

ЛЕКЦИЯ 9

Электрические переходы

План занятия:

1. Разновидности электрических переходов
2. Контакт металл-полупроводник
3. Контакт двух полупроводников p и n -типов
4. p - n переход, смещенный в прямом направлении
5. p - n переход, смещенный в обратном направлении

Разновидности электрических переходов

Преобладающая часть полупроводниковых приборов работает на основе явлений, происходящих в граничном слое (области контакта) материалов с различными физическими характеристиками. На практике используются контакты: *полупроводник-полупроводник*, *полупроводник-металл*, *металл-диэлектрик-полупроводник* (МДП).

Переходы между двумя областями полупроводника с различным типом проводимости называют *электронно-дырочными* или *p - n переходами*. Такие 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 и др.

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 и с отличающейся 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*.

Если же одна из областей, образующих переход, является металлом, то такой переход называют переходом *металл-полупроводник*. Эти переходы формируются вакуумным напылением тонкой металлической пленки на очищенную поверхность полупроводника.

Контакт металл-полупроводник

Пусть уровень Ферми в металле φ_{F_m} , который всегда расположен в зоне проводимости, лежит выше уровня Ферми полупроводника p -типа φ_{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.9.1).

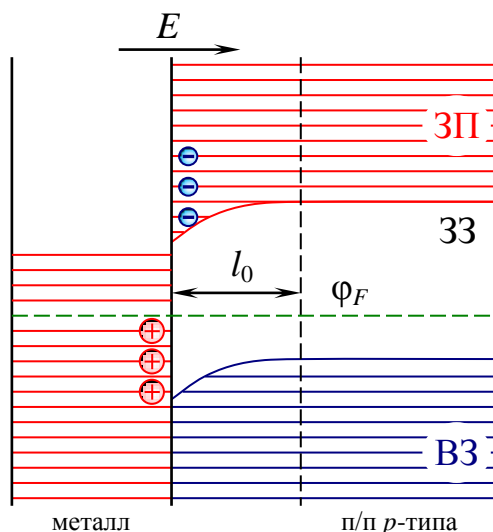


Рис.9.1. Контакт металл-полупроводник

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.

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 *Шоттки*.

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.

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 $N_A = 2N_D$ (рис.9.2).

Из-за градиента концентрации электроны из области n будут перемещаться в область p , а дырки наоборот из области p в область n . 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. Со стороны области n обнажаются положительные заряды доноров, а со стороны области p – отрицательные заряды акцепторов.

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

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

Область p - n перехода в целом электронейтральна. Вследствие этого большая часть обедненной области сосредотачивается в слаболегированной

части полупроводника.

При отсутствии внешнего поля уровень Ферми является общим для всего объема полупроводника и расположен в запрещенной зоне.

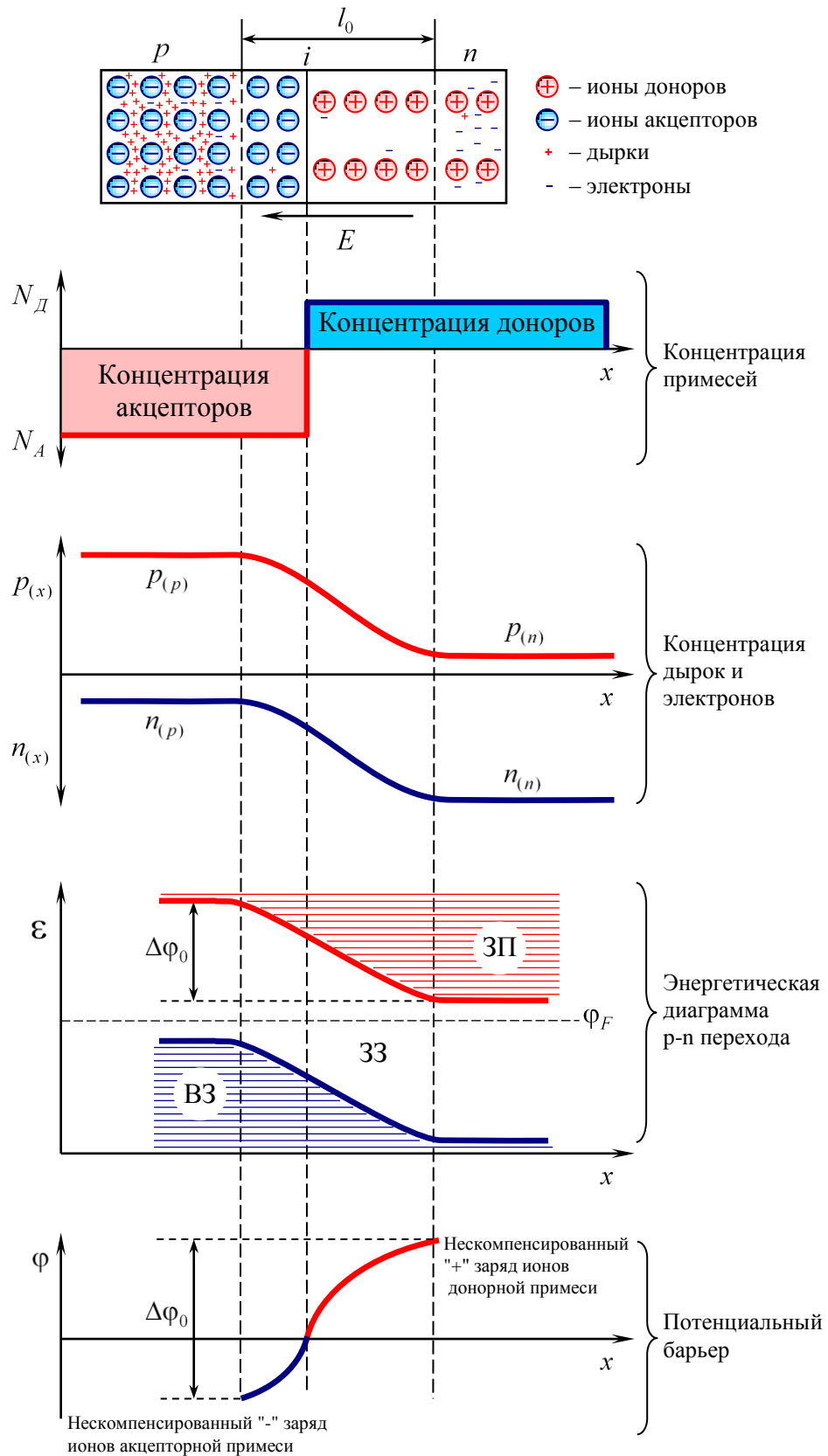


Рис.9.2. Контакт двух полупроводников p и n типов

Поскольку в полупроводнике n -типа уровень Ферми расположен выше середины запрещенной зоны, а в полупроводнике p -типа – ниже середины запрещенной зоны, то зона проводимости дырочной области должна располагаться на более высоких энергиях, чем зона проводимости электронной области. Следовательно, в обедненном 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 ϵ_3 , тем больше $\Delta\varphi_0$. Так, для большинства p - n переходов из германия $\Delta\varphi_0 \approx 0,35$ В, а из кремния $\Delta\varphi_0 \approx 0,7$ В.

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

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_{Fn} - \varphi_{Fp} \approx \varphi_T \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}, \quad (9.1)$$

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 $\Delta\varphi_0$. Ширину несимметричного ступенчатого p - n перехода можно определить из выражения:

$$l_0 = \sqrt{\frac{2\xi\xi_0}{q} \Delta\varphi_0 \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)} \approx \sqrt{\frac{2\xi\xi_0 \Delta\varphi_0}{q \cdot N_D}} \quad (\text{при } N_A \gg N_D), \quad (9.2)$$

где ξ – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника;

ξ_0 – диэлектрическая постоянная вакуума.

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.

p - n переход, смещенный в прямом направлении

В равновесном состоянии через p - n переход протекает незначительный 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 уравновешивают друг друга.

Если к $p-n$ переходу подключить внешний источник напряжения U в прямом направлении (рис.9.3), т.е. знаком "+" к области p -типа, то высота потенциального барьера снижается

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 - U. \quad (9.3)$$

Уменьшается и ширина $p-n$ перехода

$$l = l_0 \sqrt{\frac{\Delta\varphi_0 - U}{\Delta\varphi_0}} \quad l = \sqrt{\frac{2\xi\xi_0}{q} \Delta\varphi_0 - U \left(\frac{1}{N_D} + \frac{1}{N_A} \right)}, \quad (9.4)$$

и его сопротивление.

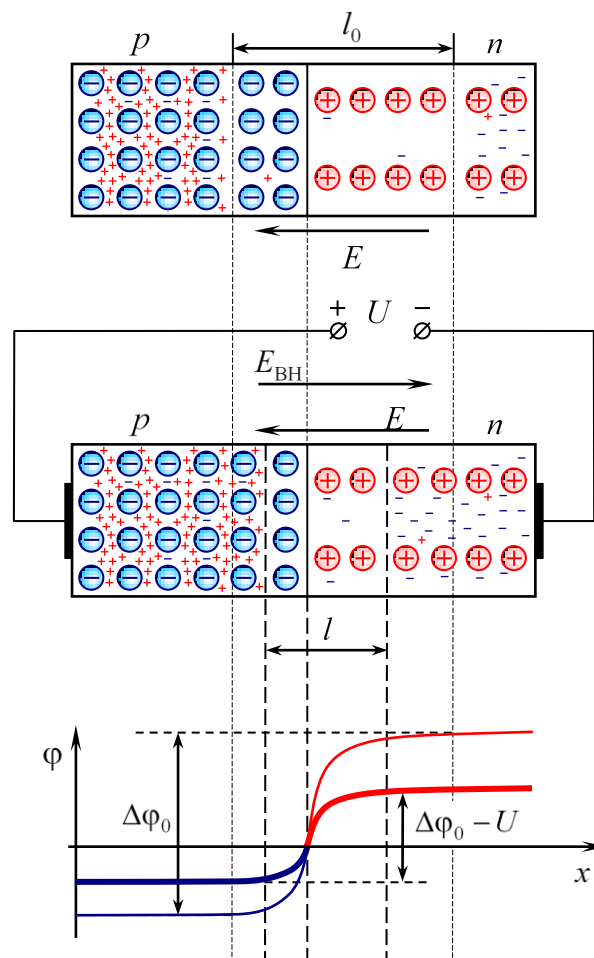


Рис.9.4. $p-n$ переход, смещенный в прямом направлении

Уменьшение потенциального барьера приводит к снижению электрического поля, препятствующего диффузии носителей заряда. Диффузионный ток увеличивается. До тех пор, пока $|\Delta\varphi_0| > |U|$, 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

$$I_{\text{диф}} = I_0 \cdot \exp\left(\frac{U}{\phi_T}\right), \quad (9.5)$$

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:

$$I_{\text{др}} = I_0. \quad (9.6)$$

Следовательно, результирующий ток через p - n переход при приложенном прямом напряжении:

$$I_{\text{пр}} = I_{\text{диф}} - I_{\text{др}} = I_0 \left(e^{\frac{U}{\phi_T}} - 1 \right). \quad (9.7)$$

Это уравнение идеализированного p - n перехода, 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:

$$\frac{1}{r_d} = \frac{dI_{\text{пр}}}{dU} = \frac{I_{\text{пр}} + I_0}{\phi_T}. \quad (9.8)$$

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

$$r_d = \frac{\phi_T}{I_{\text{пр}}}. \quad (9.10)$$

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:

$$n_p = n_{p_0} \cdot \exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right), \quad p_n = p_{n_0} \cdot \exp\left(\frac{U}{\Phi_T}\right). \quad (9.11)$$

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 τ :

$$Q = I\tau. \quad (9.12)$$

***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.9.5), то общий потенциальный барьер повышается.

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

$$I_{\text{диф}} = I_0 \exp\left(\frac{-U}{\Phi_T}\right). \quad (9.13)$$

При напряжении, равном нескольким Φ_T ($\Phi_T = 25$ мВ при $T=300$ К) током 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

$$I_{\text{обр}} = I_{\text{др}} = I_0. \quad (9.14)$$

Ток дрейфа неосновных носителей заряда I_0 называют *тепловым* током или *обратным* током p - n перехода.

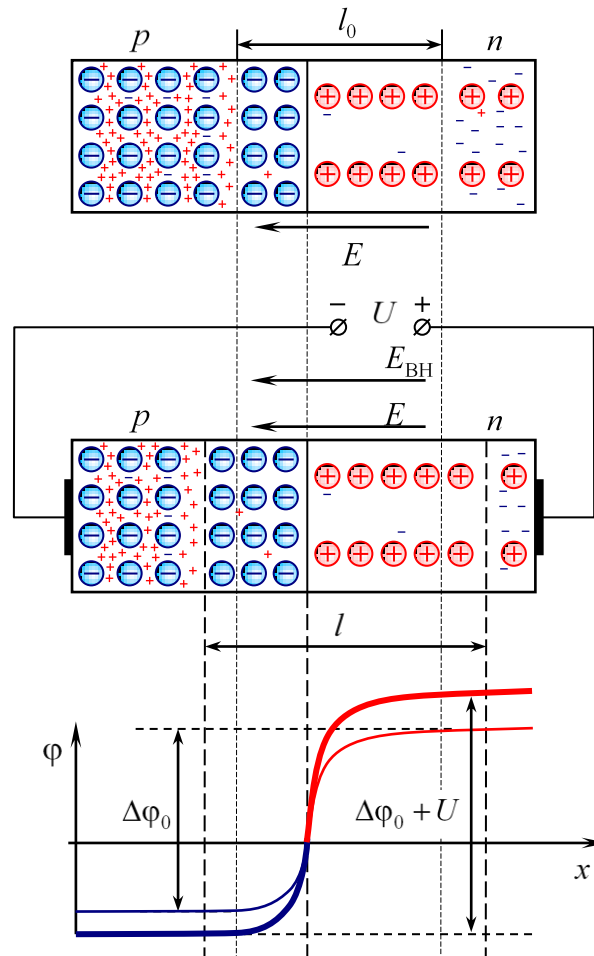


Рис.9.5. p - n переход, смещенный в обратном направлении

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 вентиляльные свойства. Вольтамперная характеристика p - n перехода приведена на рис.9.6.

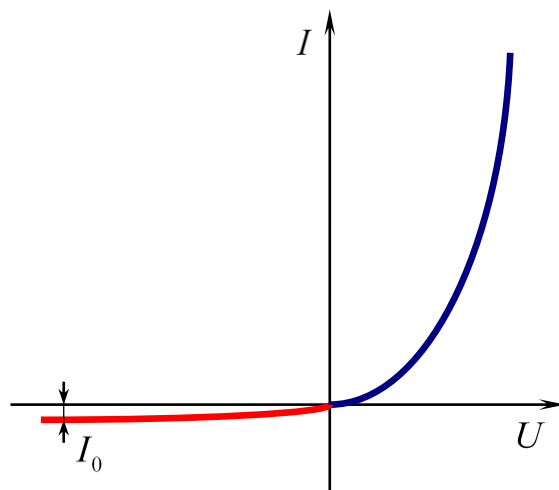


Рис.9.6. ВАХ p - n перехода

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.