

коэффициент усиления тока в этой схеме  $\alpha_e$  определяется как

$$\alpha_e = \left( \frac{\Delta i_c}{\Delta i_b} \right)_{u_{\text{ВЫХ}} = \text{const}} \quad (4.7)$$

Для схемы с общим коллектором (рис. 8.9) коэффициент усиления тока есть

$$\alpha_c = \left( \frac{\Delta i_c}{\Delta i_b} \right)_{u_{\text{ВЫХ}} = \text{const}} \quad (4.8)$$

В отличие от схемы с общей базой, усиление по току в двух последних схемах может быть значительно больше единицы. Это происходит потому, что управляющий ток в этих схемах  $i_b$  намного меньше выходного тока  $i_c$  или, соответственно,  $i_e$ . Поэтому значительным изменениям выходного тока соответствуют только малые изменения управляющего тока.

Количественная теория биполярного триода получается при использовании основных уравнений, приведенных в § VII.3 (уравнений непрерывности и уравнения Пуассона), и условий на границах каждого из  $p$ — $n$ -переходов. Для тонких переходов эти граничные условия имеют вид (VII.6.1). Отсюда можно найти распределение дырок (электронов) в области базы и вычислить токи  $i_e$ ,  $i_c$  как функции напряжений на эмиттере и коллекторе  $u_e$ ,  $u_c$  относительно базы. А это позволяет определить все параметры полупроводникового триода как активного четырехполюсника. Однако мы не будем останавливаться на этих довольно длинных расчетах, которые можно найти в руководствах по полупроводниковым приборам [1, 2].

Рассмотренный выше качественно биполярный триод представляет собой, конечно, лишь один из типов полупроводниковых усилителей, основанных на использовании явления инжекции. Имеются и другие полупроводниковые устройства, предназначенные для тех же целей. Некоторые из них основаны на других принципах и не используют явление инжекции вовсе. Помимо рассмотренных выше туннельных диодов, сюда относятся так называемые полевые транзисторы (в которых для управления током в выходной цепи используют модуляцию толщины слоя объемного заряда с помощью входного напряжения) и другие приборы.

## § 5. Гетеропереходы

До сих пор мы рассматривали  $p$ — $n$ -переходы, образованные в одном и том же монокристалле путем соответствующего распределения примесей. В таких переходах (часто называемых гомопереходами) по обе стороны от границы раздела  $p$ - и  $n$ -областей мы имели одну и ту же решетку кристалла с одинаковыми характеристиками (шириной запрещенной зоны, электронным сродством и т. п.). Сейчас мы коротко остановимся на контактах двух различных полупроводников (гетеропереходах).

Гетеропереходы можно получить, наращивая монокристалльный слой одного из полупроводников на монокристалльной же подложке другого полупроводника с помощью специальных методов. Такое наращивание без существенного нарушения монокристалльной структуры возможно, разумеется, не для всякой пары полупроводников, так как для этого необходимо определенное соответствие между кристаллическими решетками. Гетеропереходы можно создать, используя пары полупроводников

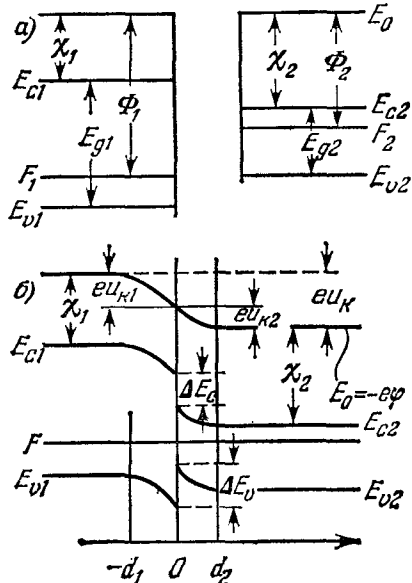


Рис. 8.10. Энергетическая диаграмма двух различных полупроводников до контакта (а) и  $p-n$ -гетероперехода (б).  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $\chi$  — электронное средство,  $\Phi$  — работа выхода,  $u_k$  — контактная разность потенциалов,  $E_0$  — энергия покоящегося электрона в вакууме.

Энергетические диаграммы гетеропереходов, описывающие изгиб энергетических зон и возникающие потенциальные барьеры, имеют особенности по сравнению с таковыми для гомопереходов. Эти диаграммы можно построить следующим образом.

Рассмотрим, для определенности, анизотипный переход, образованный широкозонным полупроводником  $p$ -типа и узкозонным  $n$ -типа. Энергетическая диаграмма обоих полупроводников до образования перехода показана на рис. 8.10, а. После создания гетероперехода получается энергетическая диаграмма, изображенная на рис. 8.10, б. В отсутствие тока, как всегда, уровень Ферми в обоих полупроводниках становится одинаковым и между ними возникает контактная разность потенциалов  $u_k = (\Phi_1 - \Phi_2)/e$ . Уровень энергии в вакууме теперь изображается кривой  $E_0 = -e\phi(x)$ , где  $\phi(x)$  — электростатический потенциал, создаваемый слоями объемного заряда у границы. Откладывая от уровня  $E_0$  вниз отрезки  $\chi_1$  и, соответственно,  $\chi_2$ , мы получим энергию дна зоны проводимости в обоих полупроводниках. Так как  $\chi_1$  и  $\chi_2$  в общем случае различны, то на границе перехода  $x = 0$ , в отличие от го-

мопереходов, возникает разрыв в зоне проводимости  $\Delta E_c = E_c(+0) - E_c(-0)$ . Аналогично, откладывая в левой и правой частях диаграммы отрезки  $E_{g1}$  и, соответственно,  $E_{g2}$  от уровня  $E_c(x)$ , мы найдем края дырочных зон  $E_v(x)$ . И здесь в плоскости  $x=0$  образуется разрыв  $\Delta E_v = E_v(+0) - E_v(-0)$ . В зависимости от соотношения между электронным сродством  $\chi_1$  и  $\chi_2$ , с одной стороны, и шириной запрещенных зон  $E_{g1}$  и  $E_{g2}$ , с другой, эти разрывы могут иметь либо вид «стенки» ( $\Delta E_c$  на рис. 8.10, б), либо вид «крюка» ( $\Delta E_v$  на рис. 8.10, б).

На рис. 8.11 показан другой пример — изотипного  $n-n$ -гетероперехода (тоже в равновесии). Здесь «крюк» возникает в зоне проводимости, а «стенка» — в валентной зоне. При этом уровень Ферми в области разрыва  $\Delta E_c$  попадает в зону проводимости, так что в этом слое электронный газ оказывается вырожденным.

Ход краев зон  $E_c(x)$  и  $E_v(x)$  в областях объемного заряда, а следовательно, и разрывы зон  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$  можно определить из следующих соображений. Полная контактная разность  $u_k$  распределяется между обоими полупроводниками на части  $u_{k1}$  и  $u_{k2}$  (рис. 8.10). Если известны примеси в обоих полупроводниках (их концентрации и энергетические уровни), то можно вычислить объемный заряд  $\rho(\varphi)$  как функцию потенциала  $\varphi$  и затем, интегрируя уравнение Пуассона, найти пространственное распределение потенциала  $\varphi_1(x, u_{k1})$  и  $\varphi_2(x, u_{k2})$  в каждом из полупроводников. Эти распределения будут зависеть также от  $u_{k1}$  и, соответственно,  $u_{k2}$ , входящих через граничные условия. Тогда из условия непрерывности нормальной составляющей электрической индукции на границе раздела

$$\epsilon_1 \frac{d\varphi_1}{dx} \Big|_{x=0} = \epsilon_2 \frac{d\varphi_2}{dx} \Big|_{x=0} \quad (5.1)$$

можно найти  $u_{k1}$  и  $u_{k2}$ , а следовательно, и распределение потенциала, и изгиб энергетических зон.

Поясним сказанное на примере  $p-n$ -гетероперехода, изображенного на рис. 8.10. Положим для простоты, что в полупроводниках имеются мелкие, полностью ионизованные доноры и акцепторы, и обозначим концентрации дырок и электронов в глубине полупроводников через  $p_0$  и, соответственно,  $n_0$ . В рассматриваемом случае в обоих полупроводниках возникают обедненные слои

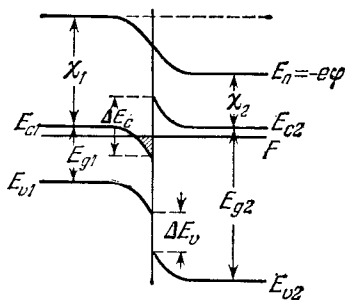


Рис. 8.11. Пример энергетической диаграммы изотипного  $n-n$ -гетероперехода. Заштрихованная часть вырождена.

объемного заряда, и поэтому мы используем приближение полностью истощенного слоя. Тогда мы можем сразу воспользоваться результатами в § VI.9, однако с учетом того, что в данном случае диэлектрические проницаемости в обеих областях различны. Соответственно вместо формул (VI.9.8) мы получим

$$\begin{aligned}\varphi_1(x) &= u_1 + \frac{2\pi e\rho_0}{\varepsilon_1}(x+d_1)^2 & (p\text{-область}), \\ \varphi_2(x) &= u_2 - \frac{2\pi en_0}{\varepsilon_2}(x-d_2)^2 & (n\text{-область}),\end{aligned}\quad (5.2)$$

где  $u_1$  и  $u_2$  — значения потенциала при  $x = -d_1$  и  $x = d_2$ . Подставляя (5.2) в условие (5.1), находим

$$\frac{d_1}{d_2} = \frac{n_0}{p_0}. \quad (5.3)$$

Далее, полагая в формулах (5.2)  $x = 0$ , имеем

$$\begin{aligned}u_1 - \varphi_1(0) &= u_{k1} = \frac{2\pi e\rho_0}{\varepsilon_1}d_1^2, \\ u_2 - \varphi_2(0) &= u_{k2} = \frac{2\pi en_0}{\varepsilon_2}d_2^2.\end{aligned}\quad (5.4)$$

Отсюда, с учетом формулы (5.3), получаем

$$\frac{u_{k1}}{u_{k2}} = \frac{n_0}{p_0} \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}. \quad (5.5)$$

Полная контактная разность потенциалов равна

$$u_k = u_{k1} + u_{k2} = 2\pi e \left( \frac{n_0 d_2^2}{\varepsilon_2} + \frac{p_0 d_1^2}{\varepsilon_1} \right). \quad (5.6)$$

Из формул (5.6) и (5.3) находим толщину слоев объемного заряда:

$$\begin{aligned}d_1 &= \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 n_0 u_k}{2\pi e p_0 (n_0 \varepsilon_2 + p_0 \varepsilon_1)}}, \\ d_2 &= \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 p_0 u_k}{2\pi e n_0 (n_0 \varepsilon_2 + p_0 \varepsilon_1)}}.\end{aligned}\quad (5.7)$$

Соотношения (5.2) — (5.7) полностью определяют распределение потенциала  $\varphi(x)$ , изгиб энергетических зон  $-\epsilon\varphi(x)$ , толщину слоев объемного заряда  $d_1$  и  $d_2$  и отношение контактных разностей потенциалов  $u_{k1}/u_{k2}$  в обоих полупроводниках.

Рассмотренные энергетические диаграммы являются идеализированными, так как не учитывают локальных уровней энергии для электронов на границе. Такие уровни возникают во всех случаях, когда нарушается периодичность потенциала решетки. Последнее имеет место, например, на свободной поверхности кристалла (см. гл. X), а также на границе гетероперехода вследствие неоднородности кристаллических решеток обоих полупроводников. Если

концентрация поверхностных уровней велика, то на поверхности раздела может возникнуть значительный электрический заряд и энергетический профиль гетероперехода может быть существенно искажен.

Поверхностные уровни энергии создают возможность дополнительных электронных переходов в гетеропереходе. На рис. 8.12 схематически приведен пример энергетической диаграммы  $n-p$ -гетероперехода при учете поверхностных уровней  $E_s$ . При положительном внешнем напряжении и в отсутствие поверхностных уровней электроны переходят в полупроводник 2 только над барьером (переход 1), где рекомбинируют со свободными дырками. Дырки переходят в обратном направлении, тоже над барьером (переход 1'), и рекомбинируют в полупроводнике 1 со свободными электронами. При наличии поверхностных уровней электроны и дырки могут перейти на эти уровни с помощью туннельного эффекта (переходы 2 и 2'). Опускаясь затем по цепочке поверхностных уровней, электроны получают возможность дополнительной рекомбинации с дырками. Разумеется, возможны и более сложные переходы с участием поверхностных уровней.

Применение гетеропереходов в некоторых полупроводниковых приборах может оказаться более выгодным, нежели использование гомопереходов. Так, в гетеропереходах можно осуществить одностороннюю инжекцию, при которой только одна из областей гетероперехода будет обогащаться носителями заряда. Эффективность таких переходов  $\xi = j_{но} / (j_{но} + j_{оси})$  можно сделать близкой к единице.

Создавая гетеропереход типа широкозонный полупроводник  $n$ -типа — тонкий слой узкозонного полупроводника — широкозонный полупроводник  $p$ -типа и прикладывая к нему большое положительное смещение, оказывается возможным легче осуществить высокий уровень инжекции в среднем слое, нежели в обычных гомопереходах. Это обстоятельство важно для создания полупроводниковых квантовых генераторов (лазеров).

Гетеропереходы позволяют создать фотоэлементы с резко ограниченной спектральной полосой чувствительности (и повысить их коэффициент полезного действия (§ XI.5)), а также и другие полупроводниковые приборы [3].

Недостатком гетеропереходов является гораздо более сложная технология их изготовления по сравнению с гомопереходами.

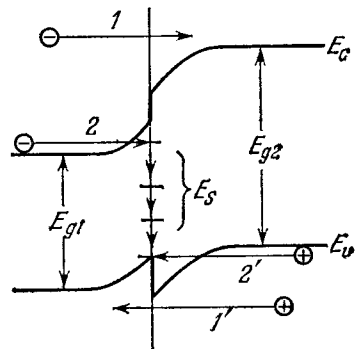


Рис. 8.12. Гетеропереход при наличии поверхностных уровней на границе.