

**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМ.
Н. Э. БАУМАНА**

Факультет: "Информатика и системы управления"

Кафедра: «Проектирование и технология производства электронной аппаратуры»

ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД (p-n ПЕРЕХОД).

Краткий теоретический курс для подготовки к семинару по теме «Расчет основных параметров сплавного p-n перехода»

по дисциплине: «Физические основы микроэлектроники»

Автор: к.т.н., доцент Жалнин В.П.

Москва 2020 г

1. Электронно-дырочный переход (р-п переход).

Электрический переход в полупроводниках – это граничный слой между двумя областями, физические характеристики которых существенно различаются.

Работа большинства полупроводниковых приборов основана на использовании одного или нескольких переходов между двумя областями полупроводника с различным типом проводимости.

P-n переход образуется при соединении полупроводников различного типа проводимости.

В полупроводниках с областями р- и n-типов, образующими переход, можно выделить следующие пространственные области:

- металлургический переход (контакт, граница) – воображаемая плоскость, разделяющая р- и n-области;
- область перехода или область пространственного заряда или обедненная область – область, распространяющаяся по обе стороны металлургической границы (имеет толщину от 1 мкм до 0,1 мкм в зависимости от технологии производства);
- нейтральные области (р- и n-области), лежащие между областью пространственного заряда и границами полупроводников n- и р-типов;
- омические контакты – выводы, которыми заканчиваются нейтральные области.

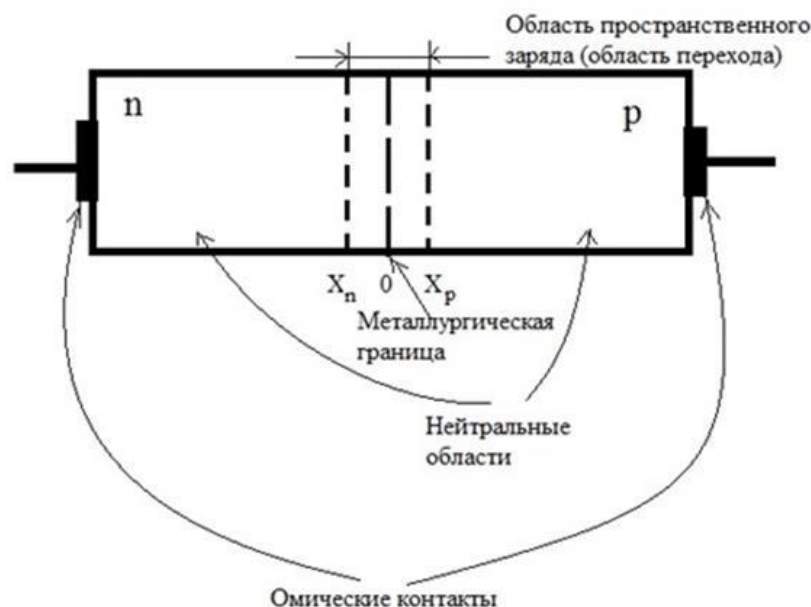


Рис.1.1. Схема электронно-дырочного перехода.

Рассмотрим модель резкого и ступенчатого р-п перехода, в котором концентрация примесных атомов скачком изменяется от значения N_d в области n до значения N_a в области p.

Будем также считать, что переход симметричный, условие которого $N_d = N_a$. Если же $N_d \neq N_a$ – переход является несимметричным.

При $N_d > N_a$ переход обозначается $n^+ - p$;

При $N_d < N_a$ переход обозначается $n - p^+$.

Модель перехода строится на базе таких понятий, как:

- высота потенциального барьера (контактная разность потенциалов) U_K ;
- ширина области перехода – d ;
- максимальная напряженность внутреннего электрического поля E ;
- плотность электрического заряда Q .

При возникновении контакта в двух полупроводников разного типа проводимости начинаются интенсивные диффузии носителей заряда рис.1.2. Т.к. концентрация электронов в n-области больше, чем в p-области ($N_n \gg N_p$), то часть электронов диффундирует из n-области в p-область. При этом в p-области, у металлургической границы, окажутся избыточные электроны, которые будут занимать вакантные ковалентные связи, что уменьшит в пограничном слое концентрацию дырок и создаст слой отрицательных неподвижных зарядов (ионов) акцепторов.

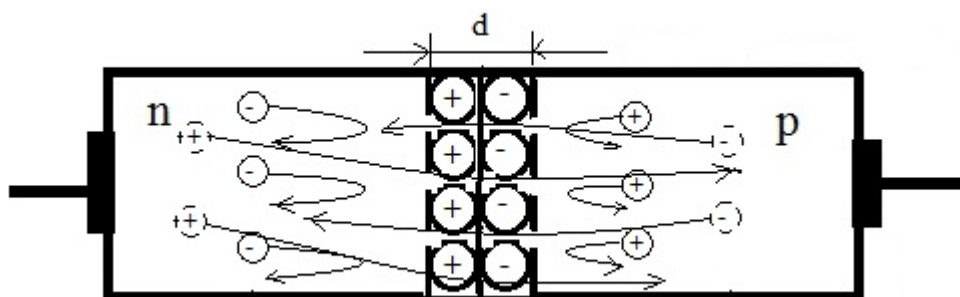


Рис.1.2. Схема диффузии зарядов р-п перехода

Так как часть электронов из области n перешла в область p, то в пограничном слое области n уменьшится концентрация электронов, и проявятся не скомпенсированные положительные ионы атомов доноров.

Таким образом, вокруг металлургической границы образуется двойной слой противоположных по знаку неподвижных зарядов (ионов доноров и акцепторов). Именно этот слой и называют р-п переходом или запирающим слоем; он определяет контактную разность потенциалов (потенциальный барьер), для Ge – (0,2÷0,3) В, для Si – (0,7÷0,8) В.

Такие переходы электронов будут продолжаться до тех пор, пока электрическое поле потенциального барьера не вырастет настолько, что энергии электронов уже окажется недостаточно для преодоления этого поля.

Потенциальный барьер создает тормозящее поле для основных носителей зарядов и препятствует перемещению электронов в р-область, дырок – в п-область.

Для неосновных носителей зарядов (дырок в п-области и электронов в р-области) поле потенциального барьера является ускоряющим. В результате чего осуществляется переброс неосновных носителей заряда через р-п переход (ток дрейфа). Неосновные носители заряда, переходя через область перехода, нейтрализуют часть ионов обоих знаков, что приводит к понижению потенциального барьера и увеличению диффузионного тока основных носителей. Т.о. в р-п переходе устанавливается динамическое равновесие.

Направление диффузионных токов основных носителей противоположно направлению дрейфовых токов неосновных носителей через р-п переход.

Значение контактной разности потенциалов определяется положением уровня Ферми в полупроводниках п- и р-типа:

$$U_K = [\varphi_{F_n} - (-\varphi_{F_p})] = [\varphi_{F_n} + \varphi_{F_p}]$$

$$U_K = \varphi_T * \ln \frac{N_a * N_d}{n_i * p_i}$$

$$\text{Т.к. } \varphi_T = \frac{kT}{q} ; n_i = p_i = n_i^2, \text{ имеем:}$$

$$U_K = \frac{kT}{q} * \ln \frac{N_a * N_d}{n_i^2}$$

Ширина р-п перехода (приграничная область, обеднённая носителями заряда, которая располагается в р- и п-областях) для равновесного состояния может быть определена:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{ап}}{q} \left(\frac{N_a + N_d}{N_a * N_d} \right) * U_K} \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 U_K}{qN_d}},$$

$$\varepsilon_{ап} = \varepsilon * \varepsilon_0$$

где ε – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника,

ε_0 – диэлектрическая постоянная воздуха,

$\varepsilon_{ап}$ – абсолютная диэлектрическая проницаемость полупроводника:

Напряженность электрического поля E в р-п переходе определяется производной от контактной разности потенциалов, взятой по геометрической координате x :

$$E = \frac{dU_K}{dx}.$$

Нарушение равновесного состояния р-п перехода может быть нарушено при подключении к омическим контактам внешнего напряжения. В зависимости от полярности и величины внешнего напряжения характер тока через р-п переход и его величина оказываются различными.

2. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА р-п ПЕРЕХОДА

Полупроводник представляет собой кристаллический материал с регулярной структурой. Заряд ядра каждого атома скомпенсирован соответствующим количеством электронов. Причем каждый электрон одновременно принадлежит двум соседним атомам, то есть его орбита охватывает ядра соседних атомов и на этой орбите находятся сразу два электрона (ковалентная связь, рис.2.1.) Поэтому полупроводник электрически нейтрален и практически не проводит ток.

Если в чистый полупроводник добавить некоторое количество примеси, например, материала, валентность которого выше валентности исходного материала, то атомы примеси, встраиваясь в кристаллическую решетку исходного материала, порождают лишний электрон, для которого нет места в структуре ковалентных связей, способный свободно перемещаться по телу полупроводника. Сам атом остается неподвижным положительным зарядом. Материал приобретает так называемую *электронную или n проводимость*. Если валентность примеси меньше валентности исходного полупроводника, то наоборот возникает недостаток электронов (одна ковалентная связь не заполнена) и атомы приобретают положительный заряд, способный перемещаться по материалу, образуя так называемую *дырочную или p проводимость*. Таким образом, введение примеси создает в полупроводнике некоторый избыток положительных или отрицательных носителей заряда, способных свободно перемещаться по материалу. Полупроводник становится электропроводным.

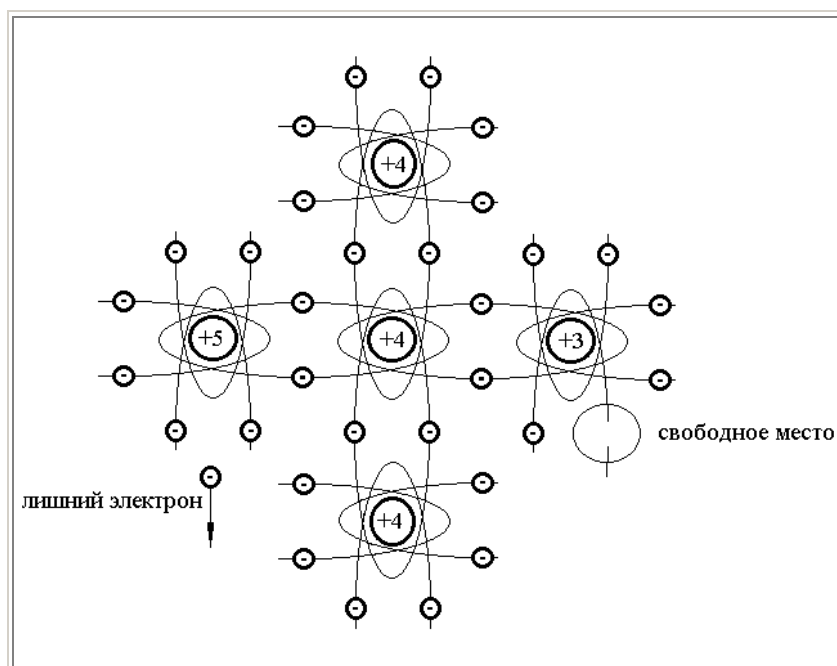
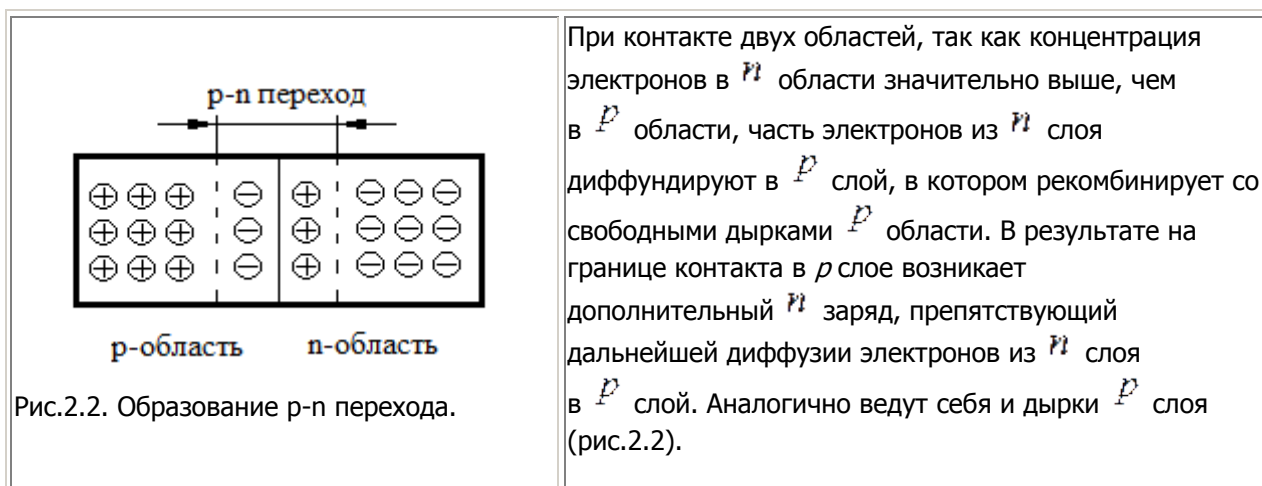


Рис.2.1. Структура кристалла кремния (валентность 4)

p-n или электронно-дырочным переходом называется контакт двух полупроводников, обладающих проводимостью различного типа.



Область полученного таким образом пространственного заряда и является, собственно $p-n$ переходом.

Рассмотрим поведение $p-n$ перехода при подключении его к внешнему источнику напряжения $U_{\text{внеш}}$ (рис.2.3). Подключение положительного напряжения к p области полупроводника приводит к повышению концентрации дырок в этой области. Повышается концентрация электронов и в n области. Избыточная концентрация носителей заряда приводит к усилению взаимной диффузии носителей в соседние области и в $p-n$ переходе начинает протекать ток, называемый прямым ($I_{\text{пр}}$).

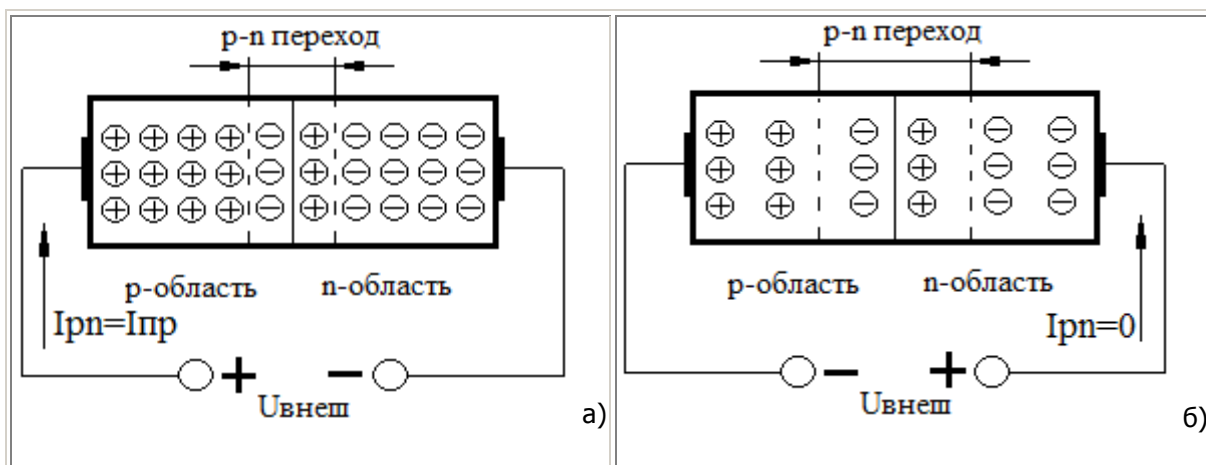


Рис.2.3. $p-n$ - переход при внешнем напряжении

Обратная полярность внешнего напряжения наоборот приводит к снижению концентраций носителей в областях полупроводника. При этом ток перехода равен току I_0 , обусловленному собственной генерацией носителей в полупроводнике под воздействием температуры. Из-за малости этого тока можно полагать, что обратный ток практически отсутствует. Таким образом, основным свойством $p-n$ перехода является его односторонняя проводимость. Отметим, что приложение внешнего напряжения приводит к изменению ширины самого $p-n$ перехода.

Зависимость тока диода от приложенного напряжения в идеальном случае описывается выражением:

$$I_{pn} = I_0 \cdot \left(\exp \left(\frac{U_{\text{внеш}}}{\phi_T} \right) - 1 \right), \quad (2.1)$$

где: I_0 - тепловой ток, обусловленный генерацией носителей в полупроводнике;

ϕ_T - температурный потенциал, равный при температуре 300°K 25 мВ.

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ

Полупроводниковый диод—это прибор с одним выпрямляющим электрическим переходом и двумя выводами, в котором используется то или иное свойство выпрямляющего перехода. В качестве выпрямляющего электрического перехода наиболее часто используется электронно-дырочный p - n переход в котором концентрация носителей p области (дырок), как правило, на много больше концентрации носителей n области (электронов).

Согласно приведенному выше выражению (2.1.), для тока p - n перехода вольтамперная характеристика (ВАХ) идеального полупроводникового диода имеет вид, показанный на рис. 2.4.а).

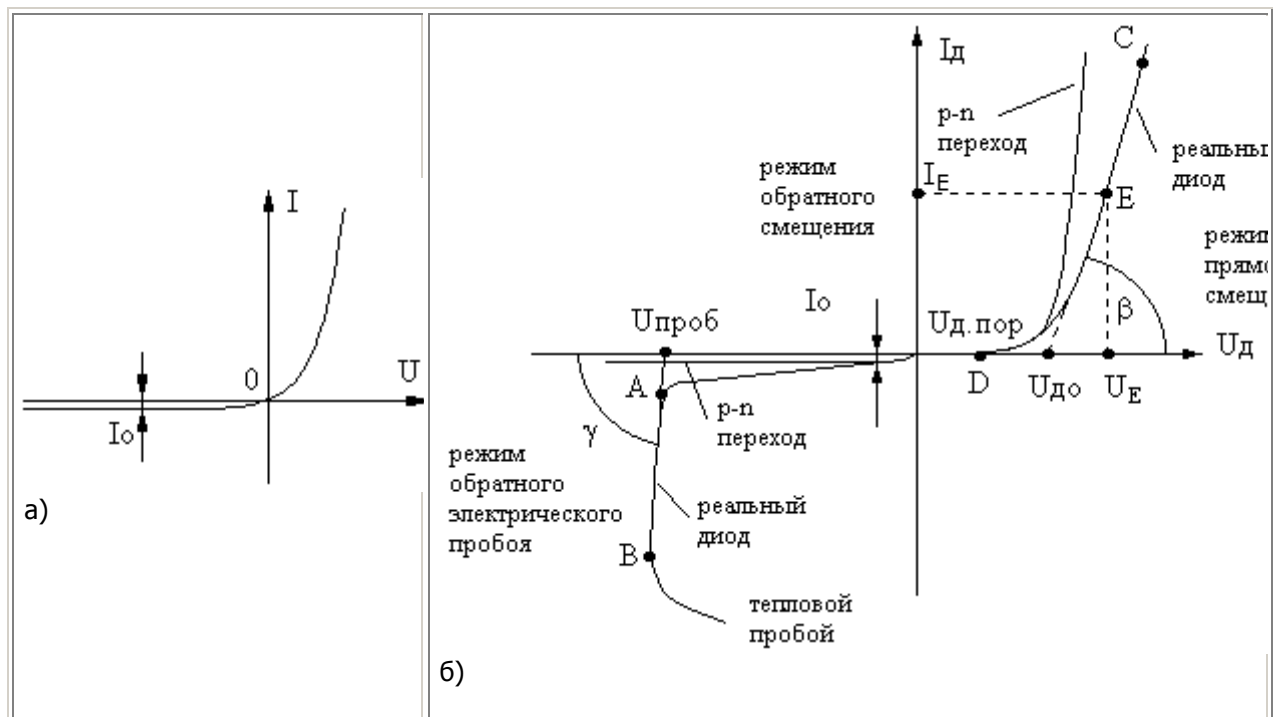


Рис.2.4. Статические вольтамперные характеристики идеального а) и реального б) диодов.

Отличие ВАХ реального диода от идеальной обусловлено несколькими причинами (рис.2.4.6). При увеличении прямого тока в напряжение на диоде значительную часть начинает играть падение напряжения на собственном сопротивлении полупроводникового материала. В результате этого характеристика приобретает практически линейную зависимость.

Реальный обратный ток диода складывается из тока I_0 и токов генерации носителей в теле полупроводника и утечки, вызванной краевыми эффектами в кристалле. Поэтому суммарный обратный ток увеличивается с увеличением обратного напряжения.

При значительном увеличении обратного напряжения в $p-n$ переходе наблюдается резкий рост тока, что обусловлено эффектом ударной ионизацией. Внешнее поле становится достаточным для придания свободным носителям заряда энергии, достаточной для выбивания дополнительных носителей из кристаллической решетки полупроводника.

На ВАХ полупроводникового диода можно выделить несколько характерных зон (см.рис.2.4.6). Участок АВ ВАХ диода называется зоной обратного электрического пробоя. Он, с одной стороны, ограничивается моментом начала лавинного процесса (точка А), а, с другой стороны, точкой В в которой мощность, выделяющаяся в теле полупроводника приводит к его перегреву и разрушению. Это точка теплового пробоя.

На участке AD ток диода практически отсутствует. Его называют областью обратного смещения.

Участок DC – это область прямого смещения или область протекания прямого тока диода. Точка С, как и точка В, характеристики соответствует тепловому разрушению диода.

Следует отметить, что в пределах выделенных зон ток и напряжение диода связаны практически линейными зависимостями. Поэтому, при расчетах, полупроводниковый диод можно представить несколькими линейными схемами замещения. Рассмотрим эти схемы.

Проведем касательную к участку АВ характеристики. Точка пересечения с осью напряжения даст значение напряжения пробоя $U_{проб}$. Тогда используя метод кусочно-линейной аппроксимации для напряжения диода (U_D) можно записать:

$$U_D = -U_{проб} + I_{Д.обр} \cdot r_{проб}, \quad (2.2)$$

где: $r_{проб}$ - дифференциальное сопротивление диода для области обратного пробоя, $r_{проб} = \frac{dU}{dI}$;

$I_{Д.обр}$ - обратный ток диода.

Проведя касательную к характеристике в области прямого смещения, проходящую через предполагаемую рабочую точка (например, точку Е) на оси

напряжения получим значение $U_{Д0}$. Тогда для области прямого смещения для напряжения диода можно записать:

$$U_{Д} = U_{Д0} + r_{ДП} \cdot I_{ДПР}, \quad (2.3)$$

где; $r_{ДП}$ - дифференциальное сопротивление диода для области прямого смещения, $r_{ДП} = \text{ctg } \beta$;




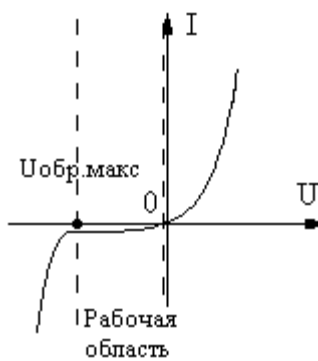
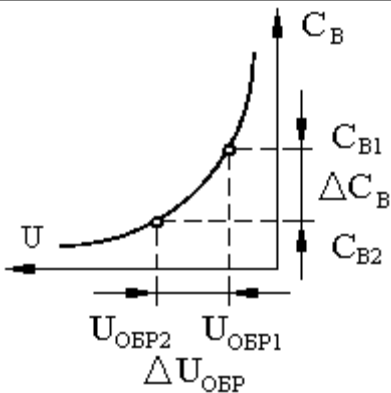
$I_{ДПР}$ - прямой ток диода;

Для участка ВАХ $U_{ПР0} \leq U_{Д} \leq U_{Д0}$ можно полагать, что $I_{Д} \approx 0$.

В зависимости от используемой области ВАХ различают несколько различных типов полупроводниковых диодов. Основные из них сведены в таблицу 2.2.

Таблица 2.2. Типы полупроводниковых диодов.

Тип	Условное обозначение	Используемая область ВАХ	Основные параметры
Выпрямительный диод			$I_{ПР.МАКС}$ – максимальный прямой ток; $U_{ОБР.МАКС}$ – максимальное обратное напряжение
Стабилитрон			$U_{СТ}$ – напряжение стабилизации; $r_{СТ}$ – дифференциальное сопротивление; $I_{СТ.МАКС}$ – максимальный ток стабилизации
Светодиод			$I_{ПР.МАКС}$ – максимальный прямой ток; $U_{Д}$ – рабочее напряжение диода; $I_{Д}$ – рабочий ток диода

Фотодиод			$U_{хх}$ – напряжение холостого хода; $I_{кс}$ – ток короткого замыкания
Варикап			 $K_c = \frac{C_B(U_{обр} = 4B)}{C_B(U_{обр макс})}$ коэффициент перекрытия по емкости

Светодиод – полупроводниковый диод, излучающий из области р-п-перехода кванты энергии. Излучение испускается через прозрачную стеклянную пластину, размещенную в корпусе диода.

По характеристике излучения эти диоды делятся на две группы:

- диоды с излучением в видимой области спектра, получившие название светодиоды;
- диоды с излучением в инфракрасной области спектра, получившие название ИК-диоды.

Принцип действия обеих групп диодов одинаков и базируется на самопроизвольной рекомбинации носителей заряда при прямом токе через выпрямляющий электрический переход. Известно, что рекомбинация носителей заряда сопровождается освобождением кванта энергии. Спектр излучаемых частот определяется типом исходного полупроводникового материала.

Светодиоды применяют в качестве световых индикаторов, а ИК-диоды – в качестве источников излучения в оптоэлектронных устройствах.

Фотодиод – полупроводниковый прибор, принцип действия которого основан на использовании внутреннего фотоэффекта – генерации в полупроводнике под действием квантов света (фотонов) свободных носителей заряда. Фотодиод используют для преобразования светового излучения в электрический ток.

Диоды Шотки используют контакт полупроводника с металлом. Характерной особенностью данного прибора является большее по сравнению с обычными

диодами быстрое действие и меньшее падение напряжения в режиме прямого смещения. Эти особенности обусловили использование диодов данного типа в мощных низковольтных выпрямителях и сверхвысокочастотных устройствах.

3. Определение контактной разности потенциалов и ширины обедненного слоя p - n перехода в равновесном состоянии

Параметры p - n перехода зависят от уровней легирования p - и n -областей, их размеров, а также от характера распределения примесей в области контакта. По соотношению уровней легирования p - n переходы подразделяют на симметричные (уровни легирования обеих частей одинаковые $N_d = N_a$) и несимметричные (уровни легирования разные $N_d \neq N_a$) (рис. 3.1), а по характеру распределения примеси – на резкие и плавные.

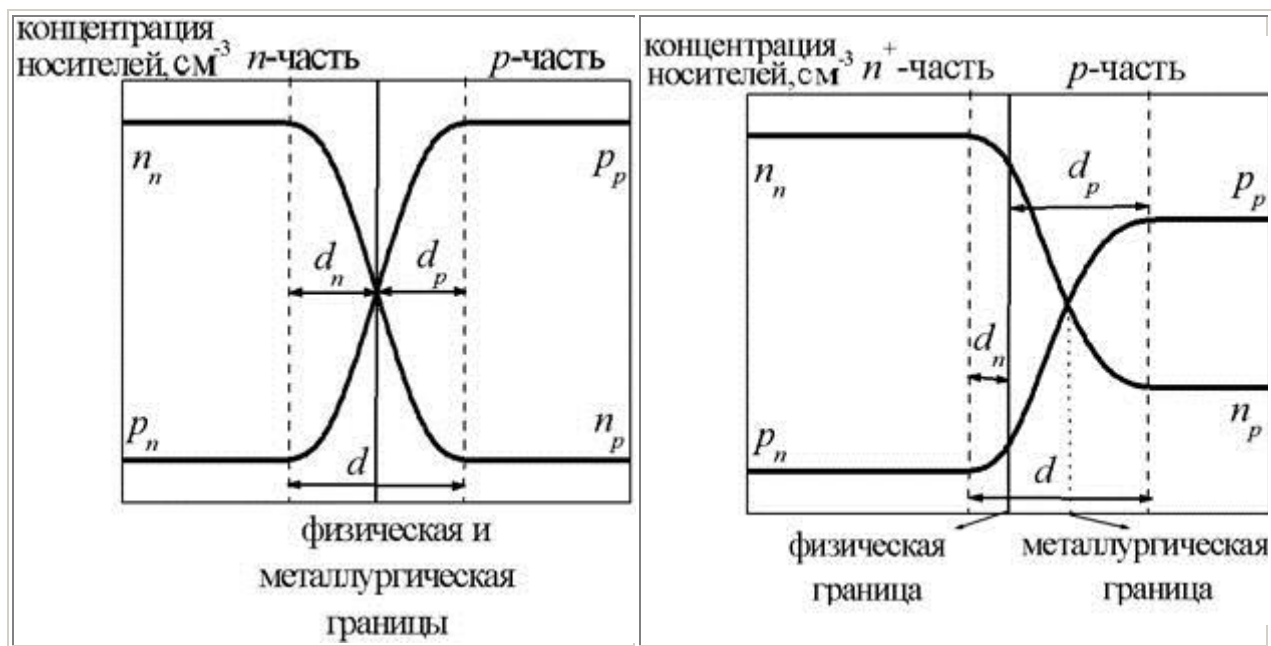


Рис. 3.1. Симметричный и несимметричный p - n переходы

При учете зависимостей концентраций носителей заряда и уровней Ферми формулу (3.1) можно записать как:

$$\Phi_{\text{к}} = kT \cdot \ln \frac{n_n}{n_p} = kT \cdot \ln \frac{p_p}{p_n} \quad * (3.2)$$

* В некоторых книгах формулы для расчета контактной разницы потенциалов записывают

$$\Phi_k = \frac{kT}{e} \cdot \ln \frac{n_p}{n_n} \quad \frac{kT}{e}$$

так: $\frac{kT}{e}$. Величину $\frac{kT}{e}$ [эВ] называют термическим (тепловым) потенциалом электрона, при этом используется постоянная Больцмана k равная $1,38 \times 10^{-23}$ Дж/К, в настоящем пособии используется $k = 8,62 \times 10^{-5}$ эВ/К, т.е. уже разделенная на заряд электрона.

В области насыщения (истощения примеси) концентрации основных носителей заряда (а значит, и проводимость) не зависят от температуры и равняются концентрации примеси.

Работа в этой области обеспечивает высокую термическую стабильность параметров полупроводникового прибора, поэтому, за исключением специальных случаев, концентрации примесей подбирают так, чтобы прибор работал именно в области насыщения. В этом случае контактную разность потенциалов можно найти по формуле:

$$\Phi_k = kT \cdot \ln \left(\frac{N_a \cdot N_d}{n_i^2} \right) \quad (3.3)$$

С ростом температуры резко возрастает концентрация собственных носителей заряда n_i , это приводит к тому, что контактная разность потенциалов снижается, причем тем быстрее, чем менее легированы p - и n -области (чем меньше произведение $N_a \cdot N_d$). При переходе к собственной проводимости (для большинства германиевых приборов при 100°C , кремниевых – при 150°C) потенциальный барьер исчезает, пространственный заряд не образуется и происходит исчезновение p - n перехода, а кристалл становится обычным омическим сопротивлением.

Ширину обедненного слоя резкого p - n перехода можно рассчитать по формуле:

$$d = d_n + d_p = \sqrt{2 \cdot \frac{\epsilon \epsilon_0 \Phi_k}{e} \cdot \frac{N_a + N_d}{N_a \cdot N_d}} \quad (3.4)$$

В пределах этого слоя можно выделить две характерные границы: физическую границу между областями, легированными донорами и акцепторами и металлургическую границу, в которой наблюдается равенство концентраций основных носителей ($n_n = p_p$). В симметричном p - n переходе эти границы совпадают, а в несимметричном металлургическая граница сдвинута в менее легированную область. Таким образом, область пространственного заряда расширяется также в область с меньшей концентрацией примеси:

$$d_n = d \frac{N_a}{N_a + N_d} \quad \text{и} \quad d_p = d \frac{N_d}{N_a + N_d} \quad (3.5)$$

Напряженность электрического поля в p - n переходе максимальна на металлургической границе и равна:

$$E_{\max} = \frac{2 \cdot \Phi_k}{d} \quad (3.6)$$

4. Барьерная емкость p - n перехода при приложенном напряжении

Когда к p - n переходу приложено напряжение, равновесие в нем нарушается и в цепи течет ток. При прямом включении (« \rightarrow » приложен к n -части, « $+$ » – к p -части) внешнее поле направлено против поля объемного заряда, и величина потенциального барьера снижается на величину приложенной разницы потенциалов. При обратном включении (« \leftarrow » приложен к n -части, « $-$ » – к p -части) потенциальный барьер увеличивается. Ширина обедненного слоя p - n перехода при приложении прямого напряжения уменьшается, а обратного – растет.

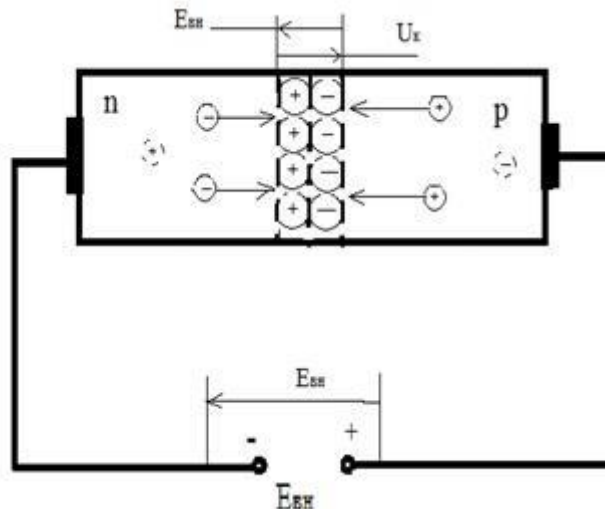
Обедненный слой p - n перехода обладает гораздо большим сопротивлением, чем сопредельные области, при этом в нем сосредоточено электрическое поле. Можно рассматривать обедненный слой как диэлектрик между обкладками конденсатора. Таким образом, p - n переход обладает емкостью, которую называют барьерной. Другими словами барьерная емкость обусловлена нескомпенсированным зарядом ионизированных атомов примеси, сосредоточенными по обе стороны от границы перехода. Барьерная емкость резкого p - n перехода можно рассчитать по формуле:

$$C_{\text{бар}} = S \cdot \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon \epsilon_0}{2(\Phi_k - U)} \cdot \frac{N_A \cdot N_D}{N_A + N_D}} \quad (4.1)$$

Видно, что величиной емкости можно управлять, изменяя приложенное напряжение. На основе этого явления созданы приборы – варикапы. Варикап – это управляемый конденсатор, представляющий собой диод, включенный в обратном направлении, его номинальная емкость обеспечивается подбором площади p - n перехода S .

Дополнительная информация

Прямое включение перехода.



$$E_{\Sigma} = U_k - E_{\text{вн}}$$

Если к р-п переходу подключить внешнее напряжение $E_{\text{вн}}$, полярность которого противоположна полярности контактной разности U_k потенциалов, то такое включение называется прямым (n-область подключается к отрицательному полюсу $E_{\text{вн}}$, а р-область - к положительному полюсу $E_{\text{вн}}$). При таком включении в р-п переходе появляется дополнительное внешнее электрическое поле, уменьшающее его внутреннее поле. Суммарное поле E_{Σ} , действующее в переходе, будет определяться:

$$E_{\Sigma} = U_k - E_{\text{вн}}$$

Под действием внешнего поля основные носители заряда будут двигаться к р-п переходу, уменьшая потенциальный барьер и ширину р-п перехода, которая будет определяться:

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{qN_d}(U_k - E_{\text{вн}})}$$

Появится приращение диффузионного тока, которое стало возможным благодаря увеличению энергии основных носителей заряда и уменьшению потенциального барьера. Это приведет к нарушению равновесию между диффузионными и дрейфовыми токами. С увеличением $|E_{\text{вн}}|$ будет расти диффузионный ток.

При $|U_k| = |E_{\text{вн}}|$ ширина перехода стремится к нулю, т.к. внешнее напряжение почти полностью компенсирует U_k . При этом основные носители заряда начнут свободно диффундировать в области с противоположным типом электропроводности. Через переход потечет ток, который называется прямым:

$$I_{\text{пр}} = I_{\text{диф}} - I_{\text{др}}, \text{ поскольку } I_{\text{диф}} \gg I_{\text{др}},$$

$$T_0 \quad I_{пр} \gg 0.$$

Процесс введения («нагнетания») носителей заряда через р-п переход в области, где они становятся неосновными носителями за счет уменьшения потенциального барьера, называется инжекцией.

В симметричных р-п переходах имеет место двухсторонняя инжекция. ($N_n = P_p$)

В несимметричных р-п переходах ($N_d \gg N_a$, $N_n \gg P_p$; или $N_d \ll N_a$, $P_p \gg N_n$) концентрации основных носителей различаются на несколько порядков ($10^3 - 10^4$), поэтому концентрация инжектированных неосновных носителей будет гораздо выше в высокоомном слое, чем в низкоомном.

Инжектирующий слой с относительно малым удельным сопротивлением называется эмиттером; слой, в который инжектируются неосновные для него носители, называется базой. При прямом включении перехода электроны, перешедшие из п-области в р-область, перемещаются внутри этой области по причинам диффузии и дрейфа. Часть электронов при этом движении рекомбинирует с дырками р-области, а оставшаяся часть, захваченная полем внешнего источника, попадает на его положительный полюс, замыкая цепь.

Дырки, перешедшие из р-области в п-область, полностью рекомбинируют в п-области. Прямой ток $I_{пр}$ через переход ограничивается омическим сопротивлением р- и п-областей и внутренним сопротивлением $E_{вн}$, в результате чего $I_{пр}$ может достиг значений, превышающих допустимые, что разрушит р-п переход. Для исключения этого, $I_{пр}$ должен ограничиваться элементами, например, резисторами, включаемыми последовательно в цепь р-п перехода. Рассмотрим энергетические зонные диаграммы р-п перехода, находящегося в равновесном состоянии и смещенном в прямом направлении.

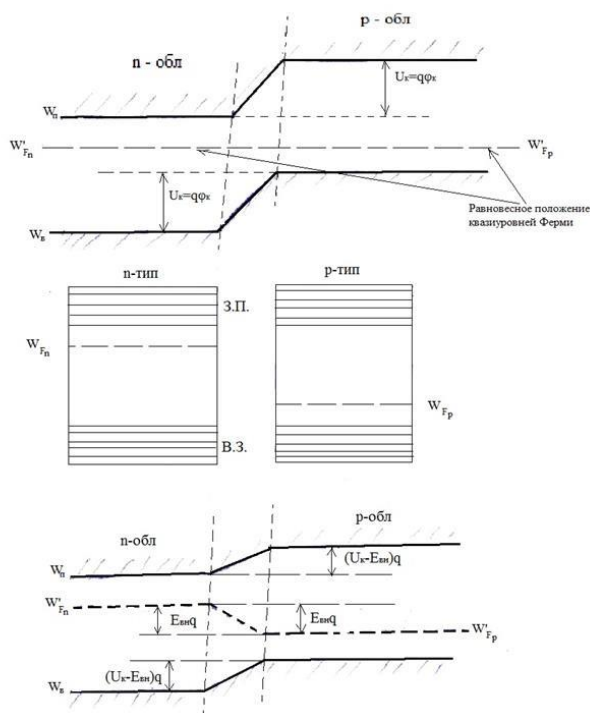


Диаграмма без смещения р-п перехода.

φ_k – квазипотенциал Ферми;

$W_F \text{ `n}$ и $W_F \text{ `p}$ – квазиуровни Ферми для неравновесного состояния.

Энергетическая диаграмма p-n перехода при прямом смещении.

В отсутствии термодинамического равновесия принято вводить две новые величины $W_F \text{ `n}$ и $W_F \text{ `p}$, которые заменяют $W_F \text{ n}$ и $W_F \text{ p}$. $W_F \text{ `n}$ и $W_F \text{ `p}$ – называют квазиуровнями Ферми электронов и дырок соответственно.

$$\varphi_n = \frac{W_{Fn'}}{q}; \quad \varphi_p = \frac{W_{Fp'}}{q} - \text{квазипотенциалы Ферми электронов и дырок.}$$

Подача внешнего напряжения на p-n переход (прямого) приводит к смещению квазиуровней Ферми относительно равновесного положения. Если $E_{вн} > 0$, то эта величина вычитается из U_k и ширина обедненной области уменьшается.

При прямом напряжении на переходе ток диффузии основных носителей заряда $I_0 = I_{диф}$ увеличивается в $\exp(E_{вн}/\varphi_T)$ раз за счет снижения потенциального барьера и является функцией приложенного напряжения:

$$I_0' = I_0 * e^{\frac{E_{вн}}{\varphi_T}}, \text{ где } I_0 - \text{ток, протекающий через p-n переход в равновесном состоянии в прямом направлении.}$$

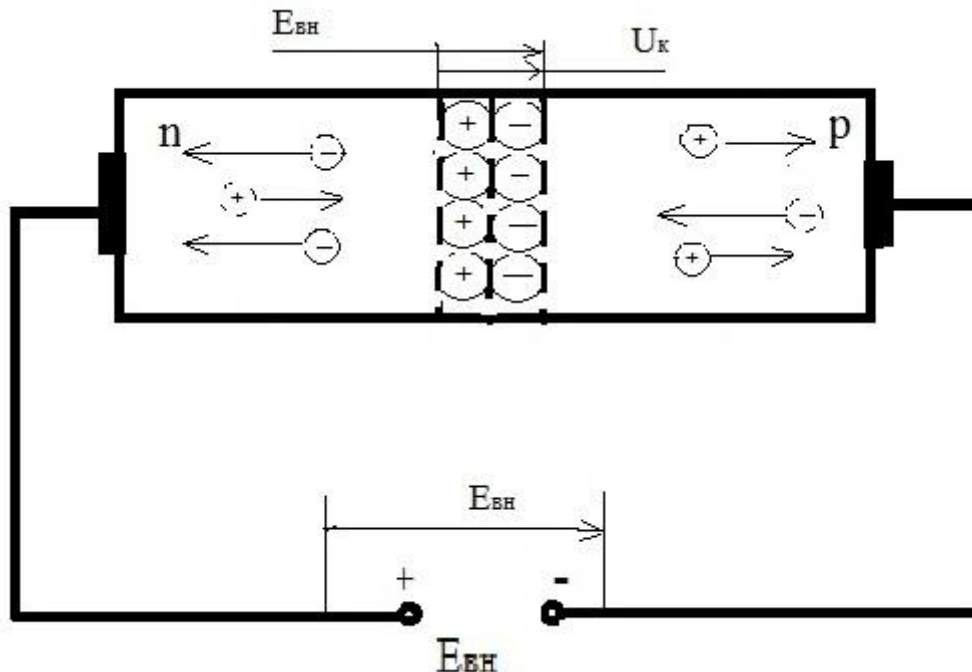
Дрейфовая составляющая тока при приложении внешнего прямого напряжения остается практически без изменений $I_{др} = \text{const}$. Но поскольку в равновесном состоянии $|I_{диф}| = |I_{др}|$, то $I_{др} = -I_0$. Знак минус указывает на то, что этот ток течет навстречу диффузионному току.

Но поскольку $I_{пр}$ есть разность между $I_{диф}$ и $I_{др}$, то

$$I_{пр} = I_0' - I_0 = I_0 (e^{\frac{E_{вн}}{\varphi_T}} - 1)$$

Ток I_0 называется тепловым током или обратным током насыщения. Его значения для определенного полупроводника (с заданной концентрацией) зависят только от температуры и не зависят от приложенного напряжения.

Обратное включение перехода.



$$U_{\Sigma} = U_{\kappa} + E_{\text{вн}}$$

Если к p-n переходу подключить внешнее $E_{\text{вн}}$ напряжение, полярность которого совпадает с полярностью контактной разности U_{κ} потенциалов, то такое включение называется обратным (n-область подключается к положительному полюсу $E_{\text{вн}}$, а p-область к отрицательному полюсу $E_{\text{вн}}$). При таком включении в p-n переходе появится дополнительное внешнее электрическое поле, увеличивающее его внутреннее поле. Суммарное поле E_{Σ} , действующее в переходе, будет определяться:

$$E_{\Sigma} = U_{\kappa} + E_{\text{вн}}$$

Это поле увеличит тормозящее действие на основные носители заряда и их движение уменьшится, а при некотором значении $E_{\text{вн}}$ совсем прекратится и ток диффузии станет равным нулю ($I_{\text{диф}}=0$).

Под действием электрического поля $E_{\text{вн}}$ основные носители заряда будут оттягиваться от пограничных слоев p-n перехода, увеличивая дефицит свободных носителей в области перехода и расширяя переход (увеличение его толщины).

Для неосновных носителей заряда $E_{\text{вн}}$ является ускоряющим полем, поэтому оно будет поддерживать дрейфовый ток, переводя неосновные носители через расширенный p-n переход.

Процесс перевода (оттягивания, «отсоса») носителей заряда через p-n переход из областей, где они становятся основными носителями, под действием обратного напряжения на переходе, называется экстракцией.

При малых значениях обратного напряжения на переходе навстречу дрейфовому току протекает диффузионный ток ($I_0=I_{\text{диф}}$), который уменьшается по экспоненциальному закону:

$$I'_0 = I_0 * e^{-\frac{E_{\text{вн}}}{\varphi_T}}$$

Результирующий ток через р-п переход в этом случае будет называться обратным током и определяется:

$$I_{обр} = I_0' - I_0 = I_0 (e^{-E_{вн}/\varphi_T} - 1)$$

Поскольку $\varphi_T = 26$ мВ при $T=300$ К, то уже при $|E_{вн}| > 3\varphi_T$ ток основных носителей можно пренебречь, и обратный ток будет определяться током I_0 , независящим от $E_{вн}$. Поэтому I_0 в этом случае называют обратным током насыщения или просто обратным током. (Он зависит от температуры и от концентрации носителей в собственном полупроводнике)

Эмпирическим путем установлено, что значение тока в зависимости от температуры может быть выражено:

$$I_0(T) = I_0(T_0) * 2^{\frac{T-T_0}{10}},$$

Где T – текущая температура,

T_0 - температура, при которой значения тока I_0 известно.

Эта формула носит название формулы «удвоения». Эта формула имеет более высокую точность для полупроводников на основе германия и меньшую точность – для кремния.

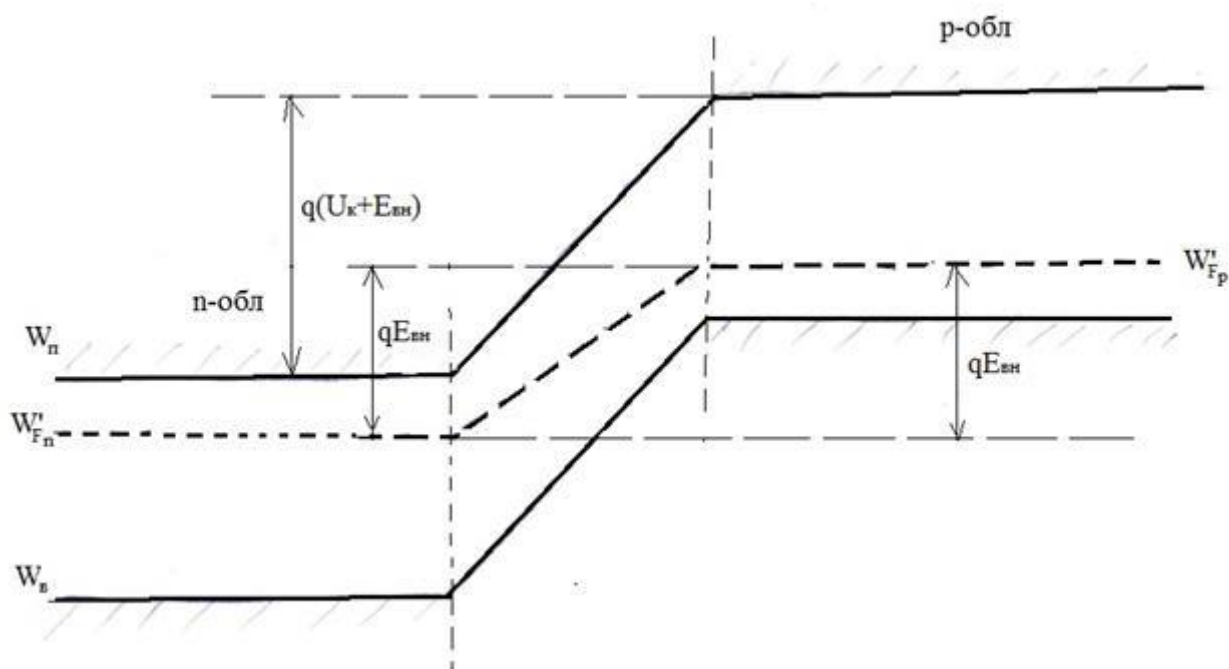


Диаграмма энергетических зон р-п перехода при обратном смещении

При подаче обратного напряжения на р-п переход ($E_{вн} < 0$), U_k и $E_{вн}$ суммируются, что ведет к расширению обедненной области.

Различие свойств при прямом и обратном напряжении определяет возможность его работы в качестве выпрямляющего элемента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андреев В.В., Столяров А.А. Физические основы наноинженерии. - М.: Изд-во МГТУ им.Н.Э.Баумана. 2011.
2. Гуртов В.А. Твердотельная электроника.-М.: Техносфера. 2005.
3. Драгунов В.П., Неизвестный И.Г., Гридчин В.А. Основы наноэлектроники.- Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2000.
4. Шик А.Я., Бакуева Л.Г., Мусихин С.Ф., Рыков С.А. Физика низкоразмерных систем, СПб, Наука, 2001.
5. Пасынков В.В., Сорокин В.С. Материалы электронной техники, СПб, 2003.
6. Степаненко И.П. Основы микроэлектроники: учебное пособие для вузов. – 2-е изд. – М.: Лаборатория базовых знаний, 2001.
7. Старосельский В.И. Физика полупроводниковых приборов микроэлектроники: учебное пособие. – М.: Юрайт, 2011.
8. Зиненко, В.И. Основы физики твердого тела [Текст]: учеб. пособие для вузов / В.И. Зиненко, Б.И. Сорокин, Р.И. Турчин. – М.: Издательство физико-математической литературы, 2001. 336с.
9. Электронные, квантовые приборы и микроэлектроника: Учебное пособие для вузов / Под ред. Н.Д. Федорова. М.: Радио и связь, 2002.
10. Зегря Г.Г., Перель В.И. Основы физики полупроводников. М.: Физматлит, 2009.

Н.А. Афанасьева, Л.П. Булат. Физические основы электроники. Учебное пособие. СПб.:

СПБ ГУНИПТ, 2010. -181с.
11. Андреев В.В., Балмашнов А.А., Корольков В.И., Лоза О.Т., Милантьев В.П. Физическая электроника и ее современные приложения. Учеб. пособие. М.: РУДН, 2008. – 383 с.