

ния состоит в том, что чужеродные атомы на поверхности могут обмениваться электронами с объемом кристалла и поэтому, как правило, существуют в виде положительно или отрицательно заряженных ионов, а это приводит к искривлению энергетических зон у поверхности. При отрицательном заряде поверхности зоны искривляются вверх (рис. 6.5), при положительном — вниз. При этом электронное сродство ($E_0 - E_c$), зависящее только от структуры кристалла, у поверхности не изменяется. Поэтому работа выхода ($E_0 - F$) увеличивается при искривлении зон вверх и уменьшается при искривлении зон вниз. Изменение работы выхода есть $\Delta\Phi = -e\varphi_s$, где φ_s — потенциал поверхности (относительно объема кристалла).

Вследствие сильного влияния загрязнения поверхности, определение термоэлектронных работ выхода требует очень тщательных опытов. Однако в настоящее время они для многих веществ достаточно хорошо известны. Пользуясь термоэлектронными работами выхода, формулу (3.3) для высоты потенциального барьера в контакте можно представить в удобном виде:

$$e\mu_k = \Phi_{\text{н}} - \Phi_{\text{к}}. \quad (4.8)$$

§ 5. Контактная разность потенциалов

Для определения термоэлектронной работы выхода по термоэлектронному току исследуемое вещество нужно нагревать до высокой температуры, чтобы термоэлектронные токи были достаточно сильны. А для многих веществ с невысокой температурой плавления и большой работой выхода это не всегда возможно. Однако работу выхода можно определить и другими методами, не требующими нагревания тела. В частности, это удобно сделать, измеряя контактную разность потенциалов, т. е. разность потенциалов между несоприкасающимися поверхностями двух различных проводников, находящихся в электронном равновесии. Последнее можно осуществить, соединяя оба проводника металлической проволокой (однако это может быть и не обязательным, так как равновесие может установиться и за счет слабого обмена электронами через вакуум).

Рассмотрим сначала случай двух металлов. Если оба тела в целом не заряжены, то в отсутствие контакта между ними электрического поля нет, а следовательно, энергия электрона в вакууме E_0

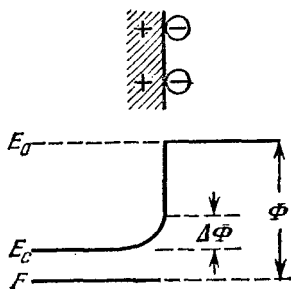


Рис. 6.5. Изменение работы выхода вследствие искривления зон у поверхности.

и электрический потенциал φ постоянны (рис. 6.6, а). Термоэлектронная работа выхода металла I есть $\Phi_1 = E_0 - F_1$, а металла II $\Phi_2 = E_0 - F_2$. При соединении обоих тел проводником устанавливается электронное равновесие и уровни Ферми F_1 и F_2 уравниваются. Но при этом вершины потенциальных ям уже оказываются

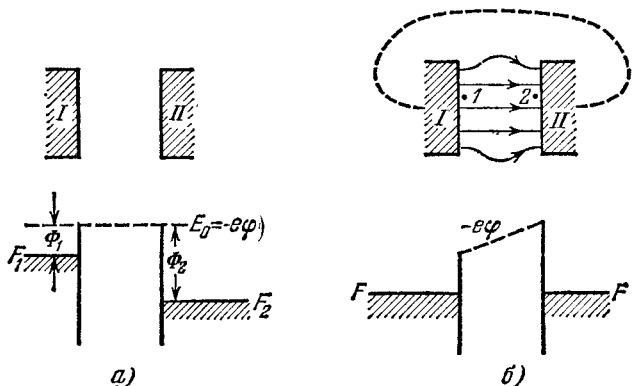


Рис. 6.6. К определению контактной разности потенциалов двух металлов.

на разной высоте, и поэтому потенциальная энергия электрона $-e\varphi$ как функция координат уже не изображается горизонтальной прямой. Это значит, что между телами появляется электрическое поле, а на поверхности тел возникают заряды. Контактная разность потенциалов u_k между телами I и II, по определению, есть разность потенциалов между любыми точками 1 и 2 (рис. 6.6, б), расположенными в непосредственной близости от поверхностей тел I и II,

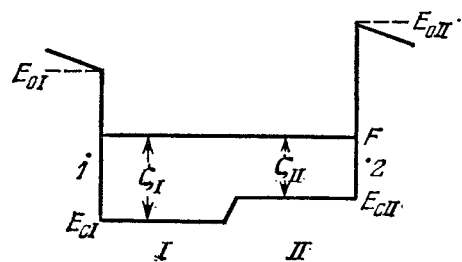
но находящимися вне этих тел. Из рис. 6.6 видно, что

$$\begin{aligned} -eu_k &= -e(\varphi_1 - \varphi_2) = \\ &= F_2 - F_1 = \Phi_1 - \Phi_2. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Таким образом, контактная разность потенциалов определяется разностью термоэлектронных работ выхода обоих тел.

В связи со сказанным полезно более подробно рассмотреть энергетическую диаграмму двух контактирующих тел

Рис. 6.7. Энергетическая диаграмма двух контактирующих металлов.



На границе вакуум—металл I имеется скачок электростатического потенциала, и поэтому при переходе из вакуума в металл потенциальная энергия

электрона изменяется на величину

$$-e(\varphi_I - \varphi_1) = E_{cI} - E_{oI}. \quad (5.2)$$

Здесь φ_I — потенциал внутри металла, а φ_1 — его значение у поверхности металла в вакууме. На границе металл I — металл II также существует скачок потенциала ($\varphi_{II} - \varphi_I$), определяемый условием равенства электрохимических потенциалов в обоих металлах (§ 3)

$$\zeta_I - e\varphi_I = \zeta_{II} - e\varphi_{II}.$$

При переходе электрона из металла II в вакуум его потенциальная энергия меняется на величину

$$-e(\varphi_2 - \varphi_{II}) = E_{oII} - E_{cII}. \quad (5.3)$$

И, наконец, при переходе электрона в вакууме из точки 2 в точку 1 изменение его энергии равно $-e(\varphi_1 - \varphi_2)$.

Рассмотрим теперь замкнутый контур, проходящий внутри контактирующих металлов и замыкающийся в вакуумном промежутке. Очевидно, что сумма всех скачков потенциала, встречающихся на этом пути, равна нулю, так как после обхода по этому пути мы возвращаемся вновь в исходную точку. Это дает

$$(E_{cI} - E_{oI}) + (\zeta_I - \zeta_{II}) + (E_{oII} - E_{cII}) - e(\varphi_1 - \varphi_2) = 0. \quad (5.4)$$

Но (см. рис. 6.7)

$$E_{oI} - E_{cI} - \zeta_I = E_{oI} - F = \Phi_1, \quad E_{oII} - E_{cII} - \zeta_{II} = E_{oII} - F = \Phi_2, \quad (5.5)$$

где Φ_1 и Φ_2 — термоэлектронные работы выхода металлов I и II соответственно. Поэтому соотношение (5.4) переходит в формулу (5.1).

Рассмотрим теперь случай, когда одно из тел есть металл, а другое — полупроводник. Соответствующие энергетические диаграммы показаны на рис. 6.8, *а* (до установления равновесия) и 6.8, *б* (при равновесии). Отличие от предыдущего случая двух металлов заключается лишь в том, что электрическое поле здесь частично проникает в полупроводник на некоторую глубину L_3 (длину экранирования, см. § 8). Поэтому полная разность потенциалов $(\Phi_1 - \Phi_2)/e$ распределяется между зазором (ширины d) и слоем объемного заряда. Если $d \gg L_3$ (что обычно всегда бывает при измерении контактной разности), то падением напряжения в слое объемного заряда можно пренебречь и мы опять получаем формулу (5.1). Это соотношение будет также справедливо и для двух полупроводников, если ширина зазора между ними достаточно велика (по сравнению с длинами экранирования в обоих полупроводниках).

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

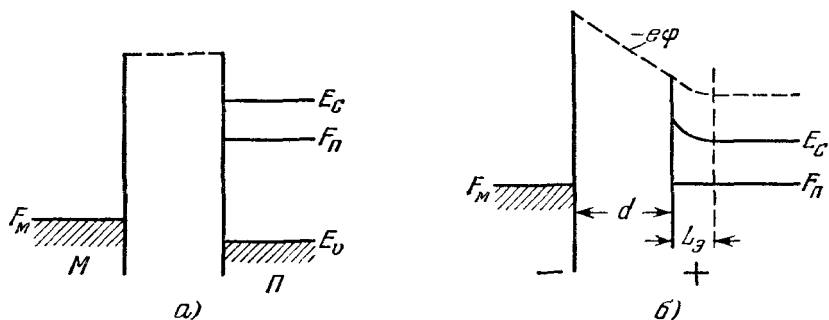


Рис. 6.8. Контактная разность потенциалов металла и полупроводника.

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

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

уравнение Пуассона

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial x} = \frac{4\pi\rho}{\epsilon} \quad (6.2)$$

и уравнение непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial j}{\partial x}. \quad (6.3)$$