

$$\{[1+\exp(\mathcal{E}-\mathcal{E}_F)]/kT\}^{-1}.$$

При не очень большой концентрации примесей уровень Ферми $\mathcal{E}_F$ оказывается в запрещённой зоне (рис. 4). При этом поведение подвижных электронов и дырок описываются законами классич. статистики (см. *Максвелла распределение*). Концентрации электронов в зоне



проводимости (n) и дырок в валентной зоне (p) определяются соотношениями ($\mathcal{E}_F$ отсчитывается от «дна» зоны проводимости $\mathcal{E}_c$):

$$n = N_c \exp(\mathcal{E}_F/kT), \quad (9)$$

$$p = N_v \exp[-(\mathcal{E}_g + \mathcal{E}_F)/kT], \quad (10)$$

где N_c и N_v — характерные концентрации электронов и дырок, определяемые их спектром при стандартном законе дисперсии. При стандартном спектре с эфф. массами электронов и дырок m^* и m^* :

$$\begin{aligned} N_c &= (2\pi m^* kT)^{3/2} / 4\pi^2 \hbar^3, \\ N_v &= (2\pi m^* kT)^{3/2} / 4\pi^2 \hbar^3. \end{aligned} \quad (11)$$

Для случая эллипсоидальных изоэнергетич. поверхностей следует заменить m^* на $(m_1 m_2 m_3)^{1/3}$, где m_1, m_2, m_3 — эфф. массы, соответствующие гл. осям эллипсоида. В случае вырожденной валентной зоны выражения для N_c и N_v имеют более сложный вид; однако если масса тяжёлых дырок гораздо больше массы лёгких дырок, то можно пользоваться ф-лами (11), заменив m^* массой тяжёлой дырки.

Концентрация электронов, находящихся на донорных уровнях, даётся выражением

$$n_d = N_d \{1 + g_d^{-1} \exp[-(\mathcal{E}_d + \mathcal{E}_F)/kT]\}^{-1}, \quad (12)$$

где g_d — кратность вырождения наинизшего донорного уровня (с учётом спинного вырождения); N_d — концентрация доноров; $\mathcal{E}_d$ — энергия связи донора ($\mathcal{E}_d > 0$). Концентрация дырок, захваченных на акцепторные уровни, т. е. концентрация нейтральных акцепторов, равна:

$$p_a = N_a \{1 + g_a^{-1} \exp[-(\mathcal{E}_a - \mathcal{E}_F - \mathcal{E}_g)/kT]\}^{-1}. \quad (13)$$

Здесь g_a — кратность вырождения акцепторного уровня, N_a — концентрация акцепторов, $\mathcal{E}_a$ — энергия связи акцептора ($\mathcal{E}_a > 0$).

Уровень Ферми $\mathcal{E}_F$ определяется из условия электронейтральности, согласно к-рому концентрация отрицат. зарядов (электронов и заряд. доноров) должна быть равна концентрации положит. зарядов (дырок и нейтральных акцепторов):

$$n + N_a - p_a = p + N_d - n_d. \quad (14)$$

Для определения концентраций электронов n и дырок p следует подставить ф-лы (9) — (13) в (14), решить полученное уравнение относительно $\mathcal{E}_F$, а затем, подставив $\mathcal{E}_F$ в ф-лы (9) и (10), определить n и p . Из (9) и (10) видно, что произведение концентраций электронов n и дырок p не зависит от концентраций примесей:

$$n \cdot p = n_i^2 = N_c N_v \exp(-\mathcal{E}_g/kT). \quad (15)$$

В случае стандартного спектра

$$p_i = n_i = \frac{(2\pi kT)^{3/2}}{4\pi^2 \hbar^3} (m^* m^*)^{3/4} \exp(-\mathcal{E}_g/2kT). \quad (16)$$

Собственные и примесные полупроводники. Собств. П. содержит электроны и дырки в одинаковом кол-ве: $n = p = n_i$. Эти электроны и дырки возникают, напр., за счёт теплового заброса электронов из валентной зоны в зону проводимости. В собств. П. уровень Ферми находится примерно посередине запрещённой зоны и определяется выражением

$$\mathcal{E}_F = -\mathcal{E}_g/2 + \frac{3}{4} kT \ln(m^*/m^*). \quad (17)$$

При достаточно высокой темп-ре П. может быть собственным и при довольно больших концентрациях примесей. Для этого необходимо, чтобы концентрация n_i превысила N_d и N_a . Температурная область, в к-рой П. можно считать собственным, определяется шириной запрещённой зоны $\mathcal{E}_g$, концентрациями примесей, а также спектром электронов и дырок. В Ge $n_i = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, в Si $n_i = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ ($T = 300 \text{ K}$).

П. наз. примесным, если N_d или N_a значительно превышают n_i . Гл. свойство примесного П. состоит в том, что концентрации электронов и дырок в нём резко отличаются друг от друга. П., в к-ром преобладают электроны (осн. носители заряда), наз. П. n -типа, а П., в к-ром преобладают дырки, — П. p -типа. В первом случае преобладают донорные примеси, во втором — акцепторные.

Если имеются только донорные примеси и темп-ра столь высока, что они все ионизированы, но в то же время достаточно низка, чтобы пренебречь тепловым забросом электронов из валентной зоны ($n_i \ll N_d$), то концентрация электронов $n \approx N_d$, а для $\mathcal{E}_F$ справедлива ф-ла

$$\mathcal{E}_F = kT \ln(N_d/N_c). \quad (18)$$

При $N_d < N_c$ уровень Ферми лежит несколько ниже «дна» зоны проводимости $\mathcal{E}_c$. Концентрация дырок в этом случае пренебрежительно мала по сравнению с концентрацией электронов. В случае акцепторных примесей существует аналогичный температурный интервал, в к-ром концентрация электронов пренебрежимо мала по сравнению с концентрацией дырок, а $\mathcal{E}_F$ находится вблизи $\mathcal{E}_v$:

$$\mathcal{E}_F = -\mathcal{E}_g - kT \ln(N_a/N_v). \quad (19)$$

Если есть доноры и акцепторы, причём $N_d > N_a$, то каждый акцептор захватывает по электрону от доноров. Тогда при полной ионизации доноров концентрация электронов $n = N_d - N_a$. Аналогично при $N_a > N_d$ $p = N_a - N_d$. Т. о., примеси компенсируют друг друга. Поэтому П., в к-рых присутствуют и донорные и акцепторные примеси, наз. компенсированными; степень компенсации K наз. отношение концентраций неосновных (фоновых) и основных примесей, так что $0 \leq K \leq 1$.

При достаточно низких темп-рах в П. n -типа лишь малая часть электронов находится в зоне проводимости. Их концентрация зависит в этом случае от T экспоненциально:

$$n = \frac{1}{\sqrt{2}} (N_d N_c)^{1/2} \exp(\mathcal{E}_d/2kT). \quad (20)$$

Выражение (20) справедливо лишь для слабо компенсированного П. При этом $\mathcal{E}_F$ находится примерно посередине между донорным уровнем и $\mathcal{E}_c$:

$$\mathcal{E}_F = -\frac{\mathcal{E}_g}{2} + \frac{1}{2} kT \ln(N_d/2N_c). \quad (21)$$

Аналогичные выражения справедливы и для П. p -типа. В этом случае $\mathcal{E}_F$ лежит между акцепторным уровнем