

Рис. 3.15. Сетка дислокаций в кристалле

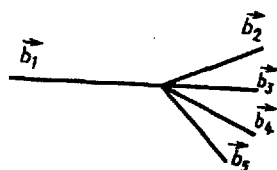


Рис. 3.16. Дислокационный узел

Если все единичные векторы \vec{l}_i , определяющие направление дислокаций, считать выходящими из дислокационного узла, то

$$\sum_{i=1}^n \vec{b}_i = 0, \quad (3.30)$$

т. е. имеется очевидная аналогия с законом Кирхгофа для электрического тока.

В кристаллах могут существовать и такие линейные дефекты, как цепочки вакансий или междоузельных атомов. Ясно, что контур Бюргера, проведенный вокруг области, содержащей такую цепочку точечных дефектов, не отличается от соответствующего контура Бюргера, проведенного вокруг бездефектной области. Другими словами, для цепочки точечных дефектов вектор Бюргера равен нулю и отличен от нуля только для дислокаций.

Вектор Бюргера всегда является одним из векторов трансляций решетки. Поэтому его модуль и направление ограничены рядом дискретных значений, определяемых структурой кристалла.

3.8. НАПРЯЖЕНИЯ, НЕОБХОДИМЫЕ ДЛЯ ОБРАЗОВАНИЯ ДИСЛОКАЦИИ В СОВЕРШЕННОМ КРИСТАЛЛЕ

Для того, чтобы образовать дислокацию в совершенном кристалле, нужно, как мы видели, произвести сдвиг в некоторой части плоскости скольжения. Следовательно, для определения напряжений, необходимых для образования дислокации, нужно вычислить величину $\tau_{\text{теор}}$ — прочность сдвига в совершенном кристалле. Эту величину называют также скальвующим напряжением. Наиболее простой способ вычисления $\tau_{\text{теор}}$ был предложен Френкелем.

Рассмотрим простую прямоугольную решетку и обозначим x смещение, соответствующее приложенному напряжению сдви-

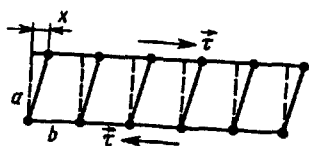


Рис. 3.17. Сдвиг прямоугольной решетки

га τ (рис. 3.17). При постепенном смещении одной атомной плоскости относительно другой в решетке возникают напряжения τ , препятствующие сдвигу и стремящиеся восстановить нарушенное равновесие. В силу симметрии решетки $\tau=0$ при $x = \frac{nb}{2}$, где $n=0, 1, 2, \dots$. Ре-

шетка оказывает сопротивление приложенному напряжению, т. е. $\tau > 0$ при $0 < x < \frac{b}{2}$ и, наконец, $\tau < 0$ при $\frac{b}{2} < x < b$. Та-

ким условиям удовлетворяет простейшая функция

$$\tau = \kappa \sin \frac{2\pi x}{b}. \quad (3.31)$$

Таким образом, сопротивление сдвигу зависит от смещения по синусоидальному закону. Коэффициент κ в выражении (3.31) есть некоторая постоянная. Она определяется из закона Гука.

При малых смещениях $\sin \frac{2\pi x}{b} \approx \frac{2\pi x}{b}$. Поэтому

$$\tau = \kappa \frac{2\pi x}{b}. \quad (3.32)$$

С другой стороны, для малых смещений выполняется закон Гука:

$$\tau = G \frac{x}{a}, \quad (3.33)$$

где G — модуль сдвига. Таким образом, можно записать

$$\kappa \frac{2\pi x}{b} = G \frac{x}{a}. \quad (3.34)$$

Отсюда

$$\kappa = \frac{b}{a} \frac{G}{2\pi}. \quad (3.35)$$

Обратимся теперь к выражению (3.31). Из него видно, что коэффициент κ есть не что иное, как максимальное сопротивление сдвигу, оказываемое решеткой, при $x = \frac{b}{4}$. Эту величину и принимают за теоретическую прочность кристалла на сдвиг:

$$\tau_{\text{теор}} = \frac{b}{a} \frac{G}{2\pi}. \quad (3.36)$$

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

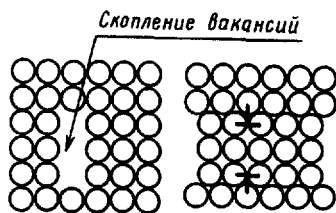


Рис. 3.18. Образование дислокаций в результате «захлопывания» вакансионной полости

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