

этому каждый минимум принадлежит двум зонам Бриллюэна и их число вдвое меньше числа эквивалентных направлений, т. е. равно 4. Поверхности $\mathcal{E}(p) = \text{const}$ имеют вид эллипсоидов с осями вращения вдоль диагоналей куба; $m_{II} = 1,58 m_0$, $m_I = 0,08 m_0$.

Области энергии вблизи каждого минимума наз. долинами, а П. с неск. эквивалентными минимумами наз. многодолинными (см. Многодолинные полупроводники).

Вырожденные зоны. Валентная зона типичных П. (Ge, Si, A^{III}B^V) в точке $p = 0$ без учёта спин-орбитального взаимодействия шестикратно вырождена. Однако благодаря спин-орбитальному взаимодействию зона расщепляется в точке $p = 0$ на двукратно и четырёхкратно вырожденные зоны (рис. 3). Энергетич. расстояние между ними Δ наз. энергией спин-орбитального расщепления. При $p \neq 0$ 4-кратное вырождение снимается и возникают 2 двукратно вырожденные зоны, к-рые наз. зонами лёгких (\mathcal{E}^L) и тяжёлых (\mathcal{E}^T) дырок. Их энергии зависят от квазиимпульса, определяемого выражением:

$$\mathcal{E}^{L,T} = -\frac{1}{2m_0} \left\{ \gamma_1 p^2 \pm \left[4\gamma_2^2 p^4 + 12(\gamma_3^2 - \gamma_2^2) \left(p_x^2 p_y^2 + p_y^2 p_z^2 + p_z^2 p_x^2 \right) \right]^{1/2} \right\}, \quad (3)$$

где знак плюс соответствует зоне лёгких дырок, знак минус — зоне тяжёлых дырок; $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ — безразмерные параметры (параметры Латтинджера; табл. 3).

Табл. 3. — Параметры Латтинджера и энергия спин-орбитального расщепления Δ (эВ) для Ge и Si

Полупроводник	γ_1	γ_2	γ_3	Δ
Si	4,22	0,39	1,44	0,04
Ge	13,35	4,25	5,69	0,29

Поверхности $\mathcal{E}(p) = \text{const}$, описываемые выражением (3), не обладают сферич. симметрией. Это слегка «гофрированные» сферы. В ряде П., в т. ч. и в Ge, анизотропия изоэнергетич. поверхностей слабая. Поэтому зоны лёгких (л) и тяжёлых (т) дырок приближённо описываются ур-ниями

$$\mathcal{E}^L = -p^2/2m^L, \quad \mathcal{E}^T = -p^2/2m^T, \quad (4)$$

где $m^L = m_0(\gamma_1 + 2\gamma_2)^{-1}$ — масса лёгкой дырки, $m^T = m_0(\gamma_1 - 2\gamma_2)^{-1}$ — масса тяжёлой дырки, $\gamma = (3\gamma_3 - 2\gamma_2)/5$. Для Ge $m^L = 0,04 m_0$, $m^T = 0,3 m_0$. Если пренебречь переходами между зонами лёгких и тяжёлых дырок, то m^L и m^T описывают динамику лёгких и тяжёлых дырок. Описанная картина валентных зон точна для кристаллов Ge и Si, обладающих центром инверсии. В кристаллах П. типа A^{III}B^V при малых p закон дисперсии имеет более сложный вид.

Модель Кейна. Кинетич. энергия \mathcal{E} электрона или дырки параболически (квадратично) зависит от их квазиимпульса p при условии, что она мала по сравнению с \mathcal{E}_g . В узкозонных П. (\mathcal{E}_g мало) это условие нарушается. Однако для закона дисперсии и при $\mathcal{E} > \mathcal{E}_g$ можно получить простые выражения, к-рые справедливы при условии, что длина волны электрона велика по сравнению с постоянной решётки a_0 . При этом, как правило, энергетич. расстояние до следующих разрешённых зон остаётся всё ещё значительно больше, чем энергия электрона. В этом случае следует учитывать только перемешивание волновых ф-ций электронных зон проводимости и валентной зоны, взаимодействие же с др. зонами несущественно. Такое приближение наз. моделью Кейна. Кроме величин \mathcal{E}_g и Δ в нём фигурирует лишь один параметр P , характеризующий перемешивание волновых ф-ций, к-рый выражается через эфф. массу электрона на «дне» зоны проводи-

мости \mathcal{E}_c . При предельно малых импульсах p , когда $\mathcal{E} \ll \mathcal{E}_g$, модель Кейна даёт следующие параболич. выражения для энергии электронов $\mathcal{E}^e(p)$, лёгких дырок $\mathcal{E}^L(p)$, тяжёлых дырок $\mathcal{E}^T(p)$ и дырок в спин-орбитально отщеплённой зоне $\mathcal{E}^{CO}(p)$:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}^e &= \frac{p^2 P^2}{3\hbar^2} \left(\frac{2}{\mathcal{E}_g} + \frac{1}{\mathcal{E}_g + \Delta} \right); \\ \mathcal{E}^L &= -\frac{2p^2 P^2}{3\hbar^2 \mathcal{E}_g}; \quad \mathcal{E}^T = 0; \\ \mathcal{E}^{CO} &= -\Delta - \frac{p^2 P^2}{3\hbar^2 (\mathcal{E}_g + \Delta)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Как видно из (5), это приближение не позволяет найти энергетич. спектр тяжёлых дырок. Если $\mathcal{E}_g \ll \Delta$, то, сопоставив (5) с (1) и (4), получим, что массы электрона и лёгкой дырки одинаковы и равны:

$$m = 3\hbar^2/4P^2 \mathcal{E}_g. \quad (6)$$

Если при этом $p \ll \sqrt{2m\Delta}$, то энергетич. спектры электронов и лёгких дырок описываются ф-лами

$$\begin{aligned} \mathcal{E}^e &= \frac{\mathcal{E}_g}{2} \left(1 + 4 \frac{p^2}{2m\mathcal{E}_g} \right)^{1/2}, \\ \mathcal{E}^L &= \frac{\mathcal{E}_g}{2} - \frac{\mathcal{E}_g}{2} \left(1 + 4 \frac{p^2}{2m\mathcal{E}_g} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Ф-лы (7) показывают, что спектр электронов и лёгких дырок отклоняется от квадратичного, когда кинетич. энергия электрона или дырки порядка \mathcal{E}_g .

Примеси и дефекты в полупроводниках

Различают примеси электрически активные и неактивные. Первые способны приобретать в П. заряд того или др. знака, к-рый компенсируется появлением электрона в зоне проводимости или дырки в валентной зоне. Электрически неактивные примеси остаются нейтральными и сравнительно слабо влияют на электр. свойства П. Как правило, электр. активность связана с тем, что примесный атом имеет иную валентность, чем замещаемый атом, а кристаллич. решётка, в к-рую попадает примесь, «навязывает» ей свою координацию ближайших соседей. Так, напр., элемент V группы, попадая в решётку Si с тетраэдрич. координацией связи, «перестраивает» свои валентные электроны так, что 4 из них образуют устойчивую тетраэдрич. конфигурацию, а 5-й электрон связан с примесным атомом относительно слабо. В первом приближении можно считать, что на этот «лишний» электрон действует лишь сила электростатич. притяжения к примесному иону, уменьшенная в ϵ раз (ϵ — диэлектрич. проницаемость решётки).

В простейшем случае невырожденной (стандартной) зоны ур-ние движения для лишнего электрона оказывается таким же, как для электронов в атоме водорода. Энергия связи имеет вид

$$\mathcal{E}_0 = \frac{me^4}{2\epsilon^2 \hbar^2} = \frac{m_0 e^4}{2\hbar^2} \left(\frac{m}{m_0} \right) \frac{1}{\epsilon^2}, \quad (8)$$

где e — заряд электрона, ϵ — диэлектрич. проницаемость решётки. Если $m/m_0 = 10$, а $\epsilon = 12$, то \mathcal{E}_0 оказывается примерно в $1,5 \cdot 10^3$ раз меньше, чем энергия связи атома водорода (13,6 эВ). Тепловое движение легко отрывает электрон от примесного атома, после чего он может участвовать в переносе электр. тока. Такие примесные атомы наз. д о н о р а м и (донорная примесь).

Элементы III группы, попадая в тетраэдрич. решётку, захватывают электрон из валентной зоны и с его помощью образуют устойчивую тетраэдрич. конфигурацию. Образовавшаяся в валентной зоне дырка притягивается к отрицательно заряженному примесному атому и при низких темп-рах находится в связанном (локализованном) состоянии. Энергия связи дырки