

Глава 8

Дислокации

8.1 Plan

- Краевые дислокации
- Винтовые дислокации
- Общие свойства дислокаций
- Энергия дислокаций
- Движение дислокаций: переползание и скольжение
- Пластическая деформация
- Подвижность и размножение дислокаций
- Взаимодействие дислокаций

Дислокации более сложны чем точечные дефекты.

Два предельных случая дислоаций:

- а) краевая дислокация
- б) винтовая дислокация.

8.2 Краевые дислокации

На рис. 8.1 показано расположение атомов, характерное для краевой дислокации. В часть объема кристалла введена лишняя атомная плоскость. Искажения решетки сосредоточены, в основном, вблизи нижнего края полуплоскости лишних атомов. Поэтому под дислокацией понимается линия искажения, которая проходит вдоль края лишней атомной плоскости. Т.о. дислокация - это линейный дефект. На рисунке 8.1 б) показано пространственное расположение атомов вблизи краевой дислокации в кристалле с простой кубической структурой.

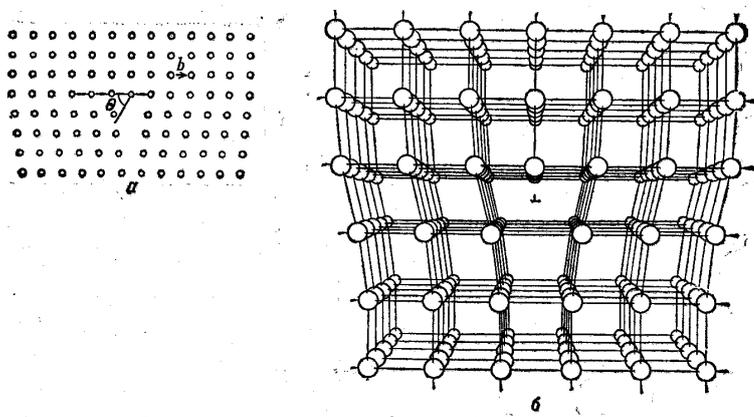


Рис. 8.1: Расположение атомов, отвечающее краевой дислокации. а) поперечное сечение кристалла, б) расположение атомов вблизи дислокации в простом кубическом кристалле.

Как сделать такую дислокацию. Возьмем кристалл, сделаем в нем разрез на некоторую глубину и потянем за разрезанные края, так что они раздвинулись параллельно друг другу на одно или несколько межатомных расстояний. Отпустим разрезанные стороны кристалла и дадим решетке отрелаксировать. Образовавшиеся искажения направлены перпендикулярно линии дислокации. Они характеризуются вектором Бюргера \mathbf{b} , который в данном случае направлен перпендикулярно линии дислокации.

Сильные искажения сосредоточены вблизи дислокационной линии. Действительно, вблизи линии дислокации даже число ближайших соседей атомов отличается от координационного числа для данной кристаллической структуры. Область вблизи дислокации, где искажения велики называют *ядром дислокации*. Однако, уже на расстоянии в несколько атомных плоскостей в сторону от линии дислокации, происходит релаксация искажений и они становятся малыми. Поэтому область вдали от линии дислокации можно рассматривать в линейном приближении и применять к ней теорию упругости. Поэтому область вдали от ядра дислокации называется *упругой областью*.

Напряжения. Искажения кристаллической решетки в области дислокации не возникают и не исчезают атомно-резко на расстоянии одного межатомного расстояния. Искажения вдоль края лишней атомной полуплоскости связаны с тем, что атомы пытаются согласовать свое положение с резким обрывом атомной плоскости. Поэтому атомы выше края плоскости испытывают деформацию сжатия. Два атомных ряда, левее и правее дислокационной линии, прижаты друг к другу. Напротив, непосредственно под лишней полуплоскостью рассто-

яние между двумя соседними атомыми рядами увеличено и они стремятся сжаться. Следовательно они испытывают деформацию растяжения.

Это локальное напряжение называется *дилатация*. Кроме простого растяжения и сжатия решетки, в непосредственной близости от линии дислокации возникают также сдвиговые напряжения, но их более сложно рассматривать.

8.3 Винтовые дислокации

Возьмем совершенный кристалл и сделаем в нем тонкий надрез на определенную глубину. Затем сдвинем кристалл по одну сторону надреза вверх на одно межатомное расстояние, относительно материала с правой части разреза. Теперь снова сожмем ряды атомов по обе стороны надреза.

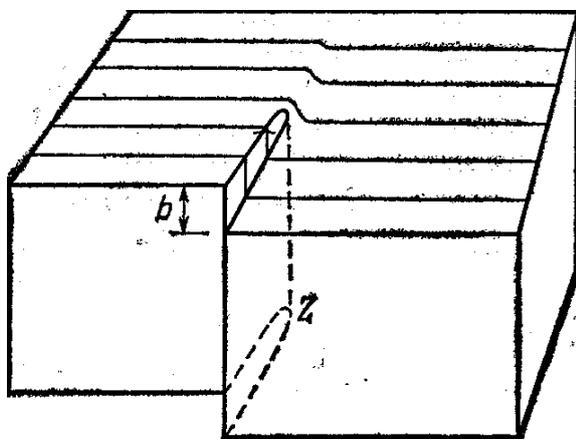


Рис. 8.2: Структура кристалла с винтовой дислокацией. Ряды атомов, перпендикулярные дислокации, находятся на винтовой поверхности

Вид кристалла после этой операции показан на рис. 8.2. Линия искажений идет вдоль края надреза. Она называется *винтовой дислокацией*. В кристалле вблизи линии дислокации уже нет атомных плоскостей, а есть винтовые поверхности. Винтовая поверхность начинается от одного края надреза и кончается у другого. Направление винта может быть правым и левым. Шаг винта может составлять от одного до нескольких межатомных расстояний на полный оборот винта.

Величина искажения зависит от расстояния до центра дислокации. Вблизи - возникают сильные напряжения и нарушение кристаллической симметрии. В противоположность краевой дислокации вблизи центра винтовой дислокации возникает не деформация растяжения (т.е. не дилатация), а деформация скручивания или сдвига. Эти смещения соответствуют уравнению винтовой линии.

$$u_z = \frac{b}{2\pi}\theta \quad (8.1)$$

На рисунке 8.2 ось z направлена вдоль линии дислокации, u_z - смещение вдоль нее, θ отсчитывается от какой-либо оси, перпендикулярной линии дислокации. Вектор \mathbf{b} -вектор Бюргера, направлен вдоль оси дислокации и служит мерой величины дислокации.

8.4 Общие свойства дислокаций

Рассмотрим более формально свойства дислокаций. Возьмем совершенный кристалл, и прочертим внутри него произвольную воображаемую замкнутую плоскую кривую C , как показано на рис. 8.3, так чтобы кривая была либо замкнута внутри объема, либо выходила обоими концами на поверхность. Построим внутри кристалла поверхность, опирающуюся на эту кривую, как на граничную линию. Разъединим атомы, расположенные по обе стороны от поверхности, и сместим как единое целое материал с одной стороны от поверхности на расстояние b относительно материала, находящегося с другой стороны. Вектор \mathbf{b} определяет и величину и направление

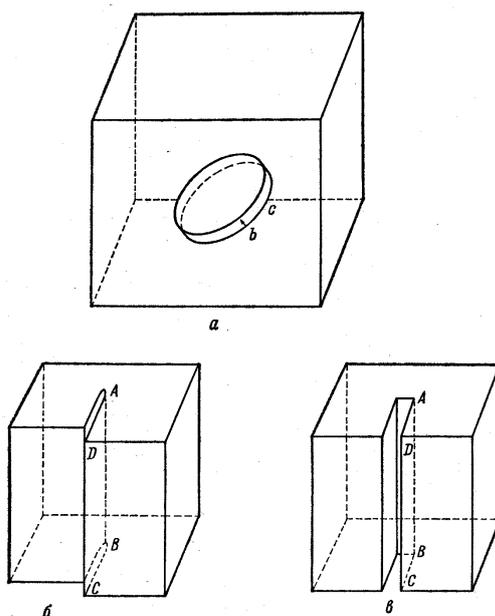


Рис. 8.3: Построение дислокационной линии. а) общий метод построения дислокационной линии, б) частное построение для винтовой дислокации, в) частное построение для краевой дислокации

смещения - это вектор Бюргерса образовавшейся дислокации.

Вообще говоря, смещение может привести либо к образованию полости внутри кристалла, либо к наползанию одной его части на другую. Если образуется полость, то заполним ее другими атомами. Если произошло наползание, то будем удалять лишние атомы до тех пор, пока обе стороны разреза не будут точно прилегать друг к другу. В этот момент вдоль проведенной поверхности восстановится атомная связь между всеми атомами. При этом в кристалле произойдет релаксация, в результате которой форма должна соответствовать минимуму полной энергии. **Линия дислокации** определяется как граничная кривая поверхности, вдоль которой производился разрез атомных связей. Вдоль этой линии и сконцентрированы максимальные искажения структуры.

Рассмотренная картина - это общая. Рассмотрим более простые частные случаи. На рис. 8.3, б показан частный случай, соответствующий винтовой дислокации. Замкнутой кривой является прямоугольник $ABCD$, одна сторона которого находится внутри кристалла, а три лежат на внешних гранях. Сдвиг материала по обе стороны плоскости $ABCD$ приводит к образованию винтовой дислокации вдоль линии AB .

Другой частный случай, соответствующий краевой дислокации, показан на рис. 8.3, в. Снова контур прямоугольника $ABCD$ служит определяющей кривой. Раздвинем материал по обе стороны плоскости $ABCD$ на величину кратую b , так чтобы образовалась полость. Заполним полость одной или несколькими атомными слоями. Пусть происходит релаксация и все атомы занимают положение равновесия. В кристалле появился одна или несколько лишних атомных плоскостей и возникла краевая дислокация.

Существует простая схема образования краевой и винтовой дислокаций - т.н. конструкция Волтера (the Volterra construction), изображенная на рис. 8.6. Цилиндр из материала ориентированный вдоль оси z разрежем в плоскости yz . Материал обеих сторон плоскости разреза сместим на вектор \mathbf{b} относительно друг друга. Вставим, если требуется дополнительный материал, чтобы заполнить пустоты. Винтовая дислокация создается если вектор \mathbf{b} направлен вдоль оси z , а два типа краевых дислокаций создаются если вектор \mathbf{b} лежит в плоскости xy .

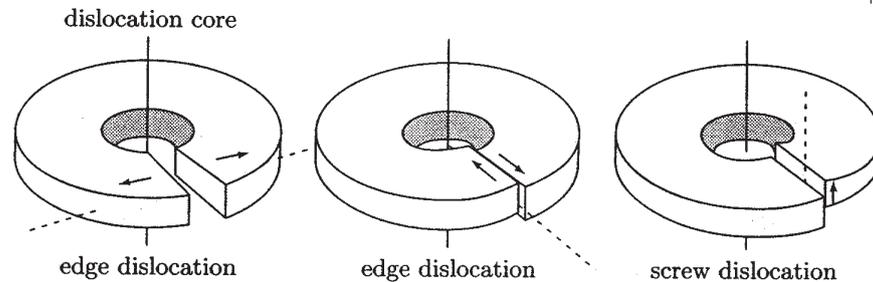


Рис. 8.4: Конструкция Волтера для краевой и винтовой дислокаций

Во всех случаях вектор Бюргерса - это вектор, который определяет направление и величину жесткого смещения тела как единичного целого. В случае винтовой дислокации сдвиг, и следовательно вектор Бюргерса направлены вдоль линии дислокации, а в случае краевой вектор - \mathbf{b} перпендикулярен линии дислокации. В общем случае вектор Бюргерса может иметь иные направления относительно линии дислокации. Если это так, то дислокация является смешанной - состоит из сочетания винтовой и краевой дислокаций.

Q: Может ли вектор Бюргерса для краевой и винтовой дислокаций быть равен половине постоянной решетки ?

А: Нет, не может. Если бы так было, например, для краевой дислокации, то в образовавшийся зазор не поместилась бы лишняя атомная плоскость. Вектор Бюргерса должен по величине быть кратен постоянной решетки. То же самое и для винтовой дислокации. Если бы вектор Бюргерса был меньше постоянной решетки, то после поворота на 2π любой атом не попал бы на правильное место в решетке. Атомы не имели бы строгого порядка во взаимном расположении и это была бы не просто винтовая дислокация, а ее комбинация с неподогнанной плоскостью. Такие комбинации дробного вектора Бюргерса с неподогнанной атомной плоскостью, в принципе, могут встречаться в реальных системах, но здесь мы их не будем обсуждать.

Итак, хотя величина смещения не играет принципиальной роли, тем не менее, для кристаллического материала с периодической решеткой, две стороны не соединятся идеально, если вектор смещения не является вектором прямой решетки. Ясно, что периодичность кристаллической решетки задает квантованные значения вектора \mathbf{b} .

Конкретный вид поверхности вдоль которой проводится разрез не имеет значения. После того как вдоль поверхности разреза восстанавливаются все атомные связи, подавляющее большинство атомов, расположенные на большом расстоянии от линии дислокации, возвращаются на свои правильные места в узлах решетки. Поэтому площадь и форма разреза несущественны.

Существенны два фактора:

1) вектор Бюргерса. Его направление относительно линии дислокации определяет тип дислокации. Его длина определяет ве-

личину дислокации.

2) граничная кривая разреза, которая определяет положение дислокации в кристалле.

До сих пор мы говорили про длину вектора Бюргерса, но определяли ее только качественно. Более четкое определение поясняет рисунок 8.5. Рассмотрим какой-либо замкнутый путь

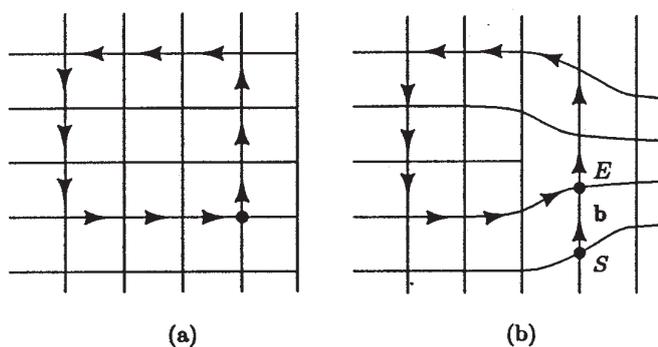


Рис. 8.5: Схема Бюргерса для неискаженной решетки (а) и решетки с дислокацией (б)

в идеальном кристалле двигаясь скачками по связям с ближайшими соседями, считаем число шагов вдоль связей с ближайшими соседями, которое надо сделать в каждом из кристаллических направлений чтобы замкнуть путь. Затем повторяем такую же последовательность шагов для пути вокруг ядра дислокации, стартуя в точке S и заканчивая в точке E. Этот путь окажется не замкнутым, как видно из рис. 8.5. Вектор из точки S в точку E является вектором Бюргерса, характеризующим силу (величину) дислокации.

8.4.1 Конструкция Вольтерра

Эта конструкция дает полезный способ трактовки дислокаций. На рисунке 8.6 изображен цилиндр из материала, с осью z вдоль оси цилиндра. Разрежем цилиндр как показано на рисунке и сместим материал на двух торцевых плоскостях на величину \mathbf{b} относительно друг друга и затем склеим разрез. При этом вставим недостающий материал, чтобы заполнить пустоты, где требуется.

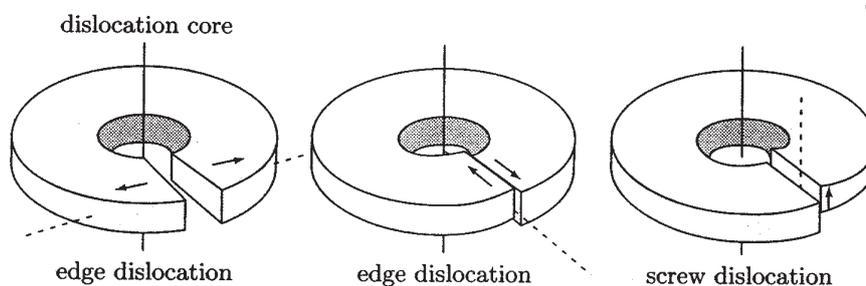


Рис. 8.6: Конструкция Вольтерра для двух типов краевых и винтовой дислокаций

Винтовая дислокация создается когда вектор \mathbf{b} направлен вдоль оси z . Два типа краевых дислокаций создаются когда вектор \mathbf{b} лежит в плоскости xy .

8.5 Энергия дислокаций

Для оценки энергии дислокаций мы допустим, что в процессе образования дислокации кристалл ведет себя как упругое твердое тело. Проведем рассмотрение для неизогнутой винтовой дислокации. Рассмотрим совершенный кристалл в форме цилиндра и сделаем в нем разрез вдоль образующей. Сместим обе стороны на расстояние b . Чтобы такое смещение произошло, надо приложить силы, распределенные по поверхности разреза.

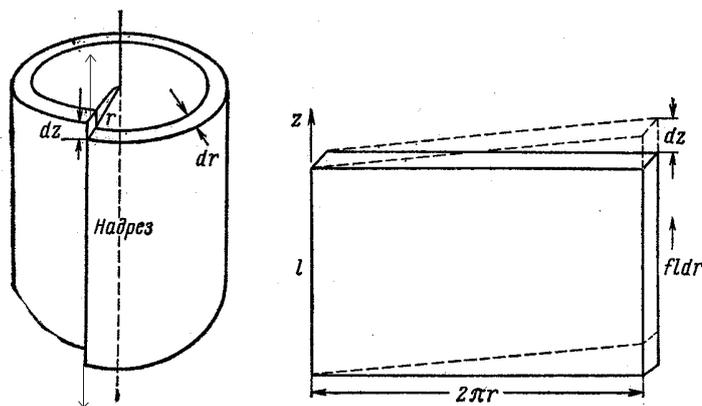


Рис. 8.7: Пояснение к оценке величины силы F . Цилиндрическая оболочка вокруг дислокации развернута в плоскую пластину длиной l и шириной $2\pi r$, где r - радиус оболочки. Толщина пластины dr . В направлении z пластина испытывает деформацию сдвига. К грани пластины приложена сила $fldr$, где ldr - площадь грани, а f - сила на единицу площади. Эта сила вызывает смещение dz .

Работа, совершенная этими силами для создания смещения

\mathbf{b} , равна энергии дислокации U_D , т.е.

$$U_D = \int \mathbf{F} \cdot \mathbf{b} dA \quad (8.2)$$

Интеграл берется по всей поверхности разреза. Поскольку сила во время сдвига линейно возрастает от нуля до максимального значения, то возьмем для оценки в качестве \mathbf{F} - *среднюю* силу на единицу площади, приложенную к точке поверхности во время процесса смещения.

Для объемного кристалла, для оценки силы рассмотрим его как набор концентрических оболочек (см. рис. 8.7). Пусть дислокация находится в центре кристалла. Разрежем каждую оболочку вдоль образующей цилиндра, т.е. по линии пересечения оболочек плоскостью разреза в кристалле. Далее сместим на величину b одну сторону надреза оболочки относительно другой. Если толщина оболочки мала, то ее геометрическая форма не имеет значения для расчета силы. Поэтому, для простоты расчета, развернем оболочку в плоскую пластину. Т.о. мы свели задачу к расчету деформаций сдвига в пластине.

Для малых деформаций применим закон Гука.

$$\mathbf{f} = \frac{\mu \mathbf{b}}{2\pi r} \quad (8.3)$$

Здесь μ - модуль сдвига, $b/2\pi r$ - относительная деформация. Значения модулей сдвига и упругости для нескольких материалов приведены в таблице.

Мы использовали среднее значение силы F . В процессе деформации сила линейно меняется от 0 до f_{max} и ее среднее значение составляет $0.5f_{max}$. Поэтому

$$\mathbf{F} = \langle f \rangle = \frac{\mu \mathbf{b}}{4\pi r} \quad (8.4)$$

**Модули упругости и энергии дислокаций
различных материалов**

Материал	Модуль Юнга Y , 10^{10} н/м ²	Модуль сдвига μ , 10^{10} н/м ²	U_D эв на меж- атомное рас- стояние вдоль длины дисло- кации
Al	2,5	2,85	3,1
Cu	6,0	7,56	5,3
Ag	12,0	4,4	4,5
Алмаз	95,0	43,0	29
Ge	12,9	6,7	18
KCl	4,1	0,6	9,3
Si	16,7	7,9	19
W	50,0	15,1	13

Рис. 8.8: Модули упругости, сдвига и энергии дислокаций для различных материалов

Отсюда энергия дислокации равна

$$U_D = \int \frac{\mu b^2}{4\pi r} dA = \int_{r_0}^{r_1} \int_0^l \frac{\mu b^2}{4\pi r} dz dr \quad (8.5)$$

где $dA = dz dr$.

Окончательно,

$$U_D = \frac{\mu b^2 l}{4\pi} \ln \frac{r_1}{r_0}. \quad (8.6)$$

Этот интеграл, казалось бы расходится. Однако,

1) Кристаллы обычного размера (\sim см) содержат множество дислокаций. В результате взаимодействия дислокаций упругие деформации распространяются не до бесконечности, а до

соседней дислокации (расстояние обычно $\sim 10^4$ межатомных расстояний). Поэтому r_1 надо брать $\sim 10^4 a_0$.

2) r_0 надо брать не от нуля, а надо исключить область порядка межатомного расстояния. В ядре дислокации на $\sim 1 - 2$ межатомных расстояниях существенен дискретный характер строения кристалла и его нельзя рассматривать как непрерывную упругую среду. На таких масштабах теория упругости неприменима. Однако, область снаружи ядра дислокации настолько велика, что интеграл по ней дает основной вклад в энергию деформации, отношение $r_1/r_0 \gg 1$ и логарифм мало зависит от r_0 .

Итак, расстояние $r_1/r_0 \sim (1 - 5)10^3$. Теперь можно найти U_D для типичного $b = 2.5\text{\AA}$, $\mu = 10^{11}\text{н/м}^2 = 10^{12}\text{дин/см}^2$. Получаем $U_D \sim 4 \times 10^{-9}\text{Дж}$ на 1 м длины дислокации, или 10^{-4} эрг/см. В расчете на расстояние между атомами вдоль линии дислокации (2.5\AA) эта энергия составляет 10^{-18}Дж или около 6эВ. Для различных твердых тел энергия винтовых дислокаций лежит в диапазоне 3-10эВ на одно межатомное расстояние вдоль длины дислокации. Расчет краевых дислокаций более трудоемок, поскольку смещение выражается более сложно. Энергия примерна такая же.

Важно, что количество дислокаций не зависит от температуры, в отличие от вакансий. Плотность вакансий в состоянии равновесия как мы оценивали экспоненциально зависит от температуры. Плотность дислокаций в твердых телах в состоянии равновесия близка к нулю.

Q: Почему плотность дислокаций не зависит от T ?

А: Потому что их энергия слишком велика и Больцмановский фактор $\exp(-E_v/kT)$ не играет значения. Дислокации создаются не за счет тепловых флуктуаций, а при механической и термической обработке.

8.6 Движение дислокаций

Дислокации, как и точечные дефекты могут передвигаться по решетке. Понятно, что на движение есть много ограничений, потому что дислокация всегда должна оставаться непрерывной линией. Возможны два типа движения: переползание и скольжение.

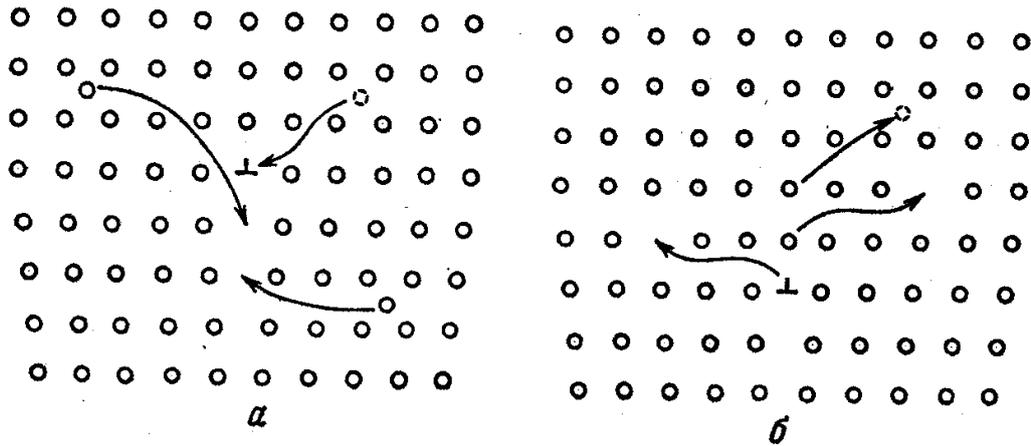


Рис. 8.9: Переползание дислокаций с помощью а) добавления или б) удаления атомов из лишней полуплоскости

Переползанием называется движение краевой дислокации при продвижении лишней полуплоскости вглубь кристалла или наружу. Конечно, этот процесс происходит не за счет

движения всей плоскости атомов, а путем перехода отдельных атомов или вакансий на границу лишней полуплоскости. Это могут быть атомы из междоузлий. Переползание краевой дислокации происходит прямолинейно, в т.н. “плоскости скольжения”,

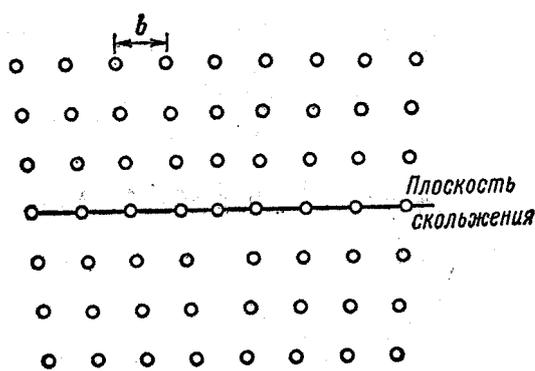


Рис. 8.10: Плоскость скольжения краевой дислокации

которая одновременно содержит вектор Бюргерса и линию дислокации. Т.о. вектор перемещения лежит в плоскости скольжения.

Когда линия дислокации (граница лишней плоскости) движется вниз или вверх, то граница остается параллельной плоскости скольжения.

Известны 4 механизма переползания дислокаций:

- 1) Имеющиеся в решетке вакансии могут аннигилировать у края лишней плоскости.
- 2) Вакансии могут возникать у края лишней плоскости, в результате того, что соседний с краем лишней плоскости атом перескакивает на ее край и т.о. лишняя плоскость продвигается вглубь кристалла. Образовавшаяся вакансия не связана с

дислокацией и может свободно диффундировать вглубь кристалла.

3) На край лишней плоскости могут перейти атомы из междоузлий .

4) Атомы с края лишней полуплоскости могут перескочить в ближайшие междоузлия в решетке.

Переползание дает прямолинейное перемещение краевой дислокации по нормали к плоскости скольжения. Этот механизм применим к любой дислокации имеющей краевую компоненту. В противоположность этому, винтовая дислокация не имеет единственной плоскости скольжения, поскольку вектор Бюргера параллелен дислокационной линии.

Однако, винтовая дислокация может совершать довольно сложное движение, которое наблюдается экспериментально. Это движение соответствует переползанию краевых дислокаций. Линия винтовой дислокации скручена в спираль, поэтому она имеет краевую компоненту и, следовательно, может переползать. Схема переползания винтовой дислокации показана на рис. 8.11

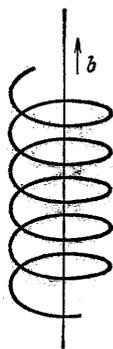


Рис. 8.11: Схема переползания винтовой дислокации

Скольжение - это движение краевой дислокации по нормали к плоскости скольжения, т.е. с вектором перемещения в плоскости скольжения. Оно соответствует добавлению или удалению атомов из лишней полуплоскости. Это движение осуществляется гораздо легче, так как оно не связано с медленными перемещениями атомов - диффузией. При скольжении атомы ядра дислокации совершают небольшие перемещения, в результате которых лишняя полуплоскость сливается с атомной плоскостью, находящейся под линией дислокации. В результате, соседняя атомная плоскость становится лишней полуплоскостью (см. Рис. 8.12). Схема этого движения поясняется также на Рис. 8.13.

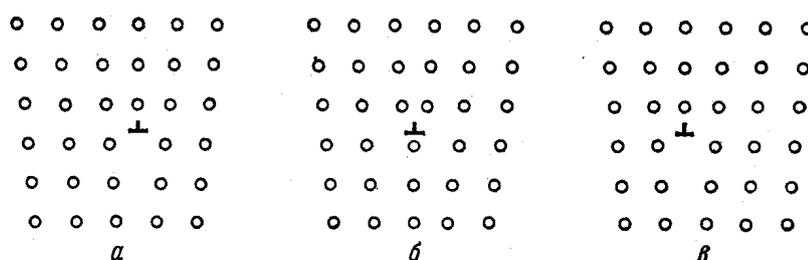


Рис. 8.12: Скольжение дислокаций

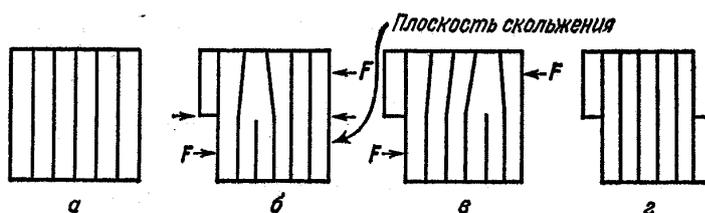


Рис. 8.13: Движение краевой дислокации через кристалл вдоль ее плоскости скольжения.

Когда дислокация пройдет через весь кристалл от одной

поверхности до другой, то верхняя часть кристалла сдвинется по отношению к нижней на расстояние равное длине вектора Бюргерса.

8.7 Пластическая деформация

Влияние дислокаций на прочность материалов поясняет рис. 8.14. При малых напряжениях график имеет прямолинейный участок, в согласии с законом Гука. После снятия напряжений тело приобретает свою первоначальную форму. За пределами упругой области начинается пластическая область. Наконец, при дальнейшем увеличении нагрузки тело разрушается. Как правило, максимальная величина упругих деформаций твердых тел не превышает 10^{-3} . Хотя область упругих деформаций мала, многие металлы пластичны и их можно без разрушения удлинять до 10 раз. Деформации в пластической области необратимы.

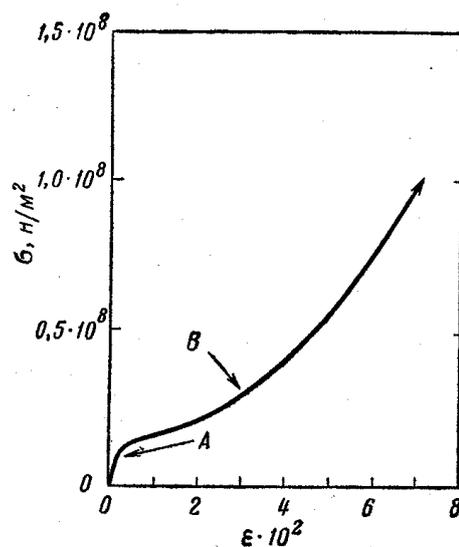


Рис. 8.14: Диаграмма растяжения (напряжение-деформация) типичного кристалла меди при комнатной температуре

Для кристаллов с малым количеством дислокаций характерно возникновение “Yield drop effect”, которое видно на ри-

сунке. Для нитевидных монокристаллов (“усы”), в которых имеется единственная дислокация, величина падения упругого напряжения огромна - см. рис. 8.15,б.

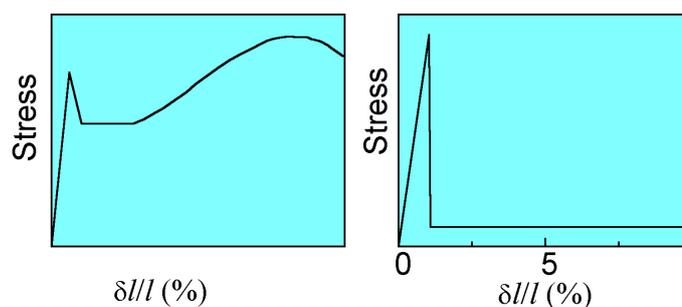


Рис. 8.15: Кривые растяжение-удлинение для объемного кристалла (а) и нитевидного монокристалла (б) (цитировано из: Cottrell A. M., Mechanical Properties of Matter, John Wiley and Sons Inc, N.Y., 1964)

Пластические деформации неоднородны. Это хорошо видно на рисунке 8.16 – появляются полосы скольжения – близко расположенные атомные плоскости, вдоль которых произошли большие сдвиговые перемещения. Полосы скольжения обычно возникают в плоскостях с высокой симметрией.

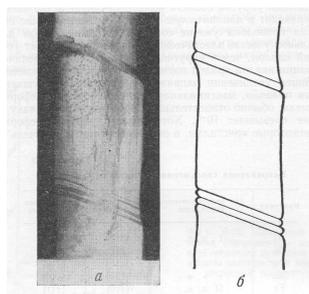


Рис. 8.16: Полосы скольжения на деформированном кристалле. а) фотография полос - (Гюи, “Физическое металловедение”), б) схема движения дислокаций в результате которого возникают полосы скольжения

Связь между пластическим сдвигом и движением дислокаций была уже ясной при анализе последовательных стадий движения краевой дислокации (см. Рис. 8.13). Прохождение одной дислокации через кристалл приводит к образованию сдвига в атомном масштабе. Направление сдвига указывается вектором Бюргерса, и именно вдоль плоскости скольжения дислокации образуется полоса скольжения кристалла. Следовательно, полосы скольжения можно рассматривать как результат прохождения через кристалл большого числа одинаковых дислокаций в близко расположенных плоскостях скольжения. Плоскости и направления скольжения хорошо изучены для разных кристаллических материалов (см. Табл. 8.7).

Направления скольжения и плоскости скольжения

Кристалл	Тип кристаллической структуры	Плоскость скольжения	Направление скольжения
Al	Г. ц. к.	(111)	[110]
Cu	» » »	(111)	[110]
Ag	» » »	(111)	[110]
Au	» » »	(111)	[110]
Fe	О. ц. к.	(110) (112) (123)	[111]
W	» » »	(112)	[111]
Mg	Гекс. п. у.	(0001)	[1120]
Zn	» » »	(0001)	[1120]
Cd	» » »	(0001)	[1120]
NaCl	NaCl	(110)	[110]
NaF	NaCl	(110)	[110]
KCl	NaCl	(110)	[110]
KBr	NaCl	(110)	[110]
KI	NaCl	(110)	[110]
Ge	Структура алмаза	(111)	[110]
Si	» »	(111)	[110]

Направления скольжения и плоскости скольжения

Дислокации в кристаллах можно наблюдать как в электронном микроскопе (Рис. 8.17), так и визуально (Рис. 8.18), причем при напряжениях выше критического дислокации размно-

жаются и перемещаются.



Рис. 8.17: Дислокации в тонкой фольге из сплава меди с 4% Al. Снято в растровом электронном микроскопе с увеличением 30,000 \times

Места выхода дислокаций на поверхность хорошо детектируются по лункам травления. В месте выхода дислокации на поверхность сильно деформированная область быстро растворяется в соответствующем травителе. В результате образуется углубление (ямка). Эти ямки показывают последовательность расположения дислокационной петли, которая при увеличении напряжения последовательно перемещается от положения *a* к положениям *b* и далее к *c* - см. рис. 8.18. Схема этого процесса поясняется на рис. 8.19.

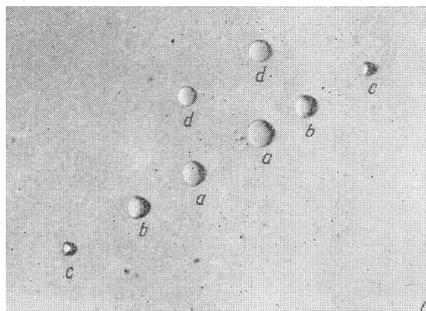


Рис. 8.18: Дислокационные ямки травления на полированной поверхности Ge.

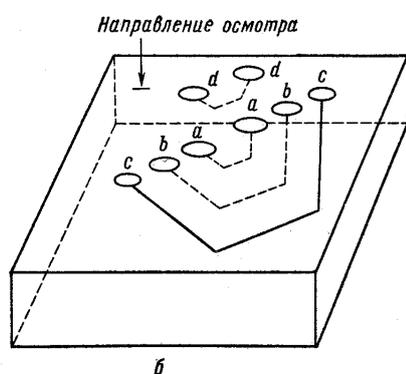


Рис. 8.19: Схема образования дислокационных полупетель, которые оканчиваются на ямках травления

8.8 Подвижность и размножение дислокаций

Относительная упругая деформация кристалла, в котором нет дислокаций, должна была бы до начала пластического течения достигать величины $\sim 10 - 50\%$. Однако, в эксперименте эта деформация на несколько порядков ниже, $10^{-3} \div 10^{-4}$. Причина этого - подвижность и размножение дислокаций.

Рассмотрим это подробнее. Пусть в кристалле нет дислокаций, а напряжение возрастает до тех пор, пока атомы не перекажутся по атомам соседней плоскости в следующие узлы

решетки. Ясно, что силы, действуют на расстояниях не превышающих половину межатомного расстояния. Примем это для верхней оценки деформации - 50%. Если деформация происходит на $1/2$, то упругое напряжение для этого должно быть равно половине соответствующего модуля сдвига 10^{11} н/м². Более точное теоретическое рассмотрение уменьшило бы эту оценку в 5 раз, т.е. до 10^{10} н/м² (относительное растяжение 10%). Экспериментально установлено, что все чистые манокристаллы, даже содержащие всего несколько дислокаций, испытывают пластическое течение при напряжениях порядка $10^5 \div 10^6$ н/м². Т.о. дислокации оказываются подвижными при напряжениях значительно ниже модуля сдвига.

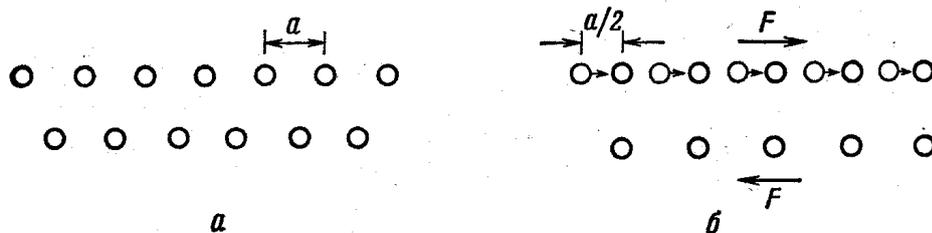


Рис. 8.20: Совершенная решетка (а) становится пластически деформированной, когда соседние атомы перекатываются один по другому. Критическое положение неустойчивого равновесия (б), соответствующее преодолению силы сопротивления решетки, достигается когда верхний ряд атомов сместится относительно нижнего на половину параметра решетки

Это в общем было уже ясно из схемы скольжения дислокаций на рис.8.12. Для того, чтобы дислокация передвинулась от одного атомного ряда к другому необходимы чрезвычайно малые изменения в положении атомов. В ядре дислокации атомы значительно смещены из нормальных мест в решетке. Поэтому некоторые из этих атомов можно легко перемещать с помощью очень малой силы, и далее дислокация движет-

ся как карточный домик. Если ядро велико по сравнению с параметрами решетки, то напряжения сдвига, требуемые для перемещения дислокации, становятся исчезающе малыми. Если ядро дислокации имеет размер только одного параметра решетки, то требуемые сдвиговые напряжения приближаются к половине модуля сдвига.

Большинство чистых монокристаллов с малым количеством дислокаций являются мягкими и пластичными (металлы). Однако, алмаз, германий, кремний при комнатной температуре хрупки. Движение дислокаций в них затруднено (по сравнению с металлами) и процессы разрушения начинаются прежде чем начнется движение дислокаций. При повышении температуры даже Ge и Si становятся мягкими.

8.9 Взаимодействие дислокаций

Движение дислокаций затрудняется их взаимодействием с дефектами решетки. Поэтому расчетное критическое напряжение для пластического течения часто не совпадает с измеряемым. Это подтверждается многочисленными экспериментами - совершенные металлческие монокристаллы из высокочистого материала, выращенные так чтобы не было границ зерен и т.д. - очень пластичны легко деформируются пластически. Напротив, при добавлении например в сталь легирующих примесей (C, N, Mn, Cr) эти примеси сильно взаимодействуют с ядрами дислокаций и движение дислокаций тормозится и ограничивается короткими перебежками. В результате предел пластического течения стали увеличивается в сотни раз.

Наклеп - взаимодействие дислокаций путем их хаотического переплетения.