

Ясно, таким образом, что критическое скалывающее напряжение должно составлять приблизительно

$$\tau_{\text{теор}} \approx \frac{G}{10}. \quad (3.37)$$

Более строгие вычисления с использованием лучших приближений для межатомных взаимодействий в плоскости скольжения дают несколько меньшее значение:

$$\tau_{\text{теор}} \approx \frac{G}{30}. \quad (3.38)$$

Опыт показывает, что сдвиг в большинстве реальных кристаллов начинается при значительно меньших напряжениях:  $(10^{-4}—10^{-5})G$ . Как мы увидим позднее (гл. 4), такие низкие значения скалывающих напряжений связаны с тем, что сдвиг в кристаллах происходит не путем смещения отдельных атомных плоскостей друг относительно друга, а путем скольжения дислокаций, уже имеющихся в кристалле.

Дислокации возникают в кристаллах в процессе получения последних, например, при затвердевании расплава. Точно механизм их образования неизвестен. Предполагается, что он связан с осаждением вакансий при охлаждении кристалла. При перенасыщении кристалла вакансиями может произойти образование дискообразных полостей и их «захлопывание» с образованием дислокационных петель так, как показано на рис. 3.18.

Получить кристаллы, не содержащие дислокаций, чрезвычайно сложно. Плотность дислокаций, т. е. число дислокационных линий, пересекающих единичную площадку внутри кристалла, колеблется от  $10^2—10^3 \text{ см}^{-2}$  в наиболее совершенных кристаллах кремния и германия\* до  $10^{11}—10^{12} \text{ см}^{-2}$  в сильно деформированных металлических кристаллах.

### 3.9. ДВИЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИИ

Дислокация является такой конфигурацией, которая может легко двигаться через кристалл. Предположим, что дислокация с единичным вектором  $\vec{l}$  и вектором Бюргерса  $\vec{b}$  передвигается

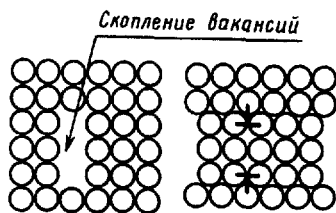


Рис. 3.18. Образование дислокаций в результате «захлопывания» вакансионной полости

\* При некоторых специальных условиях удается получать практически бездислокационные кристаллы кремния и германия.

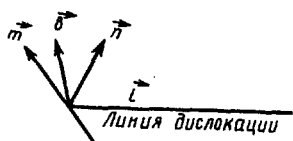


Рис. 3.19. Движение дислокации

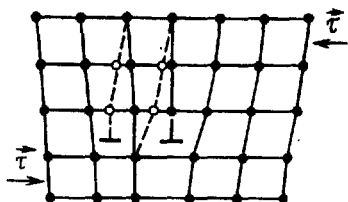


Рис. 3.20. Перемещение дислокации на одно межатомное расстояние путем скольжения

в плоскости с нормалью  $\vec{n}$  (положительное направление вектора  $\vec{n}$  выбирается произвольно). Тогда  $(\vec{n} \cdot \vec{l}) = 0$ . Пусть  $\vec{m}$  — единичный вектор направления движения дислокации (рис. 3.19), определяемый соотношением

$$\vec{m} = [\vec{n} \times \vec{l}]. \quad (3.39)$$

Назовем *положительной* ту сторону плоскости скольжения, в которую направлен вектор  $\vec{n}$ , другую сторону назовем *отрицательной*. Когда дислокация движется по плоскости в направлении  $\vec{m}$ , часть кристалла, расположенная с положительной стороны плоскости, сдвигается на вектор  $\vec{b}$  относительно части кристалла, находящейся с отрицательной стороны. Рассмотрим следующие два случая.

1. Вектор  $\vec{b}$  лежит в плоскости перемещения дислокации, т. е.

$$(\vec{n} \cdot \vec{b}) = 0. \quad (3.40)$$

Такое движение дислокации называют *скольжением*, а плоскость ее движения — *плоскостью скольжения*. Из рис. 3.20 видно, что передвижение дислокации путем скольжения осуществляется за счет небольшой перестройки атомов вблизи линии дислокации (в «плохом» материале).

Скольжение не сопровождается переносом массы и осуществляется под действием небольших касательных напряжений  $\tau$ . Расчет показывает, что для того, чтобы сдвинуть дислокацию, необходимо касательное напряжение

$$\tau = \frac{2G}{1-\nu} \exp \left[ -\frac{2\pi b}{a(1-\nu)} \right]. \quad (3.41)$$

Здесь  $\nu$  — коэффициент Пуассона; остальные обозначения те же, что и в (3.36). Полагая, что  $\nu = 0,3$  и  $a = b$ , находим  $\tau \approx$

$\approx 3 \cdot 10^{-4} G$ . Полученное значение по порядку величины совпадает с критическим напряжением, при котором начинается пластическая деформация реальных кристаллов. Этот факт свидетельствует о том, что пластическая деформация кристаллов связана с движением дислокаций. (Подробно эта связь обсуждается в гл. 4.)

2. Вектор  $\vec{b}$  не лежит в плоскости перемещения дислокации, т. е.

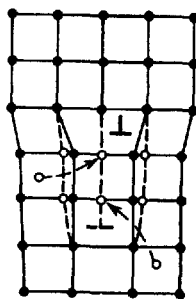
$$(\vec{n} \cdot \vec{b}) \neq 0. \quad (3.42)$$

В этом случае движущаяся дислокация оставляет за собой либо вакансии, либо междоузельные атомы в зависимости от знака компоненты  $\vec{b}$ , параллельной вектору  $\vec{n}$ . Если плотность материала в плоскости перемещения сохраняется, то движение дислокации обязательно сопровождается переносом вещества к этой плоскости (или от нее) за счет диффузии атомов (рис. 3.21). Такое движение называют *переползанием*, так как при движении дислокация «переползает» из своей истинной плоскости скольжения, определяемой условием  $(\vec{n} \cdot \vec{b}) = 0$ . Переползание дислокаций играет важную роль при высоких температурах, когда высокая диффузионная подвижность атомов.

Если вектор  $\vec{b}$  параллелен вектору  $\vec{l}$ , т. е. дислокация винтовая, то любой вектор  $\vec{n}$ , для которого  $(\vec{n} \cdot \vec{l}) = 0$ , также удовлетворяет условию (3.40), т. е. *всякое движение винтовой дислокации является скольжением*. При этом плоскость скольжения неопределенна. Плоскостью скольжения винтовой дислокации может быть любая из плоскостей области, осью которой служит линия дислокации. Переползание винтовых дислокаций, связанное с диффузионным переносом вещества, невозможно.

### 3.10. НАПРЯЖЕНИЯ, СВЯЗАННЫЕ С ДИСЛОКАЦИЯМИ. ЭНЕРГИЯ ДИСЛОКАЦИИ

При образовании дислокации в кристалле решетка упруго деформируется и вокруг дислокации создается поле упругих напряжений. Поле напряжений вокруг краевой дислокации имеет достаточно сложный вид. По одну сторону от плоскости скольжения, там, где имеется лишняя полуплоскость (см. рис. 3.9), расстояние между атомами уменьшено, т. е. атомы испытывают действие сжимающих напряжений. По другую сторону расстояние между атомными рядами увеличено по



3.21. Переползание дислокации за счет поглощения междоузельных атомов