Таким образом, высота потенциального барьера в контакте металл—полупроводник равна контактной разности потенциалов u_k. Поэтому в принципе, измеряя u_k, можно непосредственно определить и высоту барьера. Однако при этом нужно иметь в виду, что, измеряя u_k, мы определяем разность работ выхода при свободных поверхностях, которые могут иметь слои адсорбированных газов и другие загрязнения, влияющие на работу выхода. При

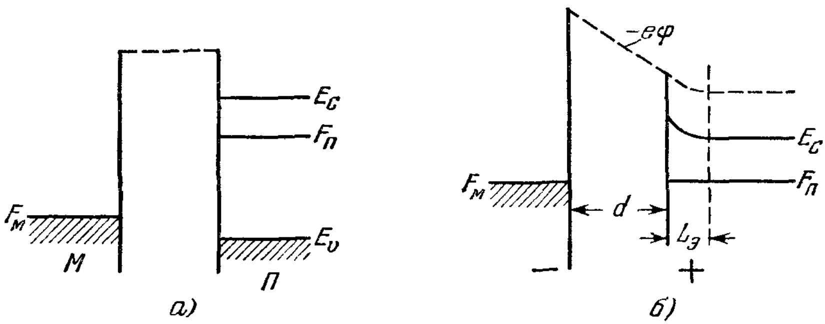

Рис. 6.8. Контактная разность потенциалов металла и полупроводника.

образовании же контакта состояния поверхностей, а следовательно и работы выхода, могут изменяться, и поэтому контактная разность u_k, измеренная в реальных опытах без надлежащих предосторожностей, может и не совпадать с высотой барьера при последующем образовании контакта.

§ 6. Распределение концентрации электронов и потенциала в слое объемного заряда

Рассмотрим теперь, от чего зависит толщина потенциального барьера в контактах. Положим, что все величины зависят лишь от одной координаты x, отсчитываемой вдоль нормали к плоскости контакта (рис. 6.9). Полупроводник будем считать невырожденным и, для определенности, n-типа. Тогда для нахождения распределения потенциала и концентрации электронов мы имеем следующую систему уравнений:

выражение для плотности тока

$$j = en\mu\mathcal{E} + \mu kT\frac{dn}{dx}, \tag{6.1}$$

уравнение Пуассона

$$\frac{\partial\mathcal{E}}{\partial x} = \frac{4\pi\rho}{\varepsilon} \tag{6.2}$$

и уравнение непрерывности

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = -\frac{\partial j}{\partial x}. \tag{6.3}$$

В уравнении (6.1) мы пренебрегли током смещения и, кроме того, выразили коэффициент диффузии через подвижность с помощью соотношения Эйнштейна (2.8). Пусть, далее, полупроводник содержит доноры с концентрацией N_d и акцепторы с концентрацией $N_a < N_d$. Тогда плотность объемного заряда ρ есть

$$\rho = e\,(N_d^+ - N_a^- - n), \tag{6.4}$$

где концентрации заряженных доноров N_d^+ и акцепторов N_a^- в общем случае являются функциями координат и времени.

В настоящей главе мы ограничимся только стационарными состояниями. Тогда уравнение непрерывности дает

$$j = \text{const}.$$

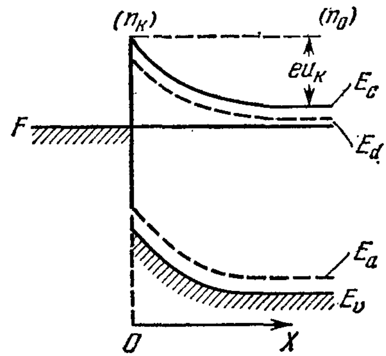

Рис. 6.9. Контакт полупроводника, содержащего мелкие доноры и акцепторы, с металлом.

Далее, будем сначала считать, что доноры и акцепторы достаточно мелкие, так что уровни доноров везде расположены выше уровня Ферми, а уровни акцепторов — ниже уровня Ферми хотя бы на несколько kT (рис. 6.9). Тогда доноры и акцепторы будут полностью ионизованы и $N_d^+ = N_d$, $N_d^- = N_a$. В этом случае исходная система уравнений приобретает простой вид:

$$j = -en\mu\frac{d\varphi}{dx} + \mu kT\frac{dn}{dx}, \tag{6.5}$$

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{4\pi e}{\varepsilon}(n - n_0). \tag{6.6}$$

Здесь через n_0 обозначена постоянная концентрация электронов в глубине полупроводника, где $\rho = 0$.

Положим, что плоскость контакта расположена при $x = 0$, и будем отсчитывать потенциал от его значения в этой плоскости. Тогда граничные условия будут

$$\begin{aligned} x &= 0: \quad &\varphi &= 0, \quad &n &= n_k; \\ x &= \infty: \quad &\varphi &= u_k + u, \quad &n &= n_0. \end{aligned} \tag{6.7}$$

Здесь u — внешняя приложенная разность потенциалов.

Граничная концентрация n_k в отсутствие тока есть заданная характеристика контакта, зависящая от природы металла и полупроводника:

$$n_k = n_0 \exp\left(-\frac{eu_k}{kT}\right). \tag{6.8}$$

При наличии тока концентрация на границе n (0), вообще говоря, уже не равна равновесной n_k, и точное определение этой концентрации сложно. Однако мы положим, что это изменение невелико, так что n (0) можно считать приближенно не зависящим от тока и равным его равновесному значению n_k.

Чтобы оценить величину токов, при которых это предположение еще допустимо, можно воспользоваться следующими соображениями. Электроны в полупроводнике, уже достигшие плоскости контакта, далее не встречают потенциального барьера и все проходят в металл. Без внешнего напряжения число таких электронов, пересекающих 1 см^2 контактной плоскости в 1 с, есть $\frac{1}{4} n_k v_T$. Такое же число электронов переходит в обратном направлении из металла в полупроводник. Поэтому плотность тока через контакт можно выразить через граничные концентрации n (0) и n_k:

$$j = {}^1/_4 e v_T [n(0) - n_k]. \tag{6.9}$$

Отсюда видно, что $n(0) \simeq n_k$, если j мало по сравнению с каждым из слагаемых в (6.9). Полагая, например, $n_k \sim 10^{13}$ см$^{-3}$ и $v_T \sim$ $\sim 10^7$ см/с, мы получим для второго слагаемого в правой части (6.9) величину $\sim$10 А/см^2. Поэтому, если плотность тока через контакт не превышает, скажем, 0,1 А/см^2, то разность между n (0) и n_k будет не более 1% и сделанное допущение будет хорошим приближением.

Мы рассмотрим сначала контакт в отсутствие тока. Тогда из уравнения (6.5) имеем

$$n = n_k \exp \frac{e\varphi}{kT}. \tag{6.10}$$

Подставляя это в (6.6), получаем уравнение

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} n_k \left(\exp \frac{e\varphi}{kT} - \exp \frac{eu_k}{kT} \right) = \frac{4\pi e}{\varepsilon} n_0 \left(\exp \frac{e(\varphi - u_k)}{kT} - 1 \right), \tag{6.11}$$

из которого можно найти распределение потенциала $\varphi(x)$.

Рассмотрим некоторые важные частные случаи.

§ 7. Длина экранирования

Положим, что искривление зон у поверхности мало, так что $eu_k/kT \ll 1$. Тогда экспоненты в уравнении (6.11) можно разложить в ряд и ограничиться первыми двумя членами разложения. После этого уравнение (6.11) принимает простой вид:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{\varphi - u_k}{L_D^2}, \tag{7.1}$$

где обозначено

$$L_D^2 = \frac{\varepsilon kT}{4\pi e^2 n_0}. \tag{7.2}$$