

### Лекция 3. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЕ И МЕТАЛЛОПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ

#### 3.1. Электронно-дырочный переход при отсутствии внешнего напряжения

Рассмотрим неоднородный полупроводник, одна часть которого имеет электронную проводимость, а другая – дырочную (рис. 3.1). При этом, речь идет не о простом контакте двух различных полупроводников, а о едином монокристалле, у которого одна область легирована акцепторной примесью, а другая донорной.

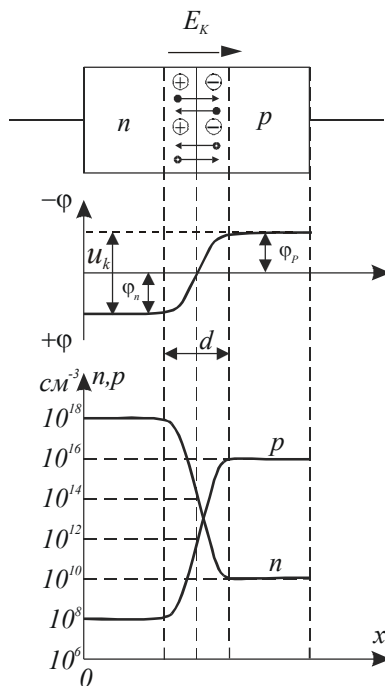


Рис. 3.1. Электронно-дырочный переход при отсутствии внешнего напряжения

Между электронной и дырочной областями полупроводника всегда существует тонкий переходный слой, обладающий особыми свойствами. Этот слой называется **электронно-дырочным переходом** или **n–p–переходом**.

Существование электронно-дырочного перехода обусловлено различием в концентрации подвижных носителей заряда электронной и дырочной областей. В дырочной части полупроводника концентрация дырок:  $p_p = N_a$ , а концентрация электронов  $n_p = \frac{n_i^2}{N_a}$ .

В электронной части концентрация дырок  $p_n = \frac{n_i^2}{N_d} < p_p$ , а концентрация электронов  $n_n = N_d > n_p$ .

Рассмотрим более подробно физические процессы в таком переходе.

Пусть внешнее напряжение на переходе отсутствует (рис. 3.1). Так как носители заряда в каждом полупроводнике совершают беспорядочное тепловое движение, т. е. имеют собственные скорости, то происходит их диффузия из одного полупроводника в другой. Как и при любой другой диффузии, носители перемещаются оттуда, где их концентрация больше, туда, где их концентрация меньше. Таким образом, из полупроводника  $n$ -типа в полупроводник  $p$ -типа диффундируют электроны, а в обратном направлении из полупроводника  $p$ -типа в полупроводник  $n$ -типа диффундируют дырки. Это диффузионное перемещение электронов и дырок показано на рис. 3.1 стрелками.

В результате диффузии носителей по обе стороны границы раздела двух полупроводников с различным типом электропроводности создаются объемные заряды различных знаков. В области  $n$  возникает положительный объемный заряд. Он образован главным образом положительно заряженными атомами донорной примеси и в небольшой степени – пришедшими в эту область дырками. Подобно этому в области  $p$  возникает отрицательный объемный заряд, образованный отрицательно заряженными атомами акцепторной примеси и, отчасти, пришедшими сюда электронами.

В результате дырочная область относительно электронной приобретает отрицательный потенциал, и в переходном слое создается электрическое поле, вызывающее встречный дрейфовый ток.

При отсутствии внешнего поля, когда результирующий ток в полупроводнике равен нулю, диффузионный ток в переходе, вызванный градиентом концентрации носителей, должен уравниваться дрейфовым током, обусловленным электрическим полем в переходе:  $j_{\text{диф}} + j_{\text{др}} = 0$ .

Следовательно, в электронно-дырочном переходе в состоянии равновесия должны существовать и градиент концентрации носителей, вызывающий их диффузию, и собственное электрическое поле, уравнивающее диффузионный процесс. Наличие градиента концентрации и электрического поля в  $n$ - $p$ -переходе обуславливает существенное отличие его электрофизических свойств от свойств, прилегающих к нему однородных  $p$ - и  $n$ -областей.

Между образовавшимися объемными зарядами возникают так называемая **контактная разность потенциалов**  $u_k = \varphi_n - \varphi_p$ .

На рис. 3.1 изображена потенциальная диаграмма  $n$ - $p$ -перехода для рассматриваемого случая, когда внешнее напряжение к переходу не приложено. На этой диаграмме, показывающей распределение потенциала вдоль оси  $x$  перпендикулярной плоскости раздела двух полупроводников, за нулевой потенциал принят потенциал граничного слоя.

Следует отметить, что объемные заряды разных знаков возникают вблизи границы  $n$ - и  $p$ -областей, а положительный потенциал  $\varphi_n$  или отрицательный потенциал  $\varphi_p$  создается одинаковым по всей области  $n$  или  $p$ . Если бы в различных частях области  $n$  или  $p$  потенциал был различным, т.е. была бы разность потенциалов, то возник бы ток, в результате которого все равно произошло бы выравнивание потенциала в данной области.

В  $n$ - $p$ -переходе возникает потенциальный барьер, препятствующий диффузионному переходу носителей. На рис. 3.1 изображен барьер для электронов, стремящихся за счет диффузии перемещаться слева направо (из области  $n$  в область  $p$ ).

Высота барьера равна контактной разности потенциалов и обычно составляет десятые доли вольта. Чем больше концентрация примесей, тем выше концентрация основных носителей и тем большее число их диффундирует через границу. Плотность объемных зарядов возрастает, и увеличивается контактная разность потенциалов  $u_k$ , т. е. высота потенциального барьера. При этом толщина  $n$ - $p$ -перехода  $d$  уменьшается, т.к. соответствующие объемные заряды образуются в приграничных слоях меньшей толщины. Для германия, например, при средней концентрации примесей  $u_k = 0,3 \div 0,4B$  и  $d = 10^{-4} \div 10^{-5} см$ , а при больших концентрациях, создаваемых в некоторых приборах,  $u_k = 0,7B$  и  $d = 10^{-6} см$ .

Толщина  $n$ - $p$ -перехода определяется по формуле:

$$d = \sqrt{\frac{4\varepsilon}{eN}} u_k ,$$

где  $N = N_a = N_{\delta}$  – концентрация доноров и акцепторов;

$\varepsilon$  – абсолютная диэлектрическая проницаемость;

$$\varepsilon = \varepsilon' \varepsilon_0 ;$$

$\varepsilon'$  – относительная диэлектрическая проницаемость;

$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$  – диэлектрическая проницаемость вакуума.

Например, для германиевого  $n$  –  $p$  – перехода:  $\varepsilon' = 16$ ;

$$N_a = N_{\delta} = 10^{16} \text{ 1/см}^3 ; u_k = 0,36 \text{ В} ;$$

$$e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} - \text{заряд электрона} ;$$

$$d = \sqrt{\frac{4 \cdot 16 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 0,36}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{22}}} = 0,4 \text{ мкм} .$$

На рис. 3.1 показано распределение концентрации носителей в  $n$ - $p$ -переходе. Взяты значения концентраций, характерные для германия. Так как концентрации основных и неосновных носителей отличаются друг от друга в миллионы раз, то по вертикальной оси они отложены в логарифмическом масштабе. Концентрации примесей в областях  $n$  и  $p$  обычно бывают различными. Именно такой случай показан на рис. 3.1. В полупроводнике  $n$ -типа концентрации основных и неосновных носителей взяты соответственно  $n_n = 10^{18}$  и  $p_n = 10^8 \text{ см}^{-3}$ , а в полупроводнике  $p$ -типа концентрация примесей меньше, и поэтому  $p_p = 10^{16}$  и  $n_p = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ .

Как видно, в  $n$ - $p$ -переходе концентрация электронов плавно меняется от  $10^{18}$  до  $10^{10} \text{ см}^{-3}$ , а концентрация дырок – от  $10^{16}$  до  $10^8 \text{ см}^{-3}$ . В результате этого в средней части перехода образуется слой с малой концентрацией носителей – **обедненный носителями слой**.

Обедненный подвижными носителями слой можно рассматривать, как результат действия электрического поля контактной разности потенциалов. Это поле «выталкивает» из пограничных слоев подвижные носители: электроны перемещаются в область  $n$ , а дырки – в область  $p$ .

Таким образом в  $n$ - $p$ -переходе возникает слой, называемый **запирающим** и обладающий большим сопротивлением по сравнению с сопротивлением остальных объемов  $n$ - и  $p$ -полупроводников.

### 3.2. Электронно-дырочный переход при прямом напряжении

Пусть источник внешнего напряжения подключен положительным полюсом к полупроводнику  $p$ -типа (рис. 3.2). Такое напряжение, у которого полярность совпадает с полярностью основных носителей, называется **прямым**.

Действие прямого напряжения  $u_{np}$ , вызывающее прямой ток  $i_{np}$  через переход, поясняется потенциальной диаграммой на рис. 3.2.

Электрическое поле, создаваемое в  $n$ - $p$ -переходе прямым напряжением, действует навстречу полю контактной разности потенциалов. Это показано на рисунке векторами  $E_k$  и  $E_{np}$ . Результирующее поле становится слабее, и разность потенциалов в переходе уменьшается, т.е. высота потенциального барьера понижается, возрастает диффузионный ток, так как большее число носителей может преодолеть пониженный барьер. Ток дрейфа при этом почти не изменяется, так как он зависит главным образом от числа неосновных носителей, попадающих за счет своих тепловых скоростей на  $n$ - $p$ -переход из  $n$ - и  $p$ -областей. Если пренебречь падением напряжения на сопротивлении областей  $n$  и  $p$ , то напряжение на переходе можно считать равным  $u = u_k - u_{np}$ .

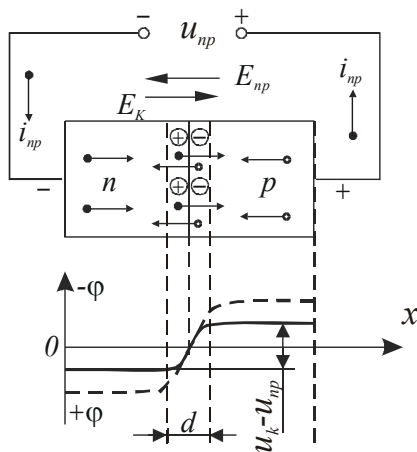


Рис.3.2. Электронно-дырочный переход при прямом напряжении

Так как внешнее поле направлено навстречу собственному полю перехода, то результирующее электрическое поле в переходе также

уменьшается. Дрейфовый ток становится меньше диффузионного и результирующий ток через переход оказывается неравным нулю:

$$j = j_{\text{диф}} + j_{\text{др}} \neq 0.$$

Толщину перехода, находящегося под прямым напряжением, можно определить из соотношения:

$$d = \sqrt{\frac{4\varepsilon}{eN}(u_k - u_{np})}.$$

Диффузия дырок через электронно-дырочный переход, смещенный в прямом направлении, приводит к увеличению концентрации дырок за переходом. Возникающий при этом градиент концентрации дырок обуславливает дальнейшее диффузионное проникновение их в глубь  $n$ -области полупроводника, где дырки являются неосновными носителями. Этот эффект называется **инжекцией** (от латинского *injecere* – бросать внутрь) носителей.

Область полупроводникового прибора, из которой инжектируются носители, называется **эмиттерной областью** или **эмиттером**. А область, в которую инжектируются неосновные для этой области носители заряда, называется **базовой областью** или **базой**. Таким образом, если рассматривать инжекцию электронов, то  $n$ -область является эмиттером, а  $p$ -область – базой. Для инжекции дырок, наоборот, эмиттером служит  $p$ -область, а базой –  $n$ -область.

Обычно концентрация примесей, а, следовательно, и основных носителей в  $n$ - и  $p$ -областях весьма различна. Например, если  $n_n \gg p_p$ , то инжекция электронов из  $n$ -области в  $p$ -область значительно превосходит инжекцию дырок в обратном направлении. В данном случае эмиттером считают  $n$ -область, а базой –  $p$ -область, т.к. инжекцией дырок можно пренебречь.

При прямом напряжении не только понижается потенциальный барьер, но также уменьшается толщина запирающего слоя  $d_{np} < d$  и его сопротивление в прямом направлении становится малым (единицы - десятки Ом).

Поскольку высота барьера  $u_k$  при отсутствии внешнего напряжения составляет несколько десятых долей вольта, то для значительного понижения барьера и существенного уменьшения сопротивления запирающего слоя достаточно подвести к  $n$ - $p$ -переходу такое же прямое напряжение (десятые доли вольта). Поэтому большой прямой ток можно получить при очень небольшом прямом напряжении.

### 3.3. Электронно-дырочный переход при обратном напряжении

Пусть источник внешнего напряжения подключен положительным полюсом к области  $n$ , а отрицательным – к области  $p$  (рис. 3.3).

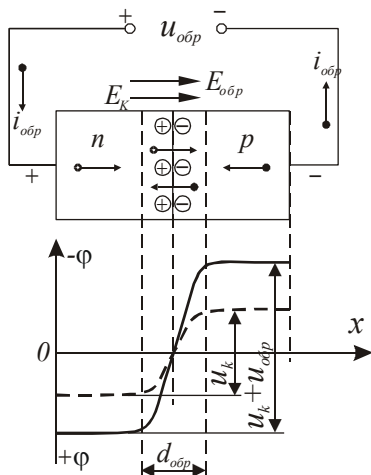


Рис. 3.3. Электронно-дырочный переход при обратном напряжении

Под действием такого обратного напряжения  $u_{обр}$  через переход протекает очень небольшой **обратный ток**  $i_{обр}$ , что объясняется следующим образом: поле, создаваемое обратным напряжением, складывается с полем контактной разности потенциалов. На рис. 3.3 это показывают одинаковые направления векторов  $E_k$  и  $E_{обр}$ . Результирующее поле усиливается, и высота потенциального барьера теперь равна  $u = u_k + u_{обр}$ .

Возрастает и толщина перехода:

$$d_{обр} = \sqrt{\frac{4\varepsilon}{eN}(u_k + u_{обр})}.$$

Собственное поле перехода и внешнее поле, приложенное к переходу, складываются, поэтому результирующая напряженность электрического поля в переходе будет выше, чем при отсутствии внешнего поля. Это приводит к увеличению дрейфового тока через переход, который становится больше диффузионного тока, и результирующий ток через переход оказывается отличным от нуля:

$$j = j_{\text{диф}} + j_{\text{др}} \neq 0.$$

Поле, существующее в переходе, является ускоряющим лишь для неосновных носителей, т.е. для дырок  $n$ -области и для электронов  $p$ -области. В результате действия этого поля снижается концентрация неосновных носителей на границе перехода и появляется градиент концентрации носителей за переходом. Возникает диффузия неосновных носителей к границе перехода, где они подхватываются полем и переносятся через переход. Это явление называется **экстракцией** (от латинского *extrahere* – извлекать) носителей.

Максимальное значение тока экстракции определяется числом неосновных носителей, возникающих в полупроводнике в единицу времени на таком расстоянии от перехода, которое они смогут пройти за время жизни. Ввиду того что число неосновных носителей относительно невелико, ток экстракции через переход оказывается намного меньшим, чем прямой ток.

С увеличением обратного напряжения увеличивается не только высота потенциального барьера, но и толщина запирающего слоя  $d_{\text{обр}} > d$ . Этот слой еще сильнее обедняется носителями, и его сопротивление значительно возрастает, т. е.  $R_{\text{обр}} \gg R_{\text{пр}}$ .

Уже при сравнительно небольшом обратном напряжении обратный ток становится практически постоянным. Это объясняется тем, что число неосновных носителей ограничено. С повышением температуры концентрация их возрастает и обратный ток увеличивается, а обратное сопротивление уменьшается.

Таким образом, можно отметить, что электронно-дырочный переход обладает **несимметричной проводимостью**: в прямом направлении, т. е. при подаче положительного напряжения на  $p$ -область, проводимость перехода значительно больше, чем в обратном, когда на  $p$ -область подается отрицательное напряжение. Эта особенность электронно-дырочного перехода находит широкое применение в полупроводниковой электронике, так же как и явление инжекции носителей.

### 3.4. Вольт-амперная характеристика $n$ - $p$ -перехода

График зависимости между током и напряжением называется **вольт-амперной характеристикой** данного прибора или просто **характеристикой**.

Зависимость тока через  $n$ - $p$ -переход при подаче напряжения имеет вид:



$$I = I_0 \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right);$$

где  $U$  — внешнее напряжение;  $e$  — заряд электрона;  $kT$  — температурный коэффициент;  $I_0$  — обратный ток электронно-дырочного перехода при достаточно большом обратном напряжении, когда  $\frac{eU}{kT} = 1$ . По своей физической природе  $I_0$  представляет ток экстракции, следовательно, величина его очень мала.

График полученной теоретической вольт-амперной характеристики  $n$ - $p$ -перехода показан на рис. 3.4.

Величина  $e/kT$  при комнатной температуре равна  $39\text{ В}^{-1}$ , поэтому уже при относительно небольшом приложенном к переходу прямом напряжении, порядка десятков милливольт, ток через переход резко растет приблизительно по экспоненциальному закону. При подаче обратного напряжения ток, изменив направление, быстро достигает значения  $I_0$ , а далее остается постоянным, независимо от величины приложенного напряжения  $U$ .

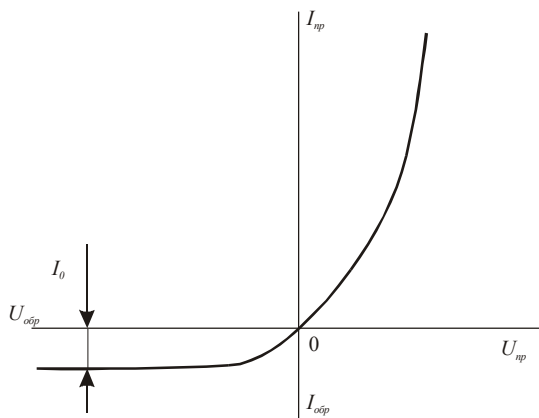


Рис. 3.4. Теоретическая вольт-амперная характеристика  $n$ - $p$ -перехода

### 3.5. Переход металл-полупроводник

В настоящее время, в полупроводниковых приборах помимо контактов с электронно-дырочным переходом применяются также

контакты между металлом и полупроводником. Процессы в таких переходах зависят от **работы выхода электронов**, т. е. от той энергии, которую должен затратить электрон, чтобы выйти из металла или полупроводника. Чем меньше работа выхода, тем больше электронов может выйти из данного тела. Рассмотрим процессы в различных переходах металл-полупроводник.

Если в контакте металла с полупроводником  $n$ -типа (рис. 3.5) работа выхода электронов из металла  $A_M$  меньше, чем работа выхода из полупроводника  $A_{II}$ , то будет преобладать выход электронов из металла в полупроводник. В слое полупроводника около границы накапливаются основные носители (электроны), и этот слой становится обогащенным, т. е. в нем увеличивается концентрация электронов. Сопротивление этого слоя будет малым при любой полярности приложенного напряжения, и, следовательно, такой переход не обладает выпрямляющими свойствами. Его называют **невыпрямляющим (омическим) контактом**.

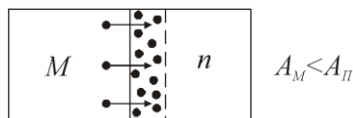


Рис. 3.5. Переход металл-полупроводник  $n$ -типа для случая, когда  
 $A_M < A_{II}$

Такой же невыпрямляющий переход получается в контакте металла с полупроводником  $p$ -типа (рис. 3.6), если работа выхода электронов из полупроводника меньше, чем из металла  $A_{II} < A_M$ . В этом случае из полупроводника в металл уходит больше электронов, чем в обратном направлении, и в приграничном слое полупроводника образуется область, обогащенная основными носителями – дырками, имеющая малое сопротивление. Эти типы невыпрямляющих контактов широко используются в полупроводниковых приборах при устройстве выводов от  $n$ - и  $p$ -областей.

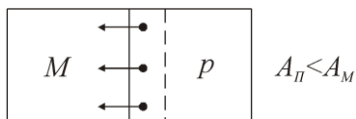


Рис. 3.6. Переход металл-полупроводник  $p$ -типа для случая, когда  
 $A_{II} < A_M$

Рассмотрим случай, когда при контакте металла с полупроводником  $n$ -типа  $A_{II} < A_M$  (рис. 3.7). При этом электроны будут переходить главным образом из полупроводника в металл и в приграничном слое полупроводника образуется область, обедненная основными носителями и поэтому имеющая большое сопротивление. Такой переход обладает **выпрямляющими свойствами**. Подобные переходы в свое время исследовал немецкий ученый В. Шотки, и поэтому потенциальный барьер, возникающий в данном случае, называют **барьером Шотки**, а диоды с этим барьером—**диодами Шотки**.

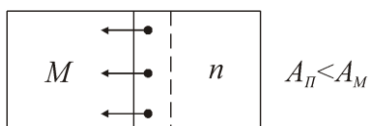


Рис. 3.7. Переход металл-полупроводник  $n$ -типа для случая, когда  $A_{II} < A_M$

Аналогичные выпрямляющие свойства имеет контакт металла с полупроводником типа  $p$  при  $A_M < A_{II}$ .