

## Лекция 3

### Электрические переходы

Электрический переход между двумя областями полупроводника, одна из которых имеет электропроводность *n*-типа, а другая *p*-типа, называется электронно-дырочным или *p-n переходом*.

При этом концентрации основных носителей заряда в *p* и *n* областях могут быть равными – *симметричные p-n переходы*, или отличаться на два-три порядка – *несимметричные p-n переходы* (на практике используются чаще).

Переходы между двумя областями с одним типом электропроводности, отличающимися концентрацией примесей называют *электронно-электронными* ( $n^+$ -*n* переход) или *дырочно-дырочными* ( $p^+$ -*p* переход).

Переходы между двумя полупроводниками, имеющими различную ширину запрещенной зоны, называют *гетеропереходами*.

Переходы получают вплавлением или диффузией соответствующих примесей в пластинки монокристалла полупроводника, а также путем выращивания *p-n* перехода из расплава полупроводника с регулированием количества примесей. В зависимости от способа изготовления *p-n* переходы бывают сплавными, диффузионными, эпитаксиальными (\*Эпитаксия – ориентированный рост одного кристалла на поверхности другого (подложки)) и др. По конструкции *p-n* переходы могут быть резкими или плавными, плоскостными или точечными и т.д.

Однако для всех типов *p-n* переходов основным свойством является несимметричная электропроводность, при которой в одном направлении кристалл пропускает электрический ток, а в другом не пропускает.

#### 3.1. Контакт двух полупроводников *p* и *n*-типов.

Рассмотрим два образца полупроводников с электронной и дырочной проводимостями. Предположим, что концентрация примеси в электронном полупроводнике в 2 раза меньше, чем в дырочном  $N_A = 2N_D$ .

Из-за неравномерности (градиента) концентрации электроны из области *n* будут перемещаться в область *p* (диффузионный ток электронов), а дырки наоборот – из области *p* в область *n* (диффузионный ток дырок). Встречаясь на границе *p* и *n* областей, дырки и электроны рекомбинируют.

В приграничной зоне значительно уменьшается концентрация носителей заряда, и обнажаются нескомпенсированные заряды неподвижных ионов, встроенных в кристаллическую решётку. Со стороны области *n* обнажаются положительные заряды доноров, а со стороны области *p* – отрицательные заряды акцепторов (рис.3.1).

Область нескомпенсированных неподвижных зарядов называют областью  $p$ - $n$  перехода или обедненным слоем, или  $i$ -областью.

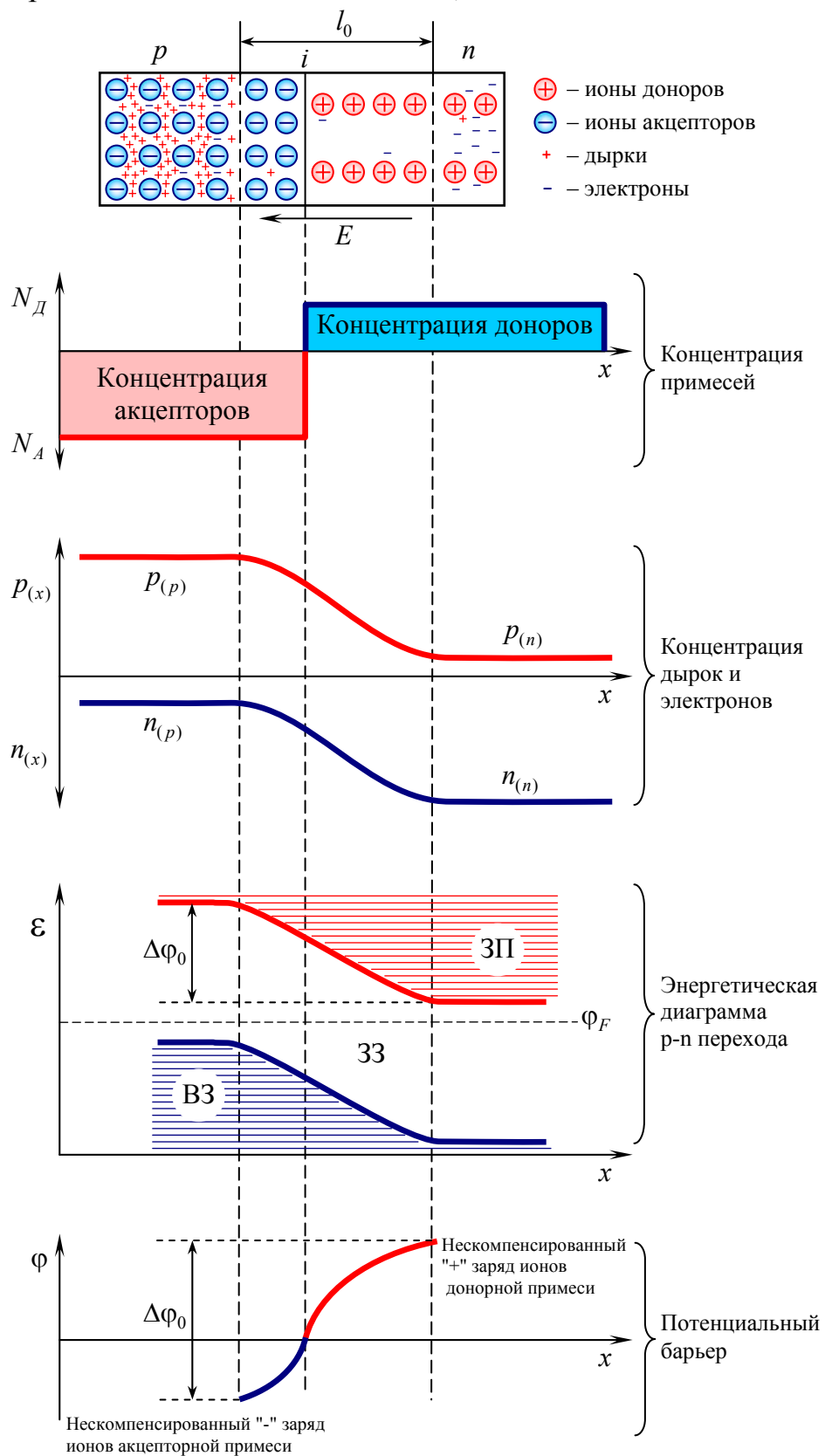


Рисунок 3.1 – Контакт двух полупроводников  $p$ - и  $n$ - типов

Кроме тока, обусловленного движением основных носителей заряда, через  $p$ - $n$  переход возможен ток неосновных носителей. Вследствие существенного различия в концентрациях основных и неосновных носителей ток, обусловленный основными носителями, будет преобладать над током неосновных носителей.

Область  $p$ - $n$  перехода в целом электронейтральна. Вследствие этого большая часть обедненной области сосредотачивается в той части полупроводника, которая содержит меньше примесей.

Пространственные заряды в переходе образуют электрическое поле, направленное от положительно заряженных ионов доноров к отрицательно заряженным ионам акцепторов (рис.3.1, а). Это поле является тормозящим для основных носителей заряда и ускоряющим для неосновных.

Теперь любой электрон, проходящий из электронной области в дырочную, попадает в электрическое поле, стремящееся вернуть его обратно в электронную область. Точно также и дырки, попадая из области  $p$  в электронное поле  $p$ - $n$  перехода, будут возвращены этим полем обратно в  $p$ -область. Что касается неосновных носителей зарядов, то они, совершая хаотическое тепловое движение (дрейфуя), могут попасть в зону  $p$ - $n$  перехода. В этом случае ускоряющее поле перехода вытолкнет их за пределы перехода.

*Электрическое поле пространственного заряда обедненного слоя образует потенциальный барьер  $\Delta\varphi_0$  (контактную разность потенциалов), который препятствует движению (диффузии) электронов из  $n$ -области в  $p$ -область и дырок в обратном направлении. Однако это поле не препятствует движению (дрейфу) через переход неосновных носителей, имеющих в областях полупроводника.*

При комнатной температуре некоторое количество основных носителей зарядов в каждой из областей полупроводника обладает энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера. Это приводит к тому, что через  $p$ - $n$  переход диффундирует незначительное количество электронов и дырок, образуя соответственно электронную  $J_{n \text{ диф}}$  и дырочную  $J_{p \text{ диф}}$  составляющие диффузионного тока. Проходящие через  $p$ - $n$  переход неосновные носители заряда образуют соответственно электронную  $J_{n \text{ др}}$  и дырочную  $J_{p \text{ др}}$  составляющие дрейфового тока. Направление дрейфового тока неосновных носителей противоположно направлению диффузионного тока основных носителей. Поскольку в изолированном полупроводнике плотность тока должна быть равна 0, то в конце концов устанавливается динамическое равновесие, когда диффузионный и дрейфовый токи компенсируют друг друга, т.е.  $J_{n \text{ диф}} - J_{n \text{ др}} + J_{p \text{ диф}} - J_{p \text{ др}} = 0$

Ток диффузии компенсируется током дрейфа –  $p$ - $n$  переход находится в термодинамическом равновесии.

При отсутствии внешнего поля уровень Ферми является общим для всего объема полупроводника и расположен в запрещенной зоне. При этом в полупроводнике  $n$ -типа уровень Ферми расположен выше середины запрещенной зоны, а в полупроводнике  $p$ -типа – ниже середины запрещенной зоны. Для перевода электронов в зону проводимости дырочной области нужна большая энергия, чем энергия перевода в зону проводимости электронов в электронной области. Разность между величинами этих энергий называется потенциальным барьером  $\Delta\varphi_0$ . Как видно из рис. 3.1г, в обеднённом слое диаграмма энергетических зон искривляется.

Величину потенциального барьера выражают в единицах напряжения – вольтах. Сильное влияние на нее оказывает ширина запрещенной зоны исходного полупроводника. Чем больше  $\varepsilon_3$ , тем больше  $\Delta\varphi_0$ . Так, для большинства  $p$ - $n$  переходов из германия  $\Delta\varphi_0 = 0,6 \dots 0,7$  В, а из кремния  $\Delta\varphi_0 = 0,9 \dots 1,2$  В.

Значение потенциального барьера определяется положениями уровней Ферми в областях  $n$  и  $p$ :

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_{Fn} - \varphi_{Fp} \approx \varphi_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2},$$

где  $\varphi_T = \frac{kT}{q}$  – температурный потенциал ( $\varphi_T \approx 26$  мВ при комнатной температуре);

$k$  – постоянная Больцмана;

$n_i$  – собственная концентрация электронов в полупроводнике;

$N_A$ ,  $N_D$  – концентрация акцепторных и донорных примесей соответственно.

Важным параметром  $p$ - $n$  перехода является ширина обедненного слоя  $l_0$ , которая определяется, в основном, величиной  $\Delta\varphi_0$ .

Величина  $l_0$  обычно составляет десятые доли или единицы микрометра. Как следует из выражения, для создания широкого  $p$ - $n$  перехода следует использовать малые концентрации примесей.

В равновесном состоянии через  $p$ - $n$  переход протекает ток, имеющий две составляющие. Одна обусловлена диффузией основных носителей в область, где они являются неосновными, другая дрейфом неосновных носителей заряда теплового происхождения. При отсутствии внешнего напряжения эти две составляющие уравниваются друг друга.

### 3.2. *p-n* переход, смещенный в прямом направлении

Если к *p-n* переходу подключить внешний источник напряжения  $U$  в прямом направлении (рис.3.2), т.е. знаком "+" к области *p*-типа, то высота потенциального барьера снижается:

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 - U.$$

Уменьшается и ширина *p-n* перехода

$$l = \sqrt{\frac{2\xi\xi_0(\Delta\varphi_0 - U)}{qN_d}},$$

и его сопротивление.

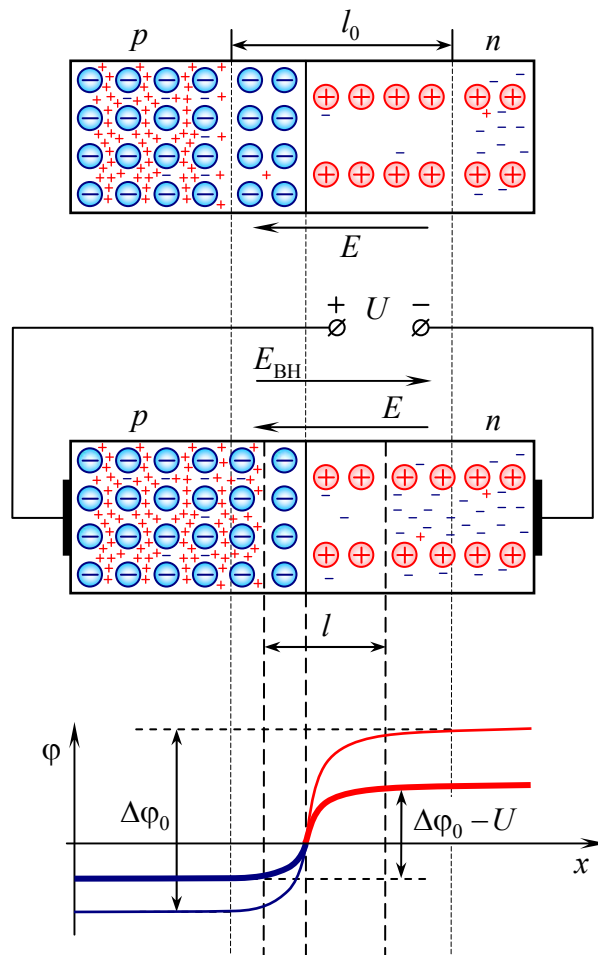


Рисунок 3.2 – *p-n* переход, смещенный в прямом направлении

Уменьшение потенциального барьера приводит к снижению электрического поля, препятствующего диффузии носителей заряда.

Диффузионный ток увеличивается. До тех пор, пока  $|\Delta\phi_0| > |U|$ , обедненная носителями заряда область  $p$ - $n$  перехода, имеет высокое сопротивление и ток, вызванный дополнительной диффузией зарядов, мал. При  $|\Delta\phi_0| = |U|$  толщина  $p$ - $n$  перехода стремится к нулю.

При дальнейшем повышении напряжения область, обедненная носителями заряда, исчезает вовсе. Основные носители заряда начинают свободно диффундировать в области с противоположным типом проводимости. Баланс токов диффузии и дрейфа нарушается. Через переход потечет ток, который называют прямым.

Ток диффузии основных носителей заряда

$$I_{\text{диф}} = I_0 \cdot \exp\left(\frac{U}{\phi_T}\right),$$

где  $I_0$  – обратный ток насыщения  $p$ - $n$  перехода, который определяется физическими свойствами полупроводникового материала и сильно зависит от температуры.

Ток дрейфа неосновных носителей заряда останется практически без изменений:

$$I_{\text{др}} = I_0.$$

Следовательно, результирующий ток через  $p$ - $n$  переход при приложении прямого напряжения:

$$I_{\text{пр}} = I_{\text{диф}} - I_{\text{др}} = I_0 \left( e^{\frac{U}{\phi_T}} - 1 \right).$$

Это уравнение идеализированного  $p$ - $n$  перехода (уравнение Эберса-Молла) на основе которого определяются вольтамперные характеристики полупроводниковых приборов.

Важным параметром  $p$ - $n$  перехода является его дифференциальное сопротивление  $r_d$ . Для прямой ветви ВАХ  $r_d$  определяют из выражения:

$$\frac{1}{r_d} = \frac{dI_{\text{пр}}}{dU} = \frac{I_{\text{пр}} + I_0}{\phi_T}.$$

Откуда, при  $I_{\text{пр}} \gg I_0$ , получим

$$r_d = \frac{\Phi_T}{I}.$$

Так, например, при токе  $I=1\text{А}$  и  $\phi_T=26\text{мВ}$  дифференциальное сопротивление перехода равно 26 мОм. С ростом тока дифференциальное сопротивление  $p$ - $n$  перехода уменьшается.

Введение (нагнетание) носителей заряда через электронно-дырочный переход в область полупроводника, где они являются неосновными носителями заряда, за счет снижения потенциального барьера, называется *инжекцией*.

В несимметричном  $p$ - $n$  переходе концентрации основных носителей  $n$ -области и  $p$ -области отличаются на несколько порядков ( $10^3 \dots 10^4$ ), т.е. инжекция имеет односторонний характер. Заряды инжектируются в основном из низкоомного слоя (с высокой концентрацией основных носителей заряда) в высокоомный (с низкой концентрацией).

Область, из которой происходит инжекция, называют *эмиттером*, а область, в которую инжектируются неосновные для нее носители заряда – *базой*.

В результате инжекции на границах  $p$ - $n$  перехода окажутся дополнительные носители заряда неосновные для данной области. Их концентрация отличается от равновесной:

$$n_{(p)} = n_{(p_0)} \cdot \exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right), \quad p_{(n)} = p_{(n_0)} \cdot \exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right).$$

Под действием электрического поля и градиента концентрации неосновные носители заряда движутся в глубь области, а основные в сторону инжектирующей поверхности, где идет интенсивная рекомбинация.

В установившемся режиме накопленные избыточные неосновные носители заряда несут заряд  $Q$ , значение которого пропорционально их концентрации, а следовательно, току через систему и постоянной времени жизни неосновных носителей заряда  $\tau$ :

$$Q = I\tau.$$

### 3.3. $p$ - $n$ переход, смещенный в обратном направлении

Если к электронно-дырочному переходу приложить обратное напряжение, полярность которого совпадает с направлением контактной разности потенциалов ("+" к  $n$ -области, "-" к  $p$ -области) (рис.3.3), то общий потенциальный барьер повышается.

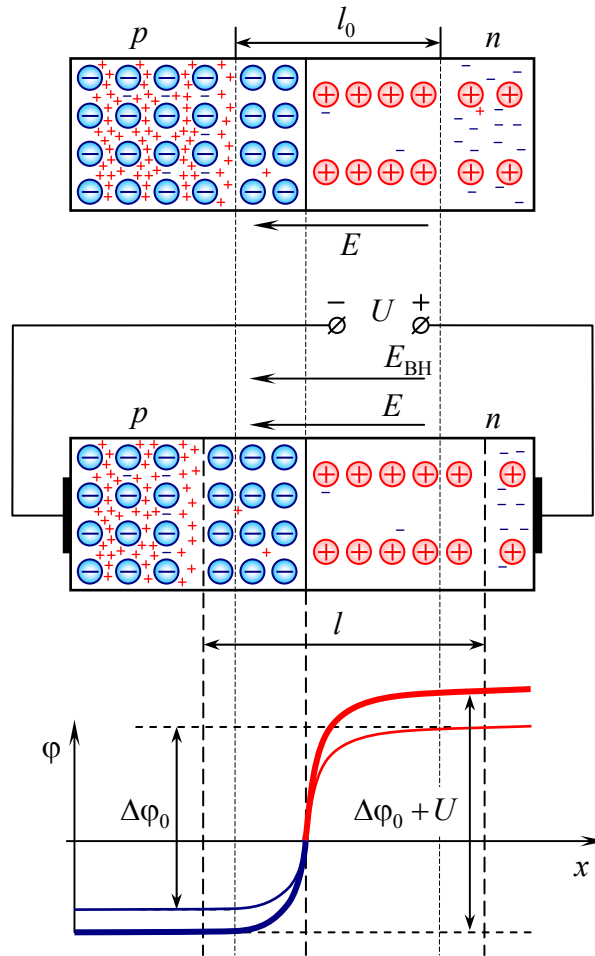


Рисунок 3.3 – p-n переход, смещенный в обратном направлении

Движение основных носителей заряда через *p-n* переход уменьшается и при некотором значении напряжения совсем прекратится

$$I_{\text{диф}} = I_0 \exp\left(\frac{-U}{\varphi_T}\right).$$

При напряжении, равном нескольким  $\varphi_T$  ( $\varphi_T = 25$  мВ при  $T=300$  К) ток основных носителей можно пренебречь. При этом ток через *p-n* переход будет обусловлен движением неосновных носителей, которые, попав в поле электронно-дырочного перехода, будут им захватываться и переноситься через *p-n* переход

$$I_{\text{обр}} = I_{\text{др}} = I_0.$$



Ток дрейфа неосновных носителей заряда  $I_0$  называют тепловым током или обратным током  $p$ - $n$  перехода. Этот ток практически не зависит от обратного напряжения, приложенного к  $p$ - $n$  переходу, но сильно зависит от температуры. Это объясняется тем, что все неосновные носители заряда, которые генерируются в объеме, ограниченном диффузионной длиной и площадью  $p$ - $n$  перехода, участвуют в переносе заряда через  $p$ - $n$  переход.

Из рассмотренного следует, что идеальный  $p$ - $n$  переход имеет вентильные свойства. Вольтамперная характеристика  $p$ - $n$  перехода приведена на рис.3.4.

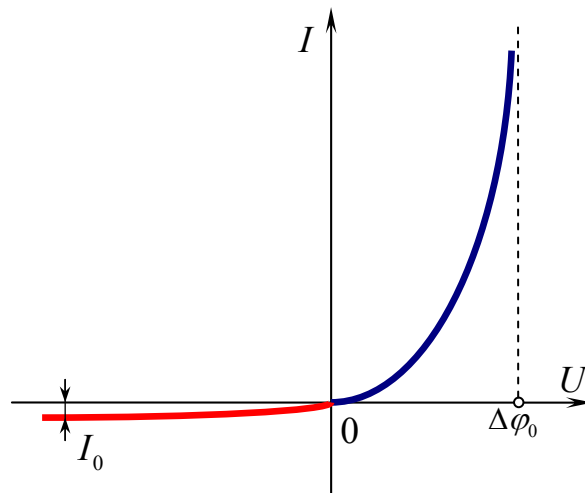


Рисунок 3.4 – ВАХ  $p$ - $n$  перехода

При приложении прямого напряжения, через  $p$ - $n$  переход протекает электрический ток, значение которого при повышении напряжения увеличивается по экспоненциальному закону.

При изменении полярности приложенного напряжения на обратное через переход протекает малый тепловой ток, значение которого почти не зависит от приложенного напряжения и повышается по экспоненциальному закону при повышении температуры.

### 3.4. Пробой $p$ - $n$ перехода

При рабочих величинах обратного напряжения протекает малый обратный ток  $p$ - $n$  перехода, однако при превышении определенного уровня этого напряжения обратный ток  $p$ - $n$  перехода быстро увеличивается. Это явление называется *пробоем*  $p$ - $n$  перехода.

Различают три вида пробоя: туннельный, лавинный и тепловой.

При этом если туннельный и лавинный пробои относятся к *электрическим пробоям* и носят обратимый характер, то тепловой пробой вызывает разрушения  $p$ - $n$  перехода, т.е. носит необратимый характер.

В основе *туннельного* пробоя лежит туннельный эффект, т.е. "просачивание" электронов сквозь потенциальный барьер, высота которого больше, чем энергия носителей заряда. При этом электроны проходят через потенциальный барьер, не изменяя своей энергии, попадая из валентной зоны полупроводника с электропроводностью одного типа в зону проводимости полупроводника с электропроводностью другого типа.

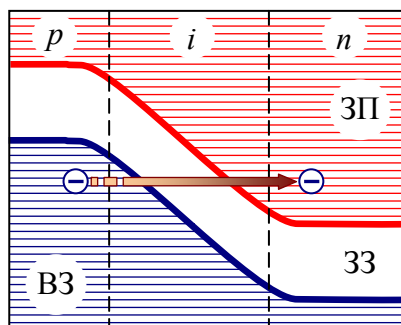


Рисунок 3.5 – Зонная диаграмма туннельного пробоя

Туннельный пробой чаще возникает в полупроводниках, имеющих узкий переход и малое значение удельного сопротивления. При этом напряженность электрического поля должна быть достаточно высокой, для искривления энергетических зон полупроводника настолько, что энергия электронов полупроводника *p*-типа в валентной зоне становится такой же, как и энергия свободных электронов зоны проводимости полупроводника *n*-типа.

Для получения туннельного эффекта используют полупроводниковый материал с очень большой концентрацией примесей (до  $10^{21}$  атомов на  $1 \text{ см}^3$ ). Полупроводники с таким содержанием примесей называют вырожденными, а их свойства очень близки к свойствам металлов.

*Лавинный* пробой вызывается ударной ионизацией, которая происходит тогда, когда напряженность электрического поля, вызванная обратным напряжением, достаточно велика. Неосновные носители заряда, движущиеся через *p-n* переход, ускоряются настолько, что при столкновении с атомами могут разорвать валентную связь (т.е. ионизируют их). В результате появляется пара электрон-дырка. Вновь появившиеся носители заряда ускоряются электрическим полем и, в свою очередь, могут вызвать ионизацию следующего атома и т.д. Если процесс ударной ионизации идет лавинообразно, то по тому же закону увеличивается количество носителей заряда и обратный ток.

При лавинной ионизации ток в цепи ограничен только внешним сопротивлением.

Лавинный пробой возникает в высокоомных (т.е. слаболегированных) полупроводниках, имеющих достаточно большую ширину  $p-n$  перехода, достаточную для разгона носителей заряда.

Напряжение лавинного пробоя зависит от температуры полупроводника и растет при ее повышении из-за уменьшения длины свободного пробега носителей заряда. При лавинном пробое падение напряжения на  $p-n$  переходе остается постоянным в широком диапазоне изменения обратного тока.

Тепловой пробой возникает в результате разогрева  $p-n$  перехода, когда количество теплоты, выделяемое током в  $p-n$  переходе, превышает количество теплоты, которое  $p-n$  переход отдает во внешнюю среду.

В этом случае происходит интенсивная генерация электронно-дырочных пар и увеличение тока через  $p-n$  переход. Это, в свою очередь, приводит к дальнейшему повышению температуры и обратного тока. В результате ток через  $p-n$  переход лавинообразно увеличивается и наступает тепловой пробой.

ВАХ различных видов пробоя  $p-n$  перехода приведена на рис.3.6.

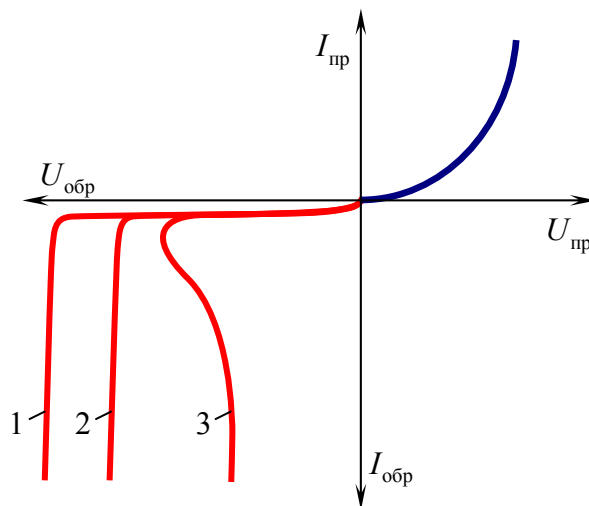


Рисунок 3.6 – ВАХ пробоя  $p-n$  перехода: 1 – лавинный пробой; 2 – туннельный пробой; 3 – тепловой пробой

Следует заметить, что один вид пробоя может наступить как следствие другого вида пробоя, т.е. если ток  $I_0$  возрос благодаря электрическому пробую, то после этого может наступить тепловой пробой.

### 3.5. Температурные свойства $p-n$ перехода

Свойства  $p-n$  перехода существенно зависят от температуры окружающей среды. При повышении температуры возрастает генерация пар

носителей заряда – электронов и дырок, т.е. повышается концентрация неосновных носителей и собственная проводимость полупроводника.

В результате, при повышении температуры, прямой и обратный токи растут (рис.3.7).

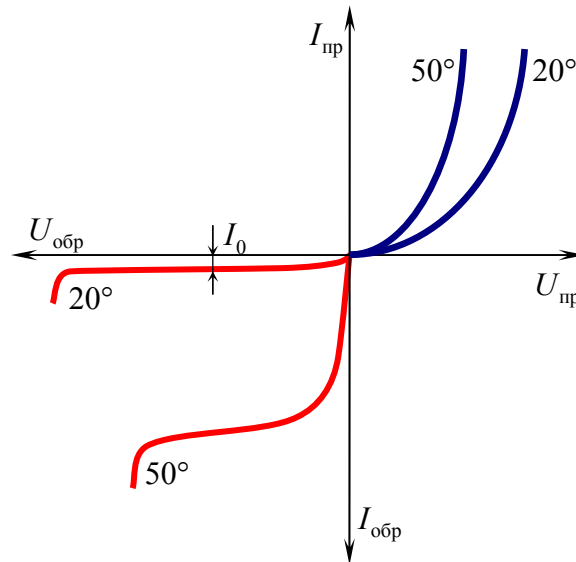


Рисунок 3.7 – ВАХ p-n перехода при различных температурах

Зависимость обратной ветви ВАХ от температуры определяется температурными изменениями тока  $I_0$ . Этот ток пропорционален равновесной концентрации неосновных носителей заряда, которая с увеличением температуры возрастает по экспоненциальному закону.

Следовательно

$$I_0(t^\circ) = I_0(t_0^\circ) e^{\alpha \cdot \Delta t^\circ},$$

где  $I_0(t^\circ)$  и  $I_0(t_0^\circ)$  – обратные токи p-n перехода для рассматриваемой и комнатной температур соответственно;

$\Delta t^\circ$  – перепад температур;

$\alpha$  – коэффициент, зависящий от свойств полупроводника (для германия  $\alpha = 0,05 \dots 0,09 \text{ K}^{-1}$ , для кремния  $\alpha = 0,07 \dots 0,13 \text{ K}^{-1}$ ).

Для германиевых и кремниевых p-n переходов обратный ток повышается примерно в 2...2,5 раза при повышении температуры на каждые десять градусов.

Прямой ток p-n перехода при нагреве возрастает не так сильно, как обратный. Это объясняется тем, что прямой ток возникает в основном за счет примесной проводимости, а концентрация примесей от температуры практически не зависит.

При достаточно высокой температуре  $p-n$  переход теряет свое основное свойство – одностороннюю проводимость. Для германиевых приборов верхний температуры предел  $70^\circ \dots 90^\circ\text{C}$ . У кремниевых приборов вследствие большей энергии, необходимой для отрыва валентного электрона от ядра атома, этот предел более высок:  $120^\circ \dots 150^\circ\text{C}$ .

### 3.6. Емкость $p-n$ перехода

При обратном смещении  $p-n$  перехода носители зарядов обоих видов находятся по обе стороны перехода, а в области самого  $p-n$  перехода их очень мало. Таким образом, в режиме обратного смещения  $p-n$  переход представляет собой емкость, величина которой пропорциональна площади  $p-n$  перехода, концентрации носителей заряда и диэлектрической проницаемости полупроводника.

Эту емкость называют *барьерной емкостью* ( $C_6$ ).

При малом обратном напряжении, приложенном к  $p-n$  переходу, носители зарядов противоположных знаков находятся на небольшом расстоянии друг от друга. При этом барьерная емкость велика. При повышении обратного напряжения увеличивается ширина области  $p-n$  перехода обедненная носителями заряда и барьерная емкость понижается.

Вольт-фарадная характеристика  $p-n$  перехода при обратном включении  $C_6 = f(U)$  приведена на рис.3.8. Здесь  $C_{60}$  - значение барьерной емкости при  $U_{обр} = 0$ , которое зависит от площади  $p-n$  перехода и свойств полупроводникового кристалла.

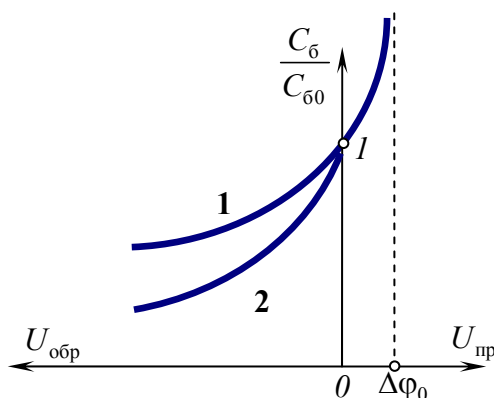


Рисунок 3.8 – Вольт-фарадная характеристика  $p-n$  перехода:  
1 – плавный переход; 2 – резкий переход

Величину барьерной емкости можно рассчитать по формуле плоского конденсатора

$$C = \frac{\xi_0 \xi S_i}{l},$$

где  $S_i$  – площадь  $p$ - $n$  перехода;  
 $l$  – ширина  $p$ - $n$  перехода.

Учитывая, что при приложении обратного напряжения ширина  $p$ - $n$  перехода

$$l = l_0 \cdot \sqrt{\frac{\Delta\varphi_0 + |U|}{\Delta\varphi_0}},$$

где  $l_0$  – ширина  $p$ - $n$  перехода при  $U = 0$ ,  
 величину барьерной емкости можно получить из выражения

$$C_{\sigma} = \frac{\xi_0 \xi S_i}{l_0} \cdot \sqrt{\frac{\Delta\varphi_0}{|U| + \Delta\varphi_0}} = \frac{C_{\sigma 0}}{\sqrt{1 - \frac{U}{\Delta\varphi_0}}}.$$

При подключении к  $p$ - $n$  переходу прямого напряжения барьерная емкость повышается вследствие уменьшения  $l$ . Однако, при прямом включении  $p$ - $n$  переход кроме барьерной емкости обладает т.н. диффузной емкостью ( $C_{д}$ ), которая в данном случае играет доминирующую роль.

При прямом напряжении, в результате инжекции, неосновные носители заряда, не успев рекомбинировать, в большом количестве накапливаются в  $n$  и  $p$ -областях. Каждому значению прямого напряжения соответствует определенная величина заряда  $Q_{диф}$ , накопленного в области  $p$ - $n$  перехода. Это явление отражает *диффузная емкость  $p$ - $n$  перехода*. При  $U_{пр} > 0$  значение диффузной емкости можно оценить при помощи выражения

$$C_{диф} = \frac{Q_{диф}}{U_{пр}} = \frac{I_{пр} \cdot \tau}{U_{пр}}.$$

При нормировании вольт-фарадной характеристики (рис.3.9) использовалось значение диффузной емкости  $C_{диф0}$  при прямом напряжении  $U_{пр} = 0$ .

Диффузная емкость не оказывает существенного влияния на работу приборов, т.к. она всегда зашунтирована малым прямым сопротивлением  $p$ - $n$  перехода.

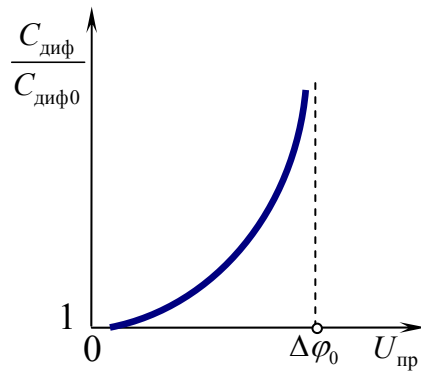


Рисунок 3.9 – Вольт-фарадная характеристика p-n перехода

Емкость *p-n* перехода во многом определяет его инерционные свойства. Изменение тока через *p-n* переход при изменении полярности подключенного напряжения демонстрирует рис.3.10.

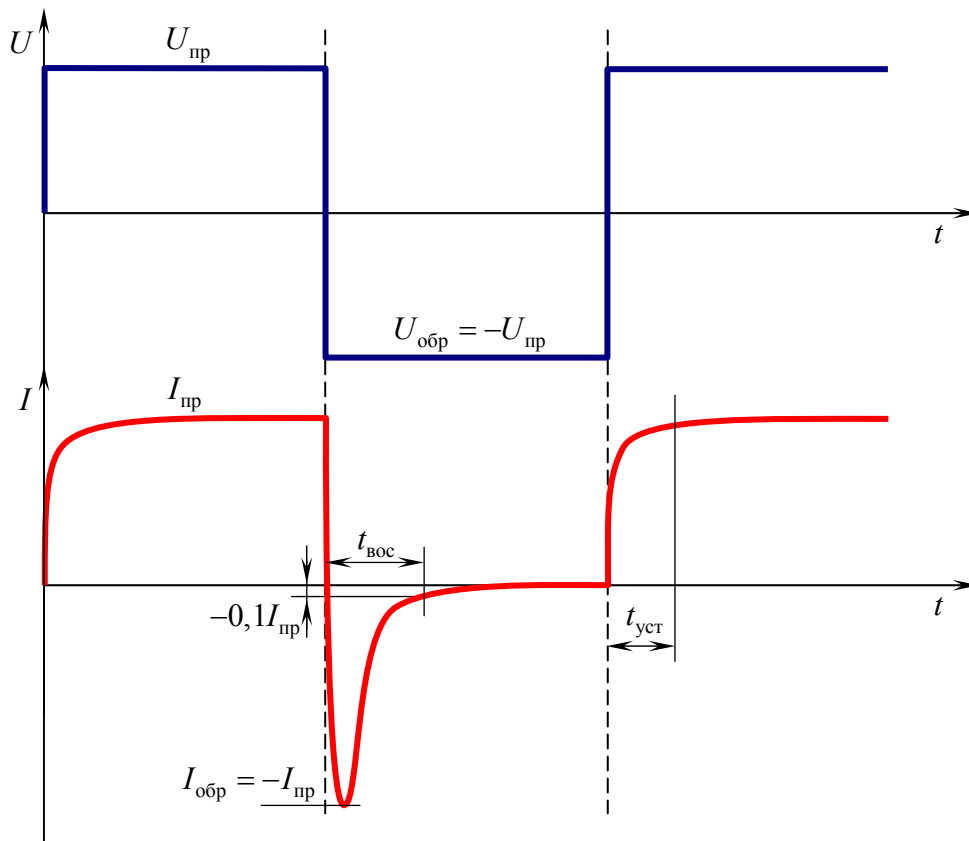


Рисунок 3.10 – Переходные процессы в p-n переходе

*Время восстановления обратного сопротивления* ( $t_{\text{вос}}$ ) – интервал времени с момента прохождения тока через нуль после переключения диода с заданного прямого тока в состояние заданного обратного напряжения до момента достижения обратным током заданного значения (как правило 10% от  $-I_{\text{пр}}$ ).

Время установления прямого напряжения ( $t_{уст}$ ) – интервал времени с момента подачи импульса прямого тока на диод (при нулевом начальном смещении) до достижения заданного прямого напряжения на диоде.

Эквивалентная схема  $p$ - $n$  перехода для переменного тока приведена на рис.3.11. На этой схеме  $R_0$  – сопротивление полупроводников  $n$  и  $p$ -типа и выводов от них (около 1 Ом);  $R_3$  – сопротивление перехода, зависящее от величины и полярности приложенного напряжения;  $C$  – сумма барьерной и диффузной емкостей. При обратном включении диффузная емкость отсутствует и  $C = C_b$ , а  $R_3 = R_{обр}$ , т.е. имеет достаточно большую величину.

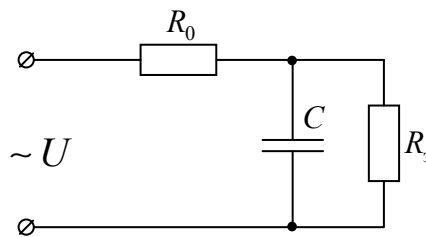


Рисунок 3.11 – Эквивалентная схема  $p$ - $n$  перехода

При работе на высоких частотах емкостное сопротивление  $X_C = (\omega C)^{-1}$  уменьшается и обратный ток может пройти через емкость, несмотря на большую величину сопротивления  $R_3$ .

### 3.7. Контакт металл-полупроводник.

Если одна из областей, образующих переход, является металлом, то такой переход называют переходом *металл-полупроводник*.

Пусть уровень Ферми в металле  $\varphi_{F_m}$ , который всегда расположен в зоне проводимости, лежит выше уровня Ферми полупроводника  $p$ -типа  $\varphi_{F_p}$ . Т.к. энергия электронов металла больше энергии носителей заряда полупроводника, то часть электронов перейдет из металла в полупроводник.

В полупроводнике вблизи контакта окажется избыточный заряд электронов, которые начнут рекомбинировать с дырками. Концентрация последних вблизи контакта уменьшится. В результате, вблизи места контакта образуется слой неподвижных отрицательно заряженных ионов акцепторной примеси (рис.3.12).

С уходом электронов из металла тонкий слой, прилегающий к месту контакта, зарядится положительно. Таким образом, у границ контакта возникнут объемные заряды, и появится контактная разность потенциалов. Образовавшееся электрическое поле будет препятствовать дальнейшему движению электронов из металла в полупроводник, и способствовать



переходу электронов из полупроводника  $p$ -типа (неосновные носители заряда) в металл.

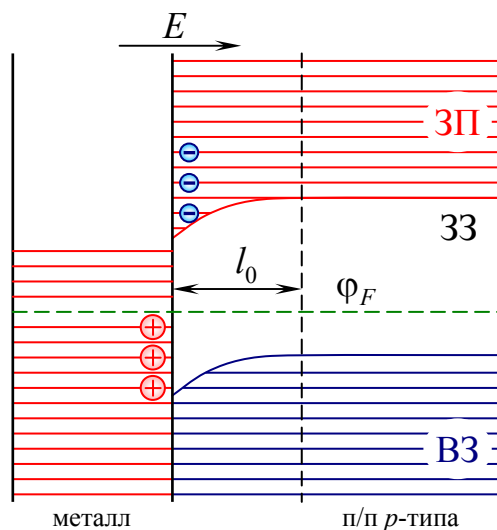


Рисунок 3.12 – Контакт металл-полупроводник

В равновесной системе наблюдается динамическое равновесие встречно движущихся основных и неосновных носителей заряда. Результирующий ток через переход равен нулю.

При понижении концентрации дырок и повышении концентрации электронов энергетические расстояния между потолком валентной зоны и уровнем Ферми повышается, а между дном зоны проводимости и уровнем Ферми – понижается. Поэтому энергетические уровни на узком приконтактном участке, толщина которых характеризуется т.н. дебаевской длиной ( $l_0 = 10^{-4} \dots 10^{-6}$  см) искривлены.

Если к системе подключить внешнее напряжение, причём плюс к полупроводнику, а минус к металлу, то в переходе возникает внешнее электрическое поле, которое направлено встречно внутреннему и уменьшает его величину. Сопротивление приконтактного слоя уменьшается и через  $p$ - $n$  переход начнет протекать ток. Увеличение приложенного напряжения приводит к увеличению тока.

При смене полярности приложенного напряжения (плюс к металлу, минус к полупроводнику) внешнее электрическое поле суммируется с внутренним, и приконтактный слой еще сильнее обедняется дырками. Сопротивление перехода увеличивается.

Т.к. электрическое поле не препятствует движению электронов полупроводника  $p$ -типа, последние будут проходить через переход, вызывая ток в цепи. Этот ток мал по причине низкой концентрации неосновных носителей заряда.

Таким образом, переход между металлом и полупроводником обладает вентильными свойствами. Его называют барьером Шотки.

Аналогичные процессы имеют место при контакте металла с полупроводником  $n$ -типа, у которого уровень Ферми выше, чем у металла.

Определенный интерес представляют случаи контакта металл-полупроводник, когда уровень Ферми металла ниже соответствующего уровня полупроводника  $p$ -типа ( $\varphi_{F_m} < \varphi_{F_p}$ ) или выше уровня Ферми полупроводника  $n$ -типа ( $\varphi_{F_m} > \varphi_{F_n}$ ). В этом случае граничные слои не обеднены, а обогащены основными носителями и удельное сопротивление граничных слоёв окажется значительно меньше, чем соответствующее сопротивление вдали от границы. Подключение напряжения прямой или обратной полярности изменяет лишь степень обогащения приконтактных областей основными носителями заряда, практически не меняя общего сопротивления системы.

На основе таких переходов металл-полупроводник выполняются выводы от областей полупроводника.