

## Лекция №3

### Теоретическая вольтамперная характеристика p-n перехода

Вольтамперная характеристика представляет собой график зависимости тока во внешней цепи p-n перехода от значения и полярности напряжения, прикладываемого к нему. Эта зависимость может быть получена экспериментально или рассчитана на основании уравнения вольтамперной характеристики.

Мы будем рассматривать ВАХ идеализированного p-n перехода, который представляет собой упрощенную модель реального p-n перехода при следующих допущениях:

1. в обедненном слое нет генерации, рекомбинации, рассеяния носителей; носители проходят через обедненный слой мгновенно, т.е. токи носителей заряда одного знака на обеих границах одинаковы;
2. вне обедненного слоя нет электрического поля, здесь носители движутся только вследствие диффузии: сопротивление нейтральных областей в сравнении с сопротивлением обедненного слоя считается пренебрежимо малым; уровень инжекции низкий;
3. границы p-n перехода являются плоскими, носители заряда движутся только в направлении, перпендикулярном этим границам; краевые эффекты не учитываются.

При включении p-n перехода в прямом направлении уменьшается высота потенциального барьера, возникает инжекция основных носителей заряда. Инжектированные носители диффундируют вглубь p- и n- областей. Концентрация инжектированных носителей заряда убывает по мере удаления от p-n перехода. Неравномерное распределение концентрации неосновных носителей заряда приводит к появлению диффузионного тока.

Плотность прямого тока, проходящего через p-n переход, можно определить как сумму  $j_{пр} = j_{n \text{ диф}} + j_{p \text{ диф}}$ , не изменяющуюся при изменении координаты x. При принятых допущениях плотность прямого тока, определяемая на границах p-n перехода (при  $x = 0$ ), определяется

$$j_{пр} = j_{n \text{ диф}} + j_{p \text{ диф}} = q \left( \frac{p_{n_0} D_p}{L_p} + \frac{n_{p_0} D_n}{L_n} \right) \left( \exp \frac{qU_{пр}}{kT} - 1 \right). \quad (3.1)$$

Включение p-n перехода в обратном направлении приводит к обеднению приконтактной области неосновными носителями и появлению градиента их концентрации. Градиент концентрации является причиной возникновения диффузионного тока неосновных носителей.

Выражение для расчета плотности обратного тока может быть записано в виде

$$j_{обп} = q \left( \frac{p_{n_0} D_p}{L_p} + \frac{n_{p_0} D_n}{L_n} \right) \left( \exp \left( -\frac{q|U_{обп}|}{kT} \right) - 1 \right). \quad (3.2)$$

Объединяя выражения (3.1) и (3.2), можно записать уравнение для плотности тока в общем виде:

$$j = j_s (\exp(qU / kT) - 1), \quad (3.3)$$

где  $j_s = \left( \frac{p_{n0} D_p}{L_p} + \frac{n_{p0} D_n}{L_n} \right) q$ .

Величину  $j_s$  называют плотностью тока насыщения. Умножив правую и левую части выражения (3.3) на площадь  $S$  р-п перехода, получим уравнение теоретической вольтамперной характеристики

$$I = jS = I_s (\exp(qU / kT) - 1), \quad (3.4)$$

где  $I_s$ - ток насыщения. В это уравнение напряжение  $U$  подставляется со знаком "плюс" при включении р-п перехода в прямом направлении и со знаком "минус" при обратном включении.

Уравнение (3.4) позволяет рассчитать теоретическую вольтамперную характеристику тонкого электронно-дырочного перехода, в котором отсутствуют генерация и рекомбинация носителей зарядов.

Теоретическая вольтамперная характеристика р-п перехода, построенная на основании уравнения (3.4), приведена на рис. 3.1.

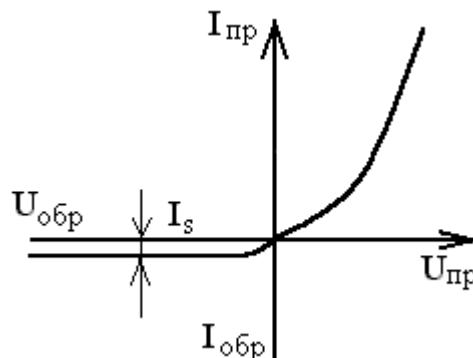


Рисунок 3.1– Теоретическая вольтамперная характеристика р-п перехода

При увеличении обратного напряжения ток через р-п переход стремится к предельному значению  $j_s$ , которого достигает при обратном напряжении примерно 0,1...0,2 В.

### **Влияние ширины запрещенной зоны, температуры и концентрации примесей на ВАХ р-п перехода**

Вышеперечисленные факторы влияют только на ток насыщения. Причем, чем больше ширина запрещенной зоны полупроводника и концентрация примесей доноров и акцепторов, тем меньше ток насыщения, и, следовательно, ток через р-п переход, а с увеличением температуры ток насыщения растет по экспоненциальному закону. Если изобразить на одном графике ВАХ р-п переходов из материалов с разной шириной запрещенной зоны (например, для

германия – 0.67 эВ, рис.2, кривая 1, а для кремния – 1.12 эВ, кривая 2), то они будут иметь вид:

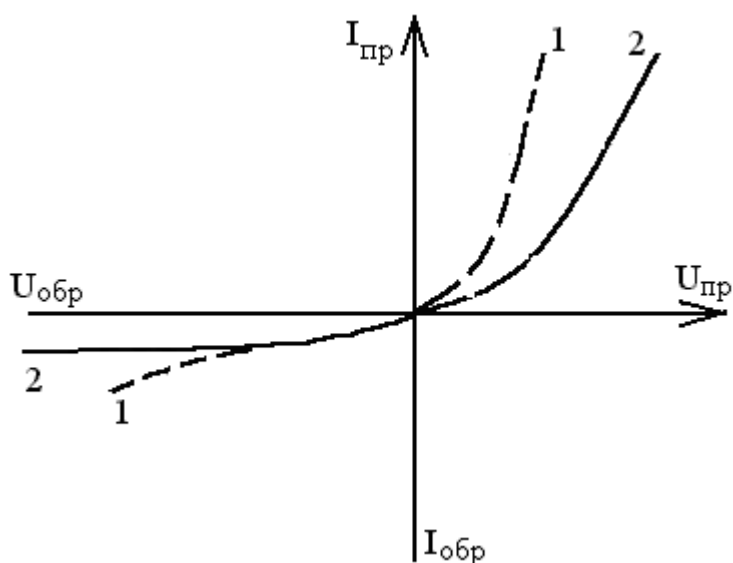


Рис. 3.2 – ВАХ германиевого (1) и кремниевого (2) р-п переходов

Очевидно, что, чем больше ширина запрещенной зоны, тем меньшее количество свободных носителей может появиться и, следовательно, величина тока, созданного ими, будет меньше.

ВАХ для одного и того же материала при разных температурах приведены на рис. 3.3: кривая 1 снята при комнатной температуре; кривая 2 – при повышенной.

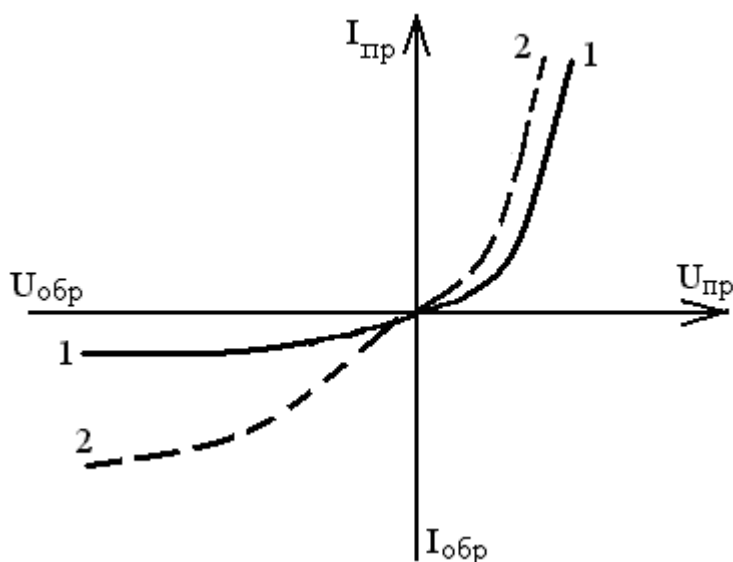


Рис. 3.3 – ВАХ р-п перехода при комнатной (1) и повышенной (2) температурах

Как видно из графика, температура сильнее влияет на обратный ток р-п перехода. Дело в том, что при повышении температуры начинается термогенерация собственных носителей заряда, при которой образуются пары электрон-дырка. Т.е. абсолютное изменение концентраций ОНЗ и ННЗ одинаково.

Но т.к. концентрация  $\text{ОНЗ} \gg$  концентрации  $\text{ННЗ}$ , то относительное изменение концентрации  $\text{ННЗ}$  значительно превосходит аналогичное изменение концентрации  $\text{ОНЗ}$ .

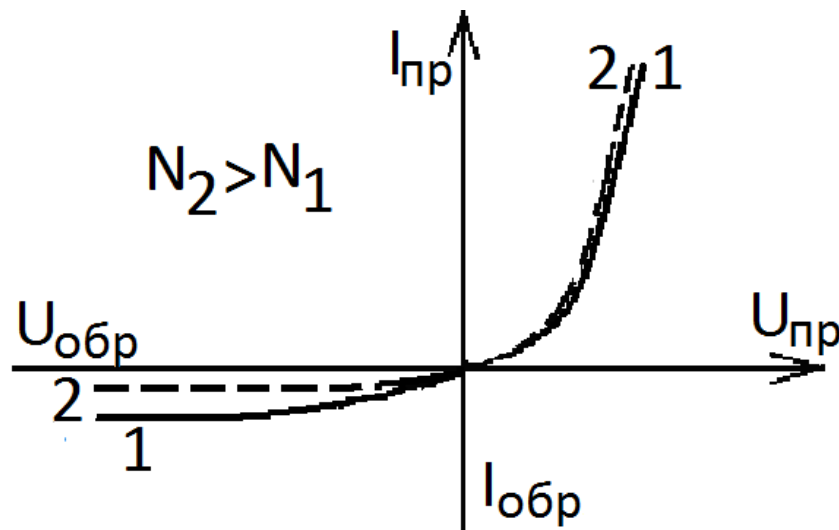


Рис.3.3– ВАХ p-n перехода при различной концентрации примесей

### Вольтамперная характеристика реального p-n перехода

При выводе уравнения (3.4) не учитывались такие явления, как термогенерация носителей в запирающем слое перехода, поверхностные утечки тока, падение напряжения на сопротивлении нейтральных областей полупроводника, а также явления пробоя при определенных обратных напряжениях. Поэтому экспериментальная вольтамперная характеристика p-n перехода (кривая 2 на рис. 3.4) отличается от теоретической (кривая 1).

При обратном включении p-n перехода отличия обусловлены генерацией носителей зарядов и пробоем p-n перехода. Количество генерируемых носителей пропорционально объему запирающего слоя, который зависит от ширины p-n перехода. Поскольку ширина запирающего слоя пропорциональна  $\sqrt{U_{обр}}$ , ток генерации будет расти при увеличении обратного напряжения. Поэтому на реальной характеристике при увеличении обратного напряжения до определенного значения наблюдается небольшой рост обратного тока. Процессы генерации и рекомбинации носителей в запирающем слое оказывают существенное влияние на вид вольтамперной характеристики. В отсутствие внешнего напряжения между процессами генерации и рекомбинации устанавливается равновесие. При приложении к p-n переходу обратного напряжения дырки и электроны, образующиеся в результате генерации, выводятся полем запирающего слоя. Это приводит к возникновению дополнительного тока генерации  $I_{ген}$ , совпадающего с обратным током p-n перехода.

Генерационная составляющая обратного тока растет при увеличении ширины запрещенной зоны полупроводника, так как при этом уменьшается значение  $n_i$ , а

также при увеличении концентрации примесей, при которой возрастает  $n_{n0}$ . Например, при одинаковых значениях  $\delta_0$  и  $L_0$  для германия  $n_i = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  ( $\Delta W = 0,67 \text{ эВ}$ ) и  $I_{\text{ген}} = 0,1 \cdot I_s$ , а для кремния  $n_i = 6,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$  ( $\Delta W = 1,12 \text{ эВ}$ ) и  $I_{\text{ген}} = 3000 \cdot I_s$ .

Таким образом, если в германиевых р-п переходах током генерации можно пренебречь, то в кремниевых р-п переходах он является основной составляющей обратного тока. Поэтому на вольтамперных характеристиках кремниевых р-п переходов нет выраженного участка насыщения.

Возрастанию обратного тока способствуют также токи утечки.

При некотором обратном напряжении наблюдается резкое возрастание обратного тока. Это явление называют пробоем р-п перехода. Существуют три вида пробоя: туннельный, лавинный и тепловой.

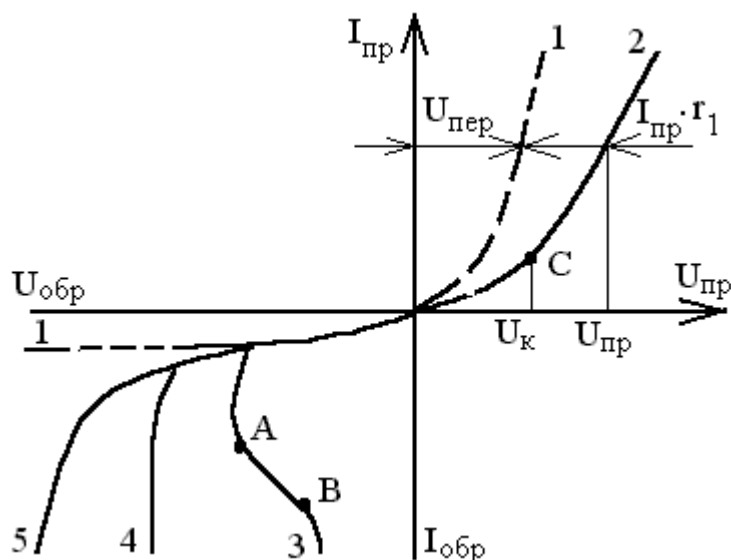


Рис. 3.4 — Отличие реальной вольтамперной характеристики р-п перехода от теоретической

Туннельный и лавинный пробойи представляют собой разновидности электрического пробоя и связаны с увеличением напряженности электрического поля в переходе. Тепловой пробой определяется перегревом перехода.

**Туннельный пробой** обусловлен прямым переходом электронов из валентной зоны одного полупроводника в зону проводимости другого, что становится возможным, если напряженность электрического поля в р-п переходе из кремния достигает значения  $4 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ , а из германия  $-2 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ . Такая большая напряженность электрического поля возможна при высокой концентрации примесей в р- и n-областях, когда толщина р-п перехода становится весьма малой. Под действием сильного электрического поля валентные электроны вырываются из связей. При этом образуются парные заряды электрон-дырка, увеличивающие обратный ток через переход. На рис. 3.4 кривая 4 представляет собой обратную ветвь вольт-амперной характеристики перехода, соответствующую туннельному пробую.

В широких р-п переходах, образованных полупроводниками с меньшей концентрацией примесей, вероятность туннельного просачивания электронов

уменьшается и более вероятным становится **лавинный пробой**. Он возникает тогда, когда длина свободного пробега электрона в полупроводнике значительно меньше толщины р-п перехода. Если за время свободного пробега электроны приобретают кинетическую энергию, достаточную для ионизации атомов в р-п переходе, наступает ударная ионизация, сопровождающаяся лавинным размножением носителей зарядов. Образовавшиеся в результате ударной ионизации свободные носители зарядов увеличивают обратный ток перехода. Увеличение обратного тока характеризуется коэффициентом лавинного умножения  $M$

$$M = \frac{1}{1 - (U_{обр} / U_{проб})^m}, \quad (3.5)$$

где  $U_{проб}$  – напряжение начала пробоя;  $m$  зависит от материала полупроводника. На рис 3.4 лавинному пробую соответствует кривая 5.

**Тепловой пробой** обусловлен значительным ростом количества носителей зарядов в р-п переходе за счет нарушения теплового режима. Подводимая к р-п переходу мощность  $P_{подв} = I_{обр} U_{обр}$  расходуется на его нагрев.

Выделяющаяся в запирающем слое теплота отводится преимущественно за счет теплопроводности. Отводимая от р-п перехода мощность  $P_{отв}$  пропорциональна разности температур перехода  $T_{пер}$  и окружающей среды  $T_{окр}$

$$P_{отв} = (T_{пер} - T_{окр}) / R_T,$$

где  $R_T$  – тепловое сопротивление,  $^{\circ}\text{K}/\text{Вт}$ , определяющее перепад температур, необходимый для отвода 1 Вт мощности от р-п перехода в окружающую среду.

При плохих условиях отвода теплоты от перехода возможен его разогрев до температуры, при которой происходит тепловая ионизация атомов. Образующиеся при этом носители заряда увеличивают обратный ток, что приводит к дальнейшему разогреву перехода. В результате такого нарастающего процесса р-п переход недопустимо разогревается и возникает тепловой пробой, характеризующийся разрушением кристалла (рис. 3.4, кривая 3).

Увеличение числа носителей зарядов при нагреве р-п перехода приводит к уменьшению его сопротивления и выделяемого на нем напряжения. Вследствие этого на обратной ветви вольтамперной характеристики при тепловом пробое появляется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением (участок АВ на рис. 3.4).

Отличия реальной характеристики от теоретической на прямой ветви, в основном, обусловлены распределенным (объемным) сопротивлением электронной и дырочной областей  $r_1$  за пределами запирающего слоя (рис. 3.5).

Если сопротивление запирающего слоя обозначить  $r_d$ , то кристалл полупроводника с запирающим слоем можно представить в виде последовательного соединения резисторов  $r_d$  и  $r_1$ .

При прохождении тока  $I_{\text{пр}}$  на сопротивлении  $r_1$  падает часть напряжения внешнего источника и на запирающем слое действует напряжение  $U_{\text{пер}} = U_{\text{пр}} - I_{\text{пр}} \cdot r_1$ . Уравнение вольтамперной характеристики в этом случае может быть записано в следующем неявном виде:

$$I_{\text{пр}} = I_s (\exp((U_{\text{пр}} - I_{\text{пр}} r_1) / \varphi_T) - 1).$$

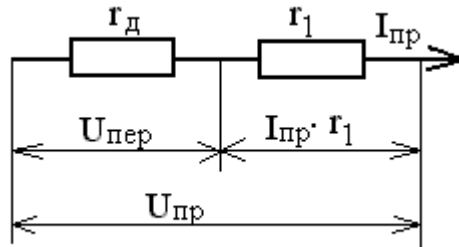


Рис. 3.5 – Упрощенная эквивалентная схема р-п перехода с распределенным сопротивлением полупроводника.

Поскольку  $U_{\text{пер}} < U_{\text{пр}}$  реальная характеристика идет ниже теоретической. Когда напряжение на запирающем слое становится равным контактной разности потенциалов, запирающий слой исчезает, и дальнейшее увеличение тока ограничивается распределенным сопротивлением полупроводников р- и n-типа. Таким образом, в точке С при  $U_{\text{пр}} = \varphi_K$  вольтамперная характеристика переходит в прямую линию.

### Емкости р-п перехода

Изменение внешнего напряжения  $dU$  на р-п переходе приводит к изменению накопленного в нем заряда  $dQ$ . Поэтому р-п переход ведет себя подобно конденсатору, емкость которого  $C = dQ / dU$ .

В зависимости от физической природы изменяющегося заряда различают емкости барьерную (зарядную) и диффузионную.

#### **Барьерная емкость р-п перехода**

Барьерная (зарядная) емкость называется так потому, что образована теми же зарядами, что и потенциальный барьер р-п перехода (т.е. ионами примеси) и определяется изменением нескомпенсированного заряда ионов при изменении ширины запирающего слоя под воздействием внешнего обратного напряжения. Поэтому идеальный электронно-дырочный переход можно рассматривать как плоский конденсатор, емкость которого определяется соотношением

$$C_{\text{бар}} = \varepsilon \varepsilon_0 S / \delta, \quad (3.6)$$

где  $S$ ,  $\delta$  - соответственно площадь и толщина р-п перехода.

Из соотношения (3.6) и выражения для определения толщины р-п перехода следует

$$C_{\text{бар}} = S \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon q N_A N_D}{2(\varphi_K + U_{\text{обр}})(N_A + N_D)}}. \quad (3.7)$$

В общем случае зависимость барьерной емкости от приложенного к р-п переходу обратного напряжения выражается формулой

$$C_{\text{бар}} = \frac{C_0}{(1 + U_{\text{обр}} / \varphi_K)^\gamma}, \quad (3.8)$$

где  $C_0$  — емкость р-п перехода при  $U_{\text{обр}} = 0$ ;  $\gamma$  - коэффициент, зависящий от типа р-п перехода (для резких р-п переходов  $\gamma = 1/2$ , а для плавных  $\gamma = 1/3$ ).

Барьерная емкость увеличивается с ростом  $N_A$  и  $N_D$ , а также с уменьшением обратного напряжения. Барьерная емкость не зависит от частоты. Характер зависимости  $C_{\text{бар}} = f(U_{\text{обр}})$  показан на рис. 3.6,а.

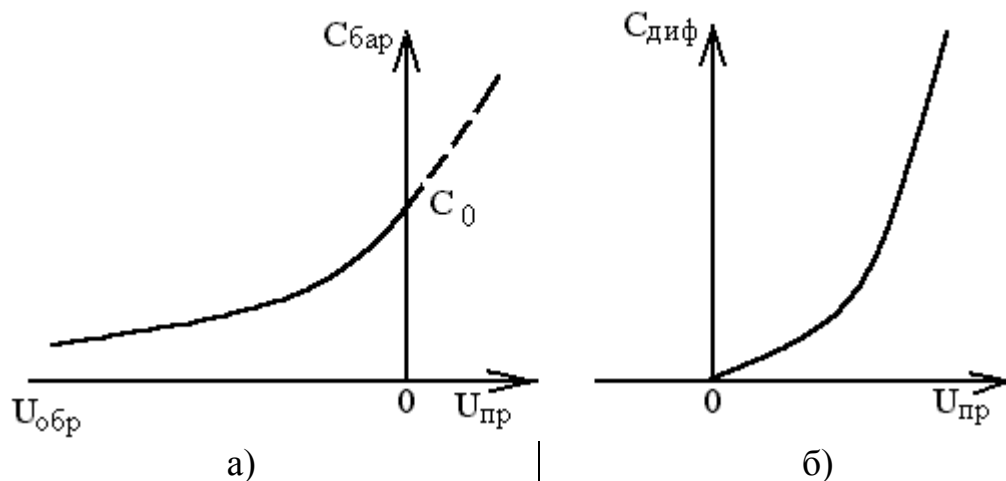


Рис. 3.6 – Зависимость барьерной (а) и диффузионной (б) емкостей р-п перехода от напряжения.

### ***Диффузионная емкость р-п перехода***

Рассмотрим диффузионную емкость. При увеличении внешнего напряжения, приложенного к р-п переходу в прямом направлении, растет концентрация инжектированных носителей вблизи границ перехода, что приводит к изменению количества заряда, обусловленного неосновными носителями в р- и п-областях. Это можно рассматривать как проявление некоторой емкости. Поскольку она зависит от изменения диффузионной составляющей тока, ее называют диффузионной. Диффузионная емкость представляет собой отношение приращения инжекционного заряда  $dQ_{\text{инж}}$  к вызвавшему его изменению напряжения  $dU_{\text{пр}}$ , т. е.  $C_{\text{диф}} = dQ_{\text{инж}} / dU_{\text{пр}}$ .

Общая диффузионная емкость складывается из диффузионных емкостей р и п области:

$$C_{\text{диф}} = C_{\text{диф} \text{ р}} + C_{\text{диф} \text{ п}} = (qS / \varphi_T)(L_n n_{p_0} + L_p p_{n_0}) \exp(U_{\text{пр}} / \varphi_T). \quad (3.9)$$



Диффузионная емкость зависит от прямого тока, т.к. чем больше ток, тем большее число носителей накапливается по обе стороны р-п перехода. Кроме того, она зависит от времени жизни неосновных носителей заряда: чем больше время жизни неосновных носителей, тем дольше будет существовать накопленный заряд и тем больше будет диффузионная емкость. С ростом частоты диффузионная емкость будет уменьшаться вследствие инерционности перемещения заряда при быстром изменении напряжения.

Зависимость ёмкости от прямого напряжения на р-п переходе показана на рисунке 3.6, б.

Полная емкость р-п перехода определяется суммой барьерной и диффузионной емкостей:

$$C_{\text{ПЕР}} = C_{\text{БАР}} + C_{\text{ДИФ}} . \quad (3.10)$$

При включении р-п перехода в прямом направлении преобладает диффузионная емкость, а при включении в обратном направлении - барьерная.

На рис. 3.7 приведена эквивалентная схема р-п перехода по переменному току. Схема содержит дифференциальное сопротивление р-п перехода  $r_d$ , диффузионную емкость  $C_{\text{ДИФ}}$ , барьерную емкость  $C_{\text{БАР}}$  и сопротивление объема р- и п-областей  $r_1$ .

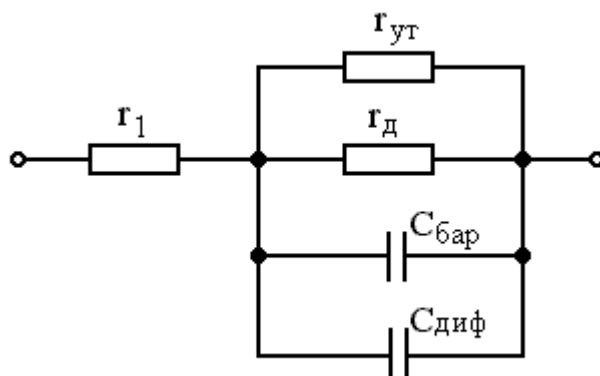


Рис. 3.8 – Эквивалентная схема р-п перехода

При комнатной температуре  $r_d = 0,026 / I_{np}$ ; (3.11)

(в соотношении (3.11) значение тока подставляется в амперах).

Сопротивление утечки  $r_{ут}$  учитывает возможность прохождения тока по поверхности кристалла из-за несовершенства его структуры. При прямом включении р-п перехода  $C_{\text{БАР}} \ll C_{\text{ДИФ}}$ , дифференциальное сопротивление  $r_d$  пр мало и соизмеримо с  $r_1$ , поэтому эквивалентная схема принимает вид, показанный на рис. 3.9, а.



При обратном смещении  $r_{\text{д. ОБР}} \gg r_1$ ,  $C_{\text{БАР}} \gg C_{\text{диф}}$  и эквивалентная схема имеет вид, показанный на рис. 3.3, б.