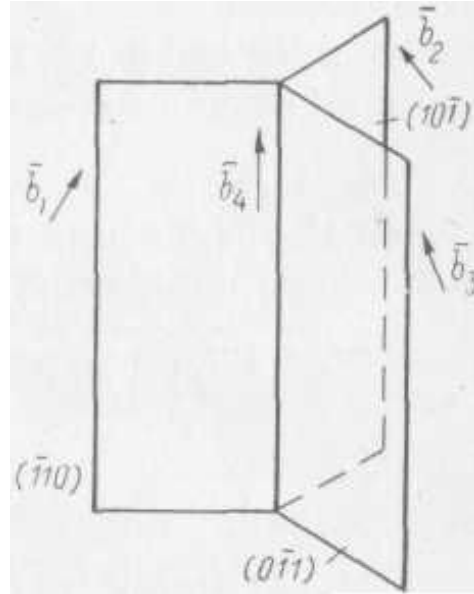


Рис. 83. Сидячая дислокационная конфигурация, образовавшаяся при расщеплении винтовой дислокации

$\frac{a}{2}\langle 111 \rangle$  в трех плоскостях  $\{110\}$ :

$$\bar{b}_1 = \frac{a}{8}[110]; \quad \bar{b}_2 = \frac{a}{8}[101];$$

$$\bar{b}_3 = \frac{a}{8}[011]; \quad \bar{b}_4 = \frac{a}{4}[111]$$

тами упаковки с частичной дислокацией, имеющей вектор Бюргера  $\frac{a}{4}[111]$  и образующейся в пересечении этих плоскостей на прямой  $[111]$  (рис. 83).

Рассмотренная дислокационная конфигурация, состоящая из четырех частичных дислокаций, соединенных дефектами упаковки в трех пересекающихся плоскостях  $\{110\}$ , неподвижна. Таким образом, расщепление винтовой дислокации по реакции (52) превращает эту дислокацию из скользящей в сидячую.

Дислокации  $\frac{a}{2}\langle 111 \rangle$  могут расщепляться также в плоскостях скольжения  $\{112\}$ .

Диссоциация винтовой дислокации  $\frac{a}{2}\langle 111 \rangle$

в плоскости  $\{112\}$  с образованием двух частичных дислокаций  $\frac{a}{6}\langle 111 \rangle$  и  $\frac{a}{3}\langle 111 \rangle$  уже была рассмотрена ранее [см. реакцию (36) в § 24]. Образующаяся по этой реакции конфигурация из двух частичных дислокаций, соединенных дефектом упаковки, находится в одной плоскости и является скользящей.

Частичные дислокации Шокли, образовавшиеся при расщеплении винтовой дислокации по реакции (36), обладают следующей особенностью. Их векторы Бюргера параллельны вектору Бюргера исходной единичной дислокации (в отличие от расщепленной винтовой дислокации в г.ц.к. решетке). Следовательно, винтовая единичная дислокация в о.ц.к. решетке расщепляется по реакции (36) на две чисто винтовые, и в результате расщепленной винтовой дислокации может легко переходить из одной плоскости скольжения  $\{112\}$  в другую, что невозможно для расщепленной винтовой дислокации в г.ц.к. решетке.

Полная винтовая дислокация  $\frac{a}{2}\langle 111 \rangle$  может расщепляться одновременно в двух плоскостях  $\{112\}$ , образуя сидячую конфигурацию из трех частичных дислокаций, соединенных дефектами упаковки (рис. 84):

$$\frac{a}{2}\langle 111 \rangle = \frac{a}{6}\langle 111 \rangle + \frac{a}{6}\langle 111 \rangle + \frac{a}{6}\langle 111 \rangle. \quad (53)$$

Одна частичная дислокация с вектором Бюргера  $\frac{a}{6}\langle 111 \rangle$  лежит на линии  $\langle 111 \rangle$  пересечения плоскостей  $\{112\}$ , а две других таких же частичных дислокации находятся в плоскостях  $\{112\}$  на равном расстоянии от первой. Это расщепление

Таблица 3  
ХАРАКТЕРНЫЕ ДИСЛОКАЦИИ В О. Ц. К. РЕШЕТКЕ

Тип	Полные	Частичные
Вектор Бюргера	$\frac{a}{2}\langle 111 \rangle$ , $a\langle 100 \rangle$ , $a\langle 110 \rangle$	$\frac{a}{8}\langle 110 \rangle$ , $\frac{a}{6}\langle 111 \rangle$ , $\frac{a}{4}\langle 111 \rangle$ , $\frac{a}{3}\langle 111 \rangle$ , $\frac{a}{4}\langle 112 \rangle$ , $\frac{a}{3}\langle 112 \rangle$
Квадрат вектора Бюргера	$\frac{3a^2}{4}$ , $a^2$ , $2a^2$	$\frac{a^2}{32}$ , $\frac{a^2}{12}$ , $\frac{3a^2}{16}$ , $\frac{a^2}{3}$ , $\frac{3a^2}{8}$ , $\frac{2a^2}{3}$

энергетически выгодней, чем реакция (36), так как при реакции (53)  $\frac{3a^2}{4} > \frac{a^2}{4}$ , а при реакции

$$(36) \frac{3a^2}{4} > \frac{5a^2}{12}.$$

Дислокации  $\frac{a}{2}\langle 111 \rangle$  могут также диссоциировать с образованием частичных дислокаций и соответственно дефектов упаковки одновременно в плоскостях  $\{110\}$  и  $\{112\}$ .

Число возможных дислокационных реакций в о.ц.к. решетке значительно больше, чем в г.ц.к., так как в ней больше число разных плоскостей скольжения. Здесь обсуждены лишь некоторые из возможных дислокационных реакций.

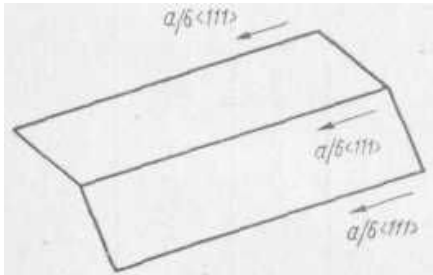


Рис. 84. Сидячая дислокационная конфигурация, образовавшаяся при расщеплении винтовой

дислокации  $\frac{a}{2}\langle 111 \rangle$  в двух плоскостях  $\{112\}$

В заключение в табл. 3 приведены сведения о всех рассмотренных выше характерных дислокациях в о.ц.к. решетке.

## § 29. ПОПЕРЕЧНОЕ СКОЛЬЖЕНИЕ И ПЕРЕПОЛЗАНИЕ РАСТЯНУТЫХ ДИСЛОКАЦИЙ

### Поперечное скольжение растянутых дислокаций

Единичная винтовая дислокация может легко переходить скольжением из одной кристаллографической плоскости в другую (§ 13), совершая, в частности, поперечное и двойное поперечное скольжение (см. рис. 35). Расщепление единичной винтовой дислокации на две частичные лишает ее такой возможности — растянутая дислокация может скользить только в той плоскости, в которой находится ее дефект упаковки. Чтобы произошел переход из одной плоскости скольжения в другую, пересекающую первую, необходимо предварительное стягивание частичных дислокаций в единичную, после чего вновь может произойти расщепление, снижающее энергию. При использовании стандартного тетраэдра (см. рис. 76) этот процесс в г.ц.к. решетке можно записать в следующем виде:

$$D\beta + \beta C = DC = D\alpha + \alpha C$$

(54)

)

Таким путем растянутая дислокация из плоскости ADC ( $\bar{1}11$ ) переместилась в плоскость DCB ( $1\bar{1}1$ ), пройдя через промежуточное состояние нерасщепленной дислокации

$$DC = \frac{a}{2}[110].$$

Объединение двух частичных дислокаций в единичную приводит к повышению энергии [см. применение критерия Франка к обратной реакции (35) расщепления единичной дислокации].

Следовательно, для объединения двух частичных дислокаций необходимо затратить дополнительную энергию. Это осложняет поперечное скольжение растянутых дислокаций, особенно если энергия дефекта упаковки мала, например у золота и меди. При низкой энергии дефекта упаковки растянутая дислокация имеет большую ширину (от трех до двадцати межатомных расстояний для золота и меди) и ее труднее сжать до единичной дислокации. Опыты показывают, что в алюминии, который обладает высокой энергией дефекта упаковки и малой его шириной (около 1—2 межатомных расстояний), поперечное скольжение встречается часто. Металлы

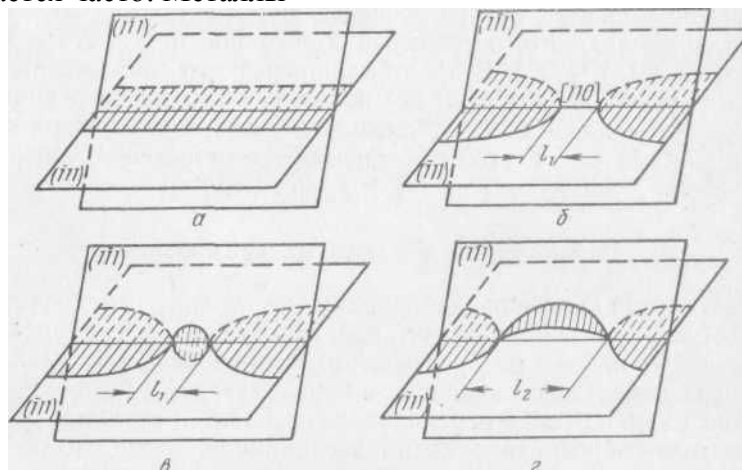


Рис. 85. Стадии поперечного скольжения растянутой винтовой дислокации в г.ц.к. решетке

с г.ц.к. решеткой можно подразделить на металлы с низкой энергией дефектов упаковки (Cu, Ag, Au,  $\gamma$ -Fe) и высокой энергией дефектов упаковки (Al, Ni, Pb).

Растянутая винтовая дислокация может совершить поперечное скольжение, если в своей плоскости скольжения она останавливается барьером (такие барьеры рассмотрены в гл. IX). Под действием приложенного касательного напряжения ширина дислокации, остановленной барьером, уменьшается (см. рис. 125, б на с. 176) и появляется возможность для поперечного скольжения в другой плоскости, в которой также действует касательное напряжение.

Чтобы произошло поперечное скольжение, совсем не обязательно стягивание частичных дислокаций по всей их длине — это вообще маловероятно. Для осуществления поперечного скольжения вполне достаточно стягивания частичных дислокаций с устранением дефекта упаковки на небольшом участке, называемом *перетяжкой дефекта упаковки*. На рис. 85, а показана растянутая винтовая дислокация в исходной плоскости скольжения

$(\bar{1}11)$ . Заштрихована область дефекта упаковки. Линии, являющиеся границами заштрихованной зоны, изображают частичные дислокации. Рис. 85, б соответствует промежуточной стадии, когда уже образовалась перетяжка длиной  $l_1$ . На этом отрезке находится единичная дислокация  $\frac{a}{2}[110]$ . На рис. 85, в единичная дислокация расщепилась в новой плоскости  $(\bar{1}\bar{1}1)$ , расположенной под углом к исходной плоскости  $(\bar{1}11)$ . Под действием касательных напряжений в плоскости  $(\bar{1}\bar{1}1)$  растянутая дислокация скользит, увеличивая площадь, охваченную сдвигом. При этом она выгибается, так как ее концевые точки остаются связанными с частью дислокации, оставшейся в исходной плоскости (об этом подробнее см. в § 39). В процессе поперечного скольжения перетяжка распространяется на все новые участки дефекта упаковки в исходной плоскости скольжения, и расстояние между концевыми точками растянутой дислокации, совершающей поперечное скольжение, увеличивается ( $l_2 > l_1$  рис. 85, г).

### Переползание растянутых дислокаций

Растянутая краевая дислокация не может переползать из своей плоскости скольжения, где находится дефект упаковки, в соседнюю плоскость простым присоединением или удалением точечных дефектов по аналогии с переползанием единичной краевой дислокации. Такое переползание становится возможным после слияния частичных дислокаций в единичную. Этот способ переползания вполне вероятен для растянутых дислокаций с высокой энергией дефекта упаковки, например для цинка, кадмия, алюминия и свинца.

### § 30. ДВОЙНИКУЮЩАЯ ДИСЛОКАЦИЯ

В процессах пластической деформации и рекристаллизации многих металлов важную роль играет двойникование — образование двойниковых прослоек. Двойникование — это симметричная переориентация областей кристаллической решетки. На рис. 86 исходный кристалл обозначен как  $1-1'$ , а двойник  $1-2$ . Решетка внутри двойниковой прослойки является зеркальным отображением решетки в остальной части кристалла;  $a-a$  — плоскость зеркального отражения, называемая плоскостью двойникования.

В общем случае граница двойникового образования не совпадает по всей своей длине с одной и той же кристаллографической плоскостью, ступенчато переходя из одной плоскости двойникования в соседнюю параллельную плоскость двойникования. На рис. 87 изображен такой переход границы двойниковой области из плоскости  $a-a$  в соседнюю плоскость  $b-b$ . На рис. 87 плоскости  $a-a$  и  $b-b$  и переходная область с несовершенной решет-

кой расположены перпендикулярно плоскости чертежа. Атомное строение переходной области в месте выхода ее на плоскость чертежа схематично изображено на рис. 87 внутри очерченного контура. Так как переходная область имеет один макроразмер (в плоскости двойникования) и атомные размеры в двух других измерениях (в плоскости чертежа), эта область является линейным несовершенством.

Первый атомный слой выше плоскости  $a-a$  (или  $b-b$ ) на рис. 87 является обычным нарушением (ошибкой) упаковки в г.ц.к. решетке (чередование слоев  $CAC$  вместо  $CAB$  около плоскости  $a-a$ ). Его границей внутри кристалла является частичная дисло-

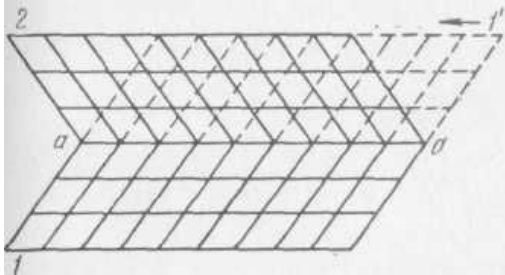


Рис. 86. Совершенный двойник

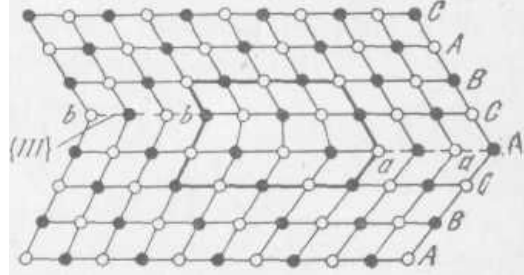


Рис. 87. Двойникующая дислокация  $\frac{a}{6}\langle 112 \rangle$

в г.ц.к. решетке. Дислокация находится в плоскости  $\{111\}$ , перпендикулярной плоскости чертежа  $\{110\}$

кация, Шокли. Следовательно, область ступенчатого перехода двойниковой границы с одной плоскости на соседнюю является скользящей частичной дислокацией. Такую дислокацию называют *двойникующей*.

Если двойниковая область состоит из  $N$  слоев, параллельных плоскости двойникования, то это значит, что она содержит  $N$  нарушений упаковки. Каждый слой ошибки упаковки может обрываться внутри кристалла, оканчиваясь частичной дислокацией. Эти частичные дислокации располагаются вдоль границы двойника, которая не лежит в одной плоскости двойникования, ступенчатого перехода из плоскости в плоскость.

Двойникующая дислокация перемещается скольжением в кристаллографической плоскости двойникования, т.е. в плоскости дефекта упаковки. Атомный механизм такого скольжения полностью аналогичен механизму скольжения частичной дислокации Шокли, описанному в § 24.

Рассмотрим, каким образом скольжение двойникующей дислокации обеспечивает образование  $N$ -слойной двойниковой области.

Образование двойниковой прослойки со ступенчатой границей можно рассматривать как рост кристалла в твердом состоянии. Известны два пути роста, обеспечиваемого присоединением атомов к ступеньке на его поверхности. Один путь состоит в следующем (рис. 88, а). На поверхности растущего кристалла новый атомный слой тангенциально распространяется (разрастается) так, что когда этот слой полностью достраивается, ступенка сама себя

изживает. Для продолжения роста необходимо зарождение участка нового моноатомного слоя на гладкой поверхности, а это самое узкое звено процесса. Аналогично пробег двойнивающей дислокации в одной плоскости приводит к распространению (разрастанию) всего лишь одного слоя атомов, перешедших в положение с двойниковой ориентацией. Чтобы образовался многослойный двойник (двойник видимых размеров), необходимо зарождение в каждом из параллельных слоев своего участка с ошибкой укладки, зарождение своей двойнивающей дислокации и последующее разрастание этого участка скольжением двойнивающей дислокации.

Значительно легче другой путь роста кристалла (рис. 88, б). Если кристалл содержит винтовую дислокацию, выходящую на его поверхность, то присоединение атомов к ступеньке не может

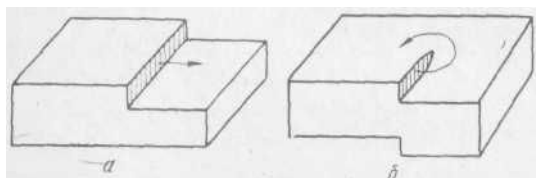


Рис. 88. Ступенька на поверхности совершенного кристалла (а) и кристалла с винтовой дислокацией (б)

изжить ее. Пристраивающиеся к ступеньке атомы все время укладываются на винтовую поверхность — ступенька вращается вокруг оси винтовой дислокации, не исчезая. Здесь не требуется на каждом новом горизонте зарождение новой ступеньки.

По аналогии с этим процессом можно представить себе и рост двойниковой области. Допустим, что в кристалле имеется винтовая дислокация, перпендикулярная плоскости двойникования, и вектор Бюргерса ее равен расстоянию между соседними слоями, параллельными плоскости двойникования. Далее допустим, что двойнивающая дислокация все время обегает вокруг линии винтовой дислокации. При этом дефект упаковки распространяется по винтовой поверхности и для перевода атомов в двойниковое положение в каждом новом горизонте не требуется зарождения новой частичной дислокации. Одна частичная дислокация, перемещаясь с горизонта на горизонт по винтовой поверхности скольжением, участвует в образовании двойниковой области измеримых размеров, т.е.  $N$ -слойного двойника. Возможность такого полюсного механизма образования двойника вытекает из того, что в узле, где встречаются три дислокации, одна ( $OA$ ) может быть двойнивающей, а две другие (полюсные дислокации  $OB$  и  $OC$ ) имеют чисто винтовую или частично винтовую ориентацию с составляющей вектора Бюргерса, перпендикулярной плоскости дефекта упаковки (рис. 89). Трехмерная дислокационная сетка с узлами встречи трех дислокаций типична для реальных кристаллов (см. § 38). Двойнивающая дислокация  $OA$ , будучи «прикреплена» к узлу сетки, может двигаться только вращением вокруг полюса (узла  $O$ ) в плоскости дефекта упаковки. Совершая полный оборот,

линия двойнивающей дислокации  $OA$  каждый раз оказывается на новом горизонте, так как она скользит по винтовой поверхности. Таким образом,  $N$ -слойный двойник растет путем последовательного перехода атомов в двойниковое положение при скольжении всего одной двойнивающей дислокации.

В металлах с г.ц.к. решеткой двойнивающей является дислокация с вектором Бюргерса  $\frac{a}{6}\langle 112 \rangle$ , (см. табл. 1), находящаяся в плоскости двойникового  $\{111\}$ . В металлах с о.ц.к. решеткой, для которых очень важен механизм деформации двойникованием, частичная двойнивающая дислокация в плоскости двойникового  $\{112\}$  имеет вектор Бюргерса  $\frac{a}{6}\langle 111 \rangle$

(см. табл. 3). Эта дислокация может образоваться (предположительно) при диссоциации полной дислокации  $\frac{a}{2}[111]$ , линия которой находится в плоскости  $(112)$ , по схеме

$$\frac{a}{2}[111] = \frac{a}{3}[112] + \frac{a}{6}[11\bar{1}] \quad (55)$$

Выигрыша в энергии такая реакция не дает  $\left( \frac{3a^2}{4} = \frac{6a^2}{9} + \frac{3a^2}{36} \right)$ ,

и поэтому она может идти только под действием приложенных напряжений. Дислокация  $\frac{a}{3}[112]$  является сидячей дислокацией Франка, ее линия ( $OB$  на рис. 89) находится в плоскости  $(112)$ .

Дислокация  $\frac{a}{6}[11\bar{1}]$  является скользящей дислокацией Шокли. Ее линия ( $OA$ ), вращаясь в плоскости  $(\bar{1}21)$ , смещает слои атомов в этой плоскости в двойниковое положение. Прямых экспериментальных доказательств рассмотренного механизма двойникового в о.ц.к. решетке нет.

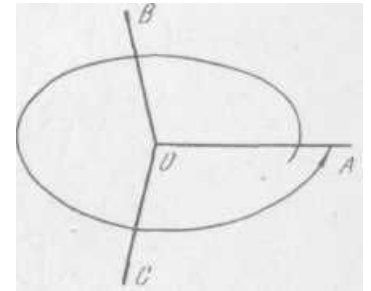


Рис. 89. Схема полюсного механизма роста двойника:  $OA$  — двойнивающая дислокация;  $OB$  и  $OC$  — полюсные дислокации

### § 31. ДИСЛОКАЦИИ В УПОРЯДОЧЕННЫХ СПЛАВАХ

В сплаве с дальним порядком (сверхструктурой) наблюдается строгое чередование атомов разного сорта вдоль определенных кристаллографических направлений. При введении в сверхструктуру дислокаций, кроме обычных атомных смещений, возникают также нарушения закономерного чередования атомов разного сорта.

На рис. 90 показана сверхструктура с двумя краевыми дислокациями. Между ними по обе стороны от плоскости, проходящей через линии дислокаций, в соседстве оказались атомы одного сорта (черный с черным и белый с белым). Такая *антифазная граница* (пунктир на рис. 90) обладает повышенной энергией и, стремясь



сократить свою площадь, стягивает дислокации, преодолевая их упругое отталкивание.

Пара дислокаций по краям антифазной границы аналогична паре частичных дислокаций Шокли, соединенных дефектом упаковки в виде растянутой дислокации. В сверхструктуре с о.ц.к. решеткой дислокации по краям антифазной границы имеют векторы Бюргера  $\frac{a}{2}\langle 111 \rangle$ , а в сверхструктуре с г.ц.к. решеткой  $\frac{a}{2}\langle 011 \rangle$ . Скольжение каждой такой дислокации нарушает дальний порядок около плоскости скольжения, создавая здесь анти-

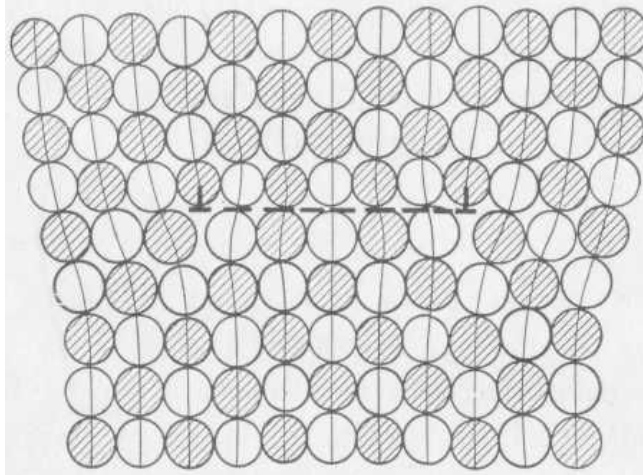


Рис. 90. Парная дислокация в упорядоченном твердом растворе

фазную границу. Следовательно, в сверхструктурах с о.ц.к. и г.ц.к. решетками дислокации с векторами Бюргера  $\frac{a}{2}\langle 111 \rangle$  и  $\frac{a}{2}\langle 011 \rangle$  соответственно ведут себя как частичные (в чистых металлах они единичные).

Действительно тождественная трансляция, после которой сверхструктура полностью восстанавливается, создается при скольжении пары дислокаций, соединенных антифазной границей. Головная дислокация при скольжении создает антифазную границу на своем пути, а хвостовая ликвидирует антифазную границу, восстанавливая дальний порядок в расположении атомов около плоскости скольжения (здесь аналогия со скольжением растянутой дислокации Шокли—Шокли). Такую пару дислокаций, соединенных полоской антифазной границы, называют *парной* или *сверхструктурной дислокацией*. Именно она ведет себя как полная (единичная) дислокация в сверхструктуре. В о.ц.к. решетке парная дислокация имеет вектор Бюргера  $a\langle 111 \rangle$ .

Равновесная ширина (расщепление) сверхструктурной дислокации, соответствует расстоянию, на котором взаимное упругое отталкивание пары дислокаций уравнивается силой поверхностного натяжения антифазной границы. С уменьшением степени дальнего порядка в сверхструктуре снижается энергия антифазной границы и, соответственно, увеличивается ширина сверхструктурной дислокации. Энергия антифазной границы имеет величину порядка  $10\text{--}100 \text{ эрг/см}^2$ , а равновесная ширина парной дислокации часто находится на уровне  $100\text{--}200 \text{ \AA}$ .

Каждая из дислокаций в рассматриваемой паре в свою очередь может обычным путем диссоциировать на дислокации Шокли. Следовательно, по краям антифазной границы могут находиться растянутые дислокации, дефекты упаковки которых совпадают с антифазной границей.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Рид В. Т. Дислокации в кристаллах. М., Metallurgizdat, 1957. 279 с. с ил. Гл. 7, с. 116—147.
- Коттрелл А. Х. Теория дислокаций. М., «Мир», 1968. 95 с. с ил. Гл. 8, с. 83—95.
- Фридель Ж. Дислокации. М., «Мир», 1967. 643 с. с ил. Гл. 6, с. 163—227.
- Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М., Атомиздат, 1972. 599 с. с ил. Гл. 9, 10, 11, с. 185—279.
- Хал Д. Введение в дислокации. М., Атомиздат, 1968. 277 с. с ил. Гл. 5, 6, с. 93—135.
- Юм-Розери В., Рейнор Г. В. Структура металлов и сплавов. М., Metallurgizdat, 1959. 391 с. с ил. Гл. VII, с. 316—384.
- Келли А., Гровс Г. Кристаллография и дефекты в кристаллах. М., «Мир», 1974. 496 с. с ил. Гл. 8, с. 265—304; гл. 10, с. 337—364.
- Вишняков Я. Д. Дефекты упаковки в кристаллической структуре. М., «Металлургия», 1970. 215 с. с ил.
- Предводителев А. А., Троицкий О. А. Дислокации и точечные дефекты в гексагональных металлах. М., Атомиздат, 1973. 200 с. с ил. Гл. II, III, с. 15—85.
- Папилов И. И., Тихинский Г. Ф. Пластическая деформация бериллия. М., Атомиздат, 1973. 303 с. с ил. Гл. 4, с. 162—232.
- Копецкий Ч. В. Структура и свойства тугоплавких металлов. М., «Металлургия», 1974, 206 с. с ил. Гл. I, с. 13—29.
- Марцинковский М. Дж. — В сб. «Электронная микроскопия и прочность кристаллов». М., «Металлургия», 1968. 520 с. с ил.
- Столофф Н. С., Дэвис Р. Г. Механические свойства упорядочивающихся сплавов. М., «Металлургия», 1969. 113 с. с ил. Гл. III, с. 19—40.
- Попов Л. Е., Козлов Э. В. Механические свойства упорядоченных твердых растворов. М., «Металлургия», 1970. 217 с. с ил. Гл. II, с. 43—53.
- Актуальные вопросы теории дислокации. М., «Мир», 1968.



## ГЛАВА

### ПЕРЕСЕЧЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

В кристалле дислокации в общем случае располагаются и движутся в разных плоскостях скольжения, в том числе и пересекающихся. При своем движении дислокация встречает множество других дислокаций (*лес дислокаций*) и должна пересекать их. При пересечении дислокаций на них возникают пороги, являющиеся одним из важнейших элементов дислокационной структуры. Ниже рассмотрены основные случаи пересечения прямолинейных дислокаций, образование и движение порогов.

#### § 32. ПЕРЕСЕЧЕНИЕ ЕДИНИЧНЫХ ДИСЛОКАЦИЙ

##### Пересечение краевых дислокаций

На рис. 91, *a* в вертикальной плоскости *klmn* сверху вниз движется краевая дислокация *AB* с вектором Бюргерса  $\bar{b}_1$ . Линия *AB* этой дислокации является краем экстраплоскости *ABCD*. В горизонтальной плоскости *rstv* находится неподвижная дислокация *EF* с вектором Бюргерса  $\bar{b}_2$ . Линия *EF* этой дислокации является краем экстраплоскости *EFGH*.

В результате скольжения дислокации *AB* сверху вниз та часть кристалла, которая находится справа от плоскости *klmn*, оказывается сдвинутой вниз на величину  $\bar{b}_1$  по отношению к той части кристалла, которая находится слева от плоскости *klmn* (рис. 91, *б*). При этом на горизонтальной плоскости *rstv* образуется ступенька, а дислокация *EF* оказывается разрезанной на две части *EP'* и *PF*. Так как дислокация не может окончиться внутри кристалла, указанные части должны быть соединены участком дислокации *PP'*, являющимся дислокационным порогом (см. § 11). Так как вектор Бюргерса  $\bar{b}_2$  одинаков вдоль всей линии дислокации *EF*, а порог *PP'* является частью дислокации *EF*, делаем вывод, что этот порог перпендикулярен вектору Бюргерса, т.е. имеет краевую ориентацию. Легко видеть, что порог на дислокации *EF* по величине и направлению равен вектору Бюргерса  $\bar{b}_1$  дислокации *AB*, которая при своем движении вниз пересекла дислокацию *EF*.

На самой дислокации *AB* порога не образуется. Это объясняется тем, что вектор Бюргерса  $\bar{b}_2$  дислокации *EF* параллелен линии дислокации *AB*. В результате пересечения дислокаций, показан-

ного на рис. 91, б, дислокация  $AB$  только изменяет свою длину на величину вектора Бюргерса  $\bar{b}_2$  другой дислокации. До пересечения, т.е. тогда, когда дислокация  $AB$  находилась выше плоскости  $rstv$ , линия дислокации  $AB$  проходила через  $n$  вертикальных атомных плоскостей. После пересечения, т.е. тогда, когда дислокация  $AB$  находится уже ниже плоскости  $rstv$ , линия  $AB$  проходит через  $(n + 1)$  вертикальных атомных плоскостей. Лишняя вертикальная плоскость, проходящая через линию  $AB$ , — экстраплоскость  $EFGH$ . Следовательно, в результате пересечения краевых дислокаций, показанного на рис. 91, на одной из них ( $EF$ )

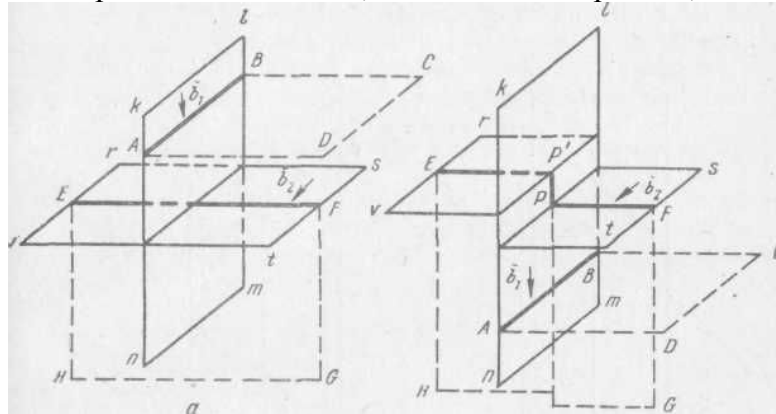


Рис. 91. Пересечение краевых дислокаций  $AB$  и  $EF$  со взаимно перпендикулярными векторами Бюргерса

образуется порог величиной  $\bar{b}_1$ , а длина другой увеличивается на  $\bar{b}_2$ . Ясно, что суммарная энергия дислокаций при этом возрастает.

При рассмотрении рис. 91 в самом начале для простоты объяснения было указано, что дислокация  $EF$  неподвижна. Результат пересечения дислокации  $AB$  с дислокацией  $EF$  не изменится, если дислокация  $EF$  будет скользить в плоскости  $rstv$ .

На рис. 92, а изображены две краевые дислокации, расположенные в пересекающихся плоскостях скольжения. Дислокация  $AB$  расположена в плоскости скольжения  $klmn$ , и линия ее является краем экстраплоскости  $ABCD$ . В отличие от рис. 91, на котором вектор Бюргерса одной из дислокаций параллелен линии другой дислокации, на рис. 92 вектор Бюргерса каждой из дислокаций перпендикулярен линии другой дислокации ( $\bar{b}_1$  перпендикулярен линии  $EF$ , а  $\bar{b}_2$  — линии  $AB$ ). Поэтому в результате пересечения на обеих краевых дислокациях образуется по порогу (рис. 92, б). Происходит это следующим путем.

В результате пробега дислокации  $AB$  сверху вниз та часть кристалла, которая находится правее плоскости скольжения  $klmn$ ,

сдвигается вниз на величину  $\bar{b}_1$  по отношению к части кристалла, расположенной левее плоскости  $klmn$ . Соответственно образуется имеющий винтовую ориентацию порог  $PP'$  на дислокации  $EF$ , равный по величине вектору Бюргера  $\bar{b}_1$  и одинаковый с ним по направлению. В результате пробега дислокации  $EF$  снизу вверх та часть кристалла, которая находится перед плоскостью скольжения  $rstv$ , сдвигается вверх на величину  $\bar{b}_2$  по отношению к части кристалла, расположенной за плоскостью  $rstv$ . Следовательно, на перерезаемой дислокации  $AB$  образуется также имеющий винтовую ориентацию порог  $HH'$ , равный по величине вектору  $\bar{b}_2$  и одинаковый с ним по направлению.

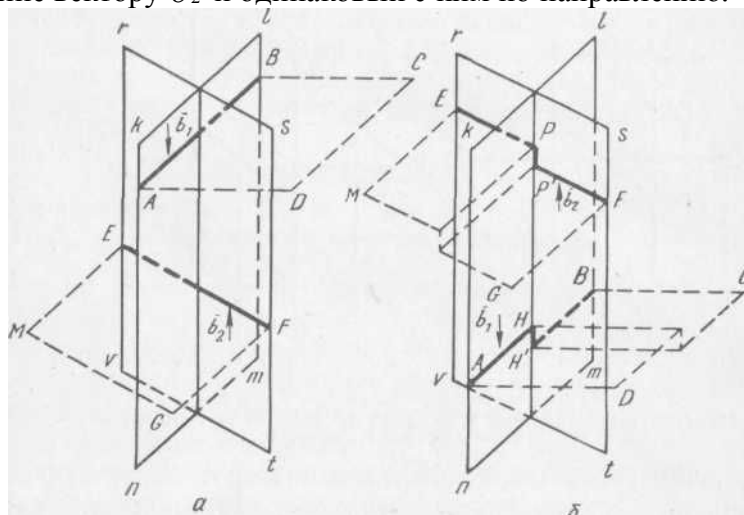


Рис. 92. Пересечение краевых дислокаций  $AB$  и  $EF$  с параллельными векторами Бюргера:  
 а — до пересечения; б — после пересечения;  $ABCD$  и  $EFGM$  — экстраплоскости;  $HH'$  и  $PP'$  — пороги с винтовой ориентацией на дислокациях  $AB$  и  $EF$

Таким образом, хотя на рис. 91 и 92 изображено пересечение краевых дислокаций, результат этого пересечения получается разным. Результат пересечения зависит от взаимной ориентации линий дислокаций и их векторов Бюргера. На основе изложенного выше можно сформулировать правило, которое справедливо для пересечения любых дислокаций: при пересечении двух дислокаций в каждой из них образуется порог, причем порог одной дислокации равен по величине вектору Бюргера другой дислокации и одинаков с ним по направлению. В частном случае на рис. 91, б порог, равный вектору  $\bar{b}_2$ , как бы сливается с линией дислокации  $AB$ , изменяя ее длину (из-за параллельности вектора  $\bar{b}_2$  и линии  $AB$ ).

Между порогами краевых дислокаций на рис. 92, б и порогом краевой дислокации на рис. 91, б имеется следующее важное различие. Порог  $PP'$  дислокации  $EF$  на рис. 92, б лежит в плоскости скольжения этой дислокации  $rstv$ . Стремясь уменьшить свою энергию, дислокация  $EF$  при скользящем движении может выпрямиться, полностью исключив порог. То же самое относится к дислокации  $AB$  на рис. 92, б. В противоположность этому порог  $PP'$  дислокации  $EF$  на рис. 91, б не лежит в плоскости скольжения этой дислокации ( $rstv$ ), а перпендикулярен ей. Поэтому дислокация  $EF$  на рис. 91, б не может скольжением устранить свой порог. Можно сделать общий вывод: порог устойчив в том случае, когда он не лежит в плоскости скольжения дислокации; порог, находящийся в плоскости скольжения, неустойчив, так как дислокация стремится исключить его при скользящем движении (такой порог называют перегибом дислокации).

### Пересечение краевой и винтовой дислокаций

На рис. 93, а изображен кристалл с винтовой дислокацией  $AB$  и краевой  $CD$ . Показана плоскость, закрученная в виде винтовой лестницы. Стрелка около оси  $AB$  показывает направление обхода

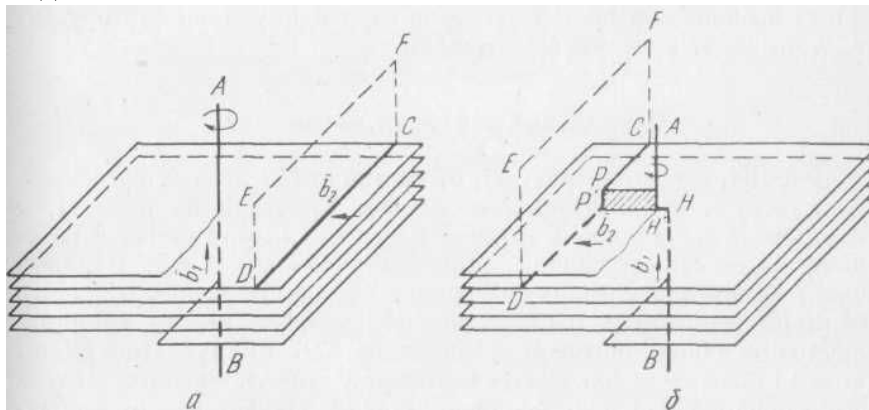


Рис. 93. Пересечение винтовой дислокации  $AB$  с краевой  $CD$ :  
 а — до пересечения; б — после пересечения;  $CDEF$  — экстраплоскости;  
 $HH'$  и  $PP'$  — пороги с краевой ориентацией на дислокациях  $AB$  и  $CD$

этой оси, при котором можно непрерывно «спускаться» с одного горизонта лестницы на другой. На одном из горизонтов винтовой лестницы оканчивается вертикальная экстраплоскость  $CDEF$ . Чтобы показать этот горизонт с расположенной на нем линией краевой дислокации  $CD$ , все более высокие горизонты (атомные слои) на рис. 93 удалены; волнистая линия является линией обрыва закрученной по геликоиду атомной плоскости.

Предположим, что винтовая дислокация неподвижна, а краевая скользит справа налево и пересекается с винтовой (рис. 93, б).

Поверхность скольжения краевой дислокации  $CD$  — не плоская, а представляет собой винтовую поверхность. При приближении дислокации  $CD$  к оси винтовой дислокации постепенно искривляется кромка электроплоскости  $CDEF$ : участок краевой дислокации, более близкий к точке  $C$ , постепенно поднимается, а более близкий к точке  $D$  опускается. Максимальное искривление линии  $CD$  достигается к моменту пересечения дислокаций. После пересечения (левее линии  $AB$  на рис. 93, б) один участок края экстраплоскости оказывается на один период решетки выше другого участка края экстраплоскости: на краевой дислокации появляется порог, равный вектору Бюргерса винтовой дислокации  $\bar{b}_1$ . Этот порог также имеет краевую ориентацию и может скользить в направлении движения краевой дислокации. На рис. 93, б заштрихована площадь, описываемая движущимся порогом краевой дислокации.

Пробег краевой дислокации справа налево вызывает смещение части кристалла, расположенной выше линии  $CD$ , на величину  $\bar{b}_2$  влево по отношению к той части кристалла, которая расположена ниже линии  $CD$ . Соответственно на линии винтовой дислокации  $AB$  возникает порог, равный по величине вектору  $\bar{b}_2$  и одинаковый с ним по направлению. Этот порог перпендикулярен вектору  $\bar{b}_1$ , т.е. он имеет краевую ориентацию.

### Пересечение винтовых дислокаций

Рис. 94, а подобен рис. 93, а, но линия  $CD$  на нем обозначает не краевую, а винтовую дислокацию. Кристалл на рис. 94, а изображен в виде одной атомной плоскости, закрученной в геликоид из-за существования винтовой дислокации  $AB$ . Верхняя часть кристалла срезана по волнистой линии, чтобы обнажить один из горизонтов геликоидальной поверхности, по которому проходит линия винтовой дислокации  $CD$ . Вокруг этой линии атомы также расположены по винтовой лестнице, но соответствующее геликоидальное строение кристалла на чертеже не изображено.

Допустим, что дислокация  $AB$  неподвижна, а  $CD$  скользит справа налево. Поверхность скольжения дислокации  $CD$  вдали от линии  $AB$  плоская, а с приближением к  $AB$  постепенно искривляется. Соответственно линия винтовой дислокации  $CD$  на участке вблизи  $C$  постепенно поднимается, а на участке вблизи  $D$  опускается. После пересечения с линией  $AB$  дислокация  $CD$  разрезается на две части (рис. 94, б): одна часть ( $CP$ ) лежит на более высоком горизонте геликоидальной поверхности, а другая ( $P'D$ ) — на более низком. Так как дислокация не может закончиться внутри кристалла, то обе части оказываются соединенными порогом  $PP'$ . Этот порог имеет такой же вектор Бюргерса  $\bar{b}_2$ , как и вся дисло-

кация  $CD$ . Следовательно, порог  $PP'$  имеет краевую ориентацию (вектор Бюргерса ему перпендикулярен).

Из тех же рассуждений ясно, что на дислокации  $AB$  также должен образоваться порог  $HH'$  краевой ориентации. Этот порог по величине и направлению одинаков с вектором Бюргерса  $\vec{b}_2$  дислокации  $CD$ .

При сближении пересекающихся дислокаций перед моментом пересечения происходит их упругое взаимодействие, однако соответствующие силы действуют на относительно небольшом участке дислокации (вблизи точки их пересечения) и поэтому существенно

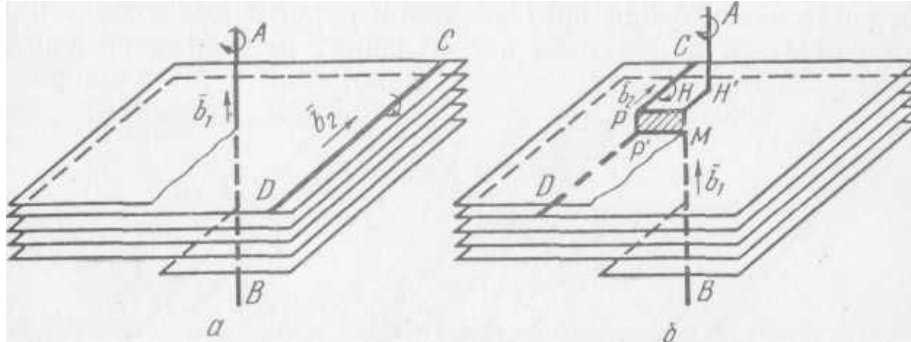


Рис. 94. Пересечение винтовых дислокаций  $AB$  и  $CD$ :  
 а — до пересечения; б — после пересечения;  $HH'$  и  $PP'$  — пороги с краевой ориентацией на дислокациях  $AB$  и  $CD$

повлиять на процесс пересечения они не могут. Эти силы проявляются лишь в некотором искажении формы дислокаций вблизи точки пересечения.

### § 33. ДВИЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ С ПОРОГАМИ

Пороги на дислокациях в зависимости от их высоты подразделяют на *короткие (элементарные)* и *длинные (составные)*. Высота элементарного порога равна вектору Бюргерса пересекающей дислокации. Пороги на рис. 91—94 элементарные.

Если же дислокацию последовательно пересекает ряд дислокаций, скользящих в одной плоскости, то возникает длинный (составной) порог размером в несколько векторов Бюргерса.

Порог  $PP'$  краевой дислокации на рис. 91, б имеет краевую ориентацию и лежит в плоскости  $klmn$ , являющейся одной из плоскостей скольжения в кристалле. Поэтому порог  $PP'$  может скользить вместе со своей краевой дислокацией  $EF$ , которая скользит в плоскости  $rstv$ .

Значительно многообразнее и важнее поведение порогов на винтовых дислокациях. Эти пороги (см. рис. 93, б и 94, б) имеют краевую ориентацию и способны скользить только вдоль линии винтовой дислокации в направлении вектора Бюргерса. Например, на рис. 94, б элементарный порог  $PP'$  может скользить только



вдоль линии  $CD$ . Винтовая же дислокация  $CD$  на рис. 94 скользит справа налево. Ее порог  $PP'$  в этом направлении может перемещаться нормальным способом только переползанием — медленной диффузионной достройкой экстраплоскости, находящейся справа от порога  $PP'$ .

Быстро скользя справа налево, дислокация как бы протаскивает за собой порог  $PP'$ , оставляя на его пути (заштрихован на рис. 94, б) дорожку вакансий. Протаскивание элементарного порога на одно межатомное расстояние влево означает образование позади него одной вакансии. Рис. 95 более наглядно иллюстрирует образование дорожки из вакансий (пустоты перед заштрихованной экстраплоскостью) при протаскивании порога. Если порог будет протаскиваться в обратном направлении, то возникнет цепочка из межузельных атомов. Следовательно, один и тот же порог на

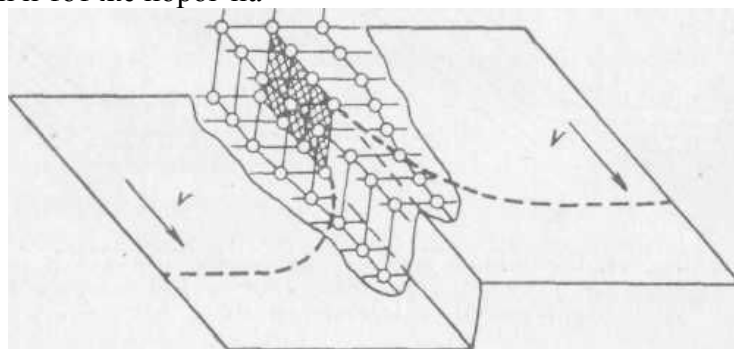


Рис. 95. Скользящая винтовая дислокация с элементарным порогом, имеющим краевую ориентацию:  $v$  — направление скольжения

винтовой дислокации в зависимости от направления его протаскивания генерирует или вакансии или межузельные атомы и соответственно называется *вакансионным* или *межузельным порогом*.

Цепочка точечных дефектов, образующихся в хвосте за протаскиваемым порогом, быстро рассасывается диффузионным путем в разные стороны, и с этой точки зрения передвижение винтовой дислокации с порогом — необратимый процесс.

Процесс образования точечных дефектов при скольжении винтовых дислокаций с элементарными порогами изучен недостаточно. Многие авторы придают ему большое значение, считая, что это основной механизм генерирования вакансий при пластической деформации. Сам факт увеличения числа вакансий при пластической деформации сомнений не вызывает. В частности, именно им объясняется увеличение электропроводности хлористого натрия примерно в 100 раз после пластической деформации на 10% (увеличение числа вакансий облегчает диффузию, а перенос электричества в ионных кристаллах происходит путем диффузионного перемещения ионов). Однако до сих пор не известно число вакансий, образующихся по схеме, изображенной на рис. 94, б и 95.

Положение осложняется еще и тем, что пороги могут скользить вдоль винтовой дислокации и, встречаясь, могут аннигилировать. Образование точечных дефектов при протаскивании порогов требует затраты энергии. Пороги на дислокации затрудняют ее скольжение, и линия дислокации выгибается между порогами (сравните рис. 96, а и б) под действием приложенных напряжений в соответствии с формулой (25). Когда напряжение становится больше, чем то, которое требуется для генерирования вакансий, дальнейшее выгибание линии дислокации между порогами прекращается, и дислокация как единое целое скользит, оставляя позади элементарных порогов цепочку вакансий (рис. 96, е).

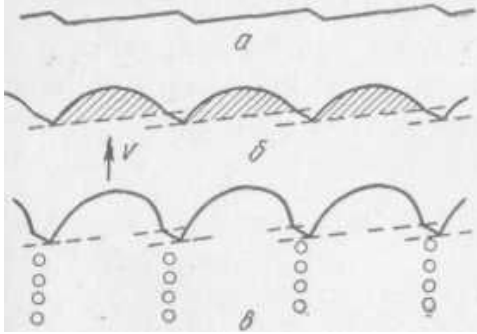


Рис. 96. Образование цепочек вакансий при скольжении винтовой дислокации с элементарными порогами: а — дислокация с порогами до приложения напряжений; б — выгибание дислокации между порогами под действием приложенных напряжений; в — скользящая дислокация оставляет позади порогов цепочки вакансий;  $v$  — направление скольжения

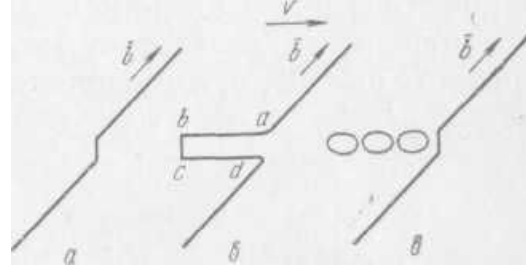


Рис. 97. Образование диполя и петель при скольжении винтовой дислокации с длинным порогом:  $v$  — направление скольжения

По-другому проявляют себя длинные пороги. При скольжении винтовой дислокации порог сразу же отстает от нее, а так как дислокация не может оборваться внутри кристалла, то около порога возникает петля  $abcd$  (рис. 97, а, б). Параллельные отрезки петли  $ab$  и  $cd$  имеют краевую ориентацию и противоположные знаки. В предельном случае, когда между этими отрезками одно межатомное расстояние, при их взаимном упругом притяжении они аннигилируют в соответствии с рис. 50, б и возникает цепочка вакансий. Это и есть только что рассмотренный случай протаскивания элементарного порога.

Если же на дислокации образовался длинный порог, то краевые дислокации  $ab$  и  $cd$  не аннигилируют, а стремятся вследствие упругого взаимодействия образовать в параллельных плоскостях скольжения устойчивую конфигурацию ( $OB$  на рис. 48, б). В результате скольжение винтовой дислокации с длинным порогом приводит к образованию довольно устойчивой петли — *дислокационного диполя*, состоящего из связанных длинным порогом краевых дислокаций разного знака в параллельных плоскостях скольжения (см. рис. 97, б). Если порог больше некоторой критической длины, то диполь не образуется, так как отрезки дислокации  $ab$  и  $cd$  могут под действием приложенных напряжений легко проходить один мимо другого.

Дипольная петля способна понизить свою упругую энергию, разбиваясь на вытянутые или круглые замкнутые дислокационные петли (рис. 97, в).

Другой механизм образования дислокационных диполей — двойное поперечное скольжение. В плоскости поперечного скольжения ( $\bar{1}11$ ) на рис. 41, в параллельные участки дислокаций имеют краевую ориентацию и разный знак, т.е. могут образовать устойчивый диполь.

### § 34. ПЕРЕСЕЧЕНИЕ РАСТЯНУТЫХ ДИСЛОКАЦИЙ

Перед моментом пересечения растянутых дислокаций их головные частичные дислокации из-за упругого взаимодействия прогибаются назад в сторону хвостовых частичных дислокаций (сравните рис. 98, а, б). К моменту пересечения на обеих дислока-

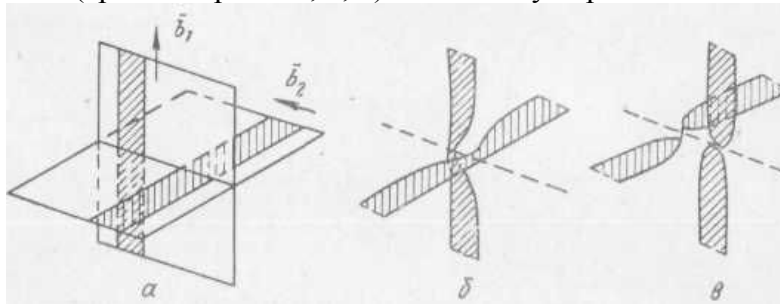


Рис. 98. Пересечение растянутых дислокаций:

а — растянутые дислокации до пересечения (векторы Бюргерса  $\bar{b}_1$  и  $\bar{b}_2$  относятся к соответствующим нерасщепленным дислокациям);  
 б — образование перетяжек дефектов упаковки перед пересечением; в — дислокации с нерасщепленными порогами после пересечения

циях возникают перетяжки дефектов упаковки и сразу же после своего образования пороги являются единичными дислокациями (рис. 98, в). В металлах с низкой энергией дефекта упаковки, т.е. большой шириной растянутых дислокаций, для их пересечения требуются повышенные напряжения.

После образования порога энергия может понизиться в результате его диссоциации. Допустим, что в плоскости  $ABC$  находится растянутая дислокация с вектором Бюргерса  $AC$ , состоящая из двух частичных дислокаций с векторами Бюргерса  $Ad$  и  $dC$  (см. рис. 76). Эту дислокацию могут пересекать дислокации, скользящие в плоскостях  $ADC$ ,  $CDB$  и  $ADB$  с векторами Бюргерса  $AD$ ,  $CD$  и  $BD$ . Как было отмечено в § 32, направление порога на дислокации совпадает с направлением вектора Бюргерса пересекающей дислокации. Следовательно, на расщепленной дислокации  $AC$  могут образоваться нерасщепленные пороги, линии которых находятся вдоль направлений  $AD$ ,  $CD$  и  $BD$ .

Рассмотрим порог, лежащий вдоль  $BD$  (рис. 99, а). Поскольку он образовался на дислокации с вектором Бюргерса  $AC$ , то и сам

порог вдоль линии  $BD$  будет иметь вектор Бюргерса  $AC$ . Здесь уместно напомнить, что отрезки  $AC$ ,  $BD$ ,  $A\delta$ ,  $\delta C$  и др. в тетраэдре Томпсона являются векторами Бюргерса единичных и частичных дислокаций; линии же самих дислокаций могут и совпадать с направлениями соответствующих отрезков в тетраэдре и располагаться под произвольными углами к ним.

Порог с вектором Бюргерса  $AC$  может понизить свою энергию по реакции, аналогичной реакции (45):  $AC = A\gamma + \gamma\alpha + \alpha C$ .

Это значит, что порог — отрезок дислокации вдоль линии  $BD$  — как бы «выбрасывает» в плоскостях  $ADB$  и  $DBC$  частичные дислокации Шокли с векторами Бюргерса  $A\gamma$  и  $\alpha C$ , образуя дефект упаковки в виде двугранного угла. В вершине этого угла, т.е.

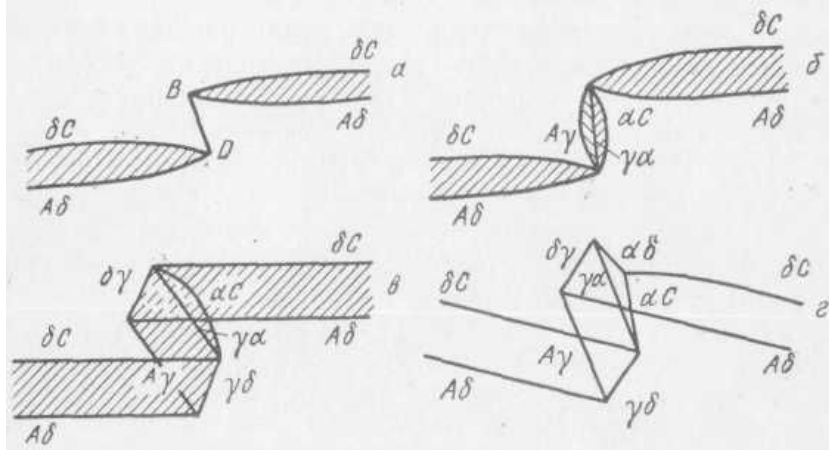


Рис. 99. Стадии расщепления порога  $BD$  на дислокации в г.ц.к. решетке

на линии бывшего нерасщепленного порога, возникает краевая вершинная дислокация с вектором Бюргерса  $\gamma\alpha$ . Вид дислокации с диссоциировавшим порогом показан на рис. 99, б<sup>9</sup>. Здесь и далее предполагается, что узлы встречи порога и дислокации стянуты (см. рис. 107, б).

Растянутый порог на рис. 99, б может еще существенно понизить свою энергию по следующей реакции, аналогичной (42):  $A\delta + A\gamma = \delta\gamma$ . Здесь образовалась новая вершинная дислокация  $\delta\gamma$  в результате взаимодействия одной дислокации Шокли, принадлежащей исходной растянутой дислокации, и одной дислокации Шокли, принадлежащей расщепленному порогу. Соответствующая конфигурация дислокации с расщепленным порогом показана на рис. 99, в.

Кроме только что указанной реакции, возможна аналогичная ей реакция образования еще одной вершинной дислокации:  $\alpha C +$

<sup>9</sup> На рис. 99, б заштрихованные «лепестки» дефектов упаковки, ограниченные линиями  $A\gamma$  и  $\alpha C$  и образующие двугранный угол, идут от линии  $\gamma\alpha$  по направлению к читателю.

+  $\delta C = ad$ . Эта реакция также приводит к существенному понижению энергии.

На рис. 99, *з* показан окончательный вид растянутой дислокации с порогом, который после своего образования расщепился, претерпев ряд реакций, и получил сложную форму. Рассмотренное расщепление порога привело к сильному снижению его энергии.

Скольжение порога возможно только в том случае, если он под действием приложенных напряжений стянется в отрезок единичной дислокации. Чем больше снижается энергия при диссоциации порога, тем больше придется затратить энергии на его стягивание. Если приложенные напряжения недостаточно велики, то порог остается расщепленным. Такой порог не может скользить и сильно тормозит движение дислокации.

Кроме рассмотренного на рис. 99 случая расщепления порога, возможны и другие варианты. Например, если на растянутой дислокации с вектором Бюргерса  $AC$  образовался порог вдоль линии  $CD$ , то он может диссоциировать по реакции  $AC = A\beta + \beta C$  (см. рис. 76). В отличие от рис. 99, *б* дислокации Шокли, образовавшиеся на пороге, здесь лежат в одной плоскости. Затем могут последовать новые реакции, приводящие к дополнительному понижению энергии порога и довольно сложной его конфигурации. Эти варианты мы рассматривать не будем.

В заключение следует отметить, что роль порогов в поведении дислокаций и образовании точечных дефектов необычайно велика. Поведение же порогов, особенно расщепленных, довольно сложное, и изучено слабо.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Рид В. Т. Дислокации в кристаллах. М., Металлургиздат, 1957. 279 с. с ил. Гл. 6, с. 91—115.  
Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М., Атомиздат, 1972. 599 с. с ил. Гл. 22, с. 532—545.  
Хал Д. Введение в дислокации. М., Атомиздат, 1968. 277 с. с ил. Гл. 7, с. 136—161.



## ГЛАВА

### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДИСЛОКАЦИЙ С ТОЧЕЧНЫМИ ДЕФЕКТАМИ

#### § 35. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДИСЛОКАЦИЙ С ПРИМЕСНЫМИ АТОМАМИ

##### Атмосферы Коттрелла

Упругие поля напряжений дислокации и примесного атома взаимодействуют, и примесный атом испытывает со стороны дислокации силу притяжения. Причину этого притяжения легко понять, рассматривая строение кристалла в области краевой дислокации (см. рис. 22) и распределение упругих напряжений вокруг нее (см. рис. 47). С одной стороны от плоскости скольжения расположена область гидростатического (всестороннего) сжатия, а с другой — гидростатического растяжения. Атомы элемента, растворенного по способу внедрения, притягиваются к области гидростатического растяжения и размещаются в ней (под краем экстраплоскости на рис. 22). Здесь им легче размещаться, чем в совершенной области решетки, где такие атомы создают поле значительных напряжений. Если атомы элемента, растворенного по способу замещения, по своему размеру больше атомов основного металла, то они притягиваются к области гидростатического растяжения. Атомы элемента, растворенного по способу замещения и имеющие меньший размер, чем у атомов основного металла, притягиваются к области гидростатического сжатия и размещаются в ней (над краем экстраплоскости на рис. 22). Размещение их здесь дает выигрыш в энергии.

Энергия связи положительной краевой дислокации с примесным атомом (разница между значениями энергии примесного атома в положениях вблизи дислокации и на бесконечно большом расстоянии от нее)

$$E = GbR_0^3 \varepsilon \frac{\sin \theta}{r} \quad (56)$$

где  $r$  и  $\theta$  — цилиндрические координаты примесного атома относительно прямой линии дислокации ( $\theta = 0$  в направлении вектора Бюргера  $\bar{b}$ )

$G$  — модуль сдвига;

$\varepsilon = \frac{R_n - R_o}{R_o}$ ,  $R_n$  — радиус примесного атома;

$R_0$  — радиус атома основы в случае раствора замещения, а в случае раствора внедрения — радиус такого жесткого шара, который, будучи внесен в то место решетки, где расположен примесный атом, не вызовет объемных искажений.

Чем больше фактор размерного несоответствия  $\varepsilon$ , тем больше энергия упругого взаимодействия дислокации с примесным атомом. Для атомов замещения с  $R_n > R_0$  и всех атомов внедрения  $\varepsilon > 0$ . Соответственно для таких атомов при  $0 < \theta < \pi \sin \theta > 0$  и энергия связи положительна, а при  $\pi < \theta < 2\pi \sin \theta < 0$  и энергия связи отрицательна. Следовательно, атомы замещения с  $R_n > R_0$  и все атомы внедрения притягиваются к области, находящейся под краем экстраплоскости ( $\pi < \theta < 2\pi$ ). Для атомов замещения с  $R_n < R_0 \varepsilon < 0$  и при  $0 < \theta < \pi$  энергия связи отрицательна, а при  $\pi < \theta < 2\pi$  она положительна. Следовательно, атомы замещения с  $R_n < R_0$  притягиваются к области над краем экстраплоскости ( $0 < \theta < \pi$ ). Максимального значения энергия

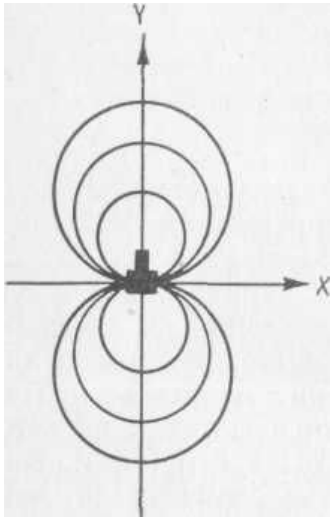


Рис. 100. Линии равной энергии упругого притяжения краевой дислокации и атома растворенного элемента

связи достигает при  $\theta = \frac{\pi}{2}$  и  $\theta = \frac{3}{2}\pi$ . Атом внедрения, например, будет стремиться занять положение под краем экстраплоскости ( $\theta = \frac{3}{2}\pi$ ).

Формула (56) получена в предположении чисто упругого взаимодействия дислокации с примесным атомом. Поэтому ее нельзя использовать для оценки энергии связи примесного атома с дислокацией внутри ядра дислокации, где теория упругости сплошной среды не применима. На рис. 100 показаны рассчитанные по формуле (56) линии равной энергии упругого взаимодействия краевой дислокации с атомом растворенного элемента.

Энергия связи краевой дислокации с примесными атомами обусловлена не только упругим (коттрелловским) взаимодействием. В нее вносит вклад электрическое взаимодействие и взаимодействие с неупругими искажениями в ядре дислокации.

Область разрежения вблизи края экстраплоскости из-за избытка электронов имеет слабый отрицательный заряд, а область сжатия — положительный заряд. Краевая и смешанная дислокации являются слабым электрическим линейным диполем. Поэтому существует электрическое взаимодействие между дислокацией и примесными атомами, несущими заряд. Это взаимодействие было оценено количественно. В металлах электрическое взаимодействие дислокации с примесным атомом значительно слабее, чем

Упругое <sup>10</sup>. Вклад неупругого взаимодействия в ядре дислокации количественно не оценен. Ошибка в расчетах энергии взаимодействия, основанных на теории упругости, составляет 10%, если примесный атом удален на два межатомных расстояния от ядра, и 50%, если он удален на одно межатомное расстояние.

Общее и весьма приближенное представление о величине энергии связи краевой дислокации с точечными дефектами разного вида дает табл. 4 (точечный дефект удален от дислокации на одно межатомное расстояние).

Таблица 4

**ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ С КРАЕВОЙ ДИСЛОКАЦИЕЙ**

Точечный дефект	$E_{упр}$ , эВ	$E_{электр}$ , эВ	$E_{общ}$ , эВ
Межузельный атом (примесный или собственный)	0,2-0,5	0,02	0,2-0,5
Атом замещения	0,05-0,1	0,02	0,05-0,1
Вакансия	0,02	0,02	0,04

Примесные атомы внедрения значительно сильнее притягиваются к дислокации, чем атомы замещения.

Таким образом, притяжение атомов примесей, вызванное разными причинами, приводит к «осаждению» этих атомов в виде цепочки вдоль края экстраплоскости. Такая цепочка инородных атомов называется *атмосферой Коттрелла*.

Винтовая дислокация не создает областей гидростатического сжатия и растяжения и поэтому не способна притягивать дефекты, вокруг которых поле искажений имеет чисто сферическую, симметрию.

Если растворенный атом искажает решетку в разных направлениях неодинаково, то он может взаимодействовать не только с гидростатической, но и с тангенциальной составляющей поля напряжений. Такой атом должен притягиваться к винтовой дислокации. Именно так ведут себя атомы примесей внедрения в о.ц.к. решетке. Например, атомы углерода в  $\alpha$ -железе находятся в октаэдрических пустотах, занимая положения посередине ребер или в центре граней (см. рис. 4). На рис. 5 (см. с. 14) атом внедрения в центре грани (010), окруженный шестью соседями, находится на расстоянии  $\frac{a}{2}$  от двух соседей в направлении [010] и на

<sup>10</sup> В ионных кристаллах на пороге краевой дислокации рядом могут оказаться два иона одинакового знака; такой порог несет большой электрический заряд. Электростатическое притяжение ионов примеси к заряженным порогам на дислокациях в ионных кристаллах весьма велико (0,1 — 1 эВ) и может значительно превышать упругое притяжение



расстоянии  $\frac{a\sqrt{2}}{2}$  от четырех соседей в других направлениях. Поэтому атом, внедренный в центре грани (010), раздвигая ближайших соседей, несколько удлиняет элементарную ячейку в направлении [010]. В общем случае, когда внедренный атом в октаэдрической пустоте о.ц.к. решетки находится в центре грани {100} или посередине ребра  $\langle 100 \rangle$ , он тетрагонально искажает элементарную ячейку, удлиняя ее в направлении (100).

Тетрагональные искажения обуславливают взаимодействие примеси внедрения в о.ц.к. решетке с полем касательных напряжений вокруг винтовой дислокации. Результатом такого взаимодействия может стать уменьшение касательных напряжений и соответственно притяжение атомов внедрения к винтовой дислокации. Считается, что это притяжение не слабее, чем к краевой дислокации.

Смешанная дислокация притягивает к себе любые атомы, в том числе и атомы со сферической симметрией поля искажений, так как смешанная дислокация имеет краевую компоненту. Чем ближе к  $90^\circ$  угол между линией смешанной дислокации и ее вектором Бюргерса, тем сильнее притяжение к ней атомов со сферической симметрией поля напряжений.

В растянутой винтовой дислокации в г.ц.к. решетке, по крайней мере, одна из частичных дислокаций должна иметь краевую компоненту. Поэтому в г.ц.к. решетке атомы примеси, несмотря на сферичность поля напряжений вокруг них, притягиваются к растянутой винтовой дислокации.

В условиях термодинамического равновесия при температуре  $T$  в точке, для которой характерна энергия связи  $E$ , концентрация примесных атомов около дислокации

$$C_E = C_0 \ell^{E/kT} \quad (57)$$

где  $C_0$  — средняя концентрация примеси в металле;

$k$  — константа Больцмана.

Отсюда следует, что линии равной энергии упругого взаимодействия краевой дислокации и примесного атома (см. рис. 100) одновременно являются изоконцентрациями примеси в поле дислокации в условиях равновесия. Чем дальше от дислокации, тем меньше концентрация притянутой к ней примеси.

С повышением температуры атмосфера Коттрелла рассасывается. При понижении температуры концентрация примеси около дислокации возрастает и по достижении предела растворимости вблизи ядра дислокации могут образоваться дисперсные выделения второй фазы.

Рассмотрим влияние температуры на концентрацию примесных атомов в атмосфере Коттрелла в положениях, характеризующихся максимальной энергией связи дислокации и примесного атома ( $E_{max}$ ), например под краем экстраплоскости для примеси

внедрения или примеси замещения, у которой размер атомов больше, чем у основного металла. Согласно формуле (57):

$$C_{E_{\max}} = C_0 \exp(E_{\max} / kT) \quad (58)$$

Для сплава данного состава ( $C_0$  и  $E_{\max}$  неизменны)  $C_{E_{\max}}$ , зависит только от температуры. При понижении температуры  $C_{E_{\max}}$  возрастает, наступает такой момент, когда все возможные положения с  $E_{\max}$  для примесных атомов вдоль линии дислокации заняты (при условии, что для этого хватает общего количества примесных атомов в сплаве). Такую атмосферу Коттрелла называют *насыщенной* или *конденсированной*. У нее  $C_{E_{\max}} \approx 1$  в отличие от *разбавленной атмосферы*, у которой  $C_{E_{\max}} \ll 1$ .

Подставив в формулу (58) значение  $C_{E_{\max}} = 1$ , получим выражение для температуры  $T_n$ , ниже которой коттрелловская атмосфера становится насыщенной:

$$T_n = \frac{E_{\max}}{k \ln \frac{1}{C_0}} \quad (59)$$

Энергия связи с дислокацией атомов внедрения значительно выше, чем атомов замещения (см. табл. 4), и поэтому при одинаковой общей концентрации  $C_0$  в растворах внедрения  $T_n$  выше, чем в растворах замещения. Иными словами, в растворах замещения при нагревании коттрелловская атмосфера перестает быть насыщенной при более низких температурах.

Чем больше плотность дислокаций (о ней см. ниже в § 38), тем больше требуется атомов примеси, чтобы образовать насыщенные атмосферы. Концентрация примесных атомов, расположенных в виде непрерывных одноатомных цепочек вдоль линий дислокаций:

$$c = \rho a^2 \quad (60)$$

где  $\rho$  — плотность дислокаций;

$a$  — межатомное расстояние.

Если в отожженном металле плотность дислокаций порядка  $10^8 \text{ см}^{-2}$ , а в наклепанном  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ , то соответственно  $c \approx 10^{-5}$  и  $10^{-2}\%$  (ат.). Следовательно, и в сильно наклепанном металле технической чистоты количество атомов примесей достаточно, чтобы они могли создать насыщенные атмосферы на всех дислокациях при температурах ниже  $T_n$ . Например, в железе примеси углерода и азота, растворенные по способу внедрения ( $E_{\max} \approx 0,5 \text{ эВ}$ ), при комнатной температуре образуют насыщенные атмосферы.

Низкие значения  $E_{\max}$  в растворах замещения с г.ц.к. решеткой могут компенсироваться высокой общей концентрацией раствора  $C_0$ , и в этом случае температура  $T_n$  также может

оказаться довольно высокой. Например, в  $\alpha$ -латуни, содержащей 1 % (ат.) Zn, при  $E_{max} = 0,1$  эВ  $T_H \approx 300^\circ \text{K}$ , т.е. при комнатной температуре атмосферы вокруг дислокаций насыщены атомами цинка.

### Атмосферы Снука

В о.ц.к. решетке железа при отсутствии напряжений атомы углерода и азота с одинаковой вероятностью заполняют октаэдрические пустоты вдоль трех различных кристаллографических осей (рис. 101, а). Приложенные внешние напряжения слегка уве-

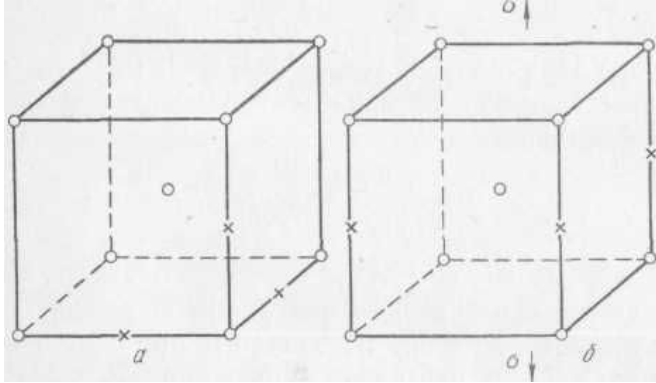


Рис. 101. Расположение атомов внедрения (X) в октаэдрических пустотах о.ц.к. решетки без напряжений (а) и при растягивающих напряжениях  $\sigma$  (б)

личивают расстояние между двумя атомами железа вдоль одного из направлений, и тогда атомы внедрения располагаются преимущественно в этом направлении (рис. 101, б).

Такой эффект упорядочения в расположении атомов (*эффект Снука*) должен наблюдаться и в поле напряжений вокруг винтовой и краевой дислокаций. Область упорядоченного расположения примесных атомов внедрения вокруг линии дислокации называют *атмосферой Снука*. Ее образование уменьшает свободную энергию кристалла. В отличие от несравненно более медленного образования атмосферы Коттрелла, связанного с диффузией атомов на значительные расстояния, снуковское упорядочение быстро возникает при перескоках атомов из одних октаэдрических пустот в соседние октаэдрические пустоты (см. рис. 101, б).

### Атмосферы Сузуки

В г.ц.к. решетке дефект упаковки растянутой дислокации является тонкой прослойкой с чередованием слоев, характерным для г.п. решетки. Растворимость элемента в общем случае должна быть разной в г.ц.к. и г.п. решетках. При достаточно высокой температуре атомы перераспределяются диффузионным путем между дефектом упаковки и г.ц.к. решеткой аналогично перераспределению элементов между двумя фазами. Поэтому такое перераспределение атомов было названо Сузуки химическим взаи-

модействием растянутой дислокации с растворенными атомами. Примесные атомы или диффундируют в дефект упаковки или уходят из него. При этом средняя концентрация в основном объеме с г.ц.к. решеткой остается практически постоянной. Измененную концентрацию примесных атомов или атомов легирующего элемента в дефекте упаковки растянутой дислокации называют *атмосферой Сузуки*.

Самопроизвольный процесс образования атмосфер Сузуки уменьшает энергию дефекта упаковки и тем самым приводит к увеличению ширины растянутой дислокации. Энергия химической связи примесного атома с растянутой дислокацией около 0,1 — 0,2 эВ и более. В отличие от упругого Коттрелловского взаимодействия химическое взаимодействие Сузуки проявляется одинаково сильно в случае краевых и винтовых дислокаций в г.ц.к. решетке. Влиянию атмосфер Сузуки на поведение дислокаций уделяется особенно большое внимание при исследовании растворов на основе меди и никеля.

### **§ 36. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДИСЛОКАЦИЙ С ВАКАНСИЯМИ И МЕЖУЗЕЛЬНЫМИ АТОМАМИ**

Поле напряжений краевой дислокации взаимодействует с полем упругих напряжений вакансии и межузельного атома. Межузельный атом притягивается к области гидростатического растяжения, а вакансия — к области гидростатического сжатия. Упругое взаимодействие вакансий с дислокациями слабее, чем межузельных атомов, вокруг которых деформация решетки больше (см. табл. 4).

Вакансии и межузельные атомы, притянувшись к дислокации, могут аннигилировать на порогах. На рис. 28, б показан порог на краевой дислокации — излом края экстраплоскости. Часть экстраплоскости оканчивается на одной плоскости скольжения, а часть — на соседней. Высота ступеньки — одно межатомное расстояние. Когда вакансия подходит к ступеньке и оседает здесь, ступенька смещается на одно межатомное расстояние вдоль края экстраплоскости (на рис. 28, б справа налево). При этом вакансия как таковая исчезает. Если же к ступеньке подходит и присоединяется межузельный атом, то она смещается на одно межатомное расстояние в противоположном направлении, а этот атом перестает существовать как межузельный — он становится частью экстраплоскости. Следовательно, краевая дислокация может служить стоком для вакансий и межузельных атомов.

Результат взаимодействия краевой дислокации с примесными атомами принципиально отличен от результата ее взаимодействия с вакансиями и межузельными атомами основного металла. Если последние могут аннигилировать, то примесные атомы сохраняют свою индивидуальность, образуя атмосферы.

Если скорость подхода вакансий и межузельных атомов к дислокации больше скорости исчезновения их на порогах, то эти дефекты могут образовать атмосферу вокруг линии дислокации типа коттрелловской примесной атмосферы.

Смешанные дислокации упруго взаимодействуют с вакансиями и межузельными атомами в соответствии с их краевой компонентой.

Имеется точка зрения, согласно которой вакансии могут притягиваться к дислокации любого типа, в том числе и к чисто винтовой. Объясняется это тем, что вакансия — пустое место и в ее присутствии упругая энергия дислокации локально уменьшается.

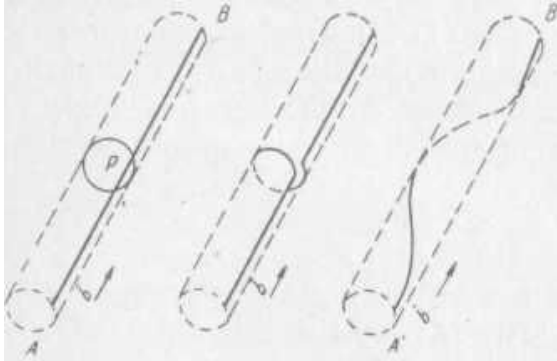


Рис. 102. Этапы объединения вакансий  $P$  с винтовой дислокацией  $AB$  в геликоидальную дислокацию  $A'B'$

Притяжением вакансий к винтовой дислокации объясняют образование геликоидальных дислокаций, у которых линия дислокации закручена в весьма правильную спираль. Природа образования геликоидальной дислокации окончательно не выяснена. Геометрия превращения прямолинейной винтовой дислокации  $AB$  в геликоидальную  $A'B'$  вследствие присоединения группы вакансий  $P$  показана по этапам на рис. 102. Геликоидальные дислокации свойственны закаленным с высоких температур алюминиевым сплавам, что подтверждает ведущую роль вакансий в их образовании (после закалки с высоких температур решетка сильно пересыщена вакансиями).

Перестраивание прямолинейной винтовой дислокации в геликоидальную вследствие присоединения вакансий является своеобразным переползанием винтовой дислокации. При этом, как легко понять из рис. 102, дислокация приобретает краевую компоненту и становится смешанной.

Не следует путать понятия «винтовая дислокация» и «геликоидальная дислокация». У винтовой дислокации вектор Бюргерса параллелен линии дислокации и атомы закручены по винту в области ядра дислокации вокруг ее оси. У геликоидальной же дислокации по спирали закручена сама линия дислокации, а вектор Бюргерса параллелен оси этой спирали и составляет разные углы с линией дислокации в разных ее участках (будучи инвариантом дислокации, вектор Бюргерса не меняет своего направления при превращении прямолинейной дислокации в геликоидальную).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. М., ИЛ, 1962. 584 с. с ил. Гл. 3, с. 49—76; гл. 9, с. 156—176.
- Фридель Ж. Дислокации. М., «Мир», 1967. 643 с. с ил. Гл. 13, с. 415—433.
- Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М., Атомиздат, 1972. 599 с. с ил.



## ГЛАВА

### ОБРАЗОВАНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

Механизм образования дислокаций — один из наименее изученных вопросов теории несовершенств кристаллической решетки. До сих пор этот вопрос находится на стадии рабочих гипотез. Некоторые из них получили косвенные экспериментальные подтверждения и на сегодня кажутся весьма логичными. Другие гипотезы, ранее казавшиеся убедительными, теперь полностью или частично отвергнуты. У исследователей нет единой точки зрения по поводу механизма образования дислокаций. Ясно лишь, что дислокации могут образовываться разными способами.

#### § 37. ПРОИСХОЖДЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

Энергия дислокаций составляет несколько электронвольт на атом. Поэтому термическая активация не может помочь образованию дислокаций (в противоположность образованию точечных дефектов).

Сразу же после кристаллизации металлические моно- и поликристаллы содержат, как правило, очень большое число дислокаций. Следовательно, дислокации могут возникать непосредственно у фронта кристаллизации или же при охлаждении кристаллов после исчезновения жидкой фазы. Ниже кратко рассмотрены шесть возможных механизмов образования дислокаций.

1. На фронте кристаллизации легко себе представить образование винтовой дислокации. Когда кристалл, не содержащий дислокаций, растет путем присоединения атомов к ступеньке на новом слое, то этот слой, полностью достраиваясь, сам себя изживает (см. рис. 88, а). Для образования нового атомного слоя требуется возникновение на гладкой поверхности кристалла «двумерного» зародыша, что является самым узким звеном процесса роста совершенного кристалла и требует больших пересыщений (переохлаждений). Это звено отсутствует, если растет кристалл, содержащий винтовую дислокацию (см. рис. 88, б). Присоединение атомов к ступеньке на его поверхности приводит к вращению ступеньки. Поскольку атомы откладываются на винтовую поверхность, то ступенька все время продолжает существовать, облегчая тем самым присоединение атомов к кристаллу, облегчая рост кристалла.

Кристалл, содержащий винтовую дислокацию, представляет собой атомную плоскость, закрученную по спирали. Как же возникает такое закручивание в первый момент роста, при образовании

зародыша? Известно, что, как правило, зарождение кристаллов несамопроизвольно (негомогенно). Кристаллы зарождаются на готовой подложке, которой служат стенки изложницы и мельчайшие твердые частицы, взвешенные в расплаве. На поверхность таких подложек выходят винтовые дислокации, т.е. здесь имеются готовые ступеньки, к которым и присоединяются атомы из кристаллизующегося расплава. Таким образом, винтовая дислокация из подложки как бы «прорастает» в образующийся кристалл.

2. Другая причина зарождения дислокаций в период кристаллизации — возникновение напряжений. Когда происходит ориентированное нарастание (эпитаксия) кристалла на

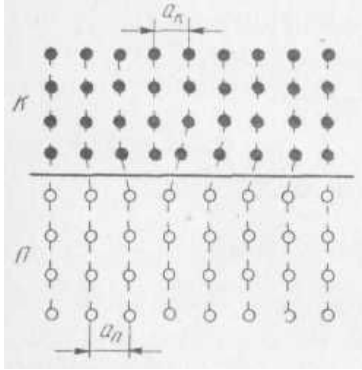


Рис. 103. Дислокация несоответствия на границе растущего кристалла (К) с подложкой (П);  $a_к \neq a_П$

подложку, то сопряжение двух решеток из-за имеющегося всегда небольшого их несоответствия вызывает упругие напряжения в подложке и эпитаксиальном слое. Когда толщина эпитаксиального слоя достигает некоторой критической величины, компенсация несоответствия решеток подложки и растущего кристалла становится энергетически более выгодной не только в результате упругой деформации по всей поверхности сопряжения двух решеток, а частично за счет дислокаций, возникающих на этой поверхности (рис. 103). Такие дислокации называют *структурными, эпитаксиальными* или *дислокациями несоответствия*. Чем больше степень несоответствия двух решеток, тем выше плотность эпитаксиальных дислокаций. Повышение энергии из-за образования дислокаций компенсируется снижением энергии упругой деформации сопряженных решеток.

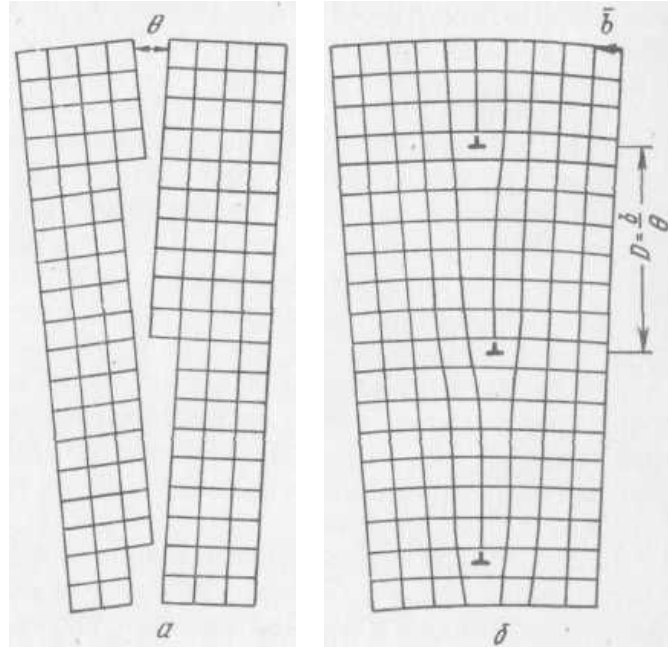
3. Из-за сегрегации примесей при кристаллизации образуются смежные слои разного состава с несколько различающимися межатомными расстояниями. Эта разница вызывает появление упругих напряжений. При определенной разнице в межатомных расстояниях соседних слоев энергетически выгодным может стать их сопряжение с участием структурных дислокаций на границе между соседними слоями.

4. Дислокации могут возникать во время кристаллизации из-за разных случайностей при росте кристаллов. Эти случайности приводят к образованию мозаичной структуры — кристалл состоит из субзерен (блоков), слегка взаимно разориентированных. Одна из возможных причин образования субзерен — изгиб очень «нежных» ветвей дендрита из-за конвекционных токов, градиента температур и действия других факторов. Когда слегка разориентированные ветви одного дендрита срастаются, на границе между ними возникают дислокации. На рис. 104 показан простейший случай срастания двух симметрично разориентированных частей од-

ного кристалла (или разных кристаллов). Вертикальные атомные плоскости в месте срастания не доходят до низа кристалла. Вокруг края каждой такой плоскости находится краевая дислокация. На рис. 104, б поверхность срастания представляет собой стенку из положительных дислокаций.

5. Дислокации могут возникать в полностью затвердевшем металле в непосредственной близости от фронта кристаллизации и вдали от него. Считается, что основным здесь является вакансионный механизм образования дислокаций. Равновесная концентра-

Рис. 104. Образование стенки дислокаций при срастании зерен во время кристаллизации:  
 а — до срастания; б — после срастания;  $\theta$  — угол разориентировки зерен;  $D$  — расстояние между дислокациями в стенке



ция вакансий резко уменьшается с понижением температуры от точки кристаллизации. При ускоренном охлаждении кристалл сильно пересыщается вакансиями (см. § 3 и 7). Избыточные вакансии конденсируются в дискообразные образования, параллельные плоскости плотнейшей упаковки. Диск может быть толщиной в один, два или три слоя вакансий. Когда диаметр вакансионного диска превышает некоторую критическую величину, то под действием сил межатомного притяжения его стороны сближаются и диск сплющивается. Это явление называют захлопыванием диска вакансий.

Если в г.ц.к. решетке вакансионный диск, лежащий в плоскости  $\{111\}$ , захлопывается при сближении по нормали двух соседних слоев, разделенных слоем вакансий, то возникает дефект упаковки. На рис. 56 показано чередование плотноупакованных слоев  $\{111\}$  после захлопывания диска вакансий. До захлопывания вакансионный диск находился в слое атомов  $B$  (середина этого слоя отсутствовала). При захлопывании диска сближение соседних слоев  $A$  и  $C$  по нормали одного к другому привело к образованию дефекта упаковки  $CACA$  в г.ц.к. решетке  $ABCABC\dots$ . Этот



дефект имеет дискообразный контур. Границей дефекта упаковки на рис. 56 является сидячая дислокация Франка краевой ориентации (см. § 25). Вектор Бюргерса ее перпендикулярен плоскости дефекта упаковки и равен расстоянию между соседними плоскостями  $\left(\bar{b} = \frac{a}{3}\langle 111 \rangle\right)$ .

Дефект упаковки в г.ц.к. решетке, образующийся при захлопывании вакансионного диска, чаще имеет не круглую или овальную форму, а ограничен плотноупакованными рядами атомов  $\langle 110 \rangle$ . Соответственно линия образующейся дислокации Франка имеет форму шестиугольника. Такие шестиугольники наблюдались в фольгах закаленного алюминия.

Дислокация Франка сама скользить не может. Но если в плоскости ее дефекта упаковки имеется частичная дислокация Шокли, то возможно объединение по реакции (39) дислокаций Франка и Шокли в одну единичную дислокацию, которая может скользить.

Эта реакция энергетически выгодна, так как устраняет дефект упаковки, связанный с дислокацией Франка. Образующаяся по указанной реакции единичная дислокация была названа *R-дислокацией* (результатирующей дислокацией).

Дислокации при захлопывании диска вакансий образуются не только при охлаждении закристаллизовавшегося металла, но и при закалке его с высоких температур, обеспечивающей сильное пересыщение решетки вакансиями и конденсацию вакансий в диски.

6. Дислокации зарождаются при концентрации напряжений в отдельных участках кристаллов (около включений, трещин, границ двойников и др.) до величин порядка  $G/30$  (см. § 10). Например, при охлаждении металла из-за разного термического сжатия включения и кристалла около их поверхности раздела могут возникнуть упругие напряжения, достаточные для самопроизвольного зарождения дислокационных петель. При зарождении дислокационных петель и удалении их от включения происходит релаксация (разрядка) напряжений.

### § 38. СЕТКИ ДИСЛОКАЦИЙ. ПЛОТНОСТЬ ДИСЛОКАЦИЙ

Пространственное расположение дислокаций в металле, не подвергнутом деформированию, характеризуется дислокационной сеткой. По аналогии с мыльными пузырями в пене дислокации под действием линейного натяжения стремятся сократить свою суммарную длину и образовать сетку с узлами, в которых встречаются три дислокации (рис. 105). Иногда в узлах сетки встречаются четыре или шесть дислокаций; такие узлы под действием линейного натяжения дислокаций стремятся превратиться в тройные.

Когда все три дислокации имеют одинаковую энергию, то в г.ц.к. решетке они встречаются в узле под углом  $120^\circ$  одна к другой. Сетки дислокаций могут быть плоскими и трехмерными.

Рассмотрим узел встречи трех дислокаций с векторами Бюргера  $\bar{b}_1$ ,  $\bar{b}_2$  и  $\bar{b}_3$  (рис. 106). Контур Бюргера из положения *I* можно продвинуть в положение *II*, причем все время контур находится в области кристалла с совершенной решеткой и характеризуется одним и тем же вектором Бюргера  $\bar{b}_1$ . Так как контур Бюргера в положении *II* охватывает две дислокации, то замыкающий его вектор должен быть равен сумме векторов Бюргера этих дислокаций:  $\bar{b}_1 = \bar{b}_2 + \bar{b}_3$ .

Если рассматривать из узловой точки контуры Бюргера вокруг дислокаций и мысленно обходить их по часовой стрелке, то сумма полученных при этом векторов Бюргера дислокаций, сходящихся в узле, будет равна нулю:

$$\bar{b}_1 + \bar{b}_2 + \bar{b}_3 = 0.$$

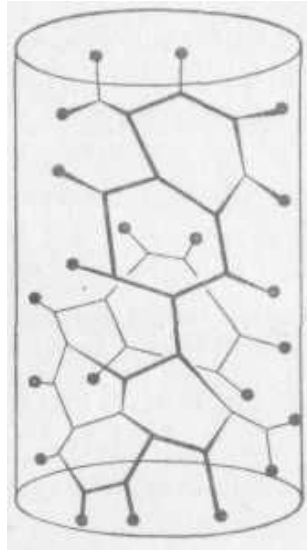


Рис. 105. Пространственная сетка дислокаций в отожденном кристалле

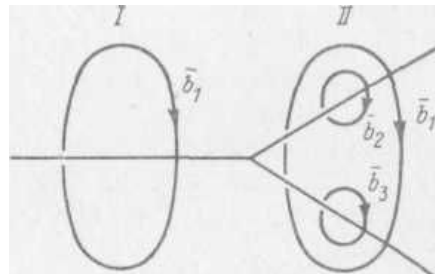


Рис. 106. Три дислокации, сходящиеся в одном узле ( $\bar{b}_1 = \bar{b}_2 + \bar{b}_3$ )

В более общем случае

$$\bar{b}_1 + \bar{b}_2 + \bar{b}_3 + \dots + \bar{b}_i = 0. \quad (61)$$

Здесь наблюдается аналогия с законом Кирхгофа для электрических цепей.

Когда три растянутые дислокации лежат в одной плоскости, то они могут образовать один из узлов, показанных на рис. 107. Параллельные линии на этом рисунке изображают частичные дислокации Шокли, идущие к узлу; заштрихованная площадь между ними обозначает дефект упаковки (обозначения частичных дислокаций см. в тетраэдре на рис. 76). *Растянутый узел* на рис. 107, а включает дефект упаковки.

По величине радиуса  $r$  частичной дислокации в растянутом узле можно вычислить энергию дефекта упаковки. В точке  $s$  на частичную дислокацию действует восстанавливающая сила  $F$ , стремящаяся выпрямить дислокацию вследствие ее линейного натяжения (рис. 107, а). В этой же точке в противоположном направлении на частичную дислокацию действует сила поверхностного натяжения дефекта упаковки  $\gamma$  — дефект упаковки стремится уменьшить свою площадь и стянуть узел.

Из выражения (24) получаем значение силы, отнесенной к единице длины дислокации:  $f = \frac{\alpha G b^2}{r}$ . В точке  $s$  для равновесной конфигурации растянутого узла  $f = \gamma$  и, следовательно:

$$\gamma = \frac{\alpha G b^2}{r}. \quad (62)$$

Практически этот метод определения  $\gamma$  из-за трудности измерения  $r$  применим только к материалам с низкой энергией дефекта упаковки ( $\alpha$ -латунь, алюминиевая бронза, нержавеющая сталь и др.).

Наряду с сетками могут существовать отдельные дислокации и *дислокационные сплетения (клубки)*, которые возникают при сложном взаимодействии точечных дефектов и дислокаций.

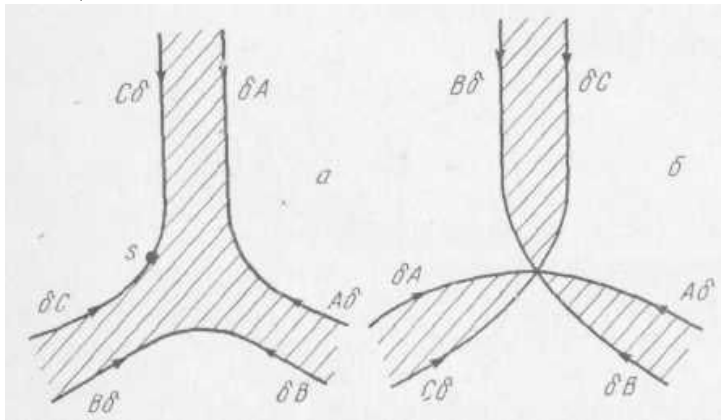


Рис. 107. Тройные узлы растянутых дислокаций в плоскости {111} г.ц.к. решетки (заштрихован дефект упаковки): а — растянутый узел; б — стянутый узел

Важная характеристика дислокационной структуры — *плотность дислокаций* — суммарная длина всех линий дислокаций в единице объема. Плотность дислокаций

$$\rho = \frac{\sum l}{V} \text{ см}^{-2} \quad (63)$$

где  $\sum l$  — суммарная длина всех линий дислокаций в кристалле, см;  
 $V$  — объем кристалла,  $\text{см}^3$ .

Плотность дислокаций определяют и как число дислокаций, пересекающих единицу площади, например единицу площади металлографического шлифа. Оба способа подсчета плотности дислокаций в общем случае дают разные значения (см. § 50).

Плотность дислокаций зависит от способа и режима обработки металла. Ниже для металлов в разных состояниях приведены типичные значения плотности дислокаций,  $\text{см}^{-2}$ :

Тщательно выращенный массивный монокристалл	
очень высокой чистоты	$< 10^3$
Отожженный обычный монокристалл	$10^4 - 10^6$
Отожженный поликристалл	$10^7 - 10^8$
Металл после сильной холодной деформации	$10^{11} - 10^{12}$

В монокристаллических усах дислокации или совсем отсутствуют, или же в одном монокристалле находится только одна дислокация.

Полупроводниковые кристаллы кремния и германия, даже массового промышленного производства, имеют сравнительно низкую плотность дислокаций ( $10^3$ — $10^4$  см<sup>-2</sup>).

### § 39. РАЗМНОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Увеличение плотности дислокаций на несколько порядков в результате холодной пластической деформации требует введения в теорию представлений о механизме образования дислокаций в процессе пластической деформации. Кроме того, пробег одной дислокации через весь кристалл приводит к сдвигу по плоскости скольжения на величину вектора Бюргерса; при этом дислокация выходит на поверхность кристалла. Наблюдаемый же экспериментально сдвиг на поверхности кристалла на несколько порядков больше величины межатомного расстояния. Имеющихся перед началом деформации дислокаций совершенно недостаточно, чтобы объяснить такие большие сдвиги последовательным пробегом дислокаций по одной плоскости скольжения. Это заставляет признать, что в процессе деформирования образуется большое число новых или, как иногда говорят, «свежих» дислокаций.

В 1950 г. Франк и Рид предложили весьма остроумный и простой механизм размножения дислокаций в процессе пластической деформации (рис. 108).

Источником дислокаций является дислокация, концы которой  $DD'$  закреплены (причины закрепления этих концов будут рассмотрены ниже). На рис. 108, а плоскость чертежа является плоскостью скольжения, содержащей линию дислокации  $DD'$ . Приложенные однородные напряжения  $\tau$  выгибают линию дислокации в дугу (рис. 108, б), а линейное натяжение дислокации стремится ее выпрямить. В условиях, когда приложенная сила уравновешивает восстанавливающую, радиус дуги  $r$  определяется из соотношения (25):

$\tau = \frac{\alpha Gb}{r}$ . По мере роста касательного напряжения дуга все больше выгибается и радиус ее

уменьшается. Когда дуга становится полуокружностью, то ее радиус  $r = \frac{l}{2}$ , где  $l$  — длина

дислокации. Это минимальный радиус, и ему соответствует максимальное значение

касательного напряжения  $\tau_{кр} = \frac{2\alpha Gb}{l}$ . Принимая  $\alpha = 0,5$  (см. с. 60), получаем

$$\tau_{кр} = \frac{Gb}{l}. \quad (64)$$

Если в формулу (64) подставить значения  $G = 4 \cdot 10^{11}$  дин/см<sup>2</sup>,  $b = 2,5 \cdot 10^{-8}$  см и  $l = 10^{-4}$  см, типичные для отожженных моно-

кристаллов цветных металлов, то  $\tau_{кр} \approx 0,1 \text{ кгс/мм}^2$ . Эта величина хорошо согласуется с экспериментально определенными значениями критического скалывающего напряжения (см. § 10).

При любых значениях  $\tau < \tau_{кр}$  дуга стабильна — определенному значению  $\tau$  соответствует определенное значение  $r$ . Если дуга еще не выгнулась в полуокружность, то при уменьшении приложенного напряжения сила натяжения будет упруго выпрямлять дугу.

Площадь, через которую продвигается линия дислокации, затухивается на рис. 108, она является зоной, где сдвиг уже прошел. Направление приложенного напряжения остается все время неизмен-

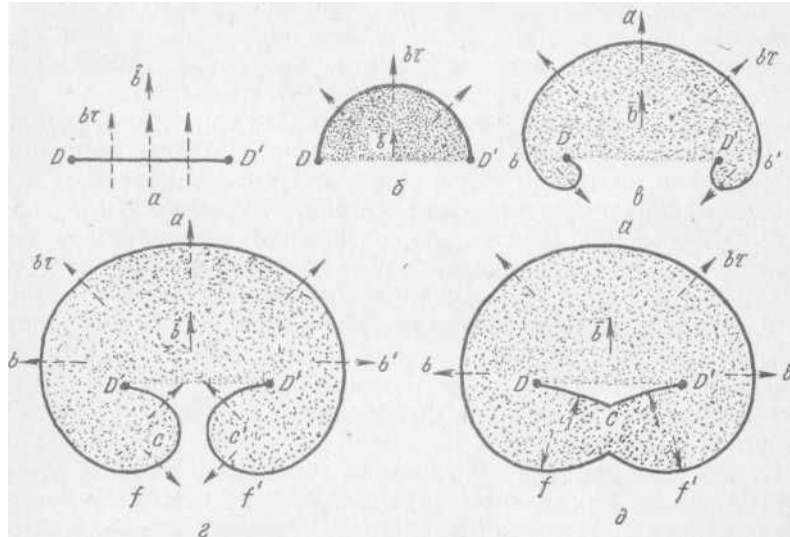


Рис. 108. Этапы образования дислокационной петли плоским источником Франка —Рида

ным, а сила  $f = b\tau$ , действующая на дислокацию, в каждой точке перпендикулярна линии дислокации, т.е. направлена по радиусу кривой (см. стрелки на рис. 108).

Выгибание дуги от  $r = \infty$  (прямая  $DD'$ , рис. 108, а) до  $r = r_{кр}$  (полуокружность на рис. 108, б) требует непрерывного повышения касательного напряжения от нуля до  $\tau_{кр} = \frac{Gb}{l}$ . При

любом небольшом превышении  $\tau_{кр}$  дальнейшее расширение петли дислокации приводит к увеличению радиуса дуги, и линия дислокации оказывается в нестабильном положении — при постоянном приложенном напряжении, которое теперь может стать и меньше  $\tau_{кр}$ , дислокационная петля самопроизвольно расширяется, описывая все большую и большую площадь (рис. 108, в, г). Поэтому напряжение, требующееся для выгибания линии дислокации в полуокружность, называют критическим.

Расширяющаяся петля остается закрепленной в точках  $D$  и  $D'$  и поэтому закручивается вокруг этих точек в виде двух симметричных спиралей под действием силы  $b\tau$ , все время перпендикулярной линии дислокации на всех ее участках (рис. 108, *в*, *з*). При таком закручивании обязательно наступает момент, когда две симметричные спиралевидные части дислокации соприкасаются. В месте соприкосновения встречаются участки дислокаций противоположного знака. Они взаимно уничтожаются, в результате чего одна дислокация разделяется на две — замкнутую петлю и дислокацию  $DCD'$ , состоящую из двух дуг (рис. 108, *д*).

Замкнутая дислокационная петля не связана с точками закрепления  $D$  и  $D'$ . Под действием касательного напряжения она может неограниченно распространяться во все стороны и, если нет других препятствий, выйти на поверхность кристалла.

Дислокация  $DCD'$ , выпрямляясь под действием приложенного напряжения и линейного натяжения, сокращает свою длину до  $DD'$ , т.е. приходит в стартовое положение исходной дислокации. После этого, если продолжают действовать напряжения не меньше  $\tau_{кр}$ , новая дислокация уже рассмотренным путем дает новую дислокационную петлю и дислокацию  $DD'$  и т.д. Таким способом источник Франка—Рида может генерировать неограниченное число петель дислокаций в одной плоскости скольжения и создавать в этой плоскости значительный сдвиг.

На первый взгляд может показаться непонятным, почему при напряжении, действующем в одном и том же направлении, сначала спиральные участки дислокации, а затем замкнутая петля распространяются во все стороны, в том числе и в направлении, прямо противоположном приложенному напряжению. Это легко уяснить, если обратить внимание на ориентацию разных участков линии дислокации и вспомнить, что говорилось в гл. II о направлении движения дислокаций разной ориентации и разного знака и о распространении дислокационной петли.

Если исходная дислокация  $DD'$  была чисто краевой, то при выгибании ее в дугу она превращается в смешанную дислокацию. На рис. 108, *в* вблизи точки  $a$  дислокация имеет краевую, вблизи точек  $b$  и  $b'$  — винтовую, а в промежуточных точках — смешанную ориентацию. Участок краевой ориентации скользит по направлению вектора Бюргерса, а участки винтовой ориентации — перпендикулярно ему. Поскольку последние в точках  $b$  и  $b'$  имеют противоположные знаки, то они перемещаются под действием одной и той же силы в прямо противоположных направлениях. На участках вблизи точек  $f$  и  $f'$  дислокация имеет краевую ориентацию (рис. 108, *з*). Знак краевой дислокации вблизи точек  $f$  и  $f'$  противоположен знаку краевой дислокации вблизи точки  $a$ . Если, например, исходная дислокация  $DD'$  была положительной, то участок краевой ориентации вблизи точки  $a$  также является положительной дислокацией, а участки вблизи  $f$  и  $f'$  — отрицательной краевой дислокацией. Под действием одних и тех же приложенных

напряжении краевые дислокации разного знака перемещаются в прямо противоположных направлениях.

Вблизи точек  $c$  и  $c'$  участки дислокации имеют винтовую ориентацию и противоположный знак (рис. 108,  $z$ ). Двигаясь в направлении действия на них силы  $bt$  навстречу один другому, они аннигилируют.

Замкнутая петля на рис. 108,  $d$ , как уже указывалось, распространяется во все стороны. С этим согласуется то положение, что участки с краевой ориентацией  $a$  и  $f$  (а также  $f'$ ), имеющие разный знак, должны скользить в противоположных направлениях под действием

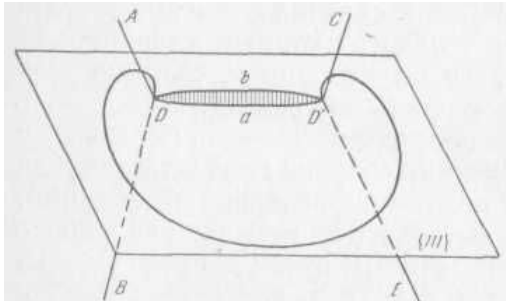


Рис. 109. Пространственный (конический) источник Франка—Рида

одного и того же напряжения. То же самое происходит с участками винтовой ориентации  $b$  и  $b'$ , имеющими разный знак (см. также рис. 40).

Рассмотренный источник Франка—Рида генерирует дислокационные петли в одной атомной плоскости. Наряду с таким *плоским источником* был предложен аналогичный по своему механизму *пространственный источник* дислокаций, часто называемый *коническим* или *спиральным*. Этот источник неограниченно генерирует дислокационные петли в разных атомных плоскостях. На рис. 109 в г.ц.к. решетке в плоскости скольжения  $\{111\}$  исходная дислокация  $DD'$  закреплена в узлах  $D$  и  $D'$ , в которых сходятся по три дислокации. Дислокации  $AD$ ,  $DB$ ,  $CD'$  и  $D'E$ , не лежащие в плоскости легкого скольжения, неподвижные или малоподвижные. Точки  $D$  и  $D'$  принадлежат одновременно им и легко скользящей дислокации  $DaD'$ . Поэтому под действием приложенного напряжения дислокация  $DaD'$  перемещается не параллельно самой себе, а выгибается в полуокружность и далее закручивается вокруг точек  $D$  и  $D'$ . Если векторы Бюргера неподвижных дислокаций, сходящихся в точках  $D$  и  $D'$ , имеют винтовую компоненту по отношению к плоскости  $\{111\}$ , то закручивающиеся участки дислокации  $DaD'$  скользят по винтовой поверхности. Совершив один оборот, участок скользящей дислокации поднимается или опускается с одного горизонта на другой. На рис. 109 закручивающиеся участки в результате полного оборота перемещаются вверх на одно атомное расстояние. Соприкоснувшись позади источника, две симметричные части спирали, имеющие противоположный знак, аннигилируют. В результате этого образуются замкнутая петля, которая может неограниченно распространяться, и участок дислокации, выпрямляющийся в отрезок  $DbD'$  (аналогично работе плоского источника, см. рис. 108,  $d$ ). Особенность конического источника — то, что стартовое положение дислокации в каждый новый

цикл оказывается на ином горизонте, чем в предыдущий цикл ( $DbD'$  вместо  $DaD'$ ). Соответственно каждая новая петля распространяется в плоскости, которая отстоит от плоскости предыдущей петли на одно межатомное расстояние (это расстояние показано штриховкой на рис. 109).

О том, какие дислокации могут размножаться по механизму Франка—Рида, имеются разные предположения. Первоначально считалось, что основную роль в размножении дислокаций играют отрезки пространственных дислокационных сеток, концы которых закреплены, так как они связаны с неподвижными или малоподвижными дислокациями в сетках. Такой элемент сетки  $DD'$  показан на рис. 109. Позднее были получены экспериментальные данные, поставившие под сомнение ведущую роль элементов дислокационных сеток в размножении дислокаций при пластической деформации.

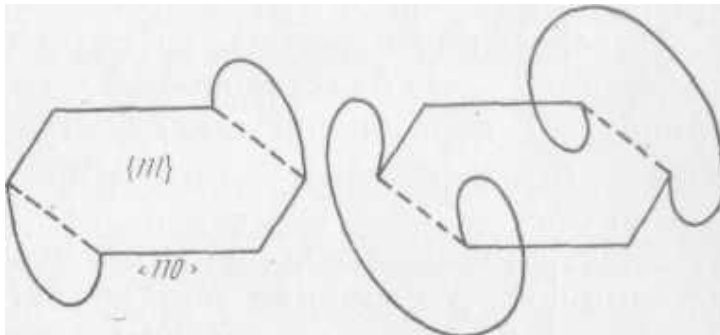


Рис. 110. Отрезки призматической петли, действующие как источники Франка—Рида

Другой весьма вероятный источник размножения дислокаций —  $R$ -дислокация, возникающая в результате захлопывания вакансионных дисков (см. § 37). Например, если в плоскости  $ABC$  стандартного тетраэдра (см. рис. 76) при захлопывании диска вакансий возникает дефект упаковки, то образуется сидячая дислокация Франка с вектором Бюргерса  $\delta D$ . Взаимодействуя с частичной дислокацией Шокли  $A\delta$ , она образует  $R$ -дислокацию с вектором Бюргерса  $AD$ , так как  $A\delta + \delta D = AD$ . Дефект упаковки, существующий до образования  $R$ -дислокации в плоскости  $ABC$ , чаще всего имеет вид шестиугольника, стороны которого параллельны  $AB$ ,  $BC$  и  $AC$ .

Соответственно и  $R$ -дислокация будет состоять из шести сегментов, параллельных этим трем направлениям (рис. 110). Плоскостью скольжения  $R$ -дислокации может быть только такая плоскость  $\{111\}$ , которая содержит и линию дислокации, и ее вектор Бюргерса. Если образовалась призматическая  $R$ -дислокация с вектором Бюргерса  $AD$ , то только сегменты шестиугольника, параллельные  $AB$  и  $AC$ , могут участвовать в скольжении (каждый из них совместно с вектором Бюргерса  $AD$  лежит в одной из плоскостей  $\{111\}$  —  $ADB$  или  $ADC$ ). Кроме того, в возможных плоскостях скольжения сегментов  $R$ -дислокации действуют разные касательные напряжения.

Таким образом, одни сегменты  $R$ -дислокации вообще не могут скользить, а другие малоподвижны. Поэтому сегмент, находящийся в плоскости легкого скольжения, оказывается закрепленным по концам и может действовать как источник Франка—Рида (см. рис. 110).



Источник Франка—Рида может образоваться также при двойном поперечном скольжении. Допустим, что дислокационная петля распространялась в плоскости (111) и была остановлена каким-то препятствием. Тогда она переходит в плоскость поперечного скольжения ( $\bar{1}\bar{1}1$ ), где хотя и действуют меньшие касательные напряжения, но нет препятствий. Выйдя из района препятствия, дислокация будет стремиться возвратиться в плоскость (111), где действуют большие касательные напряжения. Такое двойное поперечное скольжение и показано на рис. 41, в. Если в плоскости поперечного скольжения ( $\bar{1}\bar{1}1$ ) из-за низкого касательного напряжения оставшиеся здесь участки дислокации окажутся малоподвижными, то петля, легко распространяющаяся в плоскости (111), будет закреплена по концам и станет источником Франка—Рида.

Простейший и весьма эффективный механизм размножения дислокаций — множественное поперечное скольжение, которое приводит к образованию дислокационной линии большой протяженности, переходящей из одной параллельной плоскости в другую.

Электронномикроскопические исследования показывают, что источниками дислокаций являются границы зерен и двойников, поверхность образца, дисперсные частицы второй фазы. Механизм действия большинства таких источников установить пока не удалось.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Хал Д. Введение в дислокации. М., Атомиздат, 1968. 277 с. с ил. Гл. 8, с. 162—181.  
Физическое металловедение. Под ред. Р. Кана. Вып. 3. М., «Мир»,-1968. 484 с. с ил. Гл. I, с. 9—86.  
ХиртДж., Лоте И. Теория дислокаций. М., Атомиздат, 1972. 599 с. с ил. Гл. 20, с. 505—514.



## ГЛАВА

### ГРАНИЦЫ ЗЕРЕН И СУБЗЕРЕН

Границей зерен, а также субзерен<sup>11</sup> называют поверхность, по обе стороны от которой кристаллические решетки различаются пространственной ориентацией. Эта поверхность является двумерным дефектом, имеющим макроскопические размеры в двух измерениях и атомные — в третьем измерении. Двумерный дефект может быть плоским.

В общем случае граница зерен имеет пять степеней свободы, т.е. для кристаллографического описания границы требуется пять параметров: три характеризуют взаимную пространственную ориентацию решеток соседних зерен, а два — ориентацию плоскости границы по отношению к решетке одного из зерен.

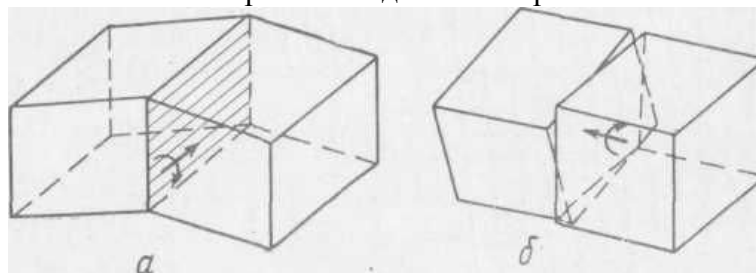


Рис. 111. Границы наклона (а) и кручения (б)

Взаимную ориентацию решеток соседних зерен часто характеризуют, указывая общее для обоих зерен кристаллографическое направление ( $uvw$ ) и угол поворота  $\theta$  вокруг него, который приводит к полной параллельности решеток соседних зерен. Соответствующая условная форма записи:  $\theta(uvw)$  (см. например,  $37^\circ(001)$  на рис. 120).

Если ось вращения лежит в плоскости границы зерен (субзерен), то такую границу называют *наклонной* (рис. 111, а), а если ось вращения перпендикулярна плоскости границы, то мы имеем дело с *границей кручения* (рис. 111, б). В более общем случае граница смешанного типа состоит из элементов и наклона, и кручения.

Границы с разориентацией соседних зерен менее  $\sim 10^\circ$  относят к *малоугловым*, а с большей разориентацией — к *высокоугловым*.

<sup>11</sup> Зерна растут из разных центров, а субзерна принадлежат одному зерну.

## § 40. МАЛОУГЛОВЫЕ ГРАНИЦЫ

Малоугловые границы образованы системами дислокаций. На рис. 104, б представлена простейшая схема строения малоугловой границы для примитивной кубической решетки. Решетки двух зерен или субзерен упруго сопрягаются, за исключением мест, где оканчиваются неполные атомные плоскости, т.е. где находятся краевые дислокации. Такая

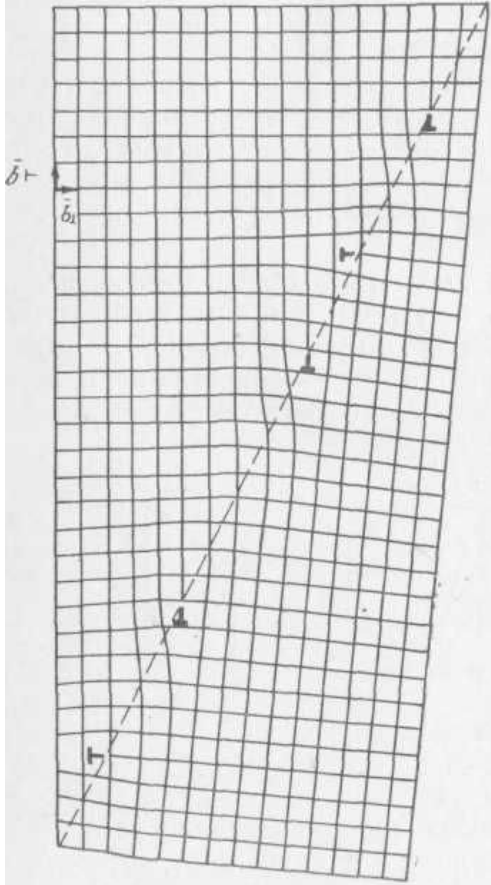


Рис. 112. Несимметричная наклонная граница

граница является стенкой дислокаций одного знака. Линии дислокаций перпендикулярны плоскости чертежа. Два соседних зерна или субзерна симметрично наклонены по отношению к плоскости границы. Поэтому такую малоугловую границу называют *симметричной наклонной границей*.

Из геометрии симметричной наклонной границы на рис. 104, б следует, что расстояние между дислокациями в стенке  $D$ , вектор Бюргерса их и угол разориентировки зерен  $\theta$  связаны следующим соотношением:  $\frac{b}{2} = D \sin \frac{\theta}{2}$ . При малых углах  $\sin \theta \approx \theta$ , тогда

$$D = \frac{\bar{b}}{\theta}. \quad (65)$$

Чем больше угол разориентировки, тем меньше расстояние между дислокациями в стенке. При углах разориентировки более  $\sim 10^\circ$  указанная дислокационная модель неприменима для описания строения границы зерен, так как дислокации располагаются очень близко одна к другой и теряют свою индивидуальность (их ядра сливаются). Поэтому к малоугловым или *дислокационным* относят межзеренные границы с углом разориентировки не более  $10^\circ$ . Соседние субзерна внутри одного зерна обычно разориентированы на угол не более  $1^\circ$ .

Поэтому все *субзеренные (блочные)* границы малоугловые.

Если малоугловая граница лежит несимметрично, то строение ее усложняется, так как на ней оканчиваются две группы плоскостей, образующие две серии краевых дислокаций (рис. 112).

Малоугловая граница кручения образована рядом винтовых дислокаций (на рис. 113 черные кружки обозначают атомы ниже плоскости границы, а светлые—выше ее). Граница не может

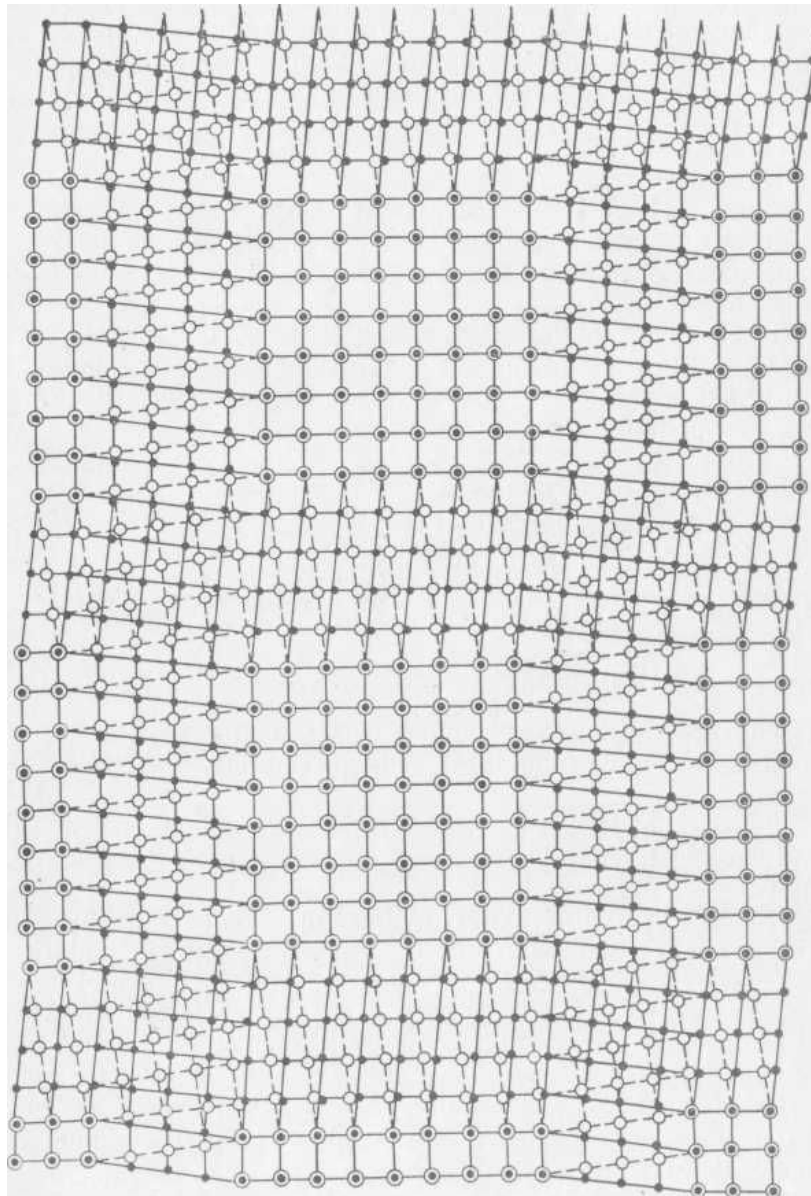


Рис. 113. Граница кручения

состоять из одного ряда параллельных винтовых дислокаций, так как такой ряд был бы нестабильным. Граница кручения образована сеткой двух взаимно перпендикулярных рядов винтовых

дислокаций. Как и в наклонной малоугловой границе, здесь также между участками с несовершенной решеткой (областями ядер дислокаций) имеются участки упругого сопряжения решеток соседних зерен. На рис. 113 такие участки расположены внутри ячеек дислокационной сетки. Рассмотренная дислокационная модель границы кручения, как и наклонной границы, применима только при малых углах разориентировки соседних зерен, так как и здесь  $D = \frac{b}{\theta}$  ( $D$  — расстояние между дислокациями одной серии).

На рис. 104, б, 112 и 113 показаны простейшие дислокационные модели строения границ. В более общем случае малоугловая граница содержит ряды дислокаций разной ориентации и с разным вектором Бюргерса.

Симметричная наклонная граница, являющаяся стенкой краевых дислокаций одного знака с параллельными векторами Бюргерса и параллельными плоскостями скольжения, может легко

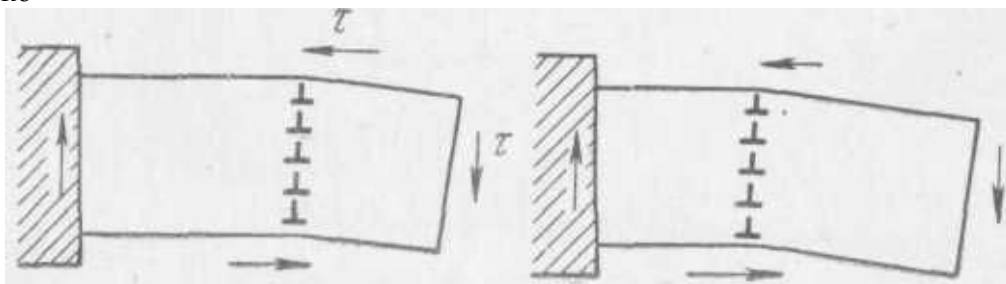


Рис. 114. Скольжение симметричной наклонной границы

перемещаться при коллективном скольжении всех дислокаций, входящих в стенку (рис. 114). Такую границу называют *скользящей*.

В более общем случае малоугловой границы она не может скользить из-за непараллельности плоскостей скольжения составляющих ее дислокаций.

Миграция границы может происходить только диффузионным путем, когда в зависимости от ориентации одни экстраплоскости достраиваются, а другие сокращаются, растворяясь с кромки. Например, на рис. 112 миграция в горизонтальном направлении несимметричной наклонной границы как единого целого должна быть связана с переползанием дислокаций, векторы Бюргерса которых перпендикулярны направлению миграции.

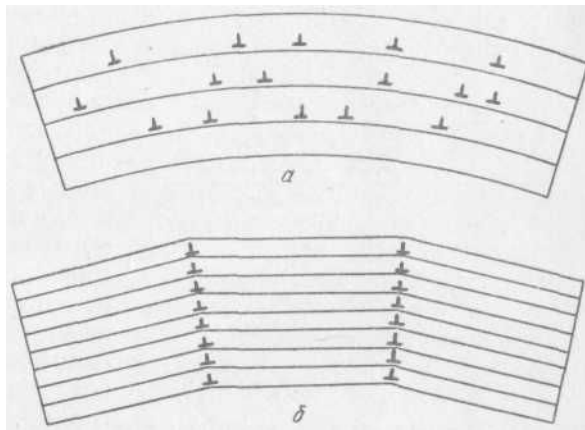
Угол разориентировки зерен или субзерен  $\theta$  определяет энергию малоугловой границы:

$$E_{гп} = E_0 \theta (A - \ln \theta) \quad (66)$$

где  $E_0$  и  $A$  — константы ( $E_0$  пропорциональна модулю сдвига и вектору Бюргерса). Согласно этой формуле и многим экспериментальным данным с увеличением  $\theta$  энергия малоугловой границы непрерывно возрастает.

Малоугловые границы — стенки дислокаций возникают при росте кристаллов из расплава (см. рис. 104), при пластической деформации и при дорекристаллизационном отжиге после холодной деформации. Образование стенок дислокаций, приводящее к подразделению кристалла на субзерна — полигоны (многоугольники), называют *полигонизацией*. Если, например, до отжига в изогнутом кристалле дислокации были хаотично распределены по плоскостям скольжения (рис. 115, *а*), то в результате отжига при полигонизации они выстраиваются одна над другой в верти-

Рис. 115. Схема полигонизации:  
*а* — хаотичное расположение краевых дислокаций в изогнутом кристалле; *б* — стенка из дислокаций после полигонизации



кальные стенки (рис. 115, *б*)<sup>12</sup>. Как видно из сопоставления рис. 115, *а* и *б*, для выстраивания в стенку необходимо и скольжение, и переползание дислокаций.

Поля упругих напряжений отдельных дислокаций в стенке, накладываясь, в значительной мере взаимно уничтожаются (на рис. 115, *б* под областью разрезания от одной дислокации находится область сгущения от другой дислокации). Этим и обеспечивается стабильность стенки. В результате поле упругих напряжений стенки, внутри которой дислокации отстоят одна от другой на расстоянии  $D$ , становится ничтожно малым при удалении по обе стороны от стенки на расстояние больше  $D$ . Следовательно, полученная при отжиге — полигонизации стенка дислокаций в отличие от изолированных дислокаций не имеет дальнедействующего поля напряжений. Это относится, естественно, к стенке бесконечно большой протяженности. Стенка конечной протяженности по краям имеет дальнедействующее поле упругих напряжений (из-за его некомпенсированности).

Малоугловая граница упруго взаимодействует с отдельными дислокациями. На рис. 116 показан один из возможных вариантов

<sup>12</sup> Впоследствии полигонизацией стали называть более общий процесс перераспределения дислокаций, приводящий к образованию областей кристалла произвольной формы, свободных от дислокаций и разделенных малоугловыми границами.

такого взаимодействия: дислокации того же знака, что и дислокации в стенке, отталкиваются от стенки в незаштрихованной области и притягиваются к ней в заштрихованных областях.

Если дислокация находится в точке  $P$ , то она переползанием может попасть в область притяжения (путь  $PQ$ ) и затем скольжением пристроиться к стенке, продолжив ее (путь  $QR$ ). Такое сочетание переползания и скольжения является одним из механизмов полигонизации (см. также рис. 115).

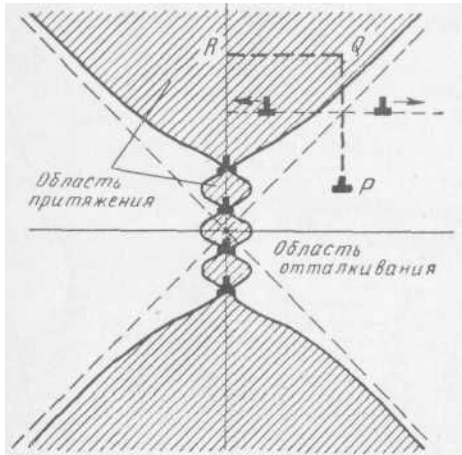


Рис. 116. Области притяжения (заштрихованы) и отталкивания краевых дислокаций стенкой из четырех дислокаций

Малоугловая граница притягивает к себе точечные дефекты, в том числе и примесные атомы, вследствие упругого взаимодействия с ними дислокаций, составляющих границу. Это притяжение, как вытекает из сказанного выше, реализуется в зоне, простирающейся всего на несколько межатомных расстояний от границы. Примесные атмосферы тормозят миграцию малоугловых границ, стабилизируя субструктуру.

## § 41. ВЫСОКОУГЛОВЫЕ ГРАНИЦЫ

Границы зерен, выросших из разных центров при кристаллизации и фазовых превращениях в твердом состоянии, чаще всего бывают высокоугловыми.

Высокоугловые границы — это «старейший» вид дефектов кристаллического строения металлов, обнаруженный в самых ранних металлографических работах при изучении под микроскопом протравленной поверхности шлифов.

Хотя описанию границ зерен, обсуждению их строения и поведения посвящена обширная литература, до сих пор строгая общая теория высокоугловых границ не создана. Из-за отсутствия прямых структурных методов длительное время модели атомного строения границ проверялись по тому, насколько хорошо они согласовывались с известными свойствами и поведением границ. В последнее время достигнут значительный прогресс благодаря прямому исследованию атомного строения границ зерен с помощью ионного проектора с разрешающей способностью до  $2 \text{ \AA}$ , применению дифракционной электронной микроскопии тонких фольг, содержащих высокоугловую границу, а также благодаря появлению новых идей относительно моделей атомного строения высокоугловых границ.

В начале столетия была предложена *модель аморфной прослойки* по границам зерен, аморфного «цемента», обеспечивающего сцепление соседних кристаллов. Взаимное смещение зерен как единого целого во время высокотемпературной деформации объясняли тем, что с повышением температуры аморфные прослойки размягчаются быстрее, чем кристаллические зерна.

Модель аморфной прослойки оказалась противоречащей многим позднее экспериментально установленным фактам. Во-первых, свойства аморфной границы не должны зависеть от разницы в кристаллографической ориентации зерен по обе стороны от границы. В действительности же энергия границ зерен, скорость диффузии по границам, скорости миграции границ и зернограничного скольжения, а также другие характеристики границ зависят от угла разориентировки зерен. Следовательно, границы не аморфны, не бесструктурны, а должны иметь определенное строение, зависящее от кристаллографической разориентировки зерен. Во-вторых, аморфная прослойка должна иметь достаточно большую ширину (например, порядка ста атомных диаметров), чтобы по ней могли взаимно скользить зерна неправильной формы. В то же время на основании косвенных, а затем и прямых экспериментальных данных, полученных с помощью ионного проектора, был сделан вывод, что ширина границы составляет всего 1—2 атомных диаметра.

В 1929 г. Харгривс и Хилл предложили *модель переходной решетки*. Согласно этой модели граница является слоем толщиной 1—2 атомных диаметра, в котором атомы занимают такие положения, компромиссные между положениями узлов решеток соседних зерен, чтобы потенциальная энергия атомов в этом слое была минимальной. Естественно, что строение границы — переходной зоны зависит от разориентировки решеток соседних зерен, чем и обусловлено влияние этой разориентировки на свойства и поведение границ. Из гипотезы переходной решетки по существу исходят все современные модели строения высокоугловых границ.

Следующим важным шагом в изучении границ зерен была *островковая модель* Мотта (1948 г.), согласно которой граница представлялась в виде островков «хорошего» сопряжения решеток двух зерен, окруженных областями «плохого» сопряжения. Число островков хорошего сопряжения тем меньше, чем больше угол разориентировки соседних зерен. Хотя эту модель в ее первоначальном виде уже не используют, но общую идею о чередовании в структуре границы областей хорошего и плохого сопряжения широко применяют в большинстве современных моделей высокоугловых границ. Простейшая дислокационная модель малоугловой границы (см. рис. 104, б) также, включает представление о чередовании этих областей — ядер дислокаций (плохое сопряжение) и участков хорошего упругого сопряжения решеток между дислокациями. Основной вопрос, который обсуждается в настоящее



время — каковы особенности расположения атомов в участках плохого и хорошего сопряжения на высокоугловых границах.

В развитии представлений о строении высокоугловых границ большую роль играют так называемые *особые (специальные) границы*, отличающиеся пониженной энергией и отвечающие особым кристаллографическим разориентировкам соседних зерен. Как показали

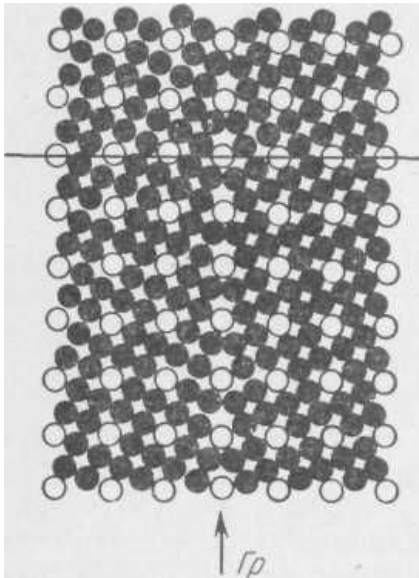


Рис. 117. Граница (*Гр*) Кронберга — Вильсона между зернами с примитивной кубической решеткой, развернутыми на  $36,9^\circ$  вокруг оси  $\langle 001 \rangle$ . Светлые кружки — узлы совпадения ( $\Sigma = 5$ )

Кронберг и Вильсон, при развороте двух одинаковых решеток вокруг общей кристаллографической оси на определенный угол, часть узлов одной решетки совпадает с узлами другой решетки. Такие *узлы совпадения* (рис. 117) образуют свою трехмерную «сверхрешетку» — *решетку узлов совпадения* (коротко — *решетку совпадения*), общую для обоих зерен. Характерным дискретным углом поворота (*соотношениям Кронберга — Вильсона*) соответствует определенная *плотность узлов совпадения*, т.е. их доля по отношению ко всем узлам решетки металла. Например, на рис. 117 при угле разворота  $36,9^\circ$  вокруг оси  $\langle 001 \rangle$  решетка совпадения образована каждым пятым атомом соседних зерен, т.е. плотность узлов совпадения равна  $\frac{1}{5}$ .

Для характеристики решетки совпадения чаще используют не плотность узлов совпадения, а обратную ей величину, обозначаемую  $\Sigma$ , — число узлов решетки металла, приходящихся на один узел совпадения в общей сверхрешетке. Например, в случае, изображенном на рис.  $\Sigma = 5$ .

При любой разориентировке решеток соседних зерен можно найти некоторое число узлов совпадения. Но при низкой их плотности понятие об общей сверхрешетке практически теряет смысл для анализа строения границ зерен. Обычно рассматривают решетки совпадения при значениях  $\Sigma$ , находящихся в интервале от 3 до 19 (при  $\Sigma = 1$  угол разориентировки равен нулю). В табл. 5 в качестве примера приведены значения  $\Sigma$  для разных условий совпадения. Здесь же указаны плоскости с наибольшей плотностью узлов совпадения.

Если граница зерен проходит вдоль плоскости с максимальной плотностью узлов совпадения (см. рис. 117), то из-за большого числа атомов, принадлежащих одновременно решеткам соседних зерен, структура *границы совпадения* весьма совершенна и соответственно ее энергия минимальна. Такая граница, называемая также *границей Кронберга—Вильсона*, является особой (спе-

## ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕШЕТОК СОВПАДЕНИЯ В Г.Ц.К. И О.Ц.К. МЕТАЛЛАХ

$\Sigma$	Ось вращения	Угол разворота, град.	Плоскости с наибольшей плотностью узлов совпадения (в символах исходной решетки)	
			г. ц. к.	о. ц. к.
3	110	70,5	111	112
	111	60		
	210	131,8		
	211	180		
	311	146,4		
5	100	36,9	210	310
	210	180		
	211	101,6		
	221	143,1		
	310	180		
	311	154,2		
	331	95,7		
7	111	38,2	123	123
	210	73,4		
	211	135,6		
	310	115,4		
	320	149		
	321	180		
	331	110,9		

циальной), отличающейся по своему поведению от *произвольных границ*.

Если граница зерен находится под небольшим углом к плотноупакованной плоскости в решетке совпадения, то она может иметь ступенчатое строение (рис. 118), что обеспечивает минимум энергии. При этом граница стремится расположиться большей частью своей поверхности в плоскостях с максимальной плотностью узлов совпадения, где наиболее совершенно сопряжение решеток двух зерен, минимальны энергия и ширина границы (см. участки *AB* и *CD* на рис. 118). Эти участки границы соединены ступенькой (*BC*), высота которой определяется расстоянием между плоскостями с максимальной плотностью узлов совпадения. Число ступенек на единице длины границы зерен тем больше, чем сильнее ее макроскопическая ориентация отклоняется от плоскости с наибольшей плотностью узлов совпадения.

На рис. 118 видно, что вдоль ступеньки *BC* решетки соседних зерен плохо сопряжены и граница здесь шире. Таким образом, рассматриваемая ступенчатая граница представляет собой чередование областей хорошего и плохого сопряжения решеток

соседних зерен, причем плохое сопряжение сосредоточено на небольших участках (ступеньках). Подобные ступенчатые границы неоднократно наблюдали при исследовании тугоплавких металлов с помощью ионного проектора.

Решетки совпадения с  $\Sigma = 3, 5, 7$  и т.д. существуют при строго определенных ориентационных соотношениях решеток двух зерен (см. табл. 5). Любое небольшое отклонение от идеаль-

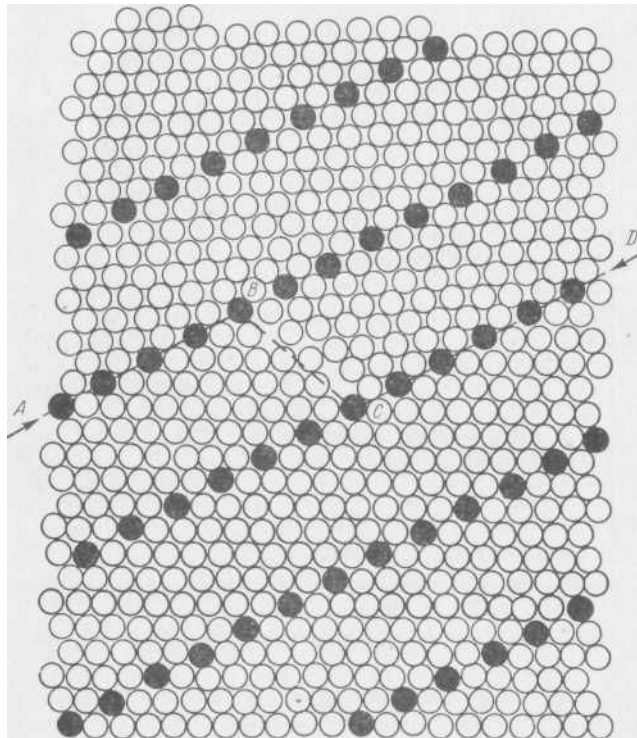


Рис. 118. Ступенчатая граница  $ABCD$  между двумя зернами с о.ц.к. решеткой, развернутыми на  $50,5^\circ$  вокруг оси  $\langle 110 \rangle$

ного ориентационного соотношения приводит к исчезновению общей сверхрешетки с высокой плотностью узлов совпадения на границе зерен. Однако эксперименты показывают, что свойства и поведение особых границ при этом скачком не меняются. Следовательно, при отклонениях разориентировки зерен от идеального соотношения Кронберга—Вильсона строение границы изменяется плавно, а не скачкообразно. В модели строения межзеренной границы это должно быть учтено. Кроме того, в модели жестких сфер нерелаксированная идеальная граница совпадения не соответствует минимуму энергии. На рис. 119 показаны физически невозможные перекрытия жестких сфер (атомов) двух зерен

справа от узлов совпадения  $A$  и  $B$  и участки отсутствия контакта зерен между этими узлами (большой избыточный объем на границе по сравнению с совершенной решеткой внутри зерен).

Глейтер и Чалмерс в 1971 г. предложили модель строения границы, лишенную недостатков модели узлов совпадения. Если два кристалла взаимно ориентированы так, что существует решетка совпадения, то граница совпадения имеет периодическое строение. Ее можно рассматривать как состоящую из одинаковых сегментов ( $AB$  на рис. 119 или  $P$  на рис. 120,  $a$ ), являющихся «единицей повторяемости» двумерной периодической структуры.

Чтобы в пределах сегмента  $P$  (рис. 120,  $a$ ) уменьшить сумму энергий парных взаимодействий атомов соседних кристаллов, необходимо, как показывают расчеты, сместить кристаллы один относительно другого (без вращения), выведя границу из положения узлов совпадения (рис. 120,  $b$ ). При такой «жесткой релаксации» каждый атом остается в узле решетки своего кристалла. Важно подчеркнуть, что хотя границы узлов совпадения после такого смещения зерен уже не существует, периодичность строения границы сохраняется и сохраняется *сегмент повторяемости  $P$*

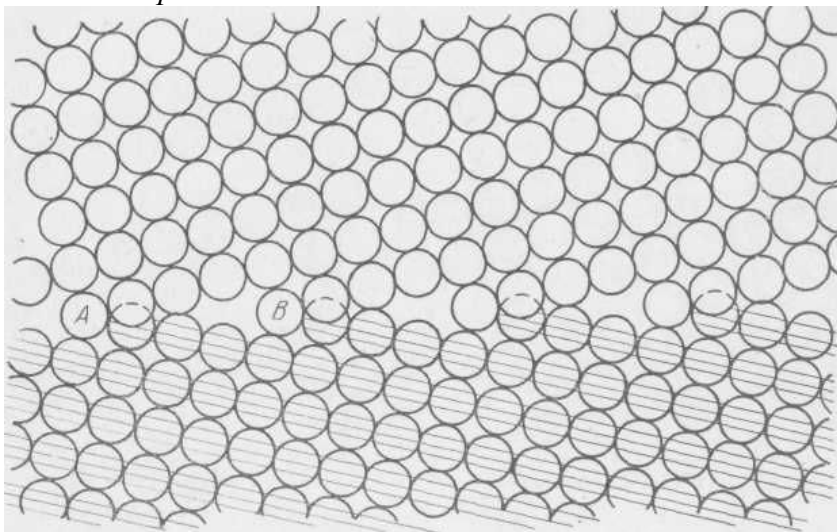


Рис. 119. Граница совпадения между двумя зернами:  $A$  и  $B$  — узлы совпадения на границе

(рис. 120,  $b$ ), равный соответствующему сегменту в идеальной границе совпадения (рис. 120,  $a$ ).

В дальнейшем сумма энергии парных взаимодействий в пределах сегмента  $P$  может уменьшиться вследствие индивидуальных смещений атомов из их исходных узлов. Большинство атомов должно релаксировать так, чтобы улучшился контакт соседних зерен вдоль сегмента повторяемости. При этом по обе стороны от границы решетка должна деформироваться на расстояние,

соизмеримое с длиной сегмента  $P$ . Избыточная энергия (в расчете на единицу площади границы) тем меньше, чем меньше сегмент повторяемости.

Предполагается, что особыми (специальными) границами, отличающимися пониженной энергией и повышенной подвижностью, являются границы с малым сегментом повторяемости (6 атомов и менее на длине сегмента вдоль границы).

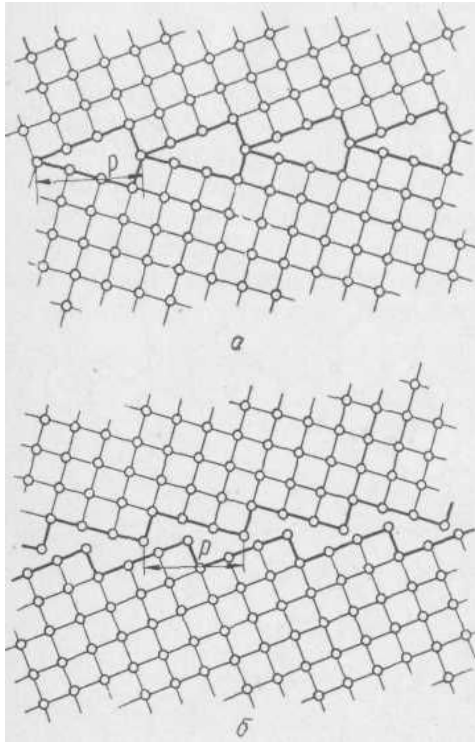


Рис. 120. Наклонная граница  $37^\circ \langle 001 \rangle$  между зернами с кубической решеткой в положении совпадения (а) и после взаимного смещения зерен (б)

Малый размер сегмента в структуре релаксированной *границы Глейтера—Чалмерса* (рис. 120,б) соответствует малому размеру элементарной ячейки сверхрешетки, т.е. высокой плотности узлов совпадения, которая в модели Кронберга—Вильсона характеризует строение особых границ

Таким образом, хотя реальная структура границ и не описывается моделью узлов совпадения, особые ориентационные соотношения решеток соседних зерен определяют малую величину сегмента повторяемости в периодической структуре границ и обуславливают тем самым их особые свойства.

При небольших отклонениях взаимной ориентации решеток соседних зерен от особой периодичности строения границы, состоящей из небольших сегментов, не исчезает скачком, а постепенно изменяется, обуславливая плавное изменение энергии, подвижности и других свойств.

Значительные отклонения от особой ориентации можно получить, если представить границу состоящей из сегментов разного размера, например длиной не только 4, но и 5 атомных диаметров (рис. 121). Чтобы при этом сохранялась хорошая сопряженность зерен, их решетки должны претерпеть определенную упругую деформацию. С увеличением отклонения от идеальной ориентации зерен поле деформации должно быть больше и соответственно энергия, связанная с такой границей, также будет больше. «Смешивая» сегменты разной длины в разной пропорции, можно получить модели строения границ с произвольной ориентацией.

В последние годы все большее развитие получает описание структуры высокоугловых границ на базе представлений о *зернограничных дислокациях* (ЗГД). Эти дефекты структуры границ зерен выявляются в виде тонких линий методом дифракционной электронной микроскопии тонких фольг, содержащих высокоугловую границу.

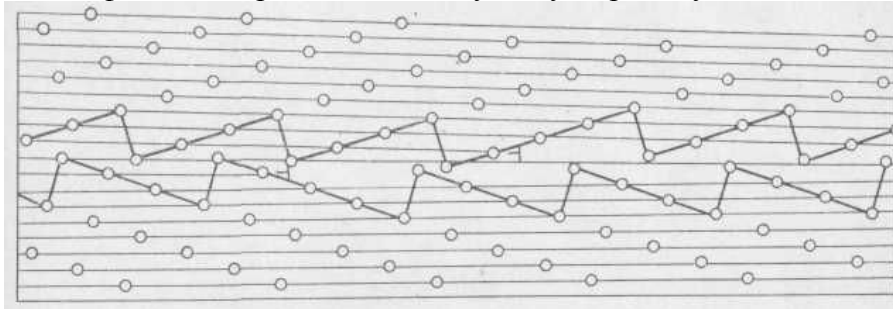


Рис. 121. Модель периодической структуры границы зерен, содержащей сегмент плохого сопряжения и зернограничные дислокации

Первоначально представления о ЗГД были введены для того, чтобы описать атомный механизм зернограничного скольжения — смещение одного зерна относительно другого под действием приложенных напряжений. Граница зерна имеет, как отмечалось, периодическое строение. ЗГД отделяет ту часть межзеренной границы, где сдвиг уже прошел и восстановилось исходное периодическое строение границы, от той части, где он еще не начинался. На рис. 122 показана краевая ЗГД, являющаяся областью несовершенства на границе зерен вокруг края двух «лишних» плоскостей в верхнем зерне. Вектор Бюргерса такой ЗГД лежит в плоскости границы, и ЗГД может скользить в этой плоскости. При скольжении ЗГД в каждый момент времени в сдвиге участвуют только те атомы, которые находятся в области ядра дислокации. Продвижение одной дислокации по поверхности раздела соседних зерен вызывает их взаимное смещение на величину вектора Бюргерса ЗГД. Здесь полная аналогия со скольжением *решеточных дислокаций*, т.е. дислокаций внутри зерен (см. § 10).

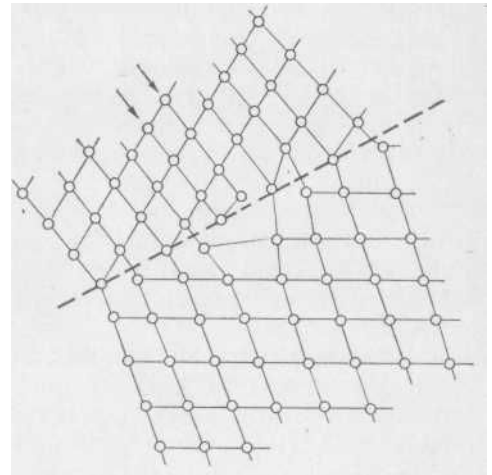


Рис. 122. Модель строения границы зерен с зернограничной дислокацией (стрелками отмечены две экстраплоскости)

Если учесть, что после прохождения ЗГД периодическая структура границ восстанавливается, то вектор Бюргерса ЗГД является наименьшим возможным вектором периодической структуры границы. Так как периодическая структура границы зависит от взаимной кристаллографической ориентировки зерен и ориентации самой границы, то ЗГД могут иметь разнообразные векторы Бюргерса, в. общем случае отличающиеся от вектора Бюргерса решеточных дислокаций.

Консервативное движение (скольжение) ЗГД, не связанное с переносом массы, возможно только на плоских участках границы зерен. Плоские участки, часто очень короткие, наблюдают под микроскопом. Так как вся граница зерен не идеально плоская, то ЗГД могут перемещаться на значительные расстояния вдоль границы только при сочетании скольжения и переползания. ЗГД образуют нагромождения у препятствий. Противополое от скопления зернограницных дислокаций приводит к затуханию их источника (например, типа Франка—Рида) и при постоянном приложенном напряжении зернограницное скольжение затухает. При повышенных температурах нагромождения ЗГД у препятствий рассасываются переползанием, и тогда зернограницное скольжение может продолжаться.

Выше рассматривались образовавшиеся при пластической деформации зернограницные дислокации, которые всегда являются неравновесными дефектами структуры границы.

Существуют *внутренние* ЗГД, присущие данной границе, являющиеся неотъемлемым элементом ее структуры, не связанным с пластической деформацией под действием приложенных напряжений. Например, при отклонении ориентации решеток зерен от особого ориентационного соотношения наличие сегментов, повторяемости разной длины равносильно существованию дислокаций в структуре границы (см. рис. 121).

Сетка внутренних ЗГД обеспечивает минимум энергии высокоугловой границы при отклонении ориентации решеток соседних зерен от особой.

Вектор Бюргерса внутренних ЗГД зависит от структуры границы. Например, в случае кристаллов золота внутренние ЗГД при отклонении от особых ориентации границы кручения вокруг направления  $\langle 100 \rangle$  имеют тем меньший вектор Бюргерса, чем больше  $\Sigma$ :

$\Sigma$	5	13	17	25
$\bar{b}, \text{Å}$	1,29	0,80	0,70	0,58

Расстояние между внутренними ЗГД в их равновесной сетке обратно пропорционально углу отклонения от особой ориентации. Здесь полная аналогия с влиянием разориентировки на расстояние между дислокациями в малоугловой границе [см. рис. 104, б и формулу (65)], в которой дислокации, обеспечивающие минимум

энергии сопряжения слегка разориентированных решеток, являются не специфическими зернограничными, а обычными решеточными (для малоугловой границы  $\Sigma = 1$ ).

Модель сетки внутренних ЗГД, встроенной в особую границу для обеспечения минимума энергии при отклонениях разориентировки зерен от особой, может описать строение широкого набора произвольных высокоугловых границ. Эта модель в принципе может быть использована в случаях разнообразных значений  $\Sigma$  и отклонений от особых ориентационных соотношений. Экспериментально же сетку внутренних ЗГД пока наблюдали только при сравнительно небольших значениях  $\Sigma$  и малых отклонениях от особых разориентировок, так как уменьшение вектора Бюргерса с увеличением  $\Sigma$  и уменьшение расстояния между зернограничными дислокациями с увеличением угловых отклонений от особых разориентировок затрудняют или делают совсем невозможным наблюдение внутренних ЗГД.

К линейным дефектам структуры границ зерен, кроме зернограничных дислокаций, относятся также ступеньки, которые прямо выявляются при изучении атомного строения высокоугловых границ с помощью ионного проектора. По своим свойствам и поведению *зернограничные ступеньки* могут существенно отличаться от ЗГД и могут быть органически связаны с зернограничными дислокациями.

С помощью рис. 123 можно сопоставить ЗГД и зернограничные ступеньки. Если два исходных кристалла 1 и 2 с разной пространственной кристаллографической ориентировкой, имеющих плоские грани  $AB$  и  $CD$  (рис. 123, а), плотно соединить, то образуется бикристалл с плоской высокоугловой границей  $EF$  (рис. 123, б). На такой границе нет ни ЗГД, ни ступенек. Сделаем сверху вниз вырез по плоскости  $EF$  до некоторой точки  $P$ , удалив часть кристалла 1 (рис. 123, в). Если теперь плотно соединить оба кристалла вдоль всей их поверхности раздела, то на восстановленной высокоугловой границе у точки  $P$  появится дислокация (рис. 123, г)

Вдоль линии, ограничивающей зону сдвига (на рис. 123, г эта линия выходит на плоскость чертежа в точке  $P$ ), в области

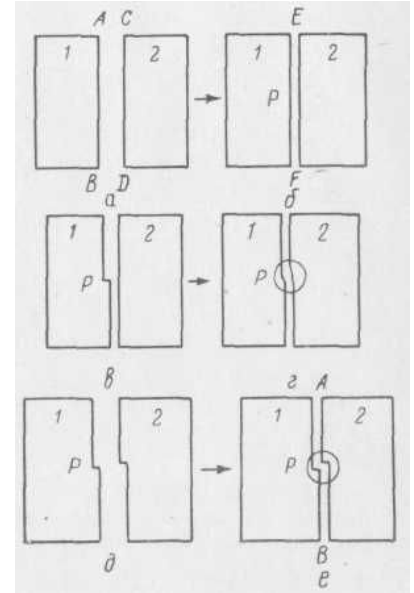


Рис. 123. Стыковка двух кристаллов для построения плоской высокоугловой границы без линейных дефектов (а, б), с зерногранично дислокацией (в, г) и чистой ступенькой (д, е)



ядра дислокации (внутри круга) атомы сильно смещены от своих нормальных положений на границе и точное их размещение неизвестно. Вокруг ЗГД на рис. 123, *г* решетка кристаллов упруго искажена, существует дальнедействующее поле напряжений. Если в бикристалле с ЗГД на рис. 123, *г* провести замкнутый контур вокруг точки *P*, то соответствующий контур в исходном бикристалле, не содержащем ЗГД, будет не замкнут на величину вектора Бюргерса. Здесь полная аналогия с описанием решеточных дислокаций в § 9 и 15. В случае рис. 123, *г* вектор Бюргерса перпендикулярен плоскости высокоугловой границы. В других случаях он может находиться в плоскости границы или располагаться под любым углом к ней.

Теперь допустим, что на соседних гранях исходных кристаллов 1 и 2 с разной кристаллографической ориентировкой имеются ступеньки одинаковой высоты (рис. 123, *д*). После плотной стыковки этих кристаллов на высокоугловой границе *AB* появляется линейный дефект недислокационного характера (рис. 123, *е*). Этот дефект у точки *P* является *совершенной* или *чистой ступенькой*. В отличие от ЗГД вокруг чистой ступеньки нет дальнедействующего поля упругих напряжений, а вектор Бюргерса ступеньки равен нулю.

Чистая ступенька и дислокация могут мигрировать вдоль границы, но механизм и результаты этой миграции существенно различаются.

Ступенька мигрирует путем перехода атомов от одного кристалла к другому на короткие расстояния в пределах самой ступеньки (внутри круга на рис. 123, *е*). Например, при переходе атомов в области ступеньки от кристалла 2 к кристаллу 1 ступенька продвигается вверх вдоль высокоугловой границы, а сама граница таким способом смещается в направлении, перпендикулярном своей плоскости, в стороны «поедаемого» кристалла 2. Следовательно, в результате миграции ступеньки вдоль высокоугловой границы перемещается сама граница.

Миграция чистой ступеньки вдоль границы не приводит к взаимному смещению кристаллов по их поверхности раздела, в то время как движение ЗГД вдоль границы (переползанием или скольжением) вызывает взаимное смещение соседних зерен.

Переползание вдоль границы зернограницной дислокации, у которой составляющая вектора Бюргерса перпендикулярна плоскости границы (рис. 123, *г*), связано с испусканием или абсорбцией точечных дефектов, например вакансий. Соответственно высокоугловая граница, содержащая такие ЗГД, служит эффективным источником или стоком точечных дефектов.

Переползание ЗГД вдоль границы на рис. 123, *г* приводит к миграции границы в направлении, перпендикулярном ее плоскости. Например, присоединение вакансий к выступу кристалла 1 на рис. 123, *г* приводит к смещению границы в сторону этого кристалла.

Следовательно, миграция высокоугловой границы может происходить в результате движения и ступенек и ЗГД в плоскости границы, а взаимное смещение зерен — только при движении ЗГД.

Скорость миграции границы зависит от температуры, содержания примесей, угловой разориентировки зерен и других факторов. Процесс миграции границ в общем сводится к самодиффузии — переносу атомов от одного зерна к другому в направлении, обратном направлению движения границы. Поэтому скорость миграции растет с повышением температуры. Примеси, притягиваясь к границе, тормозят ее миграцию, так как мигрирующая граница должна тащить за собой примесную атмосферу. Особые границы (см. рис. 117), имея более совершенное строение, чем произвольные, слабее притягивают к себе примесные атомы и поэтому быстрее мигрируют. Скорость миграции особых границ может быть на два порядка больше, чем у произвольных.

Эксперименты показывают, что высокой подвижностью обладают границы при разориентировке соседних зерен, несколько отклоняющейся от идеального соотношения Кронберга—Вильсона, которое обеспечивает большую плотность узлов совпадения. Это предположительно объясняют тем, что небольшие отклонения от структуры идеального совпадения узлов еще не вызывают сильного притяжения примесных атомов к границе, но делают границу несколько «рыхлой», чем обеспечивается переход атомов от зерна к зерну.

Миграция высокоугловых границ — это один из важнейших процессов, обеспечивающих развитие рекристаллизации и разнообразных фазовых превращений в твердом состоянии.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Рид В. Т. Дислокации в кристаллах. М., Металлургиздат, 1957. 279 с. с ил. Гл. 11, 12, с. 197—237.
- Хал Д. Введение в дислокации. М., Атомиздат, 1968. 277 с. с ил. Гл. 9; с. 182—209.
- Мак Лин. Границы зерен в металлах. М., Металлургиздат, 1960. 322 с. с ил.
- Грабский М. В. Структура границ зерен в металлах. М., «Металлургия», 1972. 159 с. с ил.
- Хирт Дж., Лоте И. Теория дислокаций. М., Атомиздат, 1972. 599 с. с ил. Гл. 19, с. 473—504.
- Gleiter H., Chalmers B. High-angle grain boundaries. Oxford, 1972, 274 p.
- Bollman W. Crystal defects and crystalline interfaces. Berlin, 1970, 270 p.



## ГЛАВА

### ТОРМОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

Скользят дислокации всегда тормозятся, часто вплоть до полной остановки, под действием разнообразных факторов. Изучение этих факторов представляет исключительно большой интерес, так как с торможением дислокаций прямо связаны важнейшие механические свойства и прежде всего прочность металлов. Даже в кристалле, свободном от других дефектов, скольжению дислокации препятствуют силы «трения», обусловленные периодическим полем решетки. Основное тормозящее действие на скользящую дислокацию оказывают другие дислокации, точечные и поверхностные дефекты, в громадном числе находящиеся в реальных металлических кристаллах.

#### § 42. СИЛА ПАЙЕРЛСА

Рассмотрим, какое минимальное (критическое) касательное напряжение требуется для движения краевой дислокации в кристалле, свободном от других дефектов.

В исходном состоянии в результате симметрии горизонтальные составляющие сил, действующих на атом 1 со стороны соседей слева и справа от него, взаимно уравновешиваются (см. рис. 25). То же самое справедливо по отношению к атому 14, соответствующему новому (соседнему) положению дислокации. Казалось бы, что сила, необходимая для перемещения дислокации на одно межатомное расстояние, бесконечно мала. Однако в период перемещения дислокации в соседнее положение из-за смещений атомов симметрия межатомных сил нарушается. Чтобы дислокация преодолела потенциальный барьер, разделяющий два соседних ее положения в энергетических ямах (точки 1 и 14 на рис. 25), необходима сила. Она называется силой Пайерлса (или *силой Пайерлса—Набарро*). Поскольку эта сила определяется свойствами решетки, то говорят о *силах «трения»* в решетках. Учитывая, что сила, действующая на единицу длины дислокации  $f = b\tau$ , можно для силы Пайерлса записать:  $f_{\text{п}} = b\tau_{\text{п}}$ , где  $b$  — вектор Бюргерса, а  $\tau_{\text{п}}$  — минимальное касательное напряжение, необходимое для скольжения дислокации в совершенном кристалле (*напряжение Пайерлса*).

Расчет силы Пайерлса — очень сложная и до конца не решенная задача. Одна из основных трудностей состоит в том, что неизвестны точное расположение атомов в ядре дислокации и точ-

ный закон изменения сил взаимодействия между соседними атомными плоскостями при сдвиге на одно межатомное расстояние. Метод анализа, созданный Пайерлсом и развитый Набарро, при синусоидальном законе для силы взаимодействия соседних сдвигаемых по отношению одна к другой атомных плоскостей дает следующее выражение для напряжения Пайерлса:

$$\tau_n = \frac{2G}{1-\mu} \ell^{-\frac{2\pi a}{1-\mu} b} \quad (67)$$

где  $G$  — модуль упругости при сдвиге;

$\mu$  — коэффициент Пуассона;

$a$  — расстояние между соседними атомными плоскостями, в которых происходит скольжение;

$b$  — межатомное расстояние в направлении скольжения.

Чем больше силы межатомной связи, характеристикой которых является модуль сдвига, тем больше  $\tau_n$ . Критическое напряжение снижается с ростом соотношения  $\frac{a}{b}$ . Для плоскостей и направлений с плотнейшей упаковкой это соотношение обычно наибольшее. Вот почему скольжение легче всего идет по плоскостям и направлениям плотнейшей упаковки.

В показатель степени выражения (67) входит важная характеристика — *ширина дислокации*  $\omega = \frac{a}{1-\mu}$ . Следовательно:

$$\tau_n = \frac{2G}{1-\mu} \ell^{-\frac{2\pi\omega}{b}} \quad (68)$$

Так как между сильно и слабо искаженными участками решетки вокруг линии дислокации нет резкой границы, то понятие ее ширины условно. Под шириной дислокации принято понимать ширину области в плоскости скольжения и в направлении скольжения, в которой смещения атомов из равновесных положений совершенной решетки превышают половину максимального смещения атомов<sup>13</sup>. Экспериментально ширина дислокаций не определена. Обычно считают, что у металлов ширина дислокации находится в пределах от двух до десяти межатомных расстояний.

Весьма важно, что ширина дислокации стоит в показателе степени в выражении (68): небольшие изменения ее сильно сказываются на величине  $\tau_n$ . Уменьшение силы Пайерлса с увеличением ширины дислокации имеет простые физические основания. Краевая дислокация является нониусом, в котором  $n$  атомных плоскостей с одной стороны от плоскости скольжения противо-

<sup>13</sup> Это понятие ширины дислокации как размера области сильных искажений решетки не следует смешивать с понятием ширины растянутой дислокации, являющейся равновесным расстоянием между частичными дислокациями (см. с. 95).

стоят  $(n + 1)$  атомным плоскостям с другой стороны. При перемещении дислокации на одно межатомное расстояние  $b$  каждая из атомных плоскостей перемещается на  $\frac{b}{n}$ . Поэтому необходимая для перемещения дислокации сила тем меньше, чем больше  $n$ , т.е. чем шире дислокация. На рис. 32, б (по сравнению с рис.32, а) прямо показано, что перемещение более широкой винтовой, дислокации на один период решетки вправо происходит путем меньших перемещений атомов в области несовершенства.

Ширина дислокации зависит от природы сил межатомного взаимодействия. Доказывается, что в ковалентных кристаллах при направленных межатомных связях дислокации должны быть узкими. При ненаправленных межатомных связях (типичные металлы) дислокации должны быть широкими.

Критическое касательное напряжение, обусловленное «трением» в решетке, очень трудно не только рассчитать, но и экспериментально определить, так как действительный предел теку-

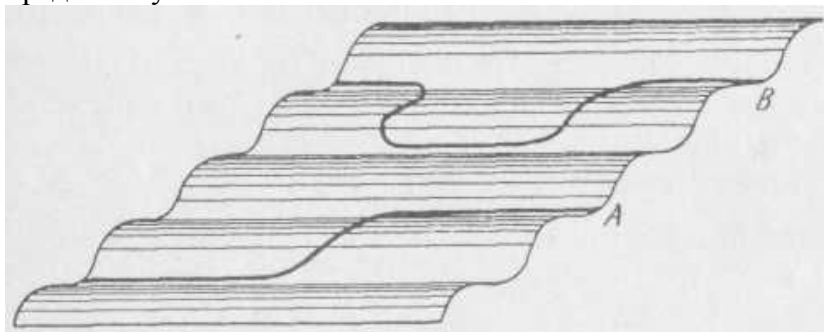


Рис. 124. Рельеф поверхности потенциальной энергии дислокации, обусловленный действием силы Пайерлса: А — дислокация с одним перегибом; В — с двумя перегибами

чести зависит не только от силы Пайерлса, но и от других факторов, сильно препятствующих скольжению и не связанных с действием сил Пайерлса (см. § 43—46).

У типичных металлов с г.ц.к. решеткой, для которых характерна большая ширина дислокаций и соответственно небольшая сила Пайерлса, вклад этой силы в значение реального предела текучести очень мал. В переходных металлах с о.ц.к. решеткой сила Пайерлса высокая. По всей видимости это связано с тем, что в решетках таких металлов проявляется направленность межатомных связей и, следовательно, ширина дислокаций мала.

Теория предсказывает, что в кристалле, свободном от других дефектов, дислокация может скользить и при напряжениях меньше напряжения Пайерлса. Благодаря действию сил Пайерлса потенциальная энергия дислокации является периодической функцией ее положения в решетке (рис. 124). Минимальные значения потенциальной энергии (канавки потенциального рельефа) соответствуют положениям дислокации вдоль направлений плотнейшей упаковки. Для перемещения дислокации из одной канавки в соседнюю требуется преодолеть потенциальный барьер, приложив напряжение Пайерлса.

Иная картина предполагается в случае, когда одна дислокация расположена в соседних канавках потенциального рельефа, т.е. имеет *перегибы* (см. рис. 124). Движение перегиба вдоль линии дислокации может привести к последовательному (участок за участком) переходу всей дислокации в соседнее положение с минимумом энергии. Напряжение, требуемое для движения перегиба параллельно направлению плотнейшей упаковки, очень мало (меньше напряжения Пайерлса). «Выбрасывание» полупетли в соседнюю канавку (образование двойного перегиба, см. рис. 124) происходит под действием термической активации, а дальнейшее расхождение перегибов в разные стороны — под действием очень малых приложенных напряжений.

Скорость скольжения дислокации  $v$ , движущейся вследствие образования двойных перегибов, зависит от частоты  $\nu$ , соответственно энергии образования этих перегибов  $U_p$ :

$$v = A \ell \frac{U_p}{kT} \quad (69)$$

Таким образом, основная идея теории дислокаций — представление о неодновременности протекания акта скольжения распространяется и на перемещение самой линии дислокации.

### § 43. ТОРМОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ ПРИ ИХ УПРУГОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ И ПЕРЕСЕЧЕНИИ С ДРУГИМИ ДИСЛОКАЦИЯМИ

Проходя через лес дислокаций, скользящая дислокация испытывает сильное торможение, обусловленное разными причинами.

При сближении с дислокациями леса скользящая дислокация упруго выгибается около точек будущего пересечения и выгибает здесь эти дислокации (см. рис. 98). Если скользящая дислокация была растянута, то перед моментом пересечения возникают перетяжки дефекта упаковки (см. рис. 98, б), для чего требуется повышенное напряжение.

Сильное тормозящее действие оказывают пороги на винтовых дислокациях, образующиеся в большом количестве при пересечении дислокаций леса. Как уже отмечалось в § 33, протаскивание таких порогов за дислокацией, связанное с затратой энергии на генерирование точечных дефектов (см. рис. 96), требует повышенного напряжения. В г.ц.к. решетке энергия образования порогом одной вакансии составляет около 0,7 эВ, а межузельного атома 4,8 эВ.

Нерасщепленные пороги на краевой дислокации, имеющие краевую ориентацию, могут скользить вместе с дислокацией, но если они диссоциированы (см. рис. 99), то необходимо дополнительное напряжение для их стягивания, чтобы стало возможным скольжение. Растянутые пороги должны очень эффективно тормозить дислокации.

В г.ц.к. решетке при встречном движении растянутых дислокаций в пересекающихся плоскостях скольжения образуются дислокации Ломер — Коттрелла, прочно привязанные к линии пересечения плоскостей (см. рис. 78). Сидячая дислокация Ломер — Коттрелла является барьером для других дислокаций, скользящих в плоскостях, в которых находится клинообразный дефект упаковки. Скользящая дислокация, встретившись в своей плоскости скольжения с хвостовой дислокацией барьера Ломер — Коттрелла, испытывает отталкивание со стороны поля ее упругих напряжений и после определенного сближения останавливается.

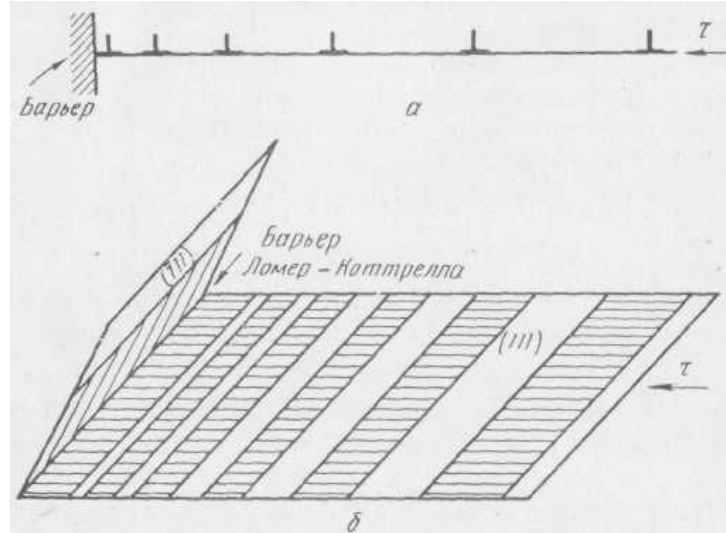


Рис. 125. Нагромождение единичных (а) и растянутых (б) дислокаций у барьера

Следующая дислокация, скользящая в той же плоскости, будет остановлена ранее задержанной дислокацией и т.д. Около барьера Ломер — Коттрелла возникает *скопление, нагромождение дислокаций* (рис. 125, б).

На каждую приближающуюся к барьеру дислокацию действуют результирующие напряжения от ранее остановившихся дислокаций. Поэтому каждая новая дислокация останавливается на более далеком расстоянии от предыдущей (см. рис. 125, о). Скопление дислокаций в одной плоскости скольжения (*плоское скопление*) с характерным распределением их около барьера иногда называют «горизонтальной» группировкой в отличие от «вертикальной» группировки (стенки) из дислокаций одного знака одна над другой в параллельных плоскостях скольжения (см. рис. 104, б). Если нагромождение образовано краевыми дислокациями, то решетка вблизи него должна быть искривлена, так как скапливается большое число параллельных экстраплоскостей, действующих как клинья (см. рис. 22). Сто краевых дислокаций одного знака на длине 5000 межатомных расстояний создают

угол изгиба в несколько градусов (на рис. 125, *a* изгиб плоскости скольжения не показан).

Барьеры Ломер — Коттрелла не только останавливают скользящие дислокации, но и могут подавить генерирование источниками новых дислокаций. Каждая дислокационная петля, порожденная источником Франка — Рида, создает встречное напряжение, действующее на следующие петли и сам источник. При удалении петли от источника противоположно ослабевает. Если же недалеко от источника имеется барьер, у которого возникает нагромождение дислокаций, то суммарное поле напряжений этого нагромождения может создать в плоскости скольжения такое встречное напряжение  $\tau_n$ , что разность между приложенным касательным напряжением  $\tau$  и  $\tau_n$  станет меньше критического напряжения  $\tau_{кр}$ , обеспечивающего работу источника. Следовательно, при  $\tau - \tau_n < \tau_{кр}$  источник оказывается запертым [величина  $\tau_{кр}$  определяется формулой (64)].

В плоскости скольжения на длине  $L$  от барьера до источника оказываются заторможенными  $n$  дислокаций, образующих нагромождение.

Расчет показывает, что число дислокаций в таком нагромождении

$$n = \frac{k\pi L \tau}{Gb} \quad (70)$$

где  $\tau$  — приложенное напряжение;

$G$  — модуль сдвига;

$b$  — вектор Бюргера.

Для винтовых дислокаций  $k = 1$ , а для краевых  $k = (1 - \mu)$ , где  $\mu$  — коэффициент Пуассона. Естественно, что чем дальше от барьера находится источник и выше приложенное напряжение, тем большее число дислокаций от этого источника будет образовывать скопление у барьера. На головную дислокацию, остановленную барьером, действует напряжение

$$\tau_1 = n\tau. \quad (71)$$

Это означает, что коэффициент концентрации напряжений у головной дислокации равен числу сдерживаемых ею дислокаций.

Когда у барьера останавливаются растянутые дислокации, то под действием приложенных напряжений ширина их уменьшается (хвостовая дислокация Шоуки приближается к головной). Чем ближе к барьеру, тем больше сжаты растянутые дислокации (рис. 125, *б*). Если передние дислокации полностью стягиваются, то они могут обойти барьер Ломер — Коттрелла: стянутая винтовая дислокация обходит барьер поперечным скольжением, а стянутая краевая — переползанием (при достаточной диффузионной подвижности атомов).

Сидячая дислокация Ломер — Коттрелла — один из весьма эффективных барьеров для скользящих дислокаций, а число та-



ких барьеров в г.ц.к. решетке во время деформирования велико, так как скольжение происходит в пересекающихся плоскостях. С развитием деформации число барьеров Ломер — Коттрелла возрастает и они могут окружить и запереть все источники Франка—Рида (рис. 126). Это считается одной из основных причин деформационного упрочнения (наклепа).

Другие источники торможения дислокаций, возникающие в процессе самой пластической деформации, — дислокационные диполи и сплетения.

Около отрезков дислокации  $ab$  и  $cd$ , составляющих диполь (см. рис. 97), могут образовываться нагромождения других дислокаций. При достаточно большом напряжении ветви дислокации, составляющие диполь, принудительно продвигаются одна относительно

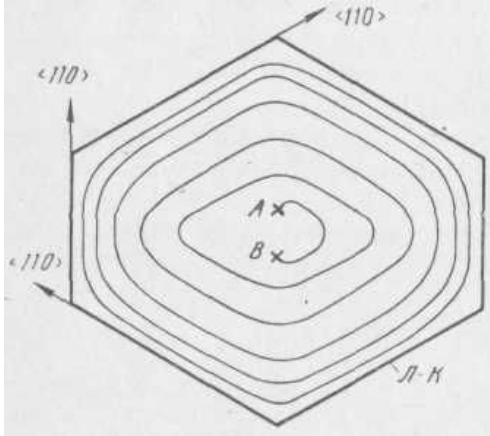


Рис. 126. Нагромождение дислокационных петель от источника Франка — Рида (АВ), окруженного барьерами Ломер — Коттрелла (Л — К)

другой, т.е. диполи не являются прочными барьерами. Важную роль в деформационном упрочнении отводят дислокационным сплетениям, которые образуются при пластической деформации из диполей и петель и наблюдаются при электронномикроскопическом просвечивании тонких фольг. Скользящие дислокации, встретив сплетения, должны огибать их.

Таким образом, по мере развития пластической деформации по разным, причинам усиливается торможение дислокаций, что обуславливает наклеп. Экспериментальные данные и теоретический анализ с использованием разных моделей торможения дислокаций показывают, что напряжение течения  $\tau$  растет пропорционально корню квадратному из общей плотности дислокаций  $\rho$ :

$$\tau = \tau_0 + AGb\sqrt{\rho}, \quad (72)$$

где  $A$  — константа;

$\tau_0$  — напряжение, необходимое для движения дислокации при отсутствии других дислокаций.

#### § 44. ТОРМОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ ГРАНИЦАМИ ЗЕРЕН И СУБЗЕРЕН

Межзеренная граница — весьма эффективный барьер для дислокаций. Барьерное действие границы обусловлено тем, что при переходе через нее изменяется ориентировка плоскости скольжения, а сама граница представляет собой область неупорядочен-

ного расположения атомов. В общем случае, если бы дислокация со своим вектором Бюргерса перешла в соседнее зерно, то этот вектор был бы произвольно ориентирован по отношению к решетке нового зерна, и движение такой дислокации должно было вызывать очень сильное нарушение упаковки атомов.

Для этого потребовалось бы напряжение, по порядку величины близкое к теоретическому сопротивлению сдвигу в идеальной решетке. Поэтому скользящая дислокация, дойдя до межзеренной границы, останавливается. Следующая дислокация, скользящая в той же плоскости по направлению к границе зерен, будет испытывать отталкивание со стороны поля упругих напряжений ранее остановившейся дислокации и после некоторого сближения с ней также полностью затормозится, и т.д. Около межзеренной границы как около барьера возникает нагромождение дислокаций (см. рис. 125, *a*).

Напряжения от нагромождения дислокаций в одном зерне [см. формулу (71)] упруго распространяются через границу и могут привести в действие источники Франка—Рида в соседнем зерне. Следовательно, пластическая деформация передается от зерна к зерну не переходом скользящих дислокаций через границу, а эстафетным путем.

Двойниковая граница, как и межзеренная, из-за различия в ориентировке плоскостей скольжения по обе стороны от нее является барьером для дислокаций.

Границы субзерен как дислокационные барьеры значительно менее эффективны, чем межзеренные границы. Ориентировка решетки при переходе через субзеренную границу изменяется очень слабо.

Отдельные дислокации из дислокационной стенки (границы субзерна) могут выбиваться скользящей дислокацией. Чем больше угол разориентировки соседних субзерен, тем ближе одна к другой и сильнее связаны дислокации в стенке (см. рис. 104, *б*) и эффективнее барьерное действие субзеренной границы.

#### **§ 45. ТОРМОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ ДИСПЕРСНЫМИ ЧАСТИЦАМИ**

Граница между разными фазами может стать эффективным барьером для скользящих дислокаций. При переходе через межфазовую границу изменяется не только ориентировка, но и тип решетки. Но полная остановка дислокаций у межфазовой грани происходит только тогда, когда граница непрерывна и имеет достаточно большую протяженность. В промышленных сплавах вторая фаза чаще распределена в виде дисперсных включений внутри основной фазы, например после старения. В таких сплавах действуют разные по своей природе факторы, вызывающие торможение дислокаций.

## Выгибание дислокаций между дисперсными частицами

Если расстояние между частицами второй фазы достаточно велико, дислокация под действием приложенного касательного напряжения выгибается между ними (рис. 127). При этом из-за линейного натяжения возникает восстанавливающая сила. В соответствии с формулой (64) напряжение, необходимое для проталкивания дислокации между частицами, разделенными расстоянием  $l$ :

$$\tau_{np} = \frac{Gb}{l} \quad (73)$$

При напряжении  $\tau \geq \tau_{np}$  линия дислокации выгибается между частицами, ее участки смыкаются за каждой частицей и, оставив вокруг частиц петли, дислокация продолжает скользить в прежнем направлении. Механизм смыкания двух изогнутых ветвей дислокации вокруг частицы с образованием петли аналогичен рассмотренному в § 39 механизму

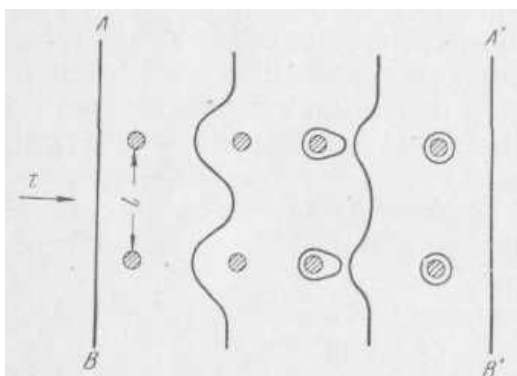


Рис. 127. Стадии выгибания скользящей дислокации между частицами второй фазы с образованием петель

смыкания двух спиральных участков с образованием петли, генерируемой источником Франка—Рида (см. рис. 108). В отличие от рис. 108,  $d$ , где зона сдвига находится внутри расширяющейся петли, на рис. 127 она расположена вне петли, которая сужается, образуя кольцо вокруг частицы. Каждая новая дислокация, проходя между частицами, оставляет вокруг каждой из них кольцо, и суммарная длина дислокаций, а соответственно и энергия, возрастает. Ожерелья из взаимоотталкивающихся дислокационных колец вокруг дисперсных частиц создают поля упругих напряжений, затрудняющие проталкивание новых дислокаций между частицами.

Этим в значительной мере обусловлено деформационное упрочнение стареющих сплавов.

Рассмотренный механизм обхода частиц второй фазы называется, по имени его автора, *механизмом Орована*.

## Локальное поперечное скольжение

Другие механизмы обхода дислокациями частиц второй фазы — локальное поперечное скольжение (рис. 128) и при повышенных температурах переползание.

Локальное поперечное скольжение начинается после того, как, например, скользящая краевая дислокация, выгибаясь между

частицами второй фазы, образует винтовые сегменты (рис. 128, *a*). Эти сегменты могут совершать двойное поперечное скольжение, переходя в новую плоскость скольжения для обхода частицы и затем возвращаясь в плоскость, параллельную исходной (участки типа 1—2 на рис. 128, *b*). Винтовые сегменты, имея разный знак, выгибаются навстречу один другому (рис. 128, *в*) и аннигилируют, оставляя позади частицы призматическую петлю и образуя двойную ступеньку на продолжающей скользить дислокации (рис. 128, *г*).

### Перерезание дислокациями дисперсных частиц<sup>14</sup>

С уменьшением расстояния между частицами в соответствии с формулой (73) возрастает напряжение, необходимое для проталкивания между ними дислокаций, и может наступить момент, когда более легким путём оказывается прохождение дислокации через тело частиц, как бы перерезание частиц (рис. 129). Из-за того, что решетка частицы отличается от решетки матрицы, скользящая в матрице дислокация при вхождении в решетку частицы создает в ней сильное нарушение упаковки атомов вдоль плоскости сдвига. Частица сдвигается на величину вектора Бюргерса дислокации матрицы, который отличается от вектора трансляции решетки частицы. Внутри частицы возникает высокоэнергетическая поверхность раздела, что является одной из причин торможения дислокаций. Ясно, что частицы больших размеров и высокопрочные частицы дислокациями не перерезаются.

Другая причина торможения дислокаций — увеличение поверхности раздела между матрицей и перерезанной частицей, на поверхности которой появляются ступеньки (см. рис. 129). Можно предполагать, что это увеличение поверхности вносит существенный вклад в торможение дислокаций, если частицы очень малы. Пример таких частиц — зоны Гинье—Престона.

Еще одна важная причина торможения дислокаций — существование в матрице дальнедействующего поля упругих напряжений вокруг частиц. Эти напряжения возникают из-за разности в удельных объемах или в коэффициентах термического расширения частицы и матрицы, из которой выделяется частица. С когерентностью выделений и матрицы связано существование упругих

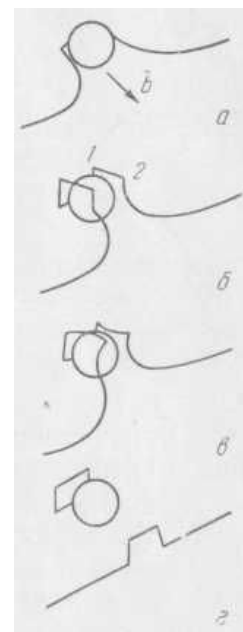


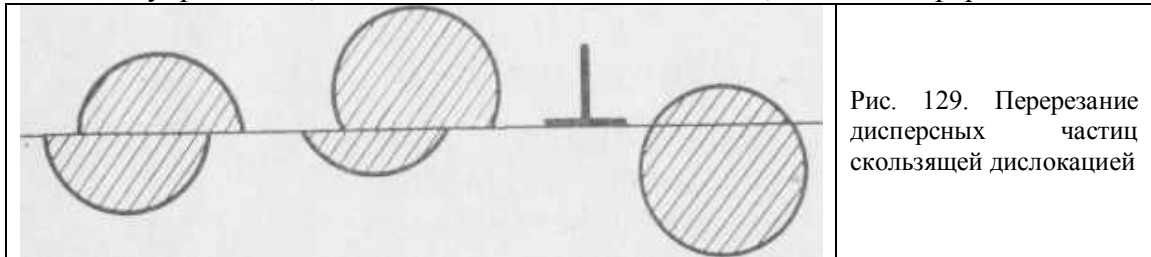
Рис. 128. Стадии локального поперечного скольжения при обходе дислокацией частицы второй фазы

<sup>14</sup> Ниже под частицами подразумеваются включения второй фазы и зоны Гинье—Престона — предвыделения внутри решетки твердого раствора, хотя эти зоны лишь условно можно называть обособившимися частицами.

деформаций, обеспечивающих плавное сопряжение решеток с разными параметрами.

Какой путь выбирает дислокация в сплаве с дисперсными частицами — выгибание и обход частиц или их перерезание, зависит от соотношения многих факторов.

Небольшие когерентные частицы, например зоны Гинье — Престона, могут перерезаться дислокациями. Возможно, что в состаренном сплаве, находящемся в состоянии максимального упрочнения, дислокации не обходят частицы, а только перере-



зают их (при достаточно высоких приложенных напряжениях). Чем прочнее частицы и больше их модуль упругости, тем труднее они перерезаются дислокациями.

Большие некогерентные частицы, находящиеся на значительном расстоянии одна от другой, обычно обходятся дислокациями с образованием петель. Это свойственно перестаренным и отожженным сплавам.

Явление торможения дислокаций дисперсными частицами второй фазы широко используют при разработке высокопрочных материалов.

## § 46. ТОРМОЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ АТОМАМИ ПРИМЕСЕЙ И ЛЕГИРУЮЩИХ ЭЛЕМЕНТОВ

### Торможение дислокаций атмосферами Коттрелла, Сузуки и Снука

В атмосфере Коттрелла атомы примеси или легирующего элемента привязаны к дислокации силами упругого взаимодействия (см. § 35). Скользящая дислокация стремится увлечь за собой атмосферу Коттрелла, которая в отличие от скользящей дислокации может перемещаться только диффузионным путем. Поэтому атмосфера из растворенных атомов способна перемещаться вместе с дислокацией, находящейся в центре этой атмосферы, лишь при высоких температурах и очень малых скоростях скольжения дислокации. При увеличении скорости скольжения атмосфера несколько отстает от ядра дислокации, и сила притяжения к атмосфере тормозит дислокацию. В этом случае скорость движения дислокации все еще лимитируется скоростью миграции атомов атмосферы. Дислокации вместе с атмосферами Коттрелла могут скользить, например, в условиях ползучести.

При повышенных скоростях деформирования или невысоких температурах атмосферы не могут поспеть за дислокациями и удерживают их. Энергия связи атома атмосферы с дислокацией [см. формулу (56) и табл. 4] определяет работу, которую необходимо затратить для отрыва дислокации от своей атмосферы. Если приложенное напряжение недостаточно для отрыва дислокации от атмосферы, то дислокация остается закрепленной, неподвижной. Такое закрепление дислокаций атмосферами Коттрелла вносит большой вклад в упрочнение металла примесями и малыми добавками. Отрывом дислокаций от примесных атмосфер объясняют резкое падение напряжения, необходимого для развития пластической деформации, и появление при этом зуба на площадке текучести, на кривой растяжения.

Отрыву дислокации от коттрелловской атмосферы помогают тепловые флуктуации, которые способны образовать полупетлю длиной в несколько межатомных расстояний, свободную от примесных атомов (рис. 130). Под действием приложенных напряже-



Рис. 130. Отрыв дислокации от атмосферы Коттрелла

ний перегибы на дислокации удаляются один от другого, и дислокация постепенно освобождается от удерживающей ее атмосферы. С понижением температуры роль термического возбуждения в отрыве дислокации от коттрелловской атмосферы падает, и для освобождения дислокаций необходимо повышать приложенные напряжения.

«Химическая» связь атомов растворенного элемента с растянутой дислокацией обуславливает торможение дислокаций атмосферами Сузуки. В отличие от коттрелловских атмосфер, которые образуются вдоль линий дислокаций и потому насыщаются при очень небольших содержаниях примеси (сотые и даже тысячные доли процента), атмосферы Сузуки из-за относительно большой площади дефекта упаковки насыщаются при довольно больших концентрациях легирующего элемента (целые проценты). Поэтому сильное тормозящее действие атмосфер Коттрелла проявляется уже при малом содержании примесей, а значительное тормозящее действие атмосфер Сузуки должно проявляться при гораздо больших концентрациях легирующих элементов. При большой ширине дефекта упаковки термические флуктуации практически не могут разблокировать растянутую дислокацию с атмосферой Сузуки. Поэтому в упрочнении сплавов роль блокировки дислокаций атмосферами Сузуки должна сильнее проявляться при высокотемпературном деформировании, когда термические флук-

туации способствуют отрыву дислокации от коттрелловских атмосфер.

Если вокруг дислокации существует атмосфера Снука с упорядоченным расположением атомов внедрения в октаэдрических пустотах (см. § 35), то она должна тормозить движение дислокаций, вызывая нарушение указанной упорядоченности и соответствующее повышение свободной энергии кристалла.

### Торможение дислокаций в твердых растворах

В неупорядоченном твердом растворе деформированные области решетки вокруг атомов растворенного элемента, находящихся в плоскости скольжения, затрудняют продвижение дислокации — поле напряжений скользящей дислокации взаимодействует с по-

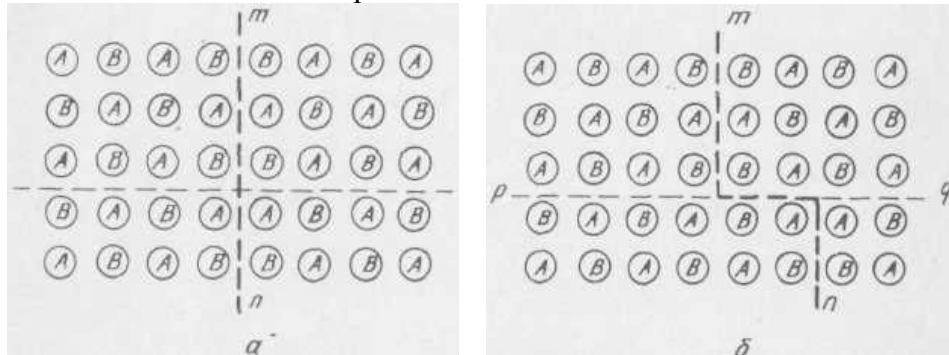


Рис. 131. Увеличение протяженности границы антифазных доменов в сверхструктуре при скольжении дислокации:  
а — граница доменов  $mn$  до сдвига; б — та же граница после сдвига, явившегося результатом пробега единичной дислокации по плоскости  $pq$

лем напряжений вокруг атомов растворенного элемента. Чем больше фактор размерного несоответствия атомов растворенного элемента и основы  $\epsilon$  (о нем см. на с. 135), тем сильнее эти атомы тормозят дислокации.

Другой фактор, обуславливающий торможение дислокаций, — несоответствие модулей упругости растворителя и растворенного элемента. Чем больше несоответствие модулей, тем сильнее торможение дислокаций.

Сопротивление движению дислокаций в разных системах металл — растворенный элемент нарастает пропорционально его концентрации  $c$  или  $\sqrt{c}$ .

Дополнительное томожение оказывает ближний порядок в твердом растворе. Раствор с ближним порядком характеризуется минимумом свободной энергии. Прохождение дислокации нарушает ближний порядок в плоскости скольжения, повышая здесь энергию. Поэтому для начала скольжения необходимо приложить повышенное напряжение. Поскольку первые дислокации полностью расстраивают ближний порядок в своей плоскости сколь-

жения, то последующие дислокации скользят точно так, как в полностью неупорядоченном растворе. Торможение дислокаций из-за ближнего порядка вносит существенный вклад в величину предела текучести сплава.

В растворе с дальним порядком торможение дислокаций возникает из-за увеличения протяженности границ антифазных доменов. На рис. 131 хорошо видно, как сдвиг верхней части кристалла по отношению к нижней, вызванный скольжением дислокации, образовал дополнительную поверхность. На этой поверхности встречаются атомы одного сорта (*AA* и *BB*), и энергия оказывается повышенной. Соответствующий такому росту энергии вклад в упрочнение значителен только в сплаве с очень малыми доменами.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. М., ИЛ, 1962. 584 с. с ил. Гл. 8—10, с. 139—185.
- Хал Д. Введение в дислокации. М., Атомиздат, 1968. 277 с. с ил. Гл. 10, 11, с. 210—270.
- Мак Лин. Механические свойства металлов. М., «Металлургия», 1966. 432 с. с ил. § 4.7, с. 113—131; § 6.4—6.6, с. 198—217.
- Хоникомб Р. Пластическая деформация металлов. М., «Мир», 1972. 408 с. с ил. Гл. 5—7, с. 118—173.
- Набарро Ф. Р. Н., Базииский З. С., Холт Д. Б. Пластичность чистых металлов. М., «Металлургия», 1967. 214 с. с ил. Гл. I, с. 27—58; гл. III, с. 88—111.
- Индеибом В. Л., Орлов А. Н.— УФН, 1962, т. 76, вып. 3.
- Бериер Р., Кронмюллер Г. Пластическая деформация монокристаллов. М., «Мир», 1969. 272 с. с ил.
- Панин В. Е., Дударев Е. Ф., Бушнев Л. С. Структура и механические свойства твердых растворов замещения. М., «Металлургия», 1971. 205 с. с ил. Гл. 3—5, с. 60—172.
- Попов Л. Е., Козлов Э. В. Механические свойства упорядоченных твердых растворов. М., «Металлургия», 1970. 217 с. с ил.
- Физика прочности и пластичности. М., «Металлургия», 1972.
- Структура и механические свойства металлов. М., «Металлургия», 1967.





## ГЛАВА

### МЕТОДЫ ВЫЯВЛЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ В МЕТАЛЛАХ

#### § 47. ПОЛУЧЕНИЕ УВЕЛИЧЕННОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ

Прямое доказательство существования дислокаций в кристаллах было впервые получено Менгером в 1956 г. При исследовании в просвечивающем электронном микроскопе фталоцианина платины с большим межплоскостным расстоянием (около  $12 \text{ \AA}$ ) удалось непосредственно получить изображение отдельных атомных плоскостей, причем были обнаружены участки с неполными атомными плоскостями (рис. 132)<sup>15</sup>. Следовательно, при изучении этого соединения впервые было получено изображение атомных слоев кристалла в области краевой дислокации.

Разрешающая способность электронного микроскопа не позволила в то время прямо наблюдать атомные плоскости в металлах, так как межплоскостные расстояния в них измеряются всего лишь несколькими ангстремами (несколько позже было получено рекордное разрешение  $1,8 \text{ \AA}$ ). Поэтому для доказательства существования неполных атомных плоскостей в металлах был использован *эффект муара*. Если один тонкий слой кристалла наложен на другой и решетки их ориентированы параллельно, но имеют слегка разные межплоскостные расстояния  $d_1$  и  $d_2$ , то при рассмотрении на просвет из-за интерференции получается характерный муаровый узор, дающий увеличенное в  $\frac{d_1}{d_2 - d_1}$  раз изображение межплоскостных расстояний (рис. 133, а). Эффект муара получается также при наложении совершенно одинаковых, но слегка разориентированных решеток. Если в одном из слоев кристалла имеется неполная атомная плоскость, то это находит свое отображение в картине муара (рис. 133, б). На рис. 134 показана картина муара, полученная при изучении на просвет в электронном микроскопе слоя меди, нанесенного на пленку золота; хорошо виден участок с экстраплоскостью.

Рекордное разрешение дает ионный проектор, позволяющий наблюдать не только дислокации, но и вакансии, межузельные и примесные атомы в поверхностном слое металла. Образец из тугоплавкого металла в виде проволоки диаметром в сотые доли миллиметра имеет остро заточенное острие с радиусом закругле-

<sup>15</sup> Рис. 132—160 приведены в конце книги

ния 100-3000 Å. Острию сообщают положительный заряд. Молекулы гелия, содержащиеся в небольшом количестве в вакуумной камере проектора, проходя над выступающими атомами острия, ионизируются и под действием поля высокого напряжения улетают к экрану, где дают изображение атомов поверхности острия в виде светлых пятен.

Все методы получения увеличенного изображения кристаллической решетки очень сложны, так как они связаны с необходимостью использовать чрезвычайно большую разрешающую способность приборов и предъявляют ряд ограничений и особых требований к объектам исследования. Поэтому для изучения дислокационной структуры металлов и сплавов, подвергнутых разным обработкам, эти методы, как правило, использовать невозможно.

#### **§ 48. НАБЛЮДЕНИЕ ЛИНИЙ ДЕКОРИРОВАННЫХ ДИСЛОКАЦИЙ В СВЕТОВОМ МИКРОСКОПЕ**

Для наблюдения линий дислокаций и пространственного расположения их в объеме кристалла была разработана техника декорирования дислокаций в прозрачных кристаллах. В кристалл при его выращивании или диффузионным путем вводят примесь, атомы которой притягиваются к дислокациям. При соответствующей термообработке область вокруг линии дислокации оказывается пересыщенной примесью, которая выделяется в виде мельчайших частиц вдоль линии дислокации. Эти непрозрачные частицы, рассеивающие свет, делают видимой линию дислокации, хотя диаметр ее ядра находится за пределами разрешающей способности обычного микроскопа. Таким способом наблюдали дислокации в хлористом натрии, хлористом калии, галоидных соединениях серебра и других кристаллах, прозрачных в видимой части спектра. На рис. 135 показана сетка дислокаций в кристалле хлористого калия, в котором декорирующей примесью было серебро. В кремнии, прозрачном в инфракрасной области спектра, декорированные дислокации наблюдаются в инфракрасном микроскопе. На рис. 136 видны дислокационные петли, генерируемые источником Франка—Рида в кристалле кремния с примесью меди; стартовое положение дислокации здесь не видно, так как оно не попало в фокус при фотографировании.

Метод декорирования дислокаций позволил довольно подробно изучить геометрию дислокационных сеток, форму линий дислокаций (геликоиды, кольца и т.д.) и другие особенности дислокационной структуры в объеме прозрачных кристаллов. Этот метод неприменим к металлическим кристаллам из-за их непрозрачности в лучах видимой и инфракрасной областей спектра. Лишь в стареющих сплавах в световом и электронном микроскопах (на репликах) иногда удается наблюдать линии дислокаций, которые располагались непосредственно под поверхностью шлифа и были декорированы дисперсными частицами, выделившимися из пересыщенного твердого раствора.

## §. 49. МЕТОД ЯМОК ТРАВЛЕНИЯ

При воздействии специально подобранного травителя на полированную поверхность шлифа в местах выхода линий дислокаций на эту поверхность появляются ямки травления. Их появление в местах выхода дислокаций обусловлено тем, что в ядре дислокации свободная энергия повышена и растворение идет быстрее, чем вдали от дислокации. Ядро дислокации действует как центр растворения. Под микроскопом ямка травления становится видна тогда, когда она достигает размеров, на много порядков больше, чем ширина ядра дислокации. Так как в кристалле скорость растворения зависит от направления, то часто, но не всегда, ямки травления имеют четко различимую кристаллографическую огранку. Например, в кристаллах с г.ц.к. решеткой в плоскости  $\{111\}$  ямки травления имеют треугольную форму, а в плоскости  $\{100\}$  — квадратную. При отклонении плоскости шлифа от этих кристаллографических плоскостей треугольники и квадраты искажаются. Если дислокация имеет примесную атмосферу, разница в химическом составе участков у выхода линии дислокации на поверхность шлифа и вне этих участков служит дополнительным фактором, способствующим появлению дислокационных ямок травления.

Главный вопрос, который возникает при использовании метода ямок травления, состоит в том, все ли ямки травления на шлифе являются местами выхода дислокаций и каждая ли дислокация дает ямку при травлении. Центрами растравливания могут служить разные включения, скопления примесей недислокационного происхождения и другие дефекты в решетке. Во многих случаях дислокационное происхождение ямок травления доказано однозначно. Например, в кремнии линии декорированных дислокаций в инфракрасном микроскопе оканчиваются на поверхности ямками травления (если шлиф протравлен специальным травителем). На металлической фольге ниобия, изученной на просвет в электронном микроскопе, также прямо показано соответствие линий дислокаций и ямок травления.

Одно из первых доказательств дислокационного происхождения ямок травления и одновременно одно из первых косвенных экспериментальных доказательств существования дислокаций было получено в 1953 г. при изучении малоугловых границ в германии. Малоугловые границы выявляются на шлифах в виде цепочек ямок травления (рис. 137), каждая из которых должна соответствовать дислокации в стенке дислокаций (см. рис. 104, б). Измеренное на шлифе германия расстояние между ямками травления на границе и расстояние между дислокациями в стенке  $D = \frac{b}{\theta} D$  (см. с. 156), вычисленное по результатам рентгенографического измерения угла разориентировки  $\theta$ , хорошо совпали. Это указывает на правильность дислокационной модели строения

малоугловой границы, а также на дислокационное происхождение ямок травления на ней.

Метод ямок травления используют для оценки плотности дислокаций (по числу ямок травления, приходящихся на единицу площади шлифа) и особенностей распределения дислокаций. Этот метод применительно к металлам следует использовать с большой осторожностью. Травитель может не выявить все дислокации. Необходимо добиться независимости числа ямок от продолжительности травления. Часто травлением выявляются только дислокации, хорошо декорированные примесью. Например, в алюминии обычно используемый травитель на ямки травления выявляет только те дислокации, которые декорированы примесью железа. С другой стороны, случайные включения, дефекты окисной пленки и другие дефекты могут дать свои ямки травления и исказить представление об истинной дислокационной структуре. Для ее установления необходимо применять многократную полировку и повторное травление, чтобы убедиться в повторяемости картины расположения ямок травления. Так как линии дислокаций идут от поверхности шлифа в глубь металла, то при переполировке и повторном травлении расположение ямок травления почти в точности должно воспроизводиться. Следует также иметь в виду, что при электронномикроскопическом просвечивании фольг бериллия и меди было обнаружено сопряжение с одной ямкой травления нескольких дислокаций.

Метод ямок травления внешне кажется весьма простым и заманчивым для металлографа. Но если для каждого конкретного металла и сплава не произвести необходимую подготовительную методическую работу, то можно получить ложное представление о его дислокационной структуре.

Дислокационные ямки травления в металлах можно получить не только при химическом и электролитическом травлении, но и при вакуумном травлении (ускоренном испарении металла в точке выхода дислокации при нагреве в вакууме), окислительном травлении и ионной бомбардировке. При тщательном подборе режима выявления ямок все эти методы дают ценную информацию о дислокационной структуре металлов. Метод ямок травления применяют при изучении литых, отожженных и слабдеформированных металлов. После деформирования высокая плотность дислокаций приводит к такому сильному разъеданию поверхности, что ямки травления сливаются.

При наблюдении в световой микроскоп метод ямок травления применим к металлу, у которого локальная плотность дислокаций должна быть не более  $10^8 \text{ см}^{-2}$ .

Так как в деформированном металле дислокации распределены неравномерно, средняя плотность их не должна превышать  $10^6 - 10^7 \text{ см}^{-2}$ . При наблюдении маленьких ямок травления в электронном микроскопе локальная плотность дислокаций может быть выше, но не более  $10^{10} \text{ см}^{-2}$ .

Метод ямок травления особенно широко используют при исследовании полупроводниковых кристаллов и некоторых галоидных соединений, для которых характерна низкая плотность дислокаций. Этот метод здесь доведен до высокой степени совершенства. Кроме широко распространенных надежных методик определения плотности дислокаций, известны оригинальные опыты по исследованию движения дислокаций. Например, на кристаллах LiF было показано, что в месте выхода дислокации получается ямка травления с пирамидальным дном. Если же дислокация затем уходит в новое положение под действием приложенных напряжений, то повторное травление увеличивает объем покинутой ямки травления и делает ее дно плоским, а на месте нового положения дислокации образуется новая ямка травления с пирамидальным дном (аналогичная картина наблюдалась на железе). По цепочке новых положений ямок травления было изучено перемещение дислокаций в кристаллах LiF и определена их скорость (рис. 138).

## § 50. ПРОСВЕЧИВАЮЩАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ МИКРОСКОПИЯ

Электронные лучи, проходя через тонкую металлическую фольгу, частично дифрагируют на кристаллической решетке, отражаясь от ее атомных плоскостей по закону Вульфа—Брэгга и отклоняясь при этом от направления первичного пучка. Интенсивность пучка лучей, прошедших через фольгу и узкую диафрагму, отсекающую отклоненные лучи, равна разности интенсивностей падающего на фольгу первичного пучка и дифрагированных лучей. Чем больше интенсивность дифрагированных лучей, тем меньше интенсивность пучка, пропущенного диафрагмой и создающего изображение на экране.

На рис. 22 вблизи дислокации вертикальные атомные плоскости изогнуты в противоположные стороны. Поэтому если кристалл в целом отклонен от отражающего положения, то участок справа от дислокации может оказаться ближе к отражающему положению, а слева — дальше от него (или наоборот). Следовательно, через участок кристалла справа от дислокации пройдут в направлении первичного пучка лучи меньшей интенсивности, и в результате на экране получится темное изображение этого участка в виде линий шириной  $50\text{—}200 \text{ \AA}$ . Таким образом, при просвечивании металлической фольги электронными лучами из-за дифракционного контраста возникает изображение искаженного участка решетки, расположенного по одну сторону от краевой дислокации (аналогичным образом выявляются дислокации любой ориентации). Изображение дислокации смещено от ее центра на расстояние примерно равное ширине изображения.

Фольга может быть ориентирована так, что в отражающее положение попадают искаженные области кристалла по обе стороны от центра дислокации и на экране возникает двойное изоб-

ражение. При изменении наклона фольги двойное изображение исчезает и заменяется одинарным.

В зависимости от условий дифракции дислокация может изображаться также пунктирными и волнистыми линиями. Пунктирность и волнистость изображений легко устранить небольшим наклоном фольги.

Изображение краевой дислокации обычно шире, чем винтовой. Ширина изображения дислокации уменьшается с увеличением наклона ее линии к плоскости фольги.

Изображение дислокации совсем исчезает, если фольга ориентирована по отношению к первичному электронному пучку так, что вектор Бюргерса дислокации лежит в отражающей плоскости. Допустим, что электронные лучи по закону Вульфа—Брэгга отражаются от горизонтальных плоскостей (см. рис. 22). Так как расстояние между этими плоскостями вблизи дислокации и вдали от нее одинаково, то одинаков и угол вульф-брэгговского отражения. Следовательно, дислокация не создает дифракционного контраста и не дает изображения на экране микроскопа. Этим пользуются для определения вектора Бюргерса. Изменяя наклон фольги, добиваются исчезновения изображения дислокации (рис. 139). Затем, переключив микроскоп на режим работы электронографа, получают электронограмму и определяют индексы отражающей плоскости, в которой лежит вектор Бюргерса.

Картина с изображением линий дислокаций (рис. 140, *а*) представляет собой проекцию пространственного расположения дислокаций в фольге (рис. 140, *б*) на плоскость экрана. Концевые точки линий, изображающих дислокации (рис. 140, *а*), не являются местами обрыва дислокаций внутри фольги (чего вообще быть не может), а представляют собой точки выхода дислокаций на верхнюю и нижнюю поверхность фольги (рис. 140, *б*) или на одну и ту же поверхность.

Дефект упаковки при просвечивании фольги электронным пучком дает характерную систему светлых и темных полос (рис. 141). Расстояние между полосами и число их зависят от толщины фольги, ее ориентировки и наклона плоскости дефекта упаковки. Изображение полосы дефекта упаковки ограничено с двух сторон темными или светлыми линиями частичных дислокаций и еще с двух сторон — линиями пересечения плоскости дефекта с поверхностями фольги.

Благодаря сравнительно малой ширине изображения нерасщепленных дислокаций просвечивающая электронная (трансмиссионная) микроскопия позволяет изучать металлы и сплавы с локальной плотностью дислокаций до  $10^{12}$  и средней плотностью до  $10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Это единственный метод, который дает возможность наблюдать отдельные дислокации и распределение их в сильно наклепанном металле.

Фольга для исследования дислокационной структуры должна быть прозрачной для электронов и поэтому иметь толщину не

более 0,5 мкм. Чем больше атомный номер элемента, тем сильнее он поглощает электроны и тем тоньше должна быть фольга. Обычная ее толщина 0,1—0,2 мкм. Такую фольгу получают электролитической или химической полировкой катаной фольги толщиной 0,02—0,3 мм или тонкой пластинки, вырезанной из исследуемого массивного материала. Необходимую по роду исследования окончательную механическую и термическую обработку удобно проводить на катаной фольге перед ее окончательным утонением. Если же окончательной обработке подвергнуть массивный материал, то необходимо очень осторожно вырезать из него образец, чтобы случайной деформацией не исказить дислокационную структуру. По этой же причине следует осторожно обращаться с готовой фольгой.

Недостаток метода просвечивающей электронной микроскопии — возможность перераспределения дислокаций и уменьшения их плотности при утонении фольги. Винтовые дислокации особенно склонны к уходу поперечным скольжением к свободной поверхности. Потеря и перераспределение дислокаций слабо проявляются в образцах с высокой плотностью дислокаций. Для предотвращения перераспределения дислокаций перед изготовлением фольги образец облучают потоком быстрых нейтронов или же закрепляют дислокации выделением на них дисперсных частиц при старении. Но и без этих мер предосторожности перераспределение дислокаций в процессе утонения фольги, как правило, не изменяет общего характера дислокационной структуры.

Большие возможности сулит применение высоковольтных микроскопов с ускоряющим напряжением 1000 кВ вместо обычных 100 кВ, что позволяет просвечивать фольги толщиной в несколько микрометров.

В отличие от специфических методов, в которых получают увеличенное изображение решетки (см. § 47), рассмотренный метод, основанный на использовании дифракционного контраста, несравненно более прост. Он не связан с необходимостью получать громадные разрешения, чтобы наблюдать отдельные атомные плоскости. Этот метод, впервые примененный в 1956 г., оказался весьма универсальным, и в настоящее время с его помощью физики и металловеды получают основную информацию о дислокационной структуре металлов и сплавов.

Методом просвечивания металлических фольг изучают форму линий дислокаций, образование порогов, диполей, геликоидов, петель и т.д. Он позволяет получить сведения о распределении дислокаций в объеме фольги, выявить дислокационную сетку и форму ее узлов, сплетения и нагромождения дислокаций, наклонные границы субзерен и границы кручения, парные дислокации в сверхструктуре и т.д. На рис. 142—156 приведены некоторые типичные примеры дислокационной структуры.

Просвечивание фольг позволяет изучать взаимодействие дислокаций между собой и с дисперсными включениями, поведение

дислокаций в поле приложенных к фольге напряжений. Можно наблюдать и фиксировать на киноплёнку перераспределение дислокаций при нагревании и деформировании фольги непосредственно в электронном микроскопе.

Просвечивающая электронная микроскопия позволяет определять основные количественные характеристики дислокационной структуры: вектор Бюргера отдельных дислокаций, плотность дислокаций, ширину растянутых дислокаций, размеры субзерен, углы их разориентировки, энергию дефектов упаковки (см. § 38) и др.

Важнейшая из этих характеристик — плотность дислокаций  $\rho$ . Наиболее просто ее можно определить по числу точек выхода дислокаций на единицу поверхности фольги. Это число нужно уменьшить вдвое, так как на электрономикроскопическом изображении видны места выхода дислокаций на нижнюю и верхнюю поверхность фольги (см. рис. 140). Такой метод определения  $\rho$  не требует измерения толщины фольги и учета локальных поворотов дислокаций во время ее утонения. Однако с его помощью трудно измерить  $\rho > 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ . Поэтому чаще используют способ измерения плотности дислокаций, как отношения суммарной длины дислокационных линий  $L$  к объему фольги.

При изотропном распределении дислокаций

$$L = \frac{4}{\pi} L_n \quad (74)$$

где  $L_n$  — суммарная длина проекций дислокационных линий, непосредственно измеряемая на электрономикроскопических снимках. Для измерения  $L_n$  используют метод секущих. На снимках определяют число пересечений дислокаций  $n$  со случайными секущими длиной  $L_0$  на площади  $S$ . Так как

$$L_n = \frac{\pi n S}{2 L_0},$$

то

$$\rho = \frac{L}{Sh} = \frac{2n}{L_0 h}, \quad (75)$$

где  $h$  — толщина фольги, измеряемая в специальных опытах.

Такой способ определения плотности дислокаций можно использовать вплоть до  $\rho = 10^{11}—10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Его основные недостатки — занижение  $\rho$  из-за локальных поворотов дислокаций в фольге, которое может достигать 20%, а также необходимость измерять толщину фольги.

При однородном распределении дислокаций подсчитанная по формуле (75) плотность дислокаций получается примерно вдвое большей, чем при подсчете числа точек выхода дислокаций на поверхность фольги.

Оба метода определения плотности дислокаций должны учитывать дифракционные условия съемки. От этих условий зависит



доля невидимых дислокаций, а в рассчитанную величину  $\rho$  должна вводиться соответствующая поправка.

Линейный размер субзерен определяют на электронномикроскопических снимках методом секущих. Для измерения угла разориентировки соседних субзерен с каждого из них снимают микроэлектронограмму.

По размеру субзерен  $d$  (см) и углу их разориентировки  $\theta$  (радиан) определяют плотность дислокаций с вектором Бюргерса  $b$  (см), образующих малоугловые границы:

$$\rho_{cp} = K \frac{\theta}{bd},$$

где  $K$  — коэффициент, зависящий от формы субзерен.

При наличии субграниц общая плотность дислокаций равна сумме плотностей дислокаций в объеме субзерен  $\rho$  и в их границах  $\rho_{гр}$ .

Рентгеновская топография, использующая тот же эффект дифракционного контраста, что и просвечивающая электронная микроскопия, также позволяет наблюдать отдельные дислокации. Но из-за большой ширины изображений дислокаций (до 5 мкм) она применима лишь к монокристаллам с плотностью дислокаций не выше  $10^6 \text{ см}^{-2}$ . Поэтому данный метод нельзя сколько-нибудь широко использовать для изучения дислокационной структуры металлов и сплавов в разных состояниях.

Экспериментальное выявление дислокаций разными методами убедительно показало, что большая часть предсказанных теорией схем, которые на первый взгляд могут показаться абстрактными и оторванными от «живого» металла, действительно реализуется в кристаллах. Теория и эксперименты показывают, что поведение дислокаций, точечных и поверхностных дефектов весьма разнообразно и часто очень сложно.

Однако уже сейчас теория дефектов кристаллической решетки позволяет правильно объяснить важнейшие процессы и явления в металлах и сплавах, а во многих случаях — предсказать их поведение и свойства.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Амелинкс С. Методы прямого наблюдения дислокаций. М., «Мир», 1968. 440 с. с ил.  
Электронная микроскопия тонких кристаллов. М., «Мир», 1968. 574 с. с ил. Авт.: П. Хирш, А. Хови, Р. Николсон, Д. Пэшли, М. Уэлан.  
Утевский Л. М. Дифракционная электронная микроскопия в металловедении. М., «Металлургия», 1973. 583 с. с ил.  
Автоионная микроскопия. Под ред. Дж. Репа и С. Ранганатана. М., «Мир», 1971. 270 с. с ил.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИЕ ИНДЕКСЫ ПЛОСКОСТЕЙ И НАПРАВЛЕНИЙ В КУБИЧЕСКОЙ И ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ РЕШЕТКАХ

#### Кубическая решетка

Пространственную ориентацию кристаллографических плоскостей и направлений (атомных слоев и рядов) определяют по отношению к кристаллографическим осям. Начало координат помещают в одной из вершин элементарной ячейки; кристаллографические оси проходят через ее ребра. Ось  $+x$  принимают направленной из начала координат в сторону наблюдателя, ось  $+y$  — по горизонтали вправо, а ось  $+z$  — вертикально вверх (рис. 157).

Положение плоскости в пространстве однозначно определяется отрезками, отсекаемыми ею на координатных осях. За единицу измерения вдоль каждой кристаллографической оси принимают период решетки в направлении этой оси, т.е. длину ребра элементарной ячейки  $a$  (рис. 157, а). Например, заштрихованные плоскости отсекают по осям  $x, y, z$  отрезки величиной 1,1,1 (рис. 157, а), 1, 1,  $\infty$  (рис. 157, б), 1,  $\infty, \infty$  (рис. 157, в), 1, 1,  $1/2$  (рис. 157, г) и 1, 2, 1 (рис. 157, д).

Чтобы при математических операциях не иметь дела с бесконечностями, а также с дробными числами, используют величины, обратные отрезкам, отсекаемым плоскостью на кристаллографических осях, причем отношение этих величин приводят к отношению трех наименьших целых чисел. Совокупность трех таких чисел ( $hkl$ ), заключенную в круглые скобки и характеризующую ориентацию данной плоскости по отношению к кристаллографическим осям, называют индексами плоскости (*индексами Миллера*). Заштрихованные плоскости на рис.157 имеют следующие индексы:

$\left(\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{1}\right) = (111)$ ,  $\left(\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{1}{\infty}\right) = (110)$ ,  $\left(\frac{1}{1}\frac{1}{\infty}\frac{1}{\infty}\right) = (100)$ ,  $\left(\frac{1}{1}\frac{1}{1}\frac{2}{1}\right) = (112)$  и  $\left(\frac{1}{1}\frac{2}{1}\frac{1}{1}\right) = (212)$ . Кристаллографические индексы в скобках читают как «один, один, один», «один, один, ноль» и т.д.

Если плоскость пересекает кристаллографические оси в области отрицательных значений координат, то над соответствующими индексами ставят знак минус. Например, на рис. 157, а плоскость, проходящая через точки  $HFC$ , имеет индексы  $(1\bar{1}\bar{1})$ , а проходящая через точки  $ACH$   $(\bar{1}\bar{1}1)$ .

Определенный набор индексов, например (110), характеризует ориентировку в пространстве не единственной плоскости, а всего семейства параллельных плоскостей по одну сторону от начала координат. Например, если на рис. 157, б параллельно заштрихованной плоскости (110) изобразить

плоскости, отсекающие на осях  $x$  и  $y$  отрезки в два или три периода решетки, т.е. плоскости  $\left(\frac{1}{2}\frac{1}{2}\frac{1}{\infty}\right)$

и  $\left(\frac{1}{3}\frac{1}{3}\frac{1}{\infty}\right)$ , то обе они будут относиться к семейству параллельных плоскостей (110).

Если у всех индексов переменить знак на обратный, например,  $(\bar{1}\bar{1}0)$  вместо (110), то новые индексы будут характеризовать ориентировку того же семейства параллельных плоскостей, но расположенных по другую сторону от начала координат. Так как начало координат выбирают произвольно, то индексы ( $hkl$ ) и  $(\bar{h}\bar{k}\bar{l})$  всегда относятся к одному и тому же семейству параллельных плоскостей. В том случае, когда плоскость проходит через выбранное начало координат, для определения ее индексов следует перенести начало координат в другую

вершину элементарной ячейки или рассмотреть соседнюю плоскость, параллельную первой.

Непараллельные плоскости, имеющие одинаковое атомное строение, кристаллографически эквивалентны. Например, кристаллографически эквивалентны непараллельные плоскости  $(100)$ ,  $(010)$  и  $(001)$ . Вместе с параллельными им плоскостями  $(\bar{1}00)$ ,  $(0\bar{1}0)$  и  $(00\bar{1})$  они образуют куб. Совокупность шести кристаллографически эквивалентных плоскостей (граней) куба обозначают индексами какой-нибудь одной плоскости (граней), заключенными в фигурные скобки, например индексами  $\{100\}$  или  $\{001\}$  и т.д. Совокупность восьми кристаллографически эквивалентных плоскостей октаэдра —  $(111)$   $(\bar{1}\bar{1}1)$   $(1\bar{1}\bar{1})$   $(\bar{1}1\bar{1})$   $(\bar{1}\bar{1}\bar{1})$   $(1\bar{1}\bar{1})$   $(\bar{1}\bar{1}1)$   $(\bar{1}1\bar{1})$  — обычно обозначают индексами  $\{111\}$ . Совокупность всех двенадцати плоскостей ромбического додекаэдра обычно обозначают индексами  $\{110\}$

Плоскости куба  $\{100\}$ , октаэдра  $\{111\}$  и ромбического додекаэдра  $\{110\}$  все время встречаются при анализе дефектов в кубических решетках. Плоскости с большими численными значениями индексов имеют очень малую плотность упаковки атомов и очень малые межплоскостные расстояния. Плоскости, у которых численные значения индексов превышают 3, редко рассматривают.

Ориентация прямой однозначно определяется координатами двух ее точек. Если выбрать из семейства параллельных прямых ту, что проходит через начало координат, или же перенести параллельно самой себе прямую в начало координат, то направление прямой определится координатами любой ее точки. За единицу измерения по каждой кристаллографической оси выбирают период решетки. Полученные значения координат точки приводят к отношению трех наименьших целых чисел. Эти числа, заключенные в квадратные скобки, являются индексами данного направления и всего семейства параллельных направлений  $[uvw]$ . Например, кристаллографические оси имеют индексы  $[100]$ ,  $[010]$  и  $[001]$  (рис. 158). Отрицательное значение координат отмечают знаком минус над соответствующими индексами. При перемене знака всех индексов на обратный получаем направление, противоположное исходному, например  $[0\bar{1}0]$  вместо  $[010]$  на рис. 158.

Совокупность непараллельных кристаллографически эквивалентных направлений обозначают индексами одного из направлений, заключенными в ломаные скобки. Например, совокупность шести направлений ребер куба  $[100]$ ,  $[010]$ ,  $[001]$ ,  $[\bar{1}00]$ ,  $[0\bar{1}0]$ ,  $[00\bar{1}]$  обозначают индексами  $\langle 100 \rangle$  или  $\langle 001 \rangle$  и т.д. Совокупность всех направлений диагонали грани куба можно обозначить индексами  $\langle 110 \rangle$ , а совокупность всех направлений пространственной диагонали куба — индексами  $\langle 111 \rangle$ .

Таким образом, для определения индексов плоскости необходимо:

- 1) найти отрезки, отсекаемые плоскостью на кристаллографических осях, приняв за единицу измерения период решетки;
- 2) взять обратные значения этих чисел;
- 3) привести отношение полученных величин к отношению трех наименьших целых чисел;
- 4) заключить полученные три числа в круглые скобки, если указывается определенное семейство параллельных плоскостей, или в фигурные скобки, если требуется обозначить совокупность всех кристаллографически эквивалентных плоскостей.

Для определения индексов направления необходимо:

- 1) из семейства параллельных направлений выбрать направление, проходящее через начало координат, или перенести направление параллельно самому себе в начало координат;
- 2) определить координаты любой точки этого направления, приняв за единицу измерения период решетки;
- 3) привести отношение полученных величин к отношению трех наименьших целых чисел;
- 4) заключить полученные три числа в квадратные скобки, если указывается определенное семейство параллельных направлений, или в ломаные скобки, если

требуется обозначить совокупность всех кристаллографически эквивалентных направлений.

Следует предостеречь читателя от часто встречающейся ошибки — стремления взять обратные значения координат точки при определении индексов направления. Полезно также помнить, что в кубической решетке (и только в кубической!) индексы направления, перпендикулярного плоскости  $(hkl)$ , всегда точно такие же, как и у плоскости, т.е.  $[hkl]$ . Например, плоскости куба  $(010)$  перпендикулярно ребро  $[010]$ .

### Гексагональная решетка

В гексагональной решетке начало координат помещают в центр основания элементарной ячейки (рис. 159). Кристаллографические оси  $x$  и  $y$  проходят из этого центра через вершины шестиугольного основания элементарной ячейки, располагаясь под углом  $120^\circ$  одна к другой, а ось  $z$  является вертикальной осью гексагональной призмы. За единицу измерения вдоль осей  $x$  и  $y$  принимают период решетки  $a$ , а вдоль оси  $z$  — период  $c$ .

В гексагональной решетке, как и в кубической, индексами Миллера плоскости являются приведенные к наименьшим целым числам величины, обратные отрезкам, отсекаемым плоскостью на трех кристаллографических осях. Например, плоскость базиса элементарной ячейки, параллельная осям  $x$  и  $y$  и отсекающая на оси  $z$  отрезок в один период решетки, имеет индексы  $\left(\frac{1}{\infty} \frac{1}{\infty} \frac{1}{1}\right)$  т.е.  $(001)$ .

Передняя вертикальная грань призмы, отсекающая на оси  $x$  отрезок в один период решетки и параллельная осям  $y$  и  $z$ , имеет индексы  $\left(\frac{1}{1} \frac{1}{\infty} \frac{1}{\infty}\right)$ , т.е.  $(100)$ . Заштрихованная боковая грань призмы, отсекающая на осях —  $x$  и  $y$  отрезки в один период решетки и параллельная оси  $z$ , имеет индексы  $\left(\frac{\bar{1}}{1} \frac{1}{1} \frac{1}{\infty}\right)$ , т.е.  $(\bar{1}10)$ .

Рассмотренные плоскости призмы  $(100)$  и  $(\bar{1}10)$  структурно эквивалентны, но они не имеют подобных индексов Миллера. Это неудобно, так как по сочетанию трех индексов нельзя сразу сказать, являются ли непараллельные плоскости (а также направления) структурно эквивалентными. Поэтому чаще пользуются четырехиндексной системой *Миллера—Браве*.

В плоскости базиса проводят дополнительную ось  $u$ , расположенную под углом  $120^\circ$  к осям  $x$  и  $y$ . Направление —  $u$  находится между направлениями  $+x$  и  $+y$ . Дополнительный индекс  $i$  определяют точно так же, как и индексы Миллера, и ставят на третьем месте  $(hkil)$ .

Положение плоскости в пространстве полностью задается тремя индексами. Поэтому новый индекс является зависимым, а именно он равен сумме первых двух с обратным знаком:  $i = -(h + k)$ . Для проверки правильности написания индексов плоскости индекс  $i$  можно не вычислять, а определять одновременно с другими индексами по величине, обратной отрезку, отсекаемому на оси  $u$ .

Например, передняя вертикальная грань призмы имеет индексы Миллера—Браве  $\left(\frac{1}{1} \frac{1}{\infty} \frac{\bar{1}}{1} \frac{1}{\infty}\right)$ , т.е.  $(10\bar{1}0)$ , а боковая заштрихованная грань — индексы  $\left(\frac{\bar{1}}{1} \frac{1}{1} \frac{1}{\infty} \frac{1}{\infty}\right)$ , т.е.  $(\bar{1}100)$ . При четырехиндексной

системе индексы по-разному ориентированных структурно эквивалентных плоскостей получают перестановкой и переменой знака первых трех индексов. Вся совокупность таких плоскостей обозначают заключенными в фигурные скобки индексами любой из плоскостей. Например, структурно эквивалентные плоскости призмы 1-го рода имеют индексы  $\{\bar{1}100\}$ , а плоскости призмы 2-го рода — индексы  $\{11\bar{2}0\}$  [плоскость с индексами  $(11\bar{2}0)$  на рис. 159 проходит через штрихпунктирные отрезки]. Плоскости пирамиды 1-го рода имеют индексы  $\{10\bar{1}1\}$ , а 2-го рода  $\{11\bar{2}2\}$ .

Для определения индексов направлений в гексагональной решетке также чаще используют четырехиндексную систему. Для этого направление переносят параллельно самому себе в начало координат и из любой его точки опускают перпендикуляры на четыре кристаллографические оси. Например, координатами точки  $q$  на рис. 160 по осям  $x$ ,  $y$ ,  $u$  и  $z$  являются отрезки  $-\frac{1}{2}$ ,  $1$ ,  $-\frac{1}{2}$  и  $0$  (ось  $z$  перпендикулярна плоскости чертежа). Соответственно направление  $+y$  имеет индексы  $[\bar{1}2\bar{1}0]$ . Шесть структурно эквивалентных направлений  $+x$ ,  $-x$ ,  $+y$ ,  $-y$ ,  $+u$ ,  $-u$  имеют индексы  $\langle\bar{1}2\bar{1}0\rangle$  или  $\langle2\bar{1}\bar{1}0\rangle$  и т.д.

Точка  $r$  имеет координаты  $+\frac{3}{2}$ ,  $0$ ,  $-\frac{3}{2}$  и  $0$ . Направление, проходящее через эту точку и начало координат, имеет индексы  $[10\bar{1}0]$ . Соответствующие структурно эквивалентные направления можно обозначить индексами  $\langle10\bar{1}0\rangle$  или  $\langle1\bar{1}00\rangle$  и т.д.

## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

<b>А</b>		Дефект точечный:	
Атмосфера на дислокации:		комплекс	22
конденсированная	139	миграция	19
Коттрелла	137	сток	22, 170
насыщенная	139	энергия образования	16
разбавленная	139	ядро	15
Снука	140	Дефект упаковки:	
Сузуки	141	внедрения	80
Атом:		вычитания	80
внедрения	11	перетяжка	117
замещения	11	энергия	81
межузельный	11	Дивакансия	22
<b>Б</b>		Дислокация:	
Бипирамида стандартная	109	аннигиляция	68
Блоки	144	вершинная	107
Бюргера вектор	53	взаимодействие упругое	65, 69
— контур	53	винтовая	41
<b>В</b>		левая	44
Вакансия:		правая	44
захлопывание диска	145	встречи	106
комплекс тетраэдрический	24	выгибание	64
механизм образования по Френкелю	21	геликоидальная	142
----- Шоттки	21	движение консервативное	37
примесная	25	неконсервативное	40
структурная	25	двойникующая	119
тепловая	25	декорирование	187
энергия миграции	20	диполь	131
<b>Г</b>		единичная	71
Гантель	25	зернограничная	167
Граница:		внутренняя	168
Антифазная	121	клубок	148
Блочная	156	краевая	32
Высокоугловая	155	отрицательная	33
— модель аморфной прослойки	161	положительная	33
— островковая	161	лес	124
— переходной решетки	161	Ломер—Коттрелла	107
Глейтера—Чалмерса	166	нагромождение	176
дислокационная	156	натяжение линейное	61
Кронберга—Вильсона	162	неполная	72
Кручения	155	несоответствия	144
Малоугловая	155	парная	122
Наклонная	155	перегиб	127, 175
Несимметричная	156	переползание	39
Симметричная	156	отрицательное	39
Особая	162	положительное	39
произвольная	163	перерезание частиц	181
скользящая	158	пересечение	124
совпадения	162	петля	50
специальная	163	плотность	148
субзерпная	156	полная	72
энергия	158	полузакрепленная	102
<b>Д</b>		призматическая	50
Дефекты (несовершенства) решетки:		размножение	149
линейные	9	растянутая	93
объемные	9	расщепленная	93
поверхностные	9	реакция	73
рекомбинация	22	решеточная	167
		R-дислокация	146, 153
		сверхструктурная	122
		сетка	146
		сидячая	102

сила отталкивания	66, 69	межузельный	130
--- притяжения	66, 69	растянутый	133
скольжение	37, 44, 52	составной	129
--- поперечное	47, 52, 116	элементарный	129
--- двойное	47, 52	Правило квадратов	73
--- локальное	180	Пустота октаэдрическая	12
--- множественное	47	— тетраэдрическая	11
скользящая	102		
скопление плоское	176	<b>Р</b>	
скорость скольжения	38	Размерное несоответствие	136
смешанная	48	Решетка совпадения	162
сплетение	148	— узлов совпадения	162
стенка	67, 145		
структурная	144	<b>С</b>	
ступенька	40	Сверхрешетка	162
торможение	172	Сегмент повторяемости	165
характерная	72	Сила трения	172
частичная	72	Снука эффект	140
--- Франка	101	Ступенька зернограничная	169
--- Шокли	92	— совершенная	170
ширина	95, 173	— чистая	170
энергия	59	Субзерно	144
эпитаксиальная	144		
ядро	32	<b>Т</b>	
Диффузия:		Томпсона стандартный тетраэдр	103
вакансионный механизм	21	Трансляция тождественная	71
вытеснением	20	Тривакансия	23
<b>К</b>		<b>У</b>	
Коэффициент компактности	11, 12, 13	Узел дислокаций:	
Краудион	26	растянутый	147
Кристалл:		стянутый	148
идеальный	9	Узел совпадения	162
реальный несовершенный	10	Упаковка плотнейшая	74
— совершенный	10		
Кронберга–Вильсона соотношение	162	<b>Ф</b>	
		Франка критерий	73
		Франка—Рида источник:	
<b>Л</b>		конический	152
Лагуна	24	плоский	152
Ломер—Коттрелла барьер	176	пространственный	152
		спиральный	152
<b>М</b>			
Моновакансия	22	<b>Э</b>	
Миллера индексы	194	Экстраплоскость	32
Миллера—Браве индексы	196	Эпитаксия	144
Мощность вектора Бюргерса	57		
Муара эффект	186	<b>Я</b>	
		Ямка травления	188
<b>Н</b>			
Напряжение критическое скалывающее	34		
<b>О</b>			
Орована механизм	180		
<b>П</b>			
Пайерлса—Набарро сила	172		
— напряжение	172		
Плотность узлов совпадения	162		
Полигонизация	159		
Полюсный механизм роста двойника	121		
Порог на дислокации:			
вакансионный	130		
длинный	129		
короткий	129		

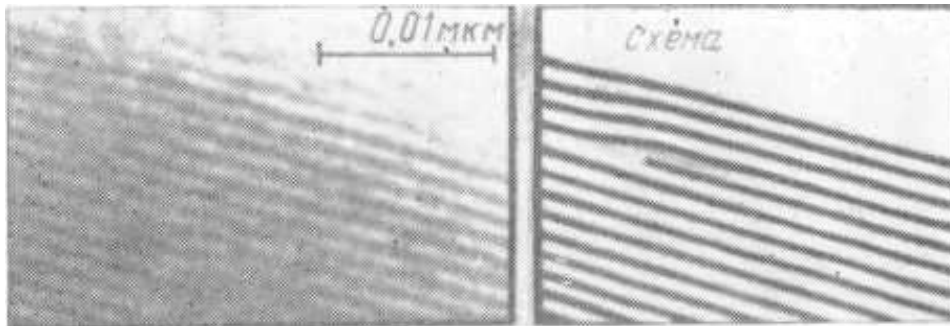


Рис. 132. Краевая дислокация в кристалле фталоцианина платины (Ментер)

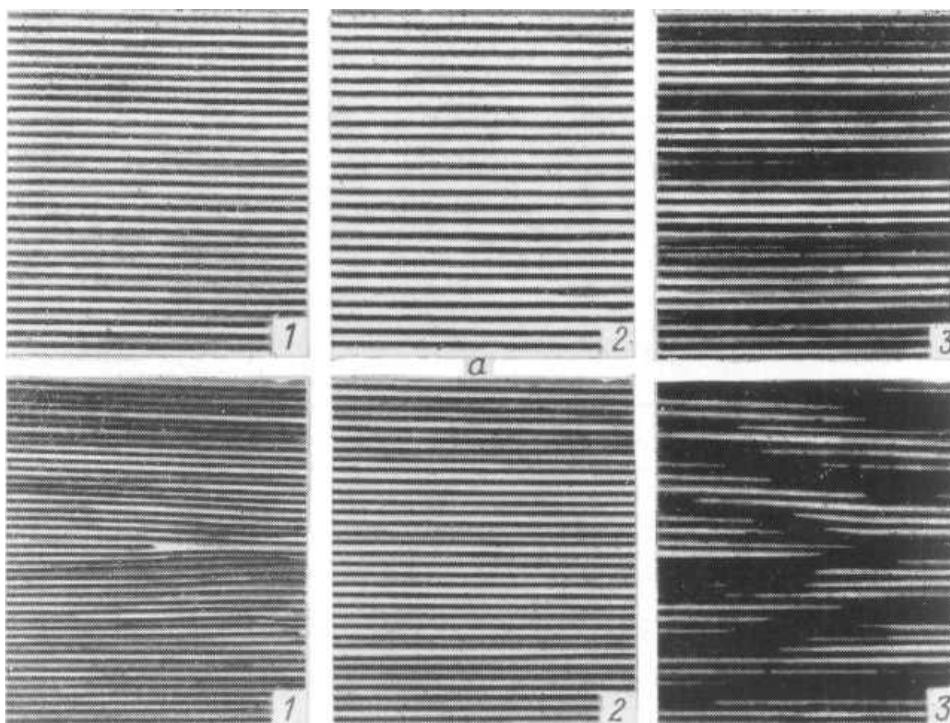


Рис. 133. Схема образования картины муара (3) при наложении одного семейства параллельных плоскостей (1) на другое (2):  
*a* — оба семейства плоскостей не имеют дефектов; *б* — в одном из семейств плоскостей (1) имеется экстраплоскость



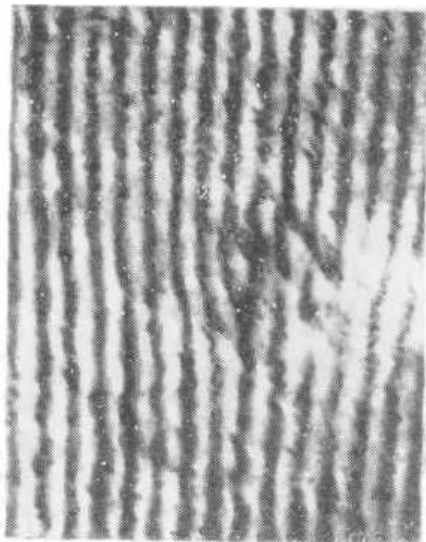


Рис. 134. Картина муара от монокристаллической пленки меди, осажденной на пленке золота.  $\times 3\,000\,000$  (Бассет, Менгер, Пэшли). В центре видна дислокация, находящаяся в одной из пленок (ср. с рис. 51, а)

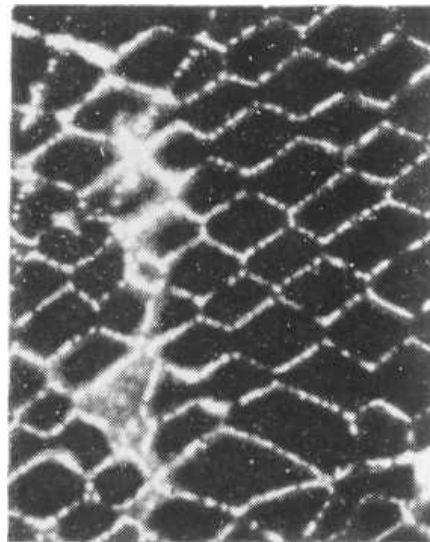


Рис. 135. Сетка дислокаций в пластинке KCl  $\times 600$  (Амелинкс). Для декорирования дислокаций частицами серебра в расплав KCl было добавлено небольшое количество AgCl; кристалл KCl был нагрет до  $700^\circ\text{C}$  и медленно охлажден до  $20^\circ\text{C}$

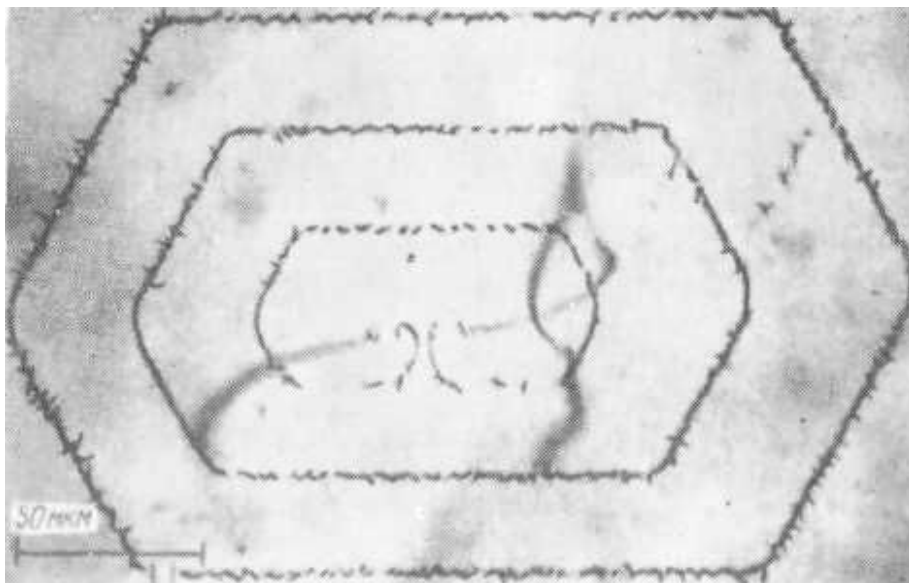


Рис. 136. Дислокационные петли от источника Франка — Рида в пластинке кремния (Дэш). Для декорирования дислокации выделениями меди кристалл кремния был нагрет в контакте с медью до  $900^\circ\text{C}$  и затем охлажден до  $20^\circ\text{C}$ . Снимок сделан в инфракрасном свете (ср. с рис. 108)

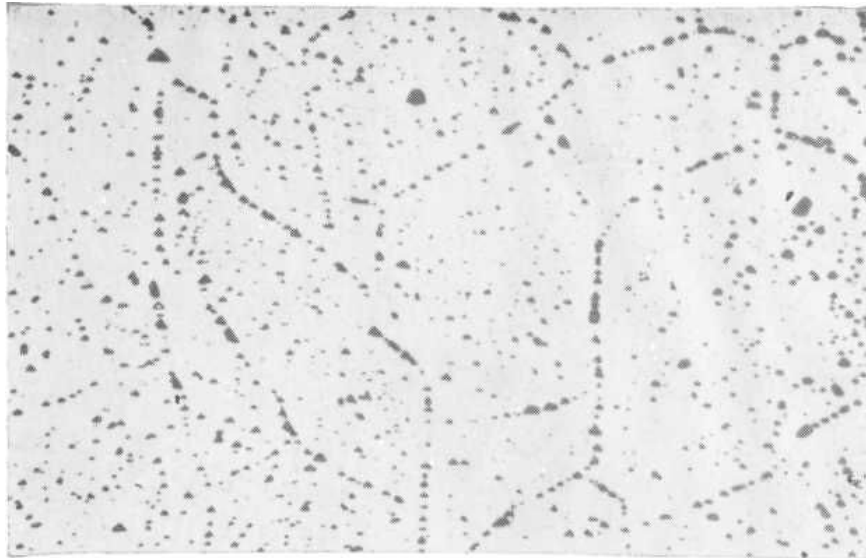


Рис. 137. Ямки травления вдоль малоугловых границ в монокристалле алюминия, полученном вытягиванием из расплава.  $\times 70$ . Травитель: 50% HCl, 47% HNO<sub>3</sub>, и 3% HF

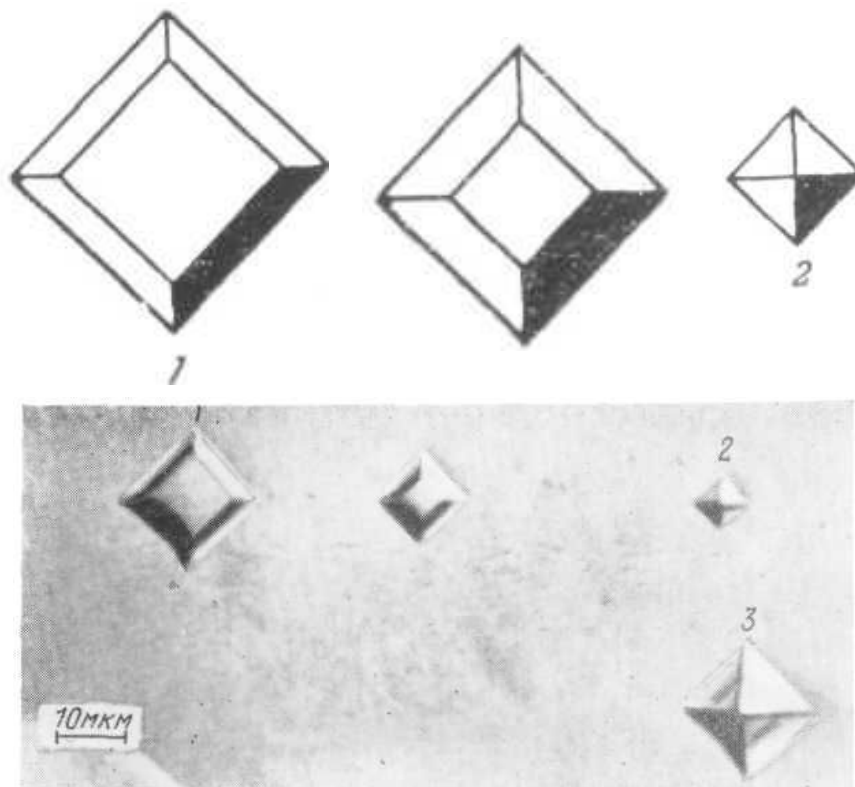


Рис. 138. Ямки травления на шлифе LiF после тоекратного травления (Гилман и Джонстон):

1 — большая плоскодонная ямка, покинутая дислокацией А; ямка указывает на положение, которое дислокация А занимала при первом травлении; 2 — малая пирамидальная ямка в месте выхода дислокации А на поверхность шлифа в момент третьего травления; 3 — большая пирамидальная ямка связана с дислокацией Б, не изменявшей своего положения в период между первым и третьим травлениями

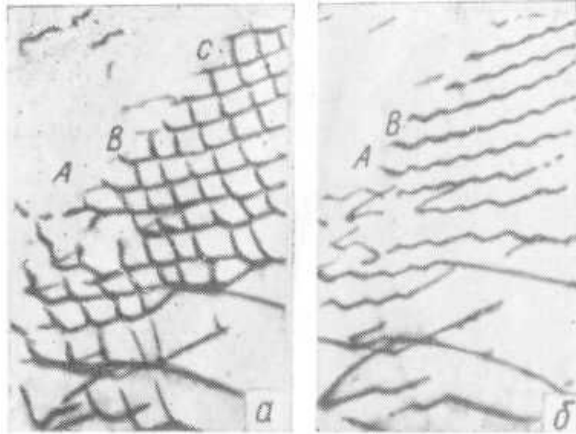


Рис. 139. Сетка дислокаций в кремнистом железе (3% Si) при двух разных наклонах фольги по отношению к электронному пучку.  $\times 30\ 000$  (Гриффитс и Рилей):

а — видны дислокации А, В и С с векторами Бюргера  $\frac{a}{2}[\bar{1}11]$ ,

$a[010]$  и  $\frac{a}{2}[\bar{1}1\bar{1}]$  соответственно;

б — дислокации С не видны

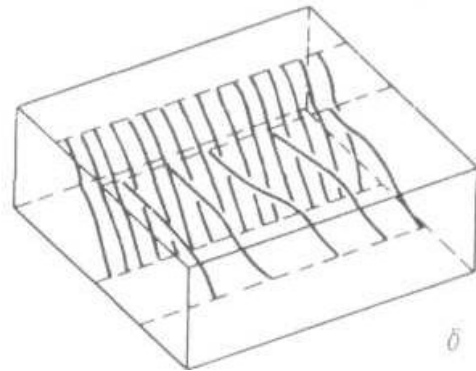
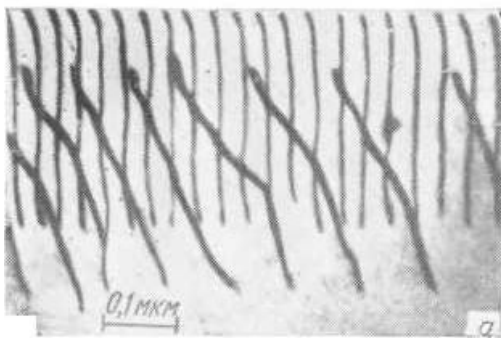


Рис. 140. Два ряда дислокаций в фольге толщиной 2000 Å (Хал):

а — изображение дислокаций (темные линии), полученное в просвечивающем электронном микроскопе; б — пространственная схема показывает, что каждая дислокация проходит от одной поверхности фольги к другой

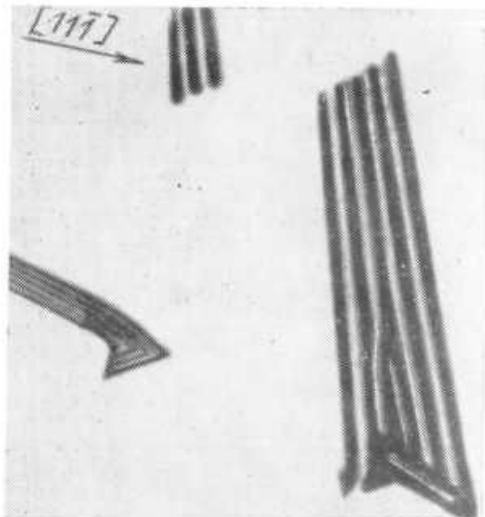


Рис. 141. Дефекты упаковки в сплаве Со — 30% (ат.) Ni.  $\times 60\ 000$  (Лоретто)

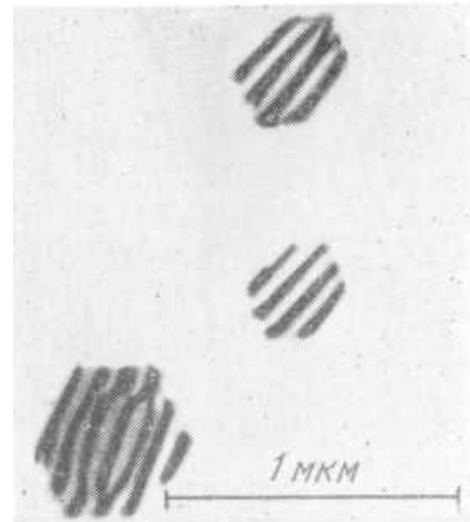


Рис. 142. Шестиугольные петли дислокаций с дефектами упаковки внутри них, образовавшиеся в закаленном алюминии при захлопывании дисков вакансий (Эдингтон и Смоллмен) (ср. с рис.110)

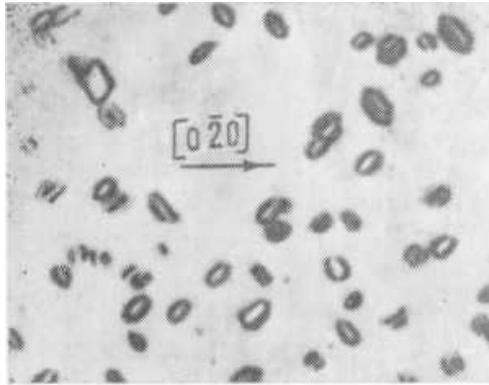


Рис. 143. Дислокационные петли в закаленном алюминии, образовавшиеся при захлопывании дисков вакансий.  $\times 30\,000$  (Лоретто, Кларсбрух и Хамбль). Более 95% петель — это дислокация Франка  $\frac{a}{2}\langle 111 \rangle$ . Из-за малых размеров петель характерный контраст от дефекта упаковки внутри них не проявляется

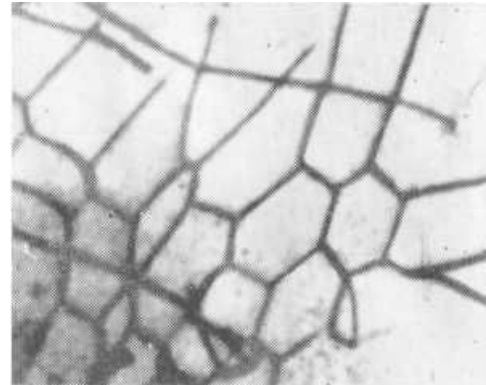


Рис. 144. Дислокационная структура сплава железа с 0,25% С, медленно охлажденного с  $900^\circ\text{C}$  и испытанного на усталость при низких напряжениях.  $\times 36\,000$  (Мак-Грэн и Брэтина). Видна правильная сетка дислокации, которая, вероятно, образовалась в феррите при термообработке и частично сохранилась ненарушенной после, испытаний на усталость (ср. с рис. 105)

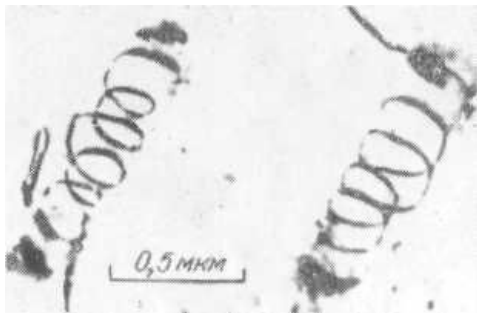


Рис. 145. Геликоидальные дислокации в сплаве Al — 6,5% Mg, закаленном с  $550^\circ\text{C}$  и состаренном при  $100^\circ\text{C}$  (Айкуль и Томас)

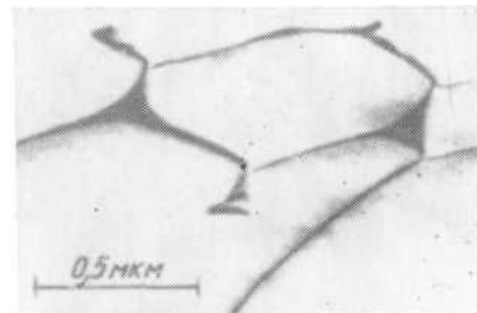


Рис. 146. Растянутые и стянутые узлы дислокационной сетки в сплаве Cu — 8% Al (Хови и Шван) (ср. с рис. 107)

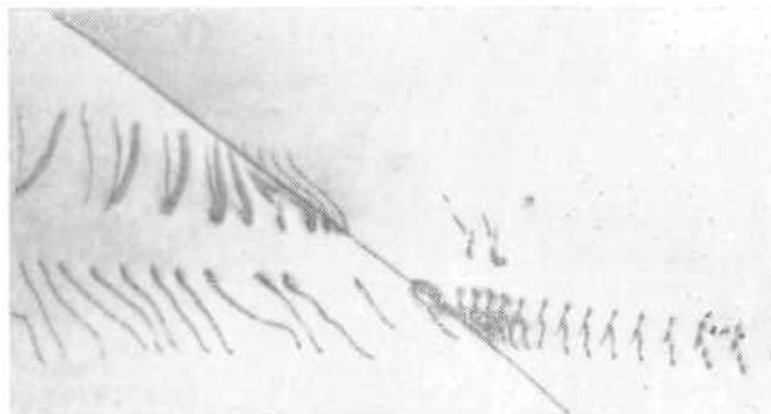


Рис. 147. Плоские скопления дислокаций в сплаве Ni - 15% Mo.  $\times 22\,500$

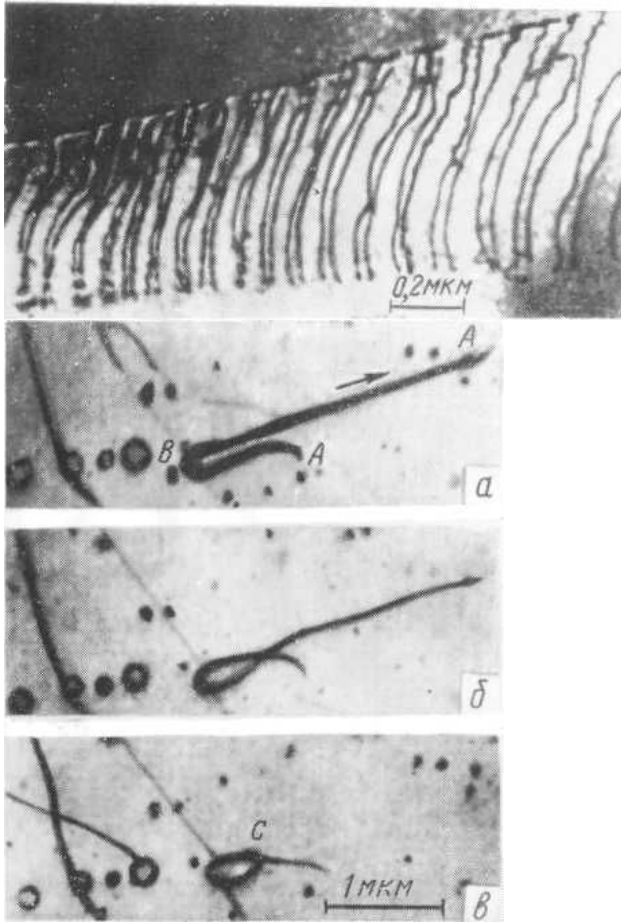


Рис. 149. Образование вытянутой петли сидячей дислокации (б) из дислокационного диполя (а, б) в базисной плоскости кадмия при  $-110^{\circ}\text{C}$  (Прайс): А — участки с винтовой ориентацией; В — длинный порог; С — петля, образовавшаяся при  $-110^{\circ}\text{C}$ ; остальные петли образовались при другой температуре испытания. Стрелкой указано направление движения дислокации (ср. с рис. 97)

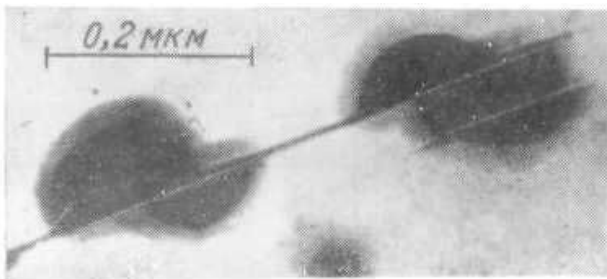


Рис. 148. Парные дислокации в плоском скоплении дислокаций в нихроме 80/20 с добавкой 7,5% (ат.) Al (Глейтер и Хорнбоген)



Рис. 150. Выгибание дислокаций (А) между частицами  $\eta'$ -фазы в сплаве Al — 0,2% Au, деформированном на 5% после старения при  $200^{\circ}\text{C}$  в течение 60 ч.  $\times 64\ 000$  (Хеймендаль). Частицы  $\eta'$  диаметром 120 — 370 Å выделились из алюминиевого раствора и являются промежуточной фазой между этим раствором и стабильной  $\eta$ -фазой ( $\text{Al}_2\text{Au}$ ) (ср. с рис. 127)

Рис. 151. Перерезанные дислокациями зоны, образовавшиеся в растворе при старении нихрома 80/20 с добавкой 7,5% (ат.) Al (Глейтер и Хорнбоген). Через каждую зону в плоскости сдвига прошла серия дислокаций (ср. с рис. 129)

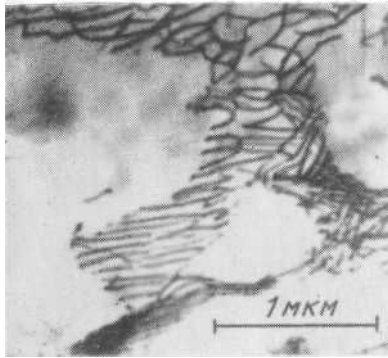


Рис. 152. Сетка дислокаций по границам субзерен, образовавшаяся при ползучести никеля (Ричардсон, Селлерс и Тегарт). Испытания на ползучесть проведены при  $t = 800^\circ \text{C}$ ,  $\sigma_{\text{сж}} = 2,5 \text{ кгс/мм}^2$  и  $\epsilon = 0,03$ ; в этих условиях никель не рекристаллизовался

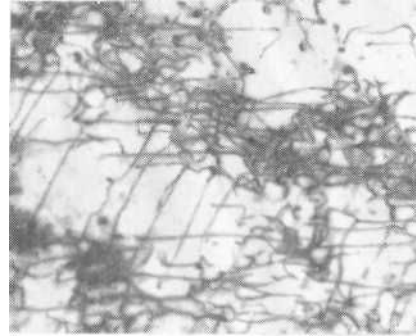


Рис. 153. Ячеистая дислокационная структура железа, растянутого на 10% при  $-78^\circ \text{C}$ . х 40 000 (Дингли и Мак Лин). Границы ячеек образованы сплетениями дислокаций; внутри ячеек находятся отдельные прямые дислокации

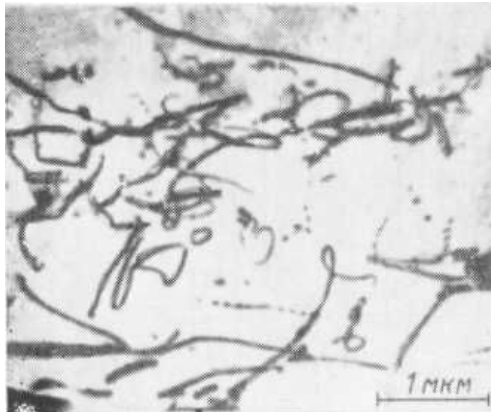


Рис. 154. Дислокационные сплетения в сплаве Al — 1% Mg, закаленном с  $450^\circ \text{C}$  (Уолдрен). Хорошо видны отдельные дислокации в сплетениях

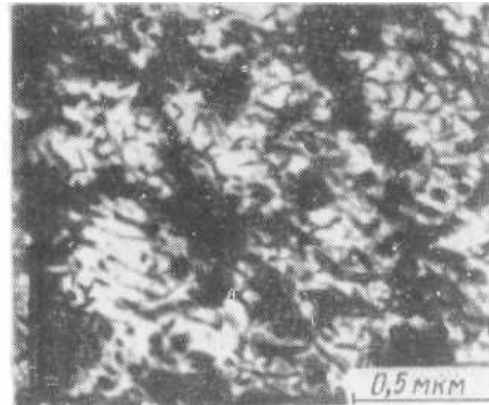
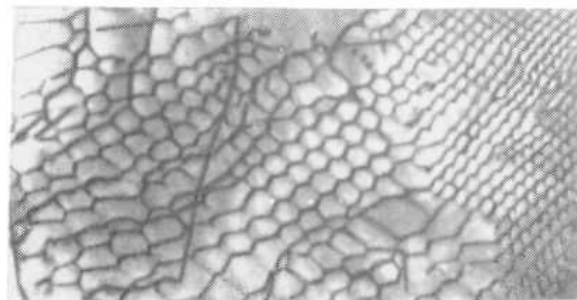


Рис. 155. Плотные дислокационные сплетения в разорванном образце сплава Al — 3% Mg (Уолдрен). Из-за высокой плотности дислокаций их изображения в сплетениях сливаются

Рис. 156. Сетка дислокации в полигонизованном молибдене после отжига при  $1200^\circ \text{C}$  в течение 2 ч. х 52 000 (Мадер)



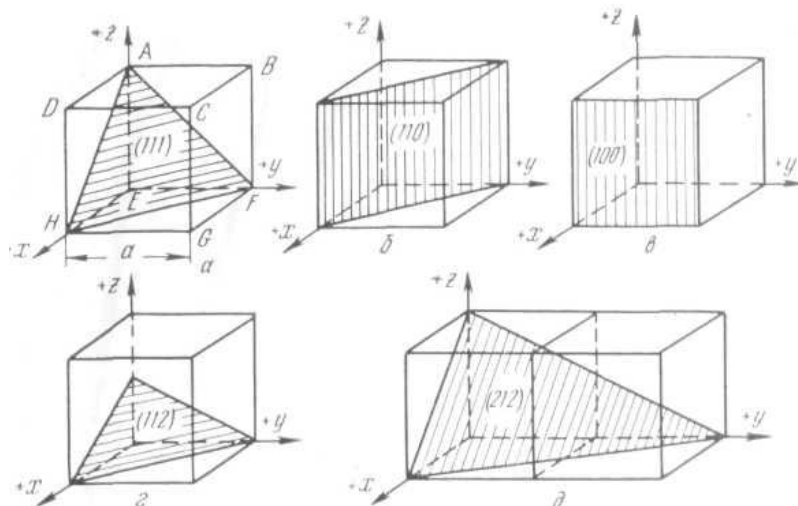


Рис. 157. Примеры кристаллографических плоскостей в кубической решетке

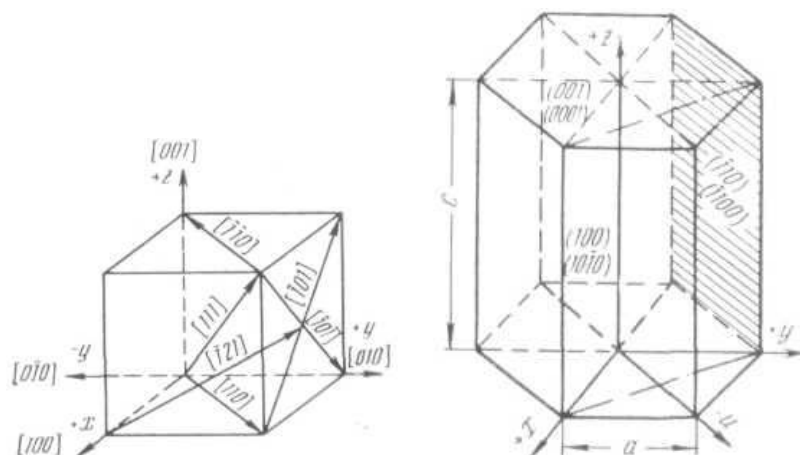


Рис. 158. Примеры кристаллографических направлений в кубической решетке

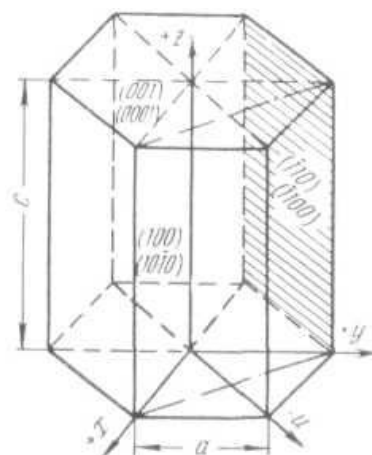


Рис. 159. Примеры кристаллографических плоскостей в гексагональной решетке

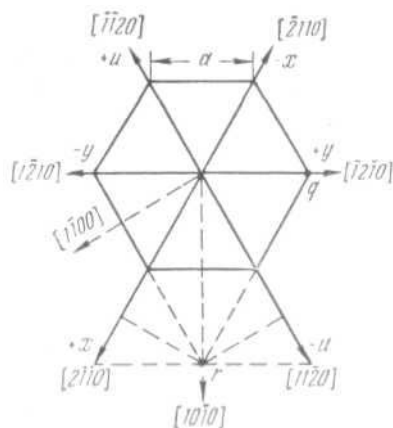


Рис. 160. Примеры кристаллографических направлений в гексагональной решетке