

Министерство Высшего и Среднего Специального Образования
Республики Узбекистан
Национальный Университет Узбекистана им. Мирзо Улугбека

С.И. Власов

Физика полупроводниковых приборов

Ташкент 2004

Печатается на основании решения учебно - методического совета
Национального Университета Узбекистана Им. М Улугбека.
(№ 23 от 22 апреля 2004 г.)

Физика полупроводниковых приборов.
Учебное пособие. Ташкент 2004.

В данном учебном пособии рассматриваются основные физические принципы работы современных полупроводниковых приборов. Подробно изложены физические модели и основы формирования контактов металл-полупроводник, р-п переходов, биполярных и полевых транзисторов. Приведены современные модели указанных приборов и методы расчетов вольтамперных и вольтфарадных характеристик. Приведены данные о структуре и конструкциях таких полупроводниковых приборов как выпрямительные диоды, вариакапы, вариакторы, биполярные и полевые транзисторы. Подробно рассмотрены их наиболее характерные особенности, температурные и частотные зависимости вольтамперных характеристик. Приведены сравнительные характеристики приборов, выпускаемых различными странами.

Учебное пособие составлено на основе многолетнего чтения курса лекций « Физика полупроводниковых приборов» на кафедре « Физика полупроводников и диэлектриков» Национального Университета Узбекистана.

Пособие предназначено для студентов бакалавриата и магистратуры, специализирующихся по специальностям «Физика полупроводников и диэлектриков», «Физика твердого тела», « Микроэлектроника», «Полупроводниковые приборы », а также может быть полезным аспирантам, специализирующимся в указанных областях.

Власов Сергей Игоревич

Рецензенты: академик А.Т. Мамадалимов
(Национальный Университет Узбекистана)

доктор физико - математических наук А.В. Каримов.
(Физико - технический институт АН РУз)

Введение

На сегодняшний день физика полупроводниковых приборов является наиболее интенсивно развивающейся областью науки и техники. Это обусловлено тем, что полупроводниковые приборы находят самое широкое применение во всех областях деятельности человека, начиная от медицины и кончая космическими исследованиями. Однако такому бурному развитию предшествовали длительные и глубокие исследования физических свойств полупроводниковых материалов. Начиная с 1900 г. учеными различных стран мира проводились работы по изучению детектирующих свойств точечных контактов металл- полупроводник. Причем в качестве полупроводников использовались карбид кремния, кремний и теллур. В 1922 г. были обнаружены и исследованы контакты, имеющие отрицательное дифференциальное сопротивление, которые нашли применение в конструкциях твердотельных генераторов электрических колебаний. В 1937 г., на основе отдельных экспериментальных данных, возникла теория выпрямления на границе двух полупроводников различного типа проводимости. В 1940 г. эта теория была подтверждена многочисленными экспериментами. Начиная с этого времени, все процессы, происходящие на контактах полупроводник- полупроводник, рассматриваются с учетом некоторого промежуточного слоя между электронным и дырочным полупроводником. Однако, в ряде случаев, экспериментальные результаты не давали хорошего совпадения с существующей теорией токопрохождения через контакт металл- полупроводник. В 1947 г. на основе предположения о наличии электронных состояний, локализованных на поверхности полупроводника, даже в отсутствии какого либо контакта, возникла и получила широкое распространение теория, описывающая механизм токопереноса через контакт двух полупроводников, дающая очень хорошее совпадение с результатами экспериментов. Эта теория лежит в основе работы большинства современных полупроводниковых выпрямительных диодов.

Изучение процессов происходящих на границе раздела двух полупроводников различного типа проводимости, при наличии больших электрических полей, привело к развитию теории пробоя р-п перехода и к появлению полупроводниковых приборов использующих явление пробоя - стабилитронов.

Было обнаружено, что контакт между двумя полупроводниками можно использовать для преобразования световой энергии в электрическую. Созданные на этом принципе фотоэлементы используются как для регистрации световых сигналов, так и в фотоэнергетике. В 1948 г. был создан твердотельный полупроводниковый усилительный прибор - транзистор. В основе работы этого прибора лежит взаимодействие двух близко расположенных р-п переходов, причем в процессе токопереноса участвуют

носители зарядов обоих знаков - электроны и дырки. А к 1952 г. сформировались полупроводниковые приборы, которые известны в настоящее время: точечные и плоскостные биполярные транзисторы. Дальнейшее развитие биполярных транзисторов шло по пути улучшения их усиительных свойств, расширению частотного диапазона работы и к повышению рассеиваемой мощности.

В конце 50-х годов был разработан полупроводниковый прибор - тиристор, в основе которого лежит взаимодействие трех близко расположенных р-п переходов. Основная область применения тиристоров - малоинерционное коммутирование токов большой мощности.

Дальнейшее углубление знаний о физических процессах, происходящих на поверхности полупроводника и на межфазных границах раздела полупроводник-диэлектрик, привело к созданию унипольярных, или полевых транзисторов. Работу этих транзисторов определяют носители заряда одного знака, а величина тока протекающего через транзистор определяется напряженностью электрического поля, прикладываемого к затвору. Возникшие, в последние несколько десятилетий, требования к усложнению функциональных возможностей и, одновременно, к уменьшению размеров изделий электронной техники, привели к созданию интегральных микросхем. Дальнейшие работы в этом направлении привели к созданию наноразмерных транзисторных структур. Как уже говорилось, полупроводниковые приборы развиваются настолько быстро, что сегодняшние достижения и представления через несколько лет могут оказаться устаревшими. Поэтому важно понять основные физические процессы, протекающие в полупроводниковых приборах. Это поможет специалисту самостоятельно усваивать новые принципы и методы, возникающие в столь быстро развивающейся области.

Глава 1

Контакт металл-полупроводник

1.1. Контактная разность потенциалов

Электроны внутри кристалла притягиваются к узлам кристаллической решетки за счет кулоновского взаимодействия. Поэтому потенциальная энергия электрона, находящегося в полупроводнике или в металле меньше, чем энергия свободного электрона вакууме. Для того чтобы вывести электрон из полупроводника и перевести его в вакуум ему нужно сообщить дополнительную энергию. Минимальная энергия, которую нужно сообщить электрону, находящемуся на дне зоны проводимости, для того чтобы он мог покинуть полупроводник, называется внешней работой выхода полупроводника. Как правило, энергию электронов измеряют в электроэврольтах (эВ), при этом 1 эВ равен энергии, которую приобретает электрон при прохождении разности потенциалов в 1 вольт. Внешняя работа выхода χ_0 определяется только свойствами кристаллической решетки и для различных полупроводников имеет значения от 1 до 6 эВ. Следовательно, для того чтобы электрон, находящийся на дне зоны проводимости, смог покинуть полупроводник, он должен преодолеть потенциальный барьер высотой χ_0 (рис.1). Электрон, находящийся на уровне Ферми F , для выхода из полупроводника должен преодолеть барьер высотой χ . Если бы такого потенциального барьера, во всех твердых телах, и в полупроводниках в частности, не существовало, то все электроны из зоны проводимости покинули бы полупроводник. Следует отметить, что и при наличии такого барьера часть электронов обладает достаточной энергией для того, чтобы преодолеть его и покинуть полупроводник.

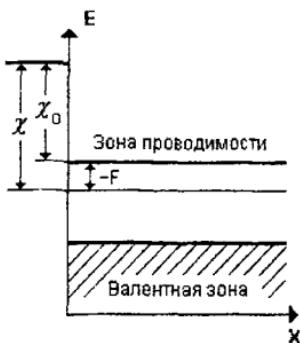


Рис.1

Если концентрация электронов в полупроводнике не велика, то они описываются статистикой Максвелла. В соответствии с этой статистикой, число электронов в 1 см² полупроводника, имеющих скорости в интервале от v_x до $v_x + dv_x$, от v_y до $v_y + dv_y$ и от v_z до $v_z + dv_z$, может быть выражено при помощи следующего известного соотношения:

$$dn(v_x, v_y, v_z) = \frac{2m^3}{(2\pi\hbar)^3} \exp\left(-\frac{\frac{m}{2}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) - F}{kT}\right) dv_x dv_y dv_z \quad (1.1)$$

где k - постоянная Больцмана, равная $1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж / град., \hbar - постоянная Планка, равная $6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж.сек., T - температура кристалла, m - масса электрона. Для электронов, имеющих энергию достаточную для выхода из полупроводника, можно не учитывать отличия эффективной массы от массы свободного электрона. Поэтому в (1.1) - масса электрона равна $-m$. Из всех электронов полупроводника покинуть его могут только те, у которых кинетическая энергия $mv_x^2/2$, в направлении x , перпендикулярном к поверхности полупроводника, больше высоты барьера x_0 . При этом скорости v_y и v_z - могут быть любыми. Найдем, сколько электронов в 1 см^3 объема могут иметь скорости от v_x до $v_x + dv_x$ при любых значениях v_y и v_z . Для этого проинтегрируем (1.1) по всем возможным значениям скоростей v_y и v_z , т.е. от $+\infty$ до $-\infty$:

$$dn(v_x) = \frac{2m^3}{(2\pi\hbar)^3} \exp\left(-\frac{\frac{mv_x^2}{2} - F}{kT}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{mv_y^2}{2kT}\right) dv_y \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2kT}\right) dv_z \quad (1.2)$$

В (1.2) оба интеграла одинаковы. Для их вычисления любого из них введем новую переменную:

$$\xi = \left(\frac{m}{2kT}\right)^{\frac{1}{2}} v_z$$

теперь, учитывая, что

$$v_z^2 = \left(\frac{2kT}{m}\right)\xi^2 \quad \text{и} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\xi^2) d\xi = 2 \int_0^{\infty} \exp(-\xi^2) d\xi = \pi^{\frac{1}{2}} \quad (1.3)$$

выражение для последнего интеграла в (1.2) можно записать так:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2kT}\right) dv_z = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\xi^2) d\xi = \left(\frac{2\pi kT}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.4)$$

Учитывая, что оба интеграла в (1.2) равны, получим значение

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2kT}\right) dv_z \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{mv_y^2}{2kT}\right) dv_y = \frac{2\pi kT}{m} \quad (1.5)$$

Подставим полученное значение (1.5) в (1.2). Теперь выражение (1.2) примет вид:

$$dn(v_x) = \frac{m^2 k T}{2\pi^2 \hbar^3} \exp\left(-\frac{\frac{mv_x^2}{2} - F}{k T}\right) \quad (1.6)$$

Электрон, двигающийся по оси x к границе кристалла и обладающий скоростью v_x , за время t пройдет расстояние $v_x t$. Значит за время t все электроны, имеющие скорость v_x , находящиеся на расстоянии $v_x t$ от поверхности полупроводника, т.е. все электроны находящиеся в объеме $v = v_x t S$ (рис.2) и двигающиеся к поверхности полупроводника, достигнут этой поверхности. Полное число таких электронов можно выразить так: $dN = dn(v_x) S v_x t$, здесь S - площадь сечения выделенного объема. Поток, создаваемый этими электронами через 1cm^2 поверхности равен

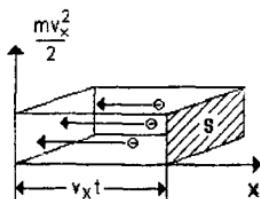


Рис. 2. Поток электронов направленный к поверхности полупроводника.

$$dI = \frac{dN}{St} = v_x dn(v_x) \quad (1.7)$$

Полный поток можно получить, интегрируя (1.7) по всем скоростям направленным к поверхности полупроводника. Следует помнить, что не все электроны достигшие поверхности, могут покинуть полупроводник. Потенциальный барьер χ_0 , имеющийся на поверхности, могут пройти только те

электроны, энергия которых больше высоты этого барьера $mv_x^2/2 > \chi_0$. Отсюда получим условие для скорости электронов:

$$v_x > v_0 = \left(\frac{2\chi_0}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.8)$$

Поэтому, для нахождения полного потока электронов покидающих полупроводник, нужно учитывать только те электроны, которые обладают скоростью $v_x > v_0$. Поток создаваемый такими электронами найдем, проинтегрировав (1.7) по всем скоростям, лежащим в пределах от v_0 до ∞ :

$$I = \int_{v_0}^{\infty} dI(v_x) = \int_{v_0}^{\infty} v_x dn(v_x) \quad (1.9)$$

Подставляя в (1.9) выражение для dn из (1.6) и учитывая, что положение уровня Ферми в полупроводнике не зависит от скорости электронов, получим:

$$I = \frac{m^2 k T}{2\pi^2 \hbar^3} \exp \frac{F}{k T} \int_{v_0}^{\infty} \exp \left(-\frac{mv_x^2}{2kT} \right) v_x dv_x \quad (1.10)$$

Для решения интеграла, входящего в (1.10), введем новую переменную интегрирования:

$$\xi = \frac{mv_x^2}{2kT}, \text{ при этом } d\xi = \frac{m}{kT} v_x dv_x \text{ и выражение для } v_x dv_x$$

примет вид:

$$v_x dv_x = \frac{kT}{m} d\xi \quad (1.11)$$

Подставляя ξ и выражение (1.11) в (1.10) получим значение интеграла:

$$\int_{\sqrt{\frac{2\chi_0}{m}}}^{\infty} \exp \left(-\frac{mv_x^2}{2kT} \right) v_x dv_x = \frac{kT}{m} \int_{\frac{\chi_0}{kT}}^{\infty} \exp(-\xi) d\xi = \frac{kT}{m} \exp \left(-\frac{\chi_0}{kT} \right) \quad (1.12)$$

и выражение для потока электронов через поверхность полупроводника:

$$I = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2 \hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_0 - F}{kT}\right) \quad (1.13)$$

В полученном выражении, в показателе экспоненты, имеется величина $\chi_0 - F$. Эта величина равна работе, которую нужно затратить, что бы перевести электрон, находящийся на уровне Ферми полупроводника в вакуум (см. рис. 1). Эта величина, равная:

$$\chi = \chi_0 - F \quad (1.14)$$

называется термодинамической работой выхода, т.к. уровень Ферми - это термодинамический потенциал Гиббса, отнесенной к одной частице. Термодинамическую работу выхода обычно называют просто - работой выхода. Выражение (1.13) показывает число электронов покидающих 1см^2 поверхности полупроводника, находящегося в вакууме, за 1 сек. Из (1.13) видно, что количество электронов, покидающих полупроводник, определяется только работой выхода полупроводника и его температурой.

Выход электронов из твердого тела за счет энергии теплового движения называют термоэлектронной эмиссией.

Если полупроводник, находящийся в вакууме, изолирован т.е. в непосредственной близости от него не находятся другие тела, то термоэлектронная эмиссия не может продолжаться долго. Действительно, по мере уменьшения электронов в полупроводнике он будет заряжаться положительно, а возникающее электрическое поле - препятствует дальнейшей эмиссии электронов.

Рассмотрим теперь, что произойдет, если привести в тесный контакт полупроводник и металл (см. рис. 3). В первый момент времени между ними нет электрического поля, т.е. потенциальная энергия электронов на границе полупроводника и на границе металла одна и та же. Это означает что все электроны, покидающие полупроводник, попадут в металл, а все электроны, покидающие металл попадут в полупроводник. Согласно выражению (1.13) поток электронов, покидающих полупроводник, зависит от температуры полупроводника и от величины его работы выхода, которая является параметром материала. Этот поток можно записать в виде:

$$I_1 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_1}{kT}\right) \quad (1.15)$$

где χ_1 - работа выхода полупроводника. В металле число свободных электронов намного больше чем в полупроводнике. Эти электроны заполняют все нижние энергетические уровни в зоне проводимости от ее дна до уровня Ферми. Однако, число электронов, имеющих энергию большую уровня Ферми - также достаточно велико. Такие быстрые электроны, как и электроны в полупроводнике, подчиняются статистике Максвелла. При рассмотрении явления термоэлектронной эмиссии учитываются только быстрые электроны, т.к. покинуть металл могут только те электроны, энергия которых намного больше энергии уровня Ферми. Следовательно, поток электронов из металла определяется при помощи выражения, аналогичного (1.15):

$$I_2 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_2}{kT}\right) \quad (1.16)$$

Здесь χ_2 - работа выхода металла. Численные значения работ выхода у различных металлов и полупроводников составляют от 1,2 до 6 эВ. Рассмотрим случай, когда работа выхода металла χ_2 больше работы выхода полупроводника χ_1 , т.е. для того чтобы покинуть металл электронам нужно преодолеть более высокий потенциальный барьер. В этом случае, как видно из (1.15) и (1.16), поток электронов из полупроводника больше чем поток электронов из металла. Следовательно, в результате ухода части электронов при поверхностная, область полупроводника приобретает положительный заряд. А при поверхностная область металла, за счет дополнительных электронов, приобретает отрицательный заряд. Между полупроводником и металлом образуется разность потенциалов U . Теперь, для того чтобы достичь металла, электрону, вылетевшему из полупроводника, нужно преодолеть дополнительный потенциальный барьер $\varphi = qU$. Электроны, которые имеют энергию меньшую высоты потенциального барьера, возвращаются обратно в полупроводник. Это означает, что потенциальный барьер между полупроводником и металлом увеличился и стал равным $\chi_1 + \varphi$. Значит, поток электронов из полупроводника в металл, будет теперь равным величине описываемой следующим выражением:

$$I_1 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_1 + \phi}{kT}\right) \quad (1.17)$$

А поток электронов из металла в полупроводник, по прежнему, определяется при помощи выражения (1.16), т.к. высота потенциального барьера для электронов покидающих металл и попадающих в полупроводник не изменилась, (см. рис. 3) и равна χ_2 . Возникшая разность потенциалов U будет возрастать до тех пор, пока потоки электронов из полу-

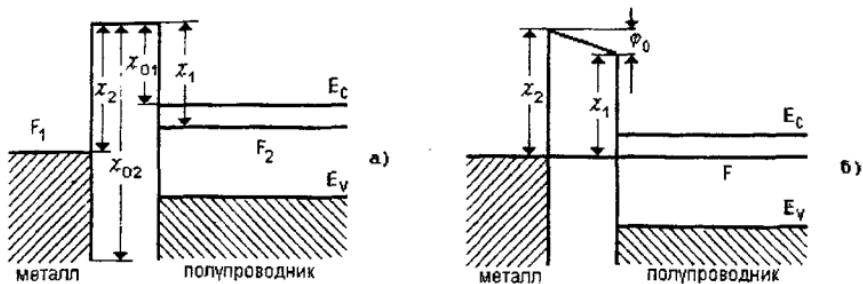


Рис. 3. Возникновение потенциального барьера между полупроводником и металлом.

проводника и из металла не станут равны друг другу. В состоянии равновесия $I_1 = I_2$ эти потоки равны, т.е.

$$\frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_1 + \phi}{kT}\right) = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_2}{kT}\right) \quad (1.18)$$

Из полученного выражения видно, что в состоянии равновесия разность потенциалов ϕ_0 , образующаяся на границе раздела металл - полупроводник, равна разности работ выхода металла и полупроводника:

$$\Phi_0 = \chi_2 - \chi_1 \quad (1.19)$$

Следовательно, чем больше разность работ выхода контактирующих металлов и полупроводников, тем больше высота потенциального барьера возникающего на границе раздела - металл- полупроводник. И, наоборот,

при уменьшении разности работ выхода контактирующих материалов, высота потенциального барьера, образующегося на границе раздела, уменьшается.

1.2. Типы контактов металл – полупроводник

Наличие контактной разности потенциалов означает, что на границе раздела металл – полупроводник имеется электрическое поле. Это поле создается отрицательным зарядом избыточных электронов, перешедших из полупроводника, на поверхность металла и положительным зарядом при переходе из него части электронов. В металле избыточные электроны находятся на поверхностных атомах, т.к. концентрация свободных электронов здесь велика – около 10^{22} см^{-3} , а диэлектрическая проницаемость маленькая. В полупроводнике обедненный слой – это область из которой электроны перешли в металл – достаточно большой и составляет несолько тысяч атомных слоев. Это означает, что электрическое поле, обусловленное контактной разностью потенциалов, проникает в полупроводник на достаточно большую глубину. Это электрическое поле, проникая в полупроводник, накладывается на внутреннее, собственное поле атомов в решетке. Напряженность электрических полей атомов решетки твердых тел составляет значение около 10^8 В/см . А напряженность контактного поля не превышает значения 10^6 В/см . Следовательно контактное поле, по сравнению с полями решетки, является слабым полем. Это поле не может изменить работу выхода, ширину запрещенной зоны или структуру энергетических зон полупроводника. Это поле, накладываясь на собственное поле решетки, приводит лишь к “искривлению” энергетических зон полупроводника. Полная энергия электрона в полупроводнике, равняется сумме энергий электрона в отсутствии контактного поля и энергии, обусловленной влиянием контактного поля $\phi(x) = qU(x)$. В отсутствии контактных полей, энергия электрона, находящегося на дне зоны проводимости полупроводника не зависит от координаты: она одинакова во всех точках, поэтому на рисунках 1 и 3 дно зоны проводимости изображено прямой горизонтальной линией. При наличии контактного поля проникающего в полупроводник, энергия электрона, находящегося на дне зоны проводимости увеличивается, т.к. к ней прибавляется энергия контактного поля $\phi(x)$. Увеличение энергии электрона соответствует изгибу дна зоны проводимости вверх на величину $\phi(x)$ (см. рис. 4.). Так как величина контактного поля недостаточна для изменения ширины запрещенной зоны полупроводника, то на такую же

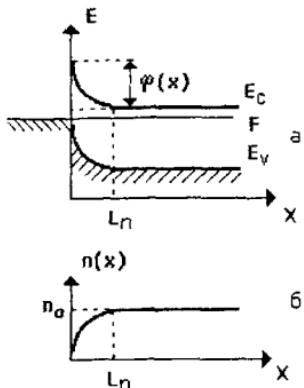


Рис. 4. Зонная диаграмма полупроводника (а) и распределение концентрации электронов (б) на границе раздела п-полупроводник-металл.

сматриваем случай очень тонкого полупроводника, когда контактное поле проникает на всю его толщину. Контактное поле на границе раздела полупроводник-металл, в рассматриваемом случае, образовалось в результате ухода части электронов из полупроводника в металл. Значит, в при контактной области полупроводника концентрация электронов меньше, чем в его объеме (рис. 4.). Контакты металл - полупроводник, в которых происходит уменьшение концентрации электронов в при контактной области, получили название - контакты с обеднением.

Контакты с обеднением. Рассмотрим более подробно зависимость между величиной контактного поля и изменением концентрации свободных электронов в при контактной области полупроводника контакта металл-полупроводник. Напомним, что в рассматриваемом контакте, контактное поле образовалось в результате ухода части электронов из полупроводника в металл, т.к. работа выхода полупроводника χ_1 меньше работы выхода металла χ_2 . При наличии контактного поля, проникающего в полупроводник, энергия E электронов в полупроводнике определяется суммой энергий собственных полей кристаллической решетки, которые не зависят от координаты, и энергией обусловленной контактным полем $\phi(x)$. Эта часть энергии является функцией координаты, т.к. контактное поле проникает не в весь объем полупроводника.

величину искривляется и верхняя граница валентной зоны. В результате, в близи границы раздела - полупроводник металл, зонная диаграмма полупроводника искривляется. Так как в состоянии термодинамического равновесия уровень Ферми F любой системы располагается на одной высоте, то и в нашем случае, в системе металл - полупроводник, уровни Ферми в металле и в полупроводнике должны быть одинаковыми (рис.3). Следовательно, при наличии контактного поля, расстояние от уровня Ферми в полупроводнике до дна зоны проводимости полупроводника не является постоянной величиной, а зависит от координаты. Только глубоко в объеме полупроводника эта величина остается постоянной. Здесь мы не рас-

$$E = \frac{mv^2}{2} + \phi(x)$$

В глубине полупроводника, при $x = \infty$, энергия электронов, обусловленная контактным полем равна нулю, т.е. $\phi(x) = 0$. Концентрация электронов в зоне проводимости полупроводника, как функция координаты, может быть выражена так

$$n(x) = n_0 \exp\left(-\frac{\phi(x)}{kT}\right) \quad (1.20)$$

где n_0 - равновесная концентрация свободных электронов в глубине полупроводника, k - постоянная Больцмана, T - температура.

Из выражения (1.20) видно, что при увеличении $\phi(x)$ величина $n(x)$ резко уменьшается, т.е. по мере приближения к границе раздела уменьшается концентрация свободных электронов. Обеднение электронами при контактной области полупроводника приводит к появлению положительного заряда в этой области, т.к. положительный заряд ионизованных атомов донорной примеси здесь уже не компенсируется отрицательным зарядом электронов.

Плотность объемного заряда в полупроводнике n - типа проводимости равна

$$\rho(x) = q[N_d - n(x)] \quad (1.21)$$

где q - заряд электрона, N_d - концентрация ионизированных атомов донорной примеси. В большинстве полупроводников, при комнатной температуре, все мелкие донорные примеси полностью ионизированы т.е. $n_0 = N_d$. Поэтому выражение (1.21) можно записать как:

$$\rho(x) = q[n_0 - n(x)] \quad (1.22)$$

Плотность объемного заряда $\rho(x)$ в полупроводнике можно выразить через $\phi(x)$, при помощи уравнения Пуассона, (здесь и далее будем считать, что $\rho = \rho(x)$ и $\phi = \phi(x)$):

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0} \quad (1.23)$$

где ϵ - диэлектрическая проницаемость полупроводника, ϵ_0 -электрическая постоянная, равная $8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м.

Подставив в (1.23) выражение (1.20), получим уравнение для нахождения значения $\phi(x)$:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} n_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{\phi(x)}{kT}\right) \right] \quad (1.24)$$

Рассмотрим случай когда $\phi(x) > 0$, причем пусть $\phi(x) > 2-3 kT$ (при меньших значениях $\phi(x)$ увеличение энергии электронов за счет контактного поля пренебрежимо мало). В этих условиях, член в квадратных скобках уравнения (1.24), содержащий экспоненту становится значительно меньше единицы и уравнение (1.24) принимает вид:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{q n_0}{\epsilon\epsilon_0} \quad (1.25)$$

Интегрируя (1.25) по координате получим:

$$\frac{d\phi}{dx} = \frac{q n_0}{\epsilon\epsilon_0} x + C_1 \quad (1.26)$$

Для нахождения постоянной интегрирования C_1 рассмотрим граничные условия. Как уже говорилось, контактное поле проникает не на всю глубину полупроводника и следовательно слой объемного заряда имеет конечную протяженность. Примем, что на границе этого слоя, при $x = L_n$ поле отсутствует, т.е.

$$\phi(L_n) = 0 \quad \text{и} \quad E(L_n) = \frac{1}{q} \frac{d\phi}{dx} = 0 \quad (1.27)$$

координата x здесь отсчитывается от границы раздела в глубь полупроводника т.е. на самой границе $x = 0$ (см. рис. 4). Подставив условия (1.27) в уравнение (1.26) найдем постоянную C_1

$$C_1 = -\frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0}L_n \quad (1.28)$$

Используя далее выражение (1.28) и уравнение (1.26) находим значение $\frac{d\phi}{dx}$:

$$\frac{d\phi}{dx} = -\frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0}(L_n - x) \quad (1.29)$$

Теперь, используя соотношение (1.27), получим зависимость величины напряженности электрического поля E в полупроводнике от координаты x :

$$E(x) = -\frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0}(L_n - x) \quad (1.30)$$

Из соотношения (1.30) видно, что при $x = 0$ напряженность электрического поля имеет наибольшее значение равное

$$E_{max} = -\frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0}L_n \quad (1.31)$$

На рисунке 5 показана зависимость $E(x)$, построенная при помощи соотношения (1.30). Видно, что напряженность электрического поля изменяется линейно по толщине полупроводника. Для нахождения зависимости $\phi(x)$, проинтегрируем уравнение (1.29):

$$\phi(x) = -\frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} \int (L_n - x) dx + C_2$$

$$\phi(x) = -\frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} L_n x + \frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} \frac{x^2}{2} + C_2 \quad (1.32)$$

Учитывая, что при $x = L_n$, значение $\phi(x) = \phi(L_n) = 0$
из (1.33) найдем постоянную интегрирования C_2

$$C_2 = \frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} \frac{L_n^2}{2} \quad (1.33)$$

Далее, подставляя выражение (1.33) в уравнение (1.32) получим

$$\phi(x) = \frac{qn_0}{2\epsilon\epsilon_0} (L_n - x)^2 \quad (1.34)$$

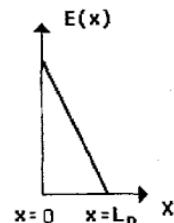


Рис. 5. Распределение напряженности электрического поля по толщине полупроводника контакта металл - полупроводник.

Из полученного выражения видно, что распределение потенциальной энергии электронов в приграничной области полупроводника, рассматриваемого контакта металл - полупроводник, описывается параболической функцией. Используя выражение (1.34) можно найти величину L_n - показывающую максимальную глубину проникновения контактного поля в полупроводник. Действительно, при $x = 0$ из (1.34) получим

$$\phi(0) = \Phi_0 = \frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} L_n^2 \quad (1.35)$$

откуда

$$L_n = \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0 \Phi_0}{qn_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.36)$$

или, учитывая (1.19), получим:

$$L_n = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0 (\chi_2 - \chi_1)}{qn_0} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.37)$$

Видно, что чем больше разность работ выхода полупроводника и металла, тем на большую глубину в полупроводник приникает контактное поле. В то же время с увеличением концентрации свободных носителей заряда n_0

величина L_n уменьшается, что обусловлено экранированием свободными носителями заряда возникающего электрического поля.

В качестве примера рассмотрим контакт металл - полупроводник n-Si - Au. Примем, что концентрация свободных носителей заряда в Si будет равна $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, т.е. $n_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Используя выражение (1.36) и значения $\epsilon = 11,7$; $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14} \text{ Ф/см}$; $q = 1,62 \cdot 10^{-19} \text{ К}$; $\phi_0 = 0,8 \text{ эВ}$, получим глубину проникновения контактного поля в полупроводник L_n : $L_n = 1 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Используя далее выражение (1.31) и полученное значение для L_n - найдем максимальную величину напряженности электрического поля на границе раздела кремний - золото (Si:Au) - $E_{\max} = 1,6 \cdot 10^4 \text{ В/см}$.

Для контакта n-Si - Cu, $\phi_0 = 0,58 \text{ эВ}$. Если удельное сопротивление кремния равно 15 Ом · см, то глубина проникновения контактного поля в полупроводник, в соответствии с (1.36), составляет величину равную $L_n = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$. Максимальное значение напряженности электрического поля на границе раздела металл - полупроводник в этом случае (см. выражение 1.31) составляет $0,2 \cdot 10^4 \text{ В/см}$.

Контакты с обогащением. Теперь рассмотрим контакт металл - полупроводник при условии, что работа выхода полупроводника больше работы выхода металла, т.е. $\chi_1 > \chi_2$. В этом случае, чтобы покинуть полупроводник электронам необходимо преодолеть более высокий потенциальный барьер по сравнению с металлом. Значит, поток электронов из полупроводника в металл будет значительно меньше потока электронов из металла в полупроводник. Это приведет к тому, что в приграничном слое полупроводника концентрация электронов будет больше чем в его объеме, т.е. приграничный слой будет обогащен электронами. При этом глубина обогащенного слоя, также как и в случае обеднения, охватывает несколько сотен атомных слоев. Распределение концентрации электронов по толщине полупроводника в этом случае можно записать в следующем виде:

$$n(x) = n_0 \exp\left[\frac{\phi(x)}{kT}\right] \quad (1.38)$$

а плотность объемного заряда в виде:

$$\rho(x) = q[n_0 + n(x)] \quad (1.39)$$

здесь n_0 - равновесная концентрация электронов в глубине полупро-

водника, $n(x)$ -изменение концентрации электронов обусловленное влиянием контактного поля. При этом уравнение Пуассона примет вид:

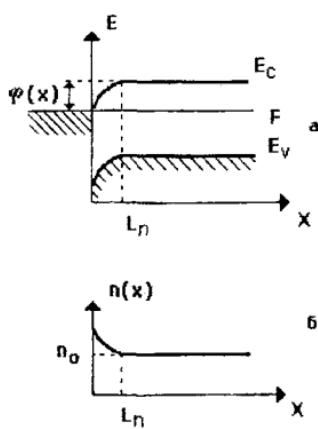
$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} \left[1 + \exp \frac{\phi(x)}{kT} \right] \quad (1.40)$$

Пусть, так же, как и в случае обеднения $\phi > 2 - 3kT$, при этом член содержащий экспоненту в (1.40) намного больше единицы и уравнение Пуассона можно записать в следующем виде :

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} \exp \frac{\phi}{kT} \quad (1.41)$$

Умножая обе части уравнения (1.41) на $d\phi$ и интегрируя по этой переменной, при условии, что при $x = \infty \quad \phi(x) = 0$, получим выражение

$$\frac{d\phi}{dx} = \sqrt{\frac{2qn_0 kT}{\epsilon\epsilon_0}} \exp \frac{\phi}{2kT} \quad (1.42)$$



Далее, разделяя переменные и интегрируя обе части выражения (1.42), получим выражение, описывающее зависимость потенциальной энергии электронов от координаты в полупроводнике в случае контактов с обогащением:

$$\phi = -2kT \ln \left[\frac{a(x + L_n)}{2kT} - 1 \right]$$

где величина a может быть выражена в следующем виде:

$$a = \sqrt{\frac{2qn_0 kT}{\epsilon\epsilon_0}} \quad (1.43)$$

Рис. 6. Зонная диаграмма полупроводника (а) и распределение концентрации электронов (б) в контактах с обогащением.

Из полученного выражения видно, что в полупроводнике контакта металл-полупроводник, в случае обогащения приграничного слоя полупроводника основными носителями заряда, распределение потенциальной энергии электронов описывается логарифмической функцией. При этом глубина проникновения контактного поля в полупроводник, в равновесном случае, значительно меньше, чем в контактах с обеднением при прочих равных условиях. Такие контакты называются антизапорными контактами.

В таблице 1 приведены экспериментально полученные значения контактной разности потенциалов для наиболее часто используемых в полупроводниковых приборах контактов металл- полупроводник.

Таблица 1

Полупроводник	Тип	Ag	Al	Au	Cu	Pt	Mo	Ti	W	Ni
Si	п	0,78	0,72	0,80	0,61		0,42	0,61	0,45	0,51
Si	р	0,54	0,58	0,34	0,46					
Ge	п	0,54	0,48	0,59	0,52					
Ge	р	0,50		0,30		0,90	0,68	0,50	0,67	0,61
GaAs	п	0,88	0,80	0,90	0,82	0,84			0,80	
GaAs	р	0,63		0,42						
GaP	п	1,20	1,07	1,30	1,20	1,45	1,13	1,12		1,21
GaP	р			0,72						
InP	п	0,54		0,52						
InP	р			0,76						
CdS	п	0,56		0,78	0,50	1,10		0,84		0,45
CdSe	п	0,43		0,49	0,33	0,37				
ZnS	п	1,65	0,80	2,00	1,75	1,84				

1.3. Емкостные свойства контактов металл - полупроводник

При подаче обратного напряжения U , на контакт металл полупроводник, высота потенциального барьера, обусловленного контактной разностью потенциалов ϕ_0 , возрастаая на величину приложенного напряжения U , становится равной $\phi_0 + qU$. При этом возрастает и величина слоя объемного заряда полупроводника L_n . Так как объемный заряд создается неподвижными, связанными с кристаллической решеткой, ионизированными атомами донорной или акцепторной примеси, то увеличение

объемного заряда может быть обусловлено только расширением его в глубь полупроводника. Другими словами, при увеличении обратного напряжения, приложенного к контакту, расширяется область полупроводника $L_n(U)$ в которой практически отсутствуют подвижные носители заряда - электроны или дырки. При этом концентрация электронов в металле и концентрация носителей заряда в глубине полупроводника - в области электрической нейтральности - практически не изменяется. Значит контакт металл - полупроводник можно рассматривать как плоский конденсатор, обкладками которого являются металл и полупроводник, разделенные слоем объемного заряда. Рассмотрим, для примера контакт металл - полупроводник n -типа проводимости, на который подано обратное напряжение U (рис. 1.7.) Пусть работа выхода металла χ_1 меньше работы выхода полупроводника χ_2 , т.е. выполняется условие $\chi_1 < \chi_2$.

При этом в приграничной области полупроводника, на границе раздела с металлом, формируется слой объемного заряда, обедненный электронами. Ширина L_n этого слоя зависит от величины напряжения, приложенного к контакту, т.е. $L_n = L_n(U)$ и с увеличением величины напряжения, L_n возрастает. Зависимость L_n от величины приложенного напряжения, в соответствии с (1.36), для контакта металл - полупроводник имеющего площадь равную единице, может быть выражена при помощи следующего соотношения:

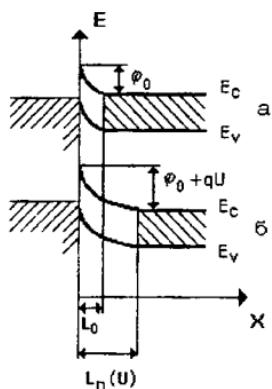


Рис. 1.7. Изменение ширины слоя объемного заряда L_n полупроводника в контакте металл - полупроводник при подаче обратного напряжения U .

отсюда, возведя в квадрат и выделяя член в скобках, получим:

$$\frac{L_n^2 q n_0}{2 \epsilon \epsilon_0} = \phi_0 + q U \quad (1.45)$$

Пусть приложенное к контакту напряжение достаточно большое, т.е. $qU \gg \phi_0$. При выполнении этого условия, падение напряжения на контакте можно выразить следующим соотношением:

$$U = \frac{L_n^2 q n_0}{2 \epsilon \epsilon_0} \quad (1.46)$$

Величина заряда обедненного слоя пропорциональна концентрации свободных электронов n_0 и толщине этого слоя L_n

$$Q = q n_0 L_n \quad (1.47)$$

Электрическая емкость плоского конденсатора определяется как:

$$C = \frac{dQ}{dU} \quad (1.48)$$

Учитывая, что величина объемного заряда и падение напряжения на нем зависят от толщины L_n , найдем изменение dQ и dU при изменении dL_n

$$dQ = q n_0 dL_n; \quad dU = \frac{q n_0}{2 \epsilon \epsilon_0} 2 L_n dL_n = \frac{q n_0}{\epsilon \epsilon_0} L_n dL_n \quad (1.49)$$

Подставив полученные значения в (1.48), получим следующее выражение:

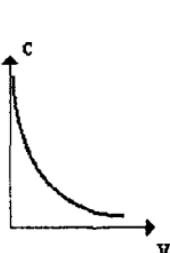
$$C = \frac{q n_0 dL_n \epsilon \epsilon_0}{q n_0 L_n dL_n} = \frac{\epsilon \epsilon_0}{L_n} \quad (1.50)$$

Выражение (1.50) есть выражение для емкости плоского конденсатора толщиной L_n , имеющего единичную площадь. Умножив (1.50) на площадь контакта S , получим формулу для емкости плоского конденсатора

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{L_n} \quad (1.51)$$

где L_n - есть толщина слоя объемного заряда. Толщина слоя объемного заряда полупроводника контакта металл - полупроводник зависит от величины приложенного к контакту напряжения $L_n = L_n(U)$. Используя

этую зависимость (1.44) и выражение (1.51) получим аналитическое выражение описывающее поведение емкости контакта метал - полупроводник при изменении величины приложенного к контакту напряжения. Из приведенной зависимости видно, что при увеличении обратного напряжения U , приложенного к контакту, емкость контакта уменьшается по параболическому закону.



$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{\sqrt{\frac{2\epsilon \epsilon_0 (\phi_0 + qU)}{q n_0}}} \quad (1.52)$$

На рисунке 1.8. показана типичная вольт-фарадная характеристика контакта металл- полупроводник.

Рис. 1.8.

1.4. Диффузионные и дрейфовые токи

Рассмотрим неоднородный полупроводник, в котором концентрация носителей заряда - электронов и дырок меняется от точки к точке. Такое изменение концентрации может быть обусловлено, на пример, не однородным распределением примесей по объему полупроводника. При наличии такой неоднородности в объеме полупроводника возникают диффузионные токи дырок и электронов. Эти токи обусловлены диффузией носителей заряда из области полупроводника, где их концентрация большая, в область с меньшей концентрацией. Рассмотрим это на примере одномерного электронного полупроводника. Пусть концентрация носителей заряда - электронов в полупроводнике - возрастает в направлении оси x как это показано на рисунке (1.9). Выберем произвольную плоскость перпендикулярную оси x и рассмотрим движение электронов в слоях 1 и 2 толщиной dx , расположенных справа и слева от этой плоскости. В результате хаотического теплового движения электроны будут переходить из одного слоя в другой. Каждый электрон с равной вероятностью может двигаться как вправо так и влево. По этому часть электронов уйдет из слоя 1 в слой 2, однако, за это же время часть электронов из слоя 2 перейдет в слой 1. Так как в слое 2 число электронов больше, чем в слое 1, то поток электронов из слоя 2 в слой 1 будет больше потока из слоя 1 в 2. Средняя концентрация электронов в слое 1 равна $n(x - dx/2)$, а средняя их концентрация в слое 2 равна $n(x + dx/2)$. Разность концентраций в этих слоях будет равна:

$$n\left(x - \frac{dx}{2}\right) - n\left(x + \frac{dx}{2}\right) = -\frac{dn}{dx} dx \quad (1.53)$$

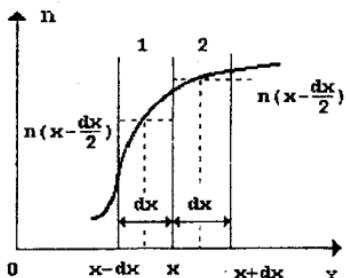
Из (1.53) видно, что разность концентраций электронов пропорциональна градиенту их концентраций. Поэтому и поток электронов - I_n , образующийся в результате их диффузии в направлении оси x , будет пропорционален градиенту концентрации в этом направлении:

$$I_n = -D_n \frac{dn}{dx} \quad (1.54)$$

где D_n - коэффициент диффузии электронов.

Аналогично можно записать и диффузионный поток дырок:

$$I_p = -D_p \frac{dp}{dx} \quad (1.55)$$



где D_p - коэффициент диффузии дырок. Знак минус в обоих уравнениях указывает на то, что диффузионные потоки электронов и дырок - направлены в сторону меньших концентраций носителей заряда. Диффузионным потокам соответствуют диффузионные токи электронов и дырок:

$$j_{n \text{ дифф}} = q D_n \frac{dn}{dx}$$

$$j_{p \text{ дифф}} = q D_p \frac{dp}{dx} \quad (1.56)$$

Рис. 1.9. К расчету дрейфовых и диффузионных токов в неоднородных полупроводниках.

В более общем случае, когда концентрация электронов и дырок является функцией координат (x, y, z) диффузионные токи могут быть записаны в виде:

$$j_{n \text{ дифф}} = q D_n \operatorname{grad} n(r) \quad \text{и} \quad j_{p \text{ дифф}} = q D_p \operatorname{grad} p(r)$$

Диффузионные токи, возникающие из-за наличия градиента концентраций носителей, приводят к пространственному разделению зарядов. Разделение зарядов в объеме полупроводника порождает электрическое поле. Это поле, в свою очередь, создает дрейфовые токи дырок и электронов:

$$j_{\text{др}} = qp\mu_p E, \quad j_{n\text{др}} = qn\mu_n E \quad (1.57)$$

где μ_p , μ_n - подвижность дырок и электронов соответственно. Полный ток, протекающий в полупроводнике, является суммой диффузионной и дрейфовой составляющих как электронного, так и дырочного токов:

$$j_n = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx} \quad j_p = qp\mu_p E - qD_p \frac{dp}{dx} \quad (1.58)$$

и может быть записан в следующем виде:

$$j = j_n + j_p = q(n\mu_n + p\mu_p)E + q \left(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx} \right) \quad (1.59)$$

1.5. ВАХ контакта металл- полупроводник

При подаче прямого напряжения к контакту металл - полупроводник высота потенциального барьера уменьшается на величину приложенного напряжения. Уменьшение высоты потенциального барьера приводит к тому, что основные носители заряда легко его преодолевают, создавая ток через контакт. Существует несколько механизмов токопереноса. На рисунке (1.10) показаны основные механизмы переноса тока через контакт металл - полупроводник, в случае контакта с обеднением, изготовленного на основе полупроводника n типа проводимости. Это над барьерный механизм -1, туннелирование сквозь барьер - 2, рекомбинация в области объемного заряда - 3, рекомбинация в области электрической нейтральности - 4. Наиболее широкое применение в полупроводниковых приборах нашел над барьерный механизм. Поэтому рассмотрим его более подробно. В полупроводниках с большой концентрацией свободных носителей и высокими значениями их подвижности, таких как кремний или германий, толщина слоя объемного заряда, при контакте с металлом, значительно меньше длины свободного пробега. В таких полупроводниках носители преодолевают слой объемного заряда без соударений, не взаимодействуя с решеткой. Теория токопереноса, основанная на этом положении, получила название - диодная теория выпрямления. Рассчитаем вольтамперную ха-

рактеристику контакта металл - полупроводник в соответствии с диодной теорией выпрямления. Выше было показано, что поток электронов, преодолевающих потенциальный барьер высотой χ , описывается выражением:

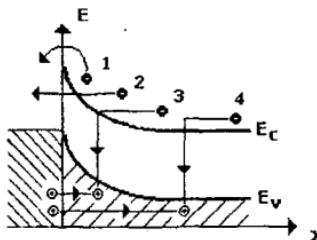


Рис. 1.10. Основные механизмы переноса тока через потенциальный барьер контакта металл – полупроводник.

барьера приводит к увеличению потока электронов из полупроводника в металл. Подставив в (1.60) в место χ величину $\phi(0) = \phi_0 - qU$, найдем этот поток:

$$I_1 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\phi(0) - F}{kT}\right) \quad (1.61)$$

Как видно из (1.61) этот поток определяется только поверхностной концентрацией электронов в зоне проводимости полупроводника:

$$n_s = n_0 \exp\left(-\frac{\phi_0}{kT}\right) \quad (1.62)$$

Здесь n_0 – равновесная концентрация электронов в полупроводнике:

$$n_0 = N_c \exp\frac{F}{kT} = \frac{2}{\hbar^3} \left(\frac{mkT}{2\pi}\right)^3 \exp\frac{F}{kT} \quad (1.63)$$

N_c – эффективная плотность состояний зоны проводимости, m – масса

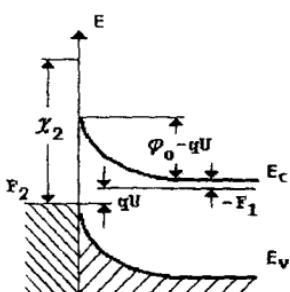


Рис. 1.11. Зонная диаграмма контакта металлы - полупроводник при подаче обратного напряжения.

электрона. Используя известное понятие средней тепловой скорости электронов:

$$v = \sqrt{\frac{8kT}{m\pi}} \quad (1.64)$$

поток электронов из полупроводника в металл, через пониженный потенциальный барьер контакта металлы-полупроводник, можно записать так:

$$I_1 = \frac{1}{4} n_s v q \exp \frac{qU}{kT} \quad (1.65)$$

Поток электронов из металла в полупроводник не зависит от величины приложенного напряжения и может быть определен при помощи выражения (1.16):

$$I_2 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp \left(-\frac{\chi_2}{kT} \right) = \frac{1}{4} q n_s v$$

Результирующий ток равен разности потоков I_1 и I_2 , т.е. $j = I_1 - I_2$:

$$j = \frac{1}{4} q n_s v \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (1.66)$$

Из полученного выражения видно, что при ($U > 0$) зависимость тока от напряжения описывается экспоненциальной функцией, а при ($U < 0$) ток меняет знак и перестает зависеть от напряжения. Действительно, при приложении к контакту металла полупроводник прямого напряжения, высота потенциального барьера уменьшается и поток электронов из полупроводника в металл резко увеличивается. При приложении обратного напряжения высота барьера увеличивается, поток электронов из полупроводника в металл уменьшается практически до нуля. При больших обратных напряжениях, весь ток через контакт обусловлен потоком электронов из металла в полупроводник.

Для полупроводников с малой концентрацией свободных носителей заряда, низкой их подвижностью и малой длиной свободного пробега, однодиная теория выпрямления оказывается не применимой. Это обусловлено тем, что в этих полупроводниках ширина слоя объемного заряда, при контакте с металлом, оказывается значительно больше длины свободного пробега $L \gg l$. Электроны или дырки, преодолевая слой объемного заряда, испытывают многократные соударения с узлами кристаллической решетки, т.е. их движение подчиняется законам диффузии.

Это и дало название теории, которая успешно применяется для расчета вольтамперной характеристики контактов к таким полупроводникам - **диффузионная теория выпрямления**. В этой теории при расчете вольтамперной характеристики контакта металл - полупроводник, учитываются как дрейфовая, так и диффузионная составляющая тока (1.59). Учитывая известные соотношения для напряженности электрического поля и для подвижности носителей заряда:

$$E = \frac{1}{q} \frac{d\phi}{dx}, \quad \mu_n = \frac{qD_n}{kT} \quad (1.66 \text{ a})$$

ток, протекающий через контакт, можно выразить при помощи следующего выражения:

$$j = qx \frac{qD_n}{kT} \frac{1}{q} \frac{d\phi}{dx} + qD_n \frac{dn(x)}{dx}; \quad \frac{j}{qD_n} = \frac{n(x) d\phi}{kT dx} + \frac{dn(x)}{dx} \quad (1.67)$$

выражение (1.67), записанное в виде:

$$\frac{dn(x)}{dx} + \frac{n(x)}{kT} \frac{d\phi}{dx} = \frac{j}{qD_n} \quad (1.68)$$

получило название - диффузионное уравнение.

Расчет вольтамперной характеристики контакта сводится к решению диффузионного уравнения при следующих граничных условиях:

$$\text{если } x = 0 \text{ то } \phi(0) = \phi_0 - qU \quad \text{и} \quad n(0) = n_0 \exp\left(-\frac{\phi_0}{kT}\right) \quad (1.69)$$

$$\text{если } x = L \text{ то } \phi(L) = 0 \quad \text{и} \quad n(L) = 0 \quad (1.70)$$

Для решения (1.68), воспользуемся методом вариации постоянных и примем, что $n = n(x)$:

$$n(x) = n_0(x) \exp\left(-\frac{\varphi}{kT}\right) \quad (1.71)$$

продифференцировав (1.71) по координате получим:

$$\frac{dn(x)}{dx} = \frac{dn_0(x)}{dx} \exp\left(-\frac{\varphi}{kT}\right) - \frac{n_0(x)}{kT} \exp\left(-\frac{\varphi}{kT}\right) \frac{d\varphi}{dx} \quad (1.72)$$

Подставив, далее (1.72) в (1.68) получим:

$$\frac{dn_0(x)}{dx} \exp\left(-\frac{\varphi}{kT}\right) = \frac{j}{qD_n} \quad (1.73)$$

Из (1.73), найдем значение

$$dn_0(x) = \frac{j}{qD_n} \exp\left(\frac{\varphi}{kT}\right) dx \quad (1.74)$$

учитывая (1.70), приведем выражение (1.47) к виду:

$$n_0(L) - n_0(x) = \frac{j}{qD_n} \int_x^L \exp\left(\frac{\varphi}{kT}\right) dx \quad (1.75)$$

откуда найдем выражение для $n_0(x)$:

$$n_0(x) = n_0(L) - \frac{j}{qD_n} \int_x^L \exp\left(\frac{\varphi}{kT}\right) dx \quad (1.76)$$

Подставив, теперь, полученное выражение (1.76) в (1.71), с учетом условий (1.69) и (1.70) найдем:

$$n_0 = \left[n_0 \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - \frac{j}{qD_n} \int_0^L \exp\left(\frac{\phi}{kT}\right) dx \right] \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) \quad (1.77)$$

Далее, раскрывая квадратные скобки и выделив j , получим аналитическую зависимость j как функцию приложенного напряжения U .

$$j = \frac{qn_0 D \left[1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right]}{\int_0^L \exp\left(\frac{\phi}{kT}\right) dx} \quad (1.78)$$

Выражение (1.78) есть уравнение вольтамперной характеристики контакта металл- полупроводник, записанное в самом общем виде. Это выражение справедливо при любой зависимости $\phi(x)$. Однако, это точное выражение не удобно для практической работы. Существует несколько методов приближенной оценки этого выражения. Рассмотрим один из них. Для этого запишем интеграл, входящий в (1.78), в виде

$$\int_0^L \exp\left(\frac{\phi}{kT}\right) dx = \int_{\phi_0 - qU}^0 \exp\left(\frac{\phi}{kT}\right) \left(\frac{d\phi}{dx}\right)^{-1} d\phi$$

Под интегральная функция $\exp(\phi/kT)$, быстро возрастающая с ростом $\phi(x)$, достигает своего максимального значения вблизи точки $x = 0$. Здесь $\phi(x)$ - максимально. Поэтому наибольший вклад в интеграл эта функция вносит при интегрировании вблизи точки $x = 0$. В то же время значение $(d\phi/dx)^{-1}$, вблизи этой точки не велико и может быть вынесено за знак интеграла. При этом получим:

$$\int_0^L \exp\left(\frac{\phi}{kT}\right) \left(\frac{d\phi}{dx}\right)^{-1} d\phi = \left(\frac{d\phi}{dx}\right)^{-1} \int_{\phi_0 - qU}^0 \exp\left(\frac{\phi}{kT}\right) d\phi =$$

$$= kT \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^{-1} \left[1 - \exp \left(\frac{\Phi_0 - qU}{kT} \right) \right] \approx kT \left(\frac{d\phi}{dx} \right)_{x=0}^{-1} \exp \left(\frac{\Phi_0 - qU}{kT} \right) \quad (1.79)$$

Здесь мы пренебрегли единицей по сравнению с экспоненциальным членом в квадратных скобках, т.к. выполняется условие $\Phi_0 - qU \gg kT$, при котором экспоненциальный член намного больше единицы. Подставив (1.79) в (1.78) получим более простое выражение

$$j = \frac{qDn_0}{kT} \left(\frac{d\phi}{dx} \right)_{x=0} \exp \left(-\frac{\Phi}{kT} \right) \left[\exp \left(\frac{qU}{kT} \right) - 1 \right] \quad (1.80)$$

или, учитывая известные соотношения для напряженности электрического поля и для подвижности носителей заряда (1.66 а), получим более удобное выражение для вольтамперной характеристики контакта металл - полупроводник

$$j = qn_s \mu_n E_s \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (1.81)$$

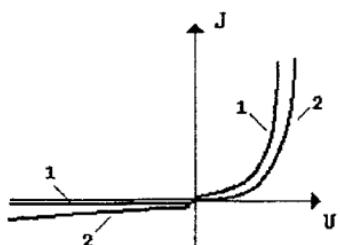
Из полученного выражения видно, что при положительных значениях напряжения ($U > 0$), ток протекающий через контакт, описывается экспоненциальной функцией, т.е. при увеличении положительного напряжения ток резко возрастает. Действительно, при увеличении положительного напряжения высота потенциального барьера контакта металл - полупроводник уменьшается ($\Phi_0 - qU$) и поток электронов из полупроводника в металл резко возрастает. При отрицательных значениях напряжения ($U < 0$), член содержащий экспоненту становится пренебрежимо малым и выражение для тока примет следующий вид:

В этом случае высота потенциального барьера возрастает на величину приложенного напряжения ($\Phi_0 + qU$), поток электронов из полупроводника в металл практически отсутствует, а ток через контакт обусловлен потоком электронов из металла в полупроводник. На рисунке (1.11) показаны вольтамперные характеристики контакта металл - полу-

проводник, рассчитанные при помощи диодной (1) и диффузионной (2) теорий. Видно, что при положительных значениях напряжения прямой ток через контакт резко возрастает в обоих случаях. При отрицательных значениях напряжения, обратный ток, в соответствии с диодной теорией, стремится к насыщению и не зависит от величины обратного напряжения. В соответствии с диффузионной теорией - обратный ток, при увеличении обратного напряжения, несколько увеличивается. Это обусловлено увеличением напряженности электрического поля E_s на границе раздела - полупроводник -металл.

При выводе вольт-амперных характеристик контактов, металл -полупроводник мы рассмотрели наиболее простой случай - когда в полупроводнике все примеси полностью ионизированы и их концентрация постоянна по толщине полупроводника. Эти условия не всегда выполняются. Более того, в полупроводнике, помимо мелких легирующих примесей, могут находиться примеси, создающие глубокие энергетические центры. Такие центры оказывают специфическое влияние на все параметры контактов металл- полупроводник.

Рис. 1.11. ВАХ контакта металл- полупроводник в соответствии с диодной (1) и диффузионной (2) теорией.



1.6. Влияние глубоких центров на параметры контактов

В полупроводнике кроме мелких легирующих примесей могут находиться и примеси создающие глубокие уровни. Напомним, что глубокими уровнями называются энергетические уровни, локализованные в запрещенной зоне полупроводника и удаленные от краев разрешенных зон более чем на 0,1 эВ. Глубокие уровни при комнатных температурах ионизованы лишь частично, и следовательно, вносят дополнительный заряд. Глубокие уровни носят либо донорный, либо акцепторный характер, в зависимости от их зарядового состояния до и после захвата соответствующего носителя. Так ионизованный донорный уровень заряжен положительно, а ионизованный акцепторный уровень заряжен отрицательно. Наличие глубоких уровней в полупроводнике контакта металл - полупроводник оказывает влияние свойства слоя объемного заряда и на характеристики всего контакта. Рассмотрим контакт полупроводника n типа проводимости с металлом. Пусть в полупроводнике помимо мелкой легирующей примеси

донорного типа имеется донорная примесь, создающая глубокий энергетический уровень. Пусть концентрация мелкой донорной примеси равна N_1 , а концентрация глубокой донорной примеси равна N_2 (рис.1.12). При приложении к контакту обратного напряжения расширяется слой объемного заряда полупроводника. При этом плотность объемного заряда оказывается разделена на две области:

$$\rho(x) = q(N_1 + N_2) \quad \text{при } 0 < x < L_1 \quad \rho(x) = qN_1 \quad \text{при } L_1 < x < L_n$$

Решая уравнение Пуассона для каждой из этих областей, с учетом граничных условий, получим:

$$\varphi = 0 \text{ и } d\varphi / dx = 0 \quad \text{при } x = L_n \quad \text{и} \quad \frac{d\varphi}{dx} = \frac{q^2 N_1}{\epsilon \epsilon_0} (L - L_1) \quad \text{при } x = L_1$$

$$E_{x=0} = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} (N_1 L_n + N_2 L_1) \quad (1.53)$$

Сравнивая полученное выражение с уравнением (1.30) можно увидеть следующие. При наличии двух донорных уровней в запрещенной зоне полупроводника, один из которых ионизирован не полностью, напряженность электрического поля на границе раздела полупроводник - металл возрастает. Следовательно, изменяется и вся зависимость $\varphi(x)$.

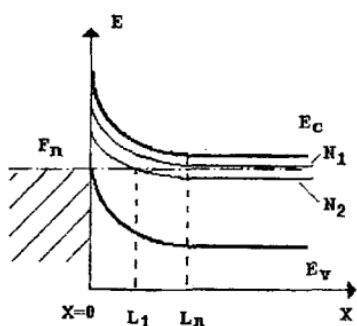


Рис. 1.12. Зонная диаграмма контакта металл - полупроводник, содержащего глубокодонорный уровень с концентрацией N_2 .

Выражение для тока в диодной теории не зависит от вида распределения $\varphi(x)$, так как величина потока электронов через барьер, здесь определяется только высотой самого барьера. В диффузионной теории, в которую входит напряженность электрического поля E_s на границе раздела полупроводник - металл, зависимос

таметров полупроводникового материала и приборов, изготовленных на его основе. Так, в запрещенной зоне полупроводника могут находиться

глубокие донорные и акцепторные примеси имеющие различные энергии активации. Каждая из этих примесей по своему реагирует на величину приложенного напряжения и на частоту переменного сигнала. Поэтому, при анализе, например, емкостных свойств контактов металл - полупроводник, необходимо учитывать частотную зависимость параметров контактов. В этом случае различается низкочастотная и высокочастотная емкость. Низкочастотная емкость определяется концентрацией ионизованных глубоких и мелких примесных центров, а высокочастотная емкость определяется концентрацией свободных носителей заряда. Температурные характеристики почти всех полупроводниковых приборов определяются наличием, типом и концентрацией глубоких энергетических уровней. Действительно, в большинстве полупроводниковых материалах, при комнатных температурах, мелкие примесные центры полностью ионизованы, в то время как глубокие примесные центры могут быть ионизованы лишь частично. Повышение температуры приводит к дальнейшей ионизации глубоких примесных уровней, изменению концентрации свободных носителей заряда в разрешенных зонах энергий и к изменению параметров полупроводникового материала.

1.7. Эффект Шоттки

Если электрон покидает поверхность полупроводника то на ней образуется положительно заряженная вакансия (см. рис. 1.13). В соответствии с законом Кулона между электроном и вакансией возникает сила притяжения, получившая название - сила зеркального отображения:



Рис. 1.13. Возникновение сил зеркального отображения.

$$F = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0(2a)^2} = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 a^2} \quad (1.84)$$

При приложении к системе металл - полупроводник внешнего электрического поля E , на электрон действует еще одна сила qE . На некотором расстоянии « a » от поверхности полупроводника эти две силы равны друг другу, т.е. $F = qE$

$$qE = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 a^2} \quad (1.85)$$

откуда находим:

$$a = \frac{1}{2} \left(\frac{q}{4\pi\epsilon_0 E} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.86)$$

Чтобы удалить электрон из области кулоновского притяжения, обусловленного силами зеркального отображения, ему необходимо сообщить энергию, достаточную для прохождения расстояния « a », а так же дополнительную энергию необходимую для перемещения его в бесконечность:

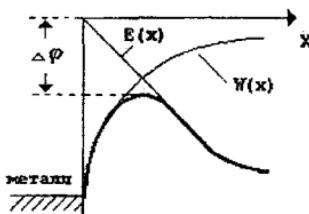
$$E = qEa + \int_a^{\infty} -\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 y^2} dy = qEa + \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 a} \quad (1.87)$$

Подставив в (1.85) вместо « a » выражение (1.86), получим значение дополнительной энергии, приобретаемой электроном за счет электрического поля:

$$\left(\frac{q^3 E}{4\pi\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}$$

Эта дополнительная энергия снижает работу выхода полупроводника на величину равную

$$\varphi = \left(\frac{qE}{4\pi\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}$$



Понижение величины потенциального барьера в электрическом поле называется - эффект Шоттки. Этот эффект оказывает влияние на процессы поглощения.

На рисунке 1.13 (а) показан контакт металла - полу-

Рис. 1.13

Глава 2.

Электронно - дырочный переход

2.1. Образование электронно-дырочного (р - п) перехода

Рассмотрим физическую картину образования р - п перехода. Пусть имеется кристалл полупроводника электронного типа проводимости, в котором донорная примесь, с концентрацией N_d , распределена равномерно по всему объему. Пусть через одну из граней кристалла проведена диффузия акцепторной примеси с концентрацией N_a , причем $N_a \gg N_d$, (см. рис 2.1). После такой диффузии, объем полупроводника будет разделен на две области с различными типами проводимости. Действительно, во всей области $0 < x < x_1$ концентрация дырок равна $p = N_a - N_d$, а концентрация электронов равна N_d . Так как $N_a \gg N_d$, то основными носителями заряда здесь являются дырки. В области $x > x_1$ концентрация дырок мала, $N_a \ll N_d$, а концентрация электронов равна $n = N_d$, значит эта область обладает проводимостью п типа, т.е. основными носителями

заряда здесь являются электроны. Другими словами, вблизи плоскости $x = x_1$ формируется переход от р к п области, т.е. формируется р - п переход. Концентрации электронов и дырок по обе стороны от плоскости $x = x_1$ значительно различаются. В момент формирования перехода, электроны, из области с большей концентрацией, диффундируют в область с меньшей концентрацией. При этом в п - области, вблизи плоскости $x = x_1$, число свободных электронов становится меньше числа ионизированных доноров. Это приводит к нарушению условия электронейтральности и к образованию не скомпенсированного положительного заряда,

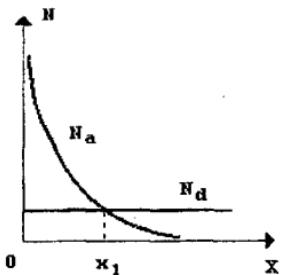


Рис. 2.1. Образование р - п перехода.

обусловленного ионизированной донорной примесью. В свою очередь дырки из области р, из объема прилегающего к плоскости $x = x_1$, диффундируют в область п. Это приводит к формированию в р области не скомпенсированного отрицательного заряда ионизированных акцепторов. Таким образом, на границе раздела р и п областей формируется двойной электрический слой (рис.2.2.) , обусловленный зарядом иони-

зированных примесей. Электрическое поле, создаваемое этим слоем, препятствует дальнейшей диффузии подвижных носителей заряда. Однако это поле вызывает дрейфовый ток не основных носителей заряда, который направлен противоположно диффузионному току. В отсутствии внешнего напряжения, в состоянии равновесия, результирующий ток через переход - равен нулю. Это означает, что силы электрического поля и силы, определяющие диффузию носителей заряда, уравновешиваются друг друга в любом сечении полупроводника. После прекращения процесса диффузии носителей заряда, p - n переход находится в состоянии термодинамического равновесия. Распределение концентраций свободных электронов и дырок по толщине p и n областей в состоянии равновесия и энергетическая зонная диаграмма p - n перехода показаны на рисунке 2.3. На этом же рисунке показан потенциальный барьер, высотой φ_0 , образующийся на границе раздела p и n областей. Рассмотрим величину потенциального барьера более подробно. В состоянии термодинамического равновесия уровень Ферми любой системы есть величина постоянная. Это, что если p - n переход находится в состоянии термодинамического равновесия, то уровни Ферми в p и n областях находятся на одной высоте (рис. 2.3. а). Концентрация электронов в n области равна:

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_{Fn}}{kT}\right) \quad (2.1)$$

Примем за нулевое значение энергию, соответствующую дну зоны проводимости n области, т. е. $E_c = 0$, тогда

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_{Fn}}{kT}\right)$$

откуда получим выражение, связывающее между собой концентрацию свободных носителей и концентрацию проводимости n -типа полупроводника

$$E_{Fn} = -kT \ln \frac{N_c}{n}$$

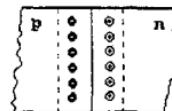


Рис. 2.2.

или

$$kT \ln \frac{n}{N_c} = E_{Fn} \quad (2.3)$$

Концентрация дырок в области р может быть выражена так:

$$p = N_v \exp\left(\frac{-E_g + E_{Fp}}{kT}\right) \quad (2.4)$$

откуда получим выражения для энергии уровня Ферми в р области:

$$E_{Fp} = E_g - kT \ln \frac{N_v}{p} \quad (2.5)$$

Рис.2.3. Распределение концентрации носителей заряда по толщине р-п перехода и образование потенциального барьера.

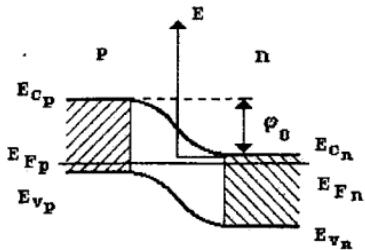


Рис. 2.3.а. Энергетическая диаграмма р-п перехода в состоянии равновесия.

Учитывая, что за нулевое значение принята энергия дна зоны проводимости, получим высоту потенциального барьера, возникающего на границе раздела р и п областей:

$$\Phi_0 = -E_g + E_{Fp} + E_{Fn}$$

Далее, используя выражения (2.2) и (2.4), получим значение Φ_0 :

$$\Phi_0 = -kT \ln \frac{N_c N_v}{np} \quad (2.6)$$

Из полученного выражения видно, что высота потенциального барьера, р-п перехода определяется типом материала и соотношением концентраций свободных носителей заряда в р и п областях.

2.2. Распределение потенциала и поля в р-п переходе

Рассмотрим р-п переход образованный при контакте двух полупроводников электронного и дырочного типов проводимости. Пусть концентрация донорной примеси в п области равна N_d , а концентрация акцепторной примеси в р области равна N_a . При этом концентрация свободных электронов в п области равна n_n , а концентрация свободных дырок в р области равна p_p . Примем, что переход находится при достаточно высокой температуре, значит вся примесь в обоих областях полностью ионизирована, и выполняется условие $N_d = n_n$ и $N_a = p_p$. Энергетическая зонная диаграмма такого перехода приведена на рисунке (2.4) Здесь E_{c_p} и E_{c_n} - дно зоны проводимости в р и п областях перехода; E_{v_p} и E_{v_n} - потолок

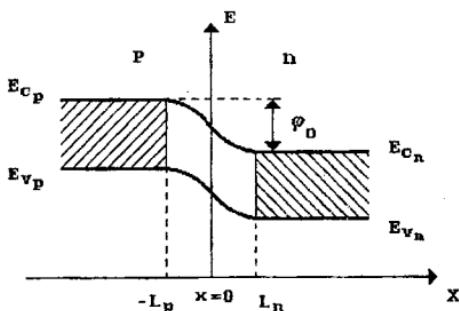


Рис. 2.4. Энергетическая зонная диаграмма
р-п перехода.

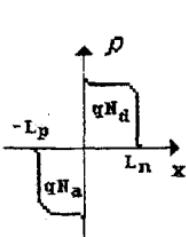
валентной зоны в р и п областях соответственно. Потенциал ϕ_0 между р и п областями, обусловленный зарядом (зарядом, приводит к формированию заряда в р - области и qN_d , то в этом, если концентрации перехода равны, т.е. $p_p = qN_d$, то заряд в п - области может быть выражена так:

$$\rho = qN_d = qn_n \quad \text{при} \quad 0 < x < L_n \quad (2.7)$$

Плотность объемного заряда в р области равна

$$\rho = -q(N_a - N_d) = -qp_n \quad \text{при} \quad -L_p < x < 0 \quad (2.8)$$

Связь между потенциалом и плотностью объемного заряда находится из уравнения Пуассона для обоих областей перехода



$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{qn_n}{\epsilon\epsilon_0} \quad \text{если} \quad 0 < x < L_n \quad (2.9)$$

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{qp_p}{\epsilon\epsilon_0} \quad \text{если} \quad -L_p < x < 0 \quad (2.10)$$

Рис. 2.5. Плотность объемного заряда в р и п областях р - п перехода.

При этом, на границе слоя объемного заряда, в области п, при $x = L_n$, выполняются условия:

$$\phi = 0 \quad \text{и} \quad \frac{d\phi}{dx} = 0 \quad (2.11)$$

а на границе объемного слоя заряда в области р, при $x = -L_p$, выполняются условия:

$$\phi = \Phi_0 \quad \text{и} \quad \frac{d\phi}{dx} = 0 \quad (2.12)$$

Решая уравнения (2.9) и (2.10) для каждой из областей перехода, получим:

$$\frac{d\phi}{dx} = \frac{qn_n}{\epsilon\epsilon_0}(L_n - x) \quad \text{если} \quad 0 < x < L_n \quad (2.13)$$

$$\frac{d\phi}{dx} = \frac{qp_p}{\epsilon\epsilon_0}(L_p + x) \quad \text{если} \quad -L_p < x < 0 \quad (2.14)$$

Учитывая, что напряженность электрического поля может быть выражена так:

$$E = -\frac{1}{q} \frac{d\phi}{dx}$$

из (2.13) и (2.14) получим выражения, описывающие распределение на-

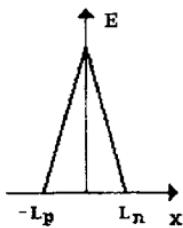


Рис. 2.6. Распределение электрического поля в p-n переходе.

пряженности электрического поля по толщине p-n перехода (рис.2.6) в обеих его областях:

$$E = \frac{n_n}{\epsilon \epsilon_0} (L_n - x) \text{ или } E = \frac{p_p}{\epsilon \epsilon_0} (L_p + x) \quad (2.15)$$

Далее, дифференцируя (2.13) и (2.14) по координате, получим

$$\Phi = \frac{qn_n}{2\epsilon \epsilon_0} (L_n - x)^2 \text{ при } 0 < x < L_n \quad (2.16)$$

$$\Phi = \Phi_0 - \frac{qp_p}{2\epsilon \epsilon_0} (L_p + x)^2 \text{ при } -L_p < x < 0 \quad (2.17)$$

На границе раздела двух областей, при $x = 0$, выполняется условие

$\frac{d\Phi}{dx} = \frac{d\Phi}{dx}$. Учитывая это условие, получим:

$$\frac{qn_n}{\epsilon \epsilon_0} L_n = \frac{qp_p}{\epsilon \epsilon_0} L_p \quad (2.18)$$

или

$$n_n L_n = p_p L_p \quad \frac{n_n}{p_p} = \frac{L_p}{L_n} \quad (2.19)$$

Приравняв значения (2.16) и (2.17) в точке $x = 0$, получим:

$$\Phi_0 - \frac{qp_p}{2\epsilon \epsilon_0} L_p^2 = \frac{qn_n}{2\epsilon \epsilon_0} L_n^2 \quad (2.20)$$

или в виде:

$$\Phi_0 = \frac{q}{2\epsilon \epsilon_0} (n_n L_n^2 + p_p L_p^2) \quad (2.21)$$

Полная толщина слоя объемного заряда перехода (см. рис. 2.4) может быть записана так: $L = L_n + L_p$. Учитывая выражение (2.19) запишем:

$$\frac{L}{L_n} = \frac{L_n + L_p}{L_n} = 1 + \frac{L_p}{L_n} = 1 + \frac{n_n}{p_p} = \frac{p_p + n_n}{p_p} \quad (2.22)$$

и

$$\frac{L}{L_p} = \frac{L_n + L_p}{L_p} = \frac{L_n}{L_p} + 1 = \frac{p_p}{n_n} + 1 = \frac{p_p + n_n}{n_n} \quad (2.23)$$

Откуда получим:

$$L_n = L \frac{p_p}{p_p + n_n} \quad \text{и} \quad L_p = L \frac{n_n}{p_p + n_n} \quad (2.24)$$

Подставив (2.24) в (2.21), получим выражение для высоты потенциального барьера p - n перехода:

$$\Phi_0 = \frac{q}{2\epsilon\epsilon_0} \left[n_n \frac{p_p^2}{(p_p + n_n)^2} L^2 + p_p \frac{n_n^2}{(p_p + n_n)^2} L^2 \right] \quad (2.25)$$

или в виде:

$$\Phi_0 = \frac{qL^2}{2\epsilon\epsilon_0} \frac{1}{(n_n + p_p)^2} (n_n p_p^2 + p_p n_n^2) \quad (2.26)$$

выражение (2.26) можно привести к более простому виду:

$$\Phi_0 = \frac{q}{2\epsilon\epsilon_0} \frac{n_n p_p}{n_n + p_p} L^2 \quad (2.27)$$

Из (2.27) найдем полную толщину слоя объемного заряда p - n перехода:

$$L = \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0 n_n + p_p}{q} \frac{\Phi_0}{n_n p_p} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.28)$$

Из приведенного выражения видно, что толщина слоя объемного заряда p

- п перехода зависит от материала полупроводника, величины φ_0 и от соотношений концентраций подвижных носителей зарядов в р и п областях. При этом, если концентрация носителей заряда, в одной из областей р - п перехода, намного больше концентрации в другой, то слой объемного заряда распространяется в область с меньшей концентрацией.

$$L_n = \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \frac{1}{n_n} \Phi_0 \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{при} \quad p_p \gg n_n \quad (2.29)$$

$$L_p = \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \frac{1}{p_p} \Phi_0 \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{при} \quad n_n \gg p_p \quad (2.30)$$

2.3. ВАХ р-п перехода. Выпрямительные диоды

Рассмотрим прохождение тока через р-п переход, в котором не происходит рекомбинации. Примем, что толщины р и п областей не велики, а концентрации основных носителей заряда p_p и n_n значительно превышают n_i . В этом случае омическое сопротивление р и п областей достаточно мало и его можно не учитывать. В состоянии теплового равновесия потоки электронов и дырок с обеих сторон р-п перехода равны. При приложении внешнего напряжения это равновесие нарушается. Если толщина р-п перехода L меньше длины свободного пробега l то рассеяние носителей заряда в р-п переходе очень мало и его также можно не учитывать. В этих приближениях ток через р-п переход определяется числом носителей имеющих энергию достаточную для преодоления потенциального барьера. При приложении напряжения в прямом направлении высота потенциального барьера между р и п областями понижается и электроны из п области переходят в р область, а дырки из р области переходят в п область. Концентрация не основных носителей заряда в соответствующих областях возрастает. Избыточные носители растекаются в глубь от р-п перехода и там рекомбинируют. Заряд, создаваемый не основными, избыточными носителями, компенсируется притоком основных носителей. Чем выше величина приложенного напряжения, тем больше не основных носителей поступает в соответствующие области и тем больше ток р - п перехода. Используя понятие диффузионных и дрейфовых токов, полный ток дырок в п области можно записать так:

$$j_{p(n)} = e p_n \mu_p E - e D_p \frac{dn}{dx} \quad (2.31)$$

а полный (диффузионный и дрейфовый) ток дырок в р области так:

$$j_{p(p)} = e p_p \mu_p E - e D_p \frac{dp}{dx} \quad (2.32)$$

В р - области, где концентрация дырок велика, основной вклад в ток дает дрейфовая его составляющая:

$$e p_p \mu_p E$$

В н - области, концентрация дырок мала, но имеется большой градиент концентрации, поэтому основной вклад в полный ток дает диффузионная составляющая:

$$e D_r \frac{dp}{dx}$$

Так как рассматриваемый р - н переход - тонкий, то носители заряда проходят его не успевая рекомбинировать, поэтому дырочные (и электронные) токи по обе стороны р - н перехода (в плоскостях $x = L_n$, $x = L_p$) равны $j_{p(p)} = j_{n(n)}$.

$$j_{p(n)} = -e D_p \frac{dp}{dx} \quad (2.33)$$

Для расчета тока протекающего через р - н переход рассмотрим уравнение непрерывности заряда для дырок находящихся в н области:

$$\frac{d^2 p}{dt^2} = \frac{p - p_0}{Z_p^2} \quad (2.34)$$

здесь $Z_p^2 = D_p \tau_p$ - диффузионная длина дырок в н области; D_p - коэффициент диффузии дырок, τ_p - время жизни дырок в области н, p_0 - концентрация дырок в плоскости x области н, p_0 - равновесная концентрация дырок в области н. Или в более удобном, для анализа, виде:

$$\frac{d^2 p}{dt^2} - \frac{1}{Z_p^2} (p - p_o) = 0 \quad (2.35)$$

Уравнение (2.35) представляет собой однородное дифференциальное уравнение второго порядка с постоянными коэффициентами. Общий вид решения этого уравнения можно записать так:

$$p - p_o = C_1 \exp \frac{x}{Z_p} + C_2 \exp \left(-\frac{x}{Z_p} \right) \quad (2.36)$$

Учитывая, что p_o - равновесная концентрация дырок в n области - это концентрация не основных носителей заряда в n области т.е. $p_o = p_n$, уравнение (2.36) запишем в виде:

$$p = p_n + C_1 \exp \frac{x}{Z_p} + C_2 \exp \left(-\frac{x}{Z_p} \right) \quad (2.37)$$

Для нахождения постоянных C_1 и C_2 рассмотрим концентрацию дырок в различных областях p-n перехода. Так концентрация дырок в области n, при $x = \infty$, равна равновесной концентрации дырок p в этой области т.е. $p(x)_{x=\infty} = p_n$, тогда $C_1 = 0$ и уравнение (2.37) примет вид:

$$p = p_n + C_2 \exp \left(-\frac{x}{Z_p} \right) \quad (2.38)$$

Постоянную C_2 можно найти из условия зависимости концентрации дырок, на границе p и n областей, в плоскости $x = L_n$, от величины приложенного к p - n переходу напряжения U :

$$p(L_n) = p_n \exp \frac{qU}{kT} \quad (2.39)$$

Из (2.39) видно, что при условии $U = 0$ концентрация дырок в плоскости L_n равна равновесной концентрации, т.е. $p(L_n) = p_n$ при этом уравнение (2.38) примет вид:

$$p_n \exp \frac{qU}{kT} = p_n + C_2 \exp \left(-\frac{L_n}{Z_p} \right) \quad (2.40)$$

отсюда находим:

$$C_2 = p_n \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{L_n}{Z_p} \quad (2.41)$$

Используя уравнение (2.40) и найденные значения для C_1 и C_2 , получим выражение, описывающее распределение дырок по толщине области n , т.е. по толщине области имеющей электронную проводимость:

$$p(x) = p_n + p_n \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{L_n}{Z_p} \exp \left(-\frac{x}{Z_p} \right) \quad (2.42)$$

Напомним, что мы рассматриваем диффузионную составляющую дырочного тока протекающего через плоскость L_n р - п перехода и определяемую при помощи следующего уравнения:

$$j_p(L_n) = -qD_p \frac{dp(x)}{dx} \quad (2.43)$$

Продифференцировав уравнение (2.43) по координате x , при условии что $x = L_n$, получим выражение, описывающее дырочную составляющую диффузионного тока:

$$j_p(L_n) = \frac{qp_n D_p}{Z_p} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (2.44)$$

Электронную составляющую диффузионного тока можно рассчитать аналогичным способом:

$$j_n(-L_p) = \frac{qn_p D_n}{Z_n} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (2.45)$$

Полный ток, протекающий через диод, является суммой электронной и дырочной составляющих: $j = j_n(-L_p) + j_p(L_n)$, поэтому:

$$j = q \left(\frac{n_p D_n}{Z_n} + \frac{p_n D_p}{Z_p} \right) \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (2.46)$$

На рисунке (2.8) показано распределение концентраций электронов и дырок (а) и плотностей электронно - дырочных токов (б) по р и п областям тонкого р - п перехода. Штриховкой показана область объемного заряда, которую носители проходят без рекомбинации.

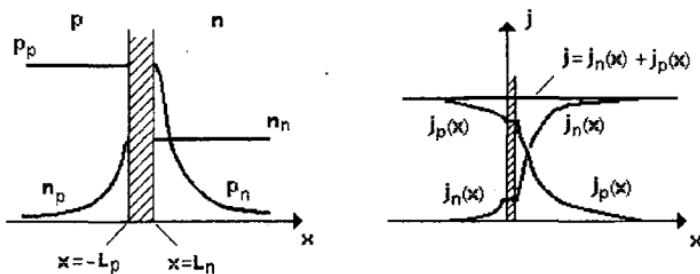


Рис. 2.8. Распределение концентраций подвижных носителей заряда (а) и плотностей электронно-дырочных токов (б) в тонком р-п переходе.

Уравнение (2.46) описывает плотность тока, протекающего через р-п переход в зависимости от величины приложенного к нему внешнего напряжения. Величина

$$j_s = \left(\frac{n_p D_n}{Z_n} + \frac{p_n D_p}{Z_p} \right) \quad (2.47)$$

называется плотность тока насыщения или плотность обратного теплового тока. Учитывая это понятие уравнение (2.47) можно записать в виде:

$$j = j_s \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (2.48)$$

При выводе уравнения (2.48) принималось что площадь р-п перехода равна единице. Если площадь р-п перехода равна S то полный ток, будет равен $I = jS$, где j - сила тока. Выражение для вольтамперной характеристики диода в этом случае можно записать так:

$$I = I_s \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (2.49)$$

где I_s - сила тока насыщения.

Из выражения (2.49) видно, что при положительных значениях приложенного напряжения ток, протекающий через р-п переход достаточно большой и экспоненциально зависит от величины напряжения. При отрицательных значениях, ток значительно меньше, изменяет направление и перестает зависеть от величины напряжения. Положительные значения напряжения - соответствуют прямым токам, протекающим через переход, а отрицательные - соответствуют обратным токам, т.е. токам обусловленным не основными носителями зарядов. На рисунке 2.9 показана вольтамперная характеристика тонкого, идеального р-п перехода, рассчитанная при помощи соотношения (2.49). Из (2.47) видно, что ток насыщения тонкого р-п перехода увеличивается при увеличении концентрации не основных носителей заряда. Поэтому для уменьшения тока насыщения нужно увеличивать концентрацию основных носителей в р и п областях перехода. При этом, как видно из (2.27), увеличивается и высота потенциального барьера между р и п областями перехода.

Ток, протекающий через р-п переход, состоит из двух составляющих. Это электронная и дырочная составляющая тока. Отношение электронной составляющей тока к дырочной, согласно (2.44) и (2.45) равно:

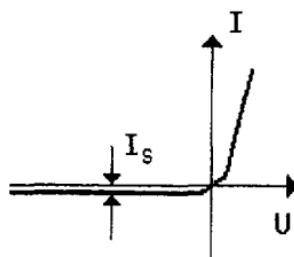


Рис. 2.9. ВАХ р-п перехода

$$\frac{j_n}{j_p} = \frac{n_p D_n L_n}{p_n D_p L_p} = \frac{\mu_n n_n L_p}{\mu_p p_p L_n} = \frac{\sigma_n}{\sigma_p} \quad (2.50)$$

Если подвижность электронов в области п близка к их подвижности в области р, а подвижность дырок в р области не отличается от их подвижности в области п и диффузионные длины электронов и дырок отличаются

ются не сильно, то отношение электронного тока к дырочному, как это следует из (2.50), равно отношению проводимостей и определяется соотношением концентраций основных носителей заряда в этих областях. Если концентрация электронов в области n намного превышает концентрацию дырок в области p то ток через $p-n$ переход обусловлен, в основном, потоком дырок.

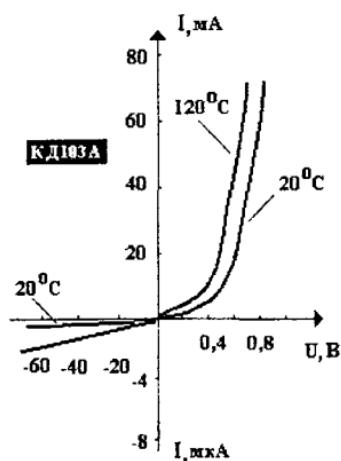


Рис. 2.10. Вольтамперная характеристика выпрямительного диода КД103А

Выпрямительные диоды.

Выпрямительные диоды предназначены для преобразования переменного тока в постоянный. В настоящее время промышленность различных стран выпускает выпрямительные диоды на токи до 1700 А и выдерживающие постоянные напряжения до 2000 В.

На рисунке 2.10 приведены вольтамперные характеристики выпрямительного диода типа КД103А, снятые при температурах 20°C и 120°C. Из приведенных характеристик видно, что с повышением температуры токи, протекающие через диод, воз-

растают. Дифференциальные параметры выпрямительных диодов. Дифференциальными параметрами полупроводникового диода называются величины, связывающие малые изменения тока, протекающего через диод, с малыми изменениями причин, их вызвавших. Ток, протекающий через диод, в самом общем случае, является функцией двух независимых переменных - приложенного напряжения U и температуры диода T . Эту зависимость можно выразить следующим образом: $I = f(U, T)$, а изменение тока, обусловленное изменением напряжения и температуры можно выразить так:

$$dI = \frac{\partial I}{\partial U} dU + \frac{\partial I}{\partial T} dT$$

Обозначив частные производные, стоящие перед дифференциалами dU и dT через S_U и S_T получим:

$$S_U = \frac{\Delta I}{\Delta U} \quad S_T = \frac{\Delta I}{\Delta T}$$

Из характеристики диода, для выбранной рабочей точки, имеем:

$$\Delta I = 15 - 11 = 4 \text{ mA} \quad \text{и} \quad \Delta U = 0,7 - 0,54 = 0,16 \text{ В}, \quad S_U = 4 / 0,16 = 25 \text{ mA / В}$$

$$\Delta T = 120 - 20 = 100 ^\circ\text{C} \quad S_T = 4 / 100 = 0,04 \text{ mA / } ^\circ\text{C}.$$

В качестве примера в таблице 2 приведены параметры некоторых выпрямительных диодов Российского производства.

Таблица 2

Тип диода	I пр , А	U пр, В	I обр, мА	U обр, В	f max, кГц
КД105Б	0,3	1	0,1	400	0,5
КД209Ж	0,7	1	0,05	100	1
КД229И	0,7	1	0,05	200	1
КД212А	1	1	0,05	200	100
КД226Д	1,7	1,4	0,05	800	35
КД202К	5	0,9	0,8	400	5
КД202Р	5	1	1,5	600	5
Д242	10	1,25	3	100	1,1
Д246А	10	1	3	400	1,1
КД2999В	20	1	0,2	100	100
КД2997В	30	1	0,3	100	100

На рисунке 2.11 показана наиболее простая структура выпрямительного диода. Здесь в качестве исходной полупроводниковой подложки используется пластина кремния p - типа проводимости (p - Si), на всей поверхности которой выращен слой p - типа (p - Si). В качестве контактов к p и n - областям используется металлический алюминий (Al). Для защиты от внешних воздействий, вся верхняя поверхность диодной структуры, покрыта слоем диэлектрика (SiO_2). На рисунке 2.12 показан внешний вид некоторых маломощных выпрямительных диодов.

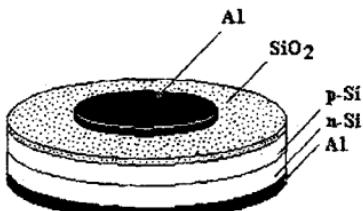


Рис. 2.11. Наиболее простая структура выпрямительного диода.

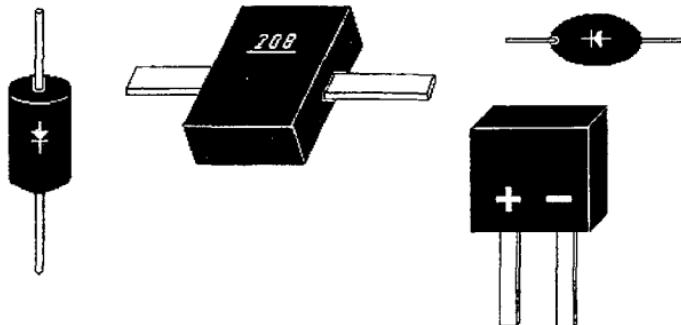


Рис. 2.12. Внешний вид некоторых маломощных выпрямительных диодов.

2.4. Емкостные свойства р - п перехода. Варикапы. Варакторы

Рассмотрим р - п переход, на который подано постоянное напряжение U_0 и малое переменное напряжение $U_1 \exp{j\omega t}$. Пусть, для определенности, постоянное напряжение U_0 подано в прямом направлении, а амплитуда переменного напряжения U_1 меньше kT/q . Если величина U_0 не слишком велика, то все приложенное напряжение падает на р - п переходе. При выполнении этих условий полное напряжение, приложенное к переходу можно записать так:

$$U = U_0 + U_1 \exp{j\omega t} \quad \text{где} \quad U_1 \ll \frac{kT}{q}, \quad \text{т.е.} \quad \frac{qU_1}{kT} \ll 1 \quad (2.51)$$

Пусть, частота переменного напряжения не слишком велика и время проleta носителей заряда через р - п переход намного меньше $1/\omega$. В этом случае концентрация носителей заряда на границах перехода следует за изменениями напряжения:

$$p(L_n) = p_n \exp \frac{qU}{kT} \quad n(L_p) = \exp \frac{qU}{kT} \quad (2.52)$$

Рассмотрим изменение концентрации, инжектированных из р- области дырок, на границе п - области р - п перехода.

$$p(L_n) = p_n \exp \frac{q}{kT} [U_0 + U_1 \exp j\omega t] = p_n \exp \frac{qU_0}{kT} \exp \frac{qU_1 \exp j\omega t}{kT} \quad (2.53)$$

Для упрощения полученного соотношения, воспользуемся известным выражением:

$$\exp a = 1 + a + \frac{a^2}{2} + \dots$$

При этом последний сомножитель в (2.53) можно записать в следующем виде:

$$\exp \frac{qU_1 \exp j\omega t}{kT} = 1 + \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \quad (2.54)$$

Используя выражения (2.53) и (2.54), концентрацию носителей заряда на границах р - н перехода, к которому приложено как постоянное, так и переменное напряжение, можно выразить так:

$$p(L_n) = p_n \exp \frac{qU_0}{kT} \left(1 + \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \right) \quad (2.55)$$

$$n(-L_p) = n_p \exp \frac{qU_0}{kT} \left(1 + \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \right) \quad (2.55a)$$

Для того чтобы найти распределения носителей заряда по всей области перехода в каждый момент времени, нужно решить уравнение непрерывности для дырок и для электронов. Это уравнение, для диффузионного тока дырок, имеет вид:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_n}{\tau} + D_p \frac{d^2 p}{dx^2} \quad (2.56)$$

Запишем уравнение (2.56) в более удобном для решения виде:

$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_n}{\tau} + \frac{\partial p}{\partial t} \quad (2.57)$$

Концентрацию дырок, в любой плоскости $p - n$ перехода, можно рассматривать как сумму двух составляющих. Это составляющая концентрации не зависящая от времени p_0 , которая определяется постоянным напряжением и составляющая концентрации зависящая от времени $p_1 \exp(j\omega t)$, определяемая переменным напряжением.

$$p = p_0 + p_1 \exp(j\omega t) \quad (2.58)$$

Дифференцируя по координате (2.58) получим:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = j\omega p_1 \exp(j\omega t) \quad (2.59)$$

Подставив (2.58) и (2.59) в (2.57), получим:

$$D_p \frac{d^2}{dx^2} (p_0 + p_1 \exp(j\omega t)) = \frac{p_0 + p_1 \exp(j\omega t) - p_n}{\tau} + p_1 j\omega \exp(j\omega t) \quad (2.60)$$

Уравнение (2.60) описывает распределение концентрации дырок, инжектированных в n -область при приложении к $p-n$ переходу как постоянного, так и переменного напряжения. Распределение концентрации дырок, инжектированных в n -область при приложении к $p-n$ переходу постоянного напряжения в прямом направлении, рассматривалось при анализе вольтамперной характеристики $p-n$ перехода и находилось при помощи решения уравнения (2.34).

Распределение концентрации дырок, инжектированных в n -область при приложении к $p-n$ переходу переменного напряжения, можно найти, решая уравнение неразрывности для переменных составляющих концентрации, т.е. для концентрации зависящей от времени:

$$D_p \frac{d^2}{dx^2} (p_1 \exp(j\omega t)) = \frac{p_1 \exp(j\omega t)}{\tau} + p_1 j\omega \exp(j\omega t) \quad (2.61)$$

Запишем это уравнение в следующем виде:

$$D_p \tau_p \frac{d^2 p_1}{dx^2} = p_1 + j\omega p_1 \tau \quad (2.62)$$

Введя обозначения:

$$Z_p^2 = D_p \tau, \quad \frac{d^2 p_i}{dx^2} = \frac{p_i + j\omega p_i \tau}{Z_p^2} \quad \text{и} \quad Z_i^2 = \frac{Z_p^2}{1 + j\omega \tau} \quad (2.63)$$

запишем (2.62) в виде:

$$\frac{d^2 p_i}{dx^2} = \frac{p_i}{Z_i^2} \quad (2.64)$$

Уравнение (2.64) представляет собой однородное дифференциальное уравнение второго порядка с постоянными коэффициентами. Общий вид решения этого уравнения можно записать так:

$$p_i(x) = C_1 \exp\left(-\frac{x}{Z_i}\right) + C_2 \exp\left(\frac{x}{Z_i}\right) \quad (2.65)$$

Для нахождения постоянных коэффициентов C_1 и C_2 воспользуемся тем, что на больших расстояниях от границы раздела p и n областей, концентрация инжектированных дырок пренебрежимо мала, т.е. при $x \rightarrow \infty$ $p_i(x) = 0$, следовательно, из (2.65) получим $C_2 = 0$. На границе области электрической нейтральности, т.е. в плоскости $x = L_n$, концентрация инжектированных дырок, в соответствии с (2.65), может быть записана так:

$$p_i(x) = C_1 \exp\left(-\frac{L_n}{Z_i}\right) \quad (2.66)$$

Из (2.66) находим значение C_1 и подставляя его в (2.65), получим:

$$p_i(x) = p_i(L_n) \exp\left(\frac{L_n}{Z_i}\right) \exp\left(-\frac{x}{Z_i}\right) = p_i(L_n) \exp\left(-\frac{x - L_n}{Z_i}\right) \quad (2.67)$$

Подставив в (2.67), вместо $p_i(L_n)$, выражение (2.55), запишем распределение концентрации дырок, инжектированных в n -область за счет переменного напряжения:

$$p_i(x) = p_n \exp\left(\frac{qU_0}{kT}\right) \exp\left(\frac{qU_1}{kT}\right) \exp(j\omega t) \exp\left(-\frac{x - L_n}{Z_i}\right) \quad (2.68)$$

Учитывая, что инжектированные дырки распространяются по n области p -перехода, в основном, за счет диффузии, найдем плотность диффузионного тока дырок в плоскости $x = L_n$:

$$j_p(L_n) = -qD_p \frac{dp}{dx} \quad (2.69)$$

$$j_p(L_n) = \frac{qp_n D_p}{Z_1} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \quad (2.70)$$

или в более удобном виде:

$$j_p(L_n) = \frac{qp_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t (1 + j\omega \tau)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.71)$$

Разложим в ряд выражение в скобках в уравнении (2.71), это можно сделать при выполнении условия $\omega \ll 1$, т.е. в случае низких частот:

$$(1 + j\omega \tau)^{\frac{1}{2}} \approx (1 + \frac{1}{2}j\omega \tau)$$

и подставим полученное соотношение в (2.71):

$$j_p(L_n) = \frac{qp_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \left(1 + \frac{1}{2}j\omega \tau\right) \quad (2.72)$$

Выражение (2.72) представляет собой плотность переменного дырочного тока протекающего через переход при приложении к нему как постоянного U_0 , так и переменного $U_1 \exp j\omega t$ напряжения. Плотность переменного электронного тока, протекающего через переход, находится аналогично. Для простоты будем считать дырочная составляющая тока намного больше электронной составляющей, т.е. $j_p \gg j_n$. Далее воспользуемся понятием дифференциальной проводимости, т.е. проводимости на переменном сигнале. По определению дифференциальная проводимость это есть отношение изменения переменного тока dj , к вызвавшему его изменению переменного напряжения dU .

$$Y = dj / dU \quad (2.73)$$

Из (2.72), с учетом (2.73), получим выражение для дифференциальной проводимости (на единицу площади) $p - n$ перехода:

$$Y_p(L_n) = \frac{qp_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{q}{kT} \left(1 + \frac{1}{2} j\omega \tau \right) \quad (2.74)$$

Как видно из (2.74), дифференциальная проводимость $p - n$ перехода имеет как активную, так и реактивную составляющие. Причем реактивная составляющая равная:

$$B = \frac{qp_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{q}{2kT} \omega \tau \quad (2.75)$$

имеет емкостной характер. Это означает, что наиболее простая эквивалентная схема $p - n$ перехода может быть представлена в виде параллельного соединения сопротивления R и емкости C .

$$R = \frac{1}{G} = \left(\frac{qp_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{q}{kT} \right)^{-1} \quad (2.76)$$

$$C = \frac{B}{\omega} = \frac{qp_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{q}{2kT} \tau \quad (2.77)$$

Сопротивление R есть сопротивление слоя полупроводника толщиной L_n с концентрацией дырок $p_n \exp(qU/kT)$. Возникновение емкости C , связано с накоплением зарядов - дырок и электронов - в соответствующих областях перехода. Действительно, при приложении к переходу напряжения в прямом направлении высота потенциального барьера между p и n областями понижается и носители заряда диффундируют в области с противоположной концентрацией. Так, дырки из слоя области p , расположенного вблизи границы раздела, диффундируют в n область, а электроны из близ лежащих слоев в n области, диффундируют в область p . Продиффундировавшие носители заряда частично рекомбинируют с основными носителями, однако большая их часть, не успевая рекомбинировать, формирует объемные заряды противоположных знаков. Образование двух слоев зарядов противоположных знаков и является ответственным за наличие емкостных свойств $p - n$ перехода. Образование зарядов в соответ-

ствующих областях обусловлено диффузионными процессами, поэтому емкость перехода при подаче на него прямого напряжения получила название диффузионная емкость. Из (2.76) и (2.77) видно, что величина диффузионной емкости p - n перехода прямо пропорциональна времени жизни не основных носителей заряда τ :

$$C = R^{-1} \frac{\tau}{2} \quad (2.78)$$

При отсутствии рекомбинации, заряд дырок, диффундировавших в n -область p - n перехода, при подаче на него прямого напряжения U может быть выражен так:

$$Q = q \int_0^{\infty} \Delta p dx = qp_n L_p \exp \frac{qU}{kT} \quad (2.79)$$

Выражение для емкости плоского конденсатора: $C = dQ / dU$, здесь

$$\frac{dQ}{dU} = \frac{q^2 p_n L_p}{kT} \exp \frac{qU}{kT} \quad (2.80)$$

подставив (2.80) в выражение для емкости плоского конденсатора и сравнив с выражением (2.77), увидим, что (2.77) отличается от (2.80) множителем 2. Это различие объясняется тем, что в случае диффузионной емкости, диффузионные заряды электронов и дырок не разделены пространственно с зарядами основных носителей и в каждой точке объема частично нейтрализуют друг друга.

При подаче обратного напряжения на p - n переход, высота потенциального барьера ϕ между p и n областями и суммарная ширина слоя объемного заряда L - возрастают. Действительно, при подаче обратного напряжения, под действием сил электрического поля, свободные носители заряда в p и n областях оттесняются от границы раздела в глубь соответствующих областей. Оттеснение подвижных носителей заряда от границы раздела p и n областей приводит к нарушению условия электрической нейтральности и к формированию объемных фиксированных зарядов. При не очень большом различии между концентрациями электронов в n области и дырок в p области объемный заряд создается не скомпенсированными ионизированными примесями. В n -области это положительный заряд ионизированных доноров, в p области - отрицательный заряд ионизированный акцепторов. На рисунке 2.13 показаны энергетические зонные диаграммы p - n перехода при отсутствии внешнего напряжения и при приложении обратного напряжения U . Видно,

что при увеличении обратного напряжения высота потенциального барьера и ширина слоя объемного заряда увеличиваются. Величину объемного заряда в р и в н областях можно выразить через концентрацию электронов n и дырок p и через толщины слоев L_n L_p в н и в р областях. Действительно

$$Q_n = qnL_n, \quad Q_p = -qpL_p \quad (2.81)$$

Учитывая выражение (2.28), толщины слоев L_n и L_p можно выразить через полную толщину L перехода.

$$L_n = L \frac{p}{n+p}, \quad L_p = L \frac{n}{n+p} \quad (2.82)$$

Далее, используя (2.81) и (2.82), получим величины объемных зарядов в каждой из областей перехода:

$$Q_n = qL \frac{np}{n+p}, \quad Q_p = qL \frac{np}{n+p} \quad (2.83)$$

Учитывая, что при изменении напряжения изменяется ширина слоя объемного заряда L, изменение величины заряда dQ можно записать в виде:

$$dQ = q \frac{np}{n+p} dL \quad (2.84)$$

Падение напряжения на переходе, в соответствии с (2.27), запишем так:

$$U = \frac{q}{2\epsilon_0} \frac{np}{n+p} L^2 \quad (2.85)$$

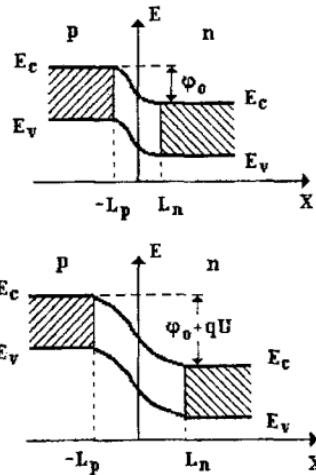


Рис. 2.13. Энергетические диаграммы р-н перехода.

здесь : ϵ - диэлектрическая проницаемость полупроводника, ϵ_0 -электрическая постоянная, и считается, что $qU \gg \phi_0$, т.е. обратное напряжение достаточно большое.

Изменение напряжения на р - п переходе найдем, дифференцируя (2.85) по L, т.е. по толщине перехода:

$$dU = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} \frac{np}{n+p} L dL \quad (2.86)$$

Далее, используя выражение для емкости плоского конденсатора, соотношения (2.84) и (2.86) получим:

$$C = \frac{dQ}{dU} = \frac{\epsilon \epsilon_0}{L} \quad (2.87)$$

Выражение (2.87) показывает, что при подаче обратного напряжения на р - п переход он приобретает емкостные свойства, т.е. ведет себя как плоский конденсатор с толщиной диэлектрика L. Учитывая, что толщина слоя объемного заряда L зависит от величины приложенного напряжения U, (см. выражение 2.28)

$$L = \left(\frac{2\epsilon \epsilon_0 n_n + p_p}{q} (\phi_0 + U) \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.88)$$

емкость р - п перехода можно записать так:

$$C = \epsilon \epsilon_0 S \sqrt{\frac{np}{n+p} \frac{2q}{\phi_0 + U}} \quad (2.89)$$

здесь S - площадь перехода.

Емкость р - п перехода, при подаче на него обратного напряжения, обусловлена увеличением высоты потенциального барьера между р и п областями, поэтому она получила название - барьерная емкость. Следует отметить, что емкость резкого р - п перехода, при подаче на него обратного напряжения смещения, обратно пропорциональна корню квадратному из поданного напряжения (см. выражение 2.89) и определяется величиной концентрации примесей.

В случае плавного перехода, когда концентрация доноров и акцепторов по обе стороны от плоскости $x = 0$ (см. рис. 2.14) возрастают по линейному закону, емкость обратно пропорциональна корню кубическому из напряжения на переходе и определяется величиной градиента концентрации примесей в пределах области объемного заряда. Характерная особенность барьерающей емкости - это зависимость ее от величины приложенного напряжения. Зависимость емкости p - n перехода от величины обратного напряжения используется при изготовлении полупроводниковых конденсаторов переменной емкости - варикапов.

Варикапы - полупроводниковые приборы, основанные на свойстве барьерающей емкости обратно смещенного p - n перехода изменять свою величину при изменении приложенного напряжения. Само слово - варикап - произошло от сокращения двух английских слов - Variabl capacitens - переменная емкость. Как правило, варикапы изготавливаются на основе структур типа p^+ - n - n^+ , т.е. используется сильно легированный слой p -типа проводимости, слабо легированный слой n -типа проводимости и сильно легированный слой n^+ -типа. В таких структурах пробивное напряжение и сопротивление постоянному току определяются слоем n -типа. В качестве омических, не выпрямляющих контактов используются металлические слои из Ti и Ni.

На рисунке 2.15. показана одна из возможных конструкций варикапа, изготовленного по описанной технологии. На рисунке 2.16. приведена вольт-фарадная характеристика одного из промышленных варикапов типа Д901А. Основными параметрами варикапов являются: C_{\max} - максимальная емкость - емкость варикапа при минимальном напряжении смещения; C_{\min} - минимальная емкость - емкость варикапа при максимальном напряжении смещения. Q - добротность варикапа - отношение реактивного сопротивления к полному сопротивлению варикапа при среднем значении напряжения смещения; U_{\max} - максимально допустимое напряжение - максимально допустимое значение напряжения, прикладываемое к варикапу; ТКЕ - температурный коэффициент емкости - относительное изменение емкости варикапа при заданном, фиксированном, напряжении смещения при изменении величины температуры на 1°C .

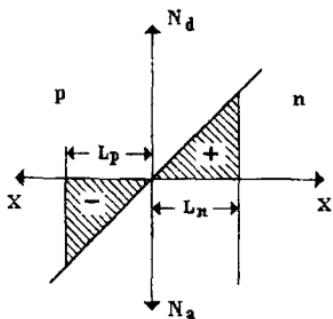


Рис. 2.14. Линейное распределение примеси в p - n переходе.

На рисунке 2.15. показана одна из возможных конструкций варикапа, изготовленного по описанной технологии. На рисунке 2.16. приведена вольт-фарадная характеристика одного из промышленных варикапов типа Д901А. Основными параметрами варикапов являются: C_{\max} - максимальная емкость - емкость варикапа при минимальном напряжении смещения; C_{\min} - минимальная емкость - емкость варикапа при максимальном напряжении смещения. Q - добротность варикапа - отношение реактивного сопротивления к полному сопротивлению варикапа при среднем значении напряжения смещения; U_{\max} - максимально допустимое напряжение - максимально допустимое значение напряжения, прикладываемое к варикапу; ТКЕ - температурный коэффициент емкости - относительное изменение емкости варикапа при заданном, фиксированном, напряжении смещения при изменении величины температуры на 1°C .

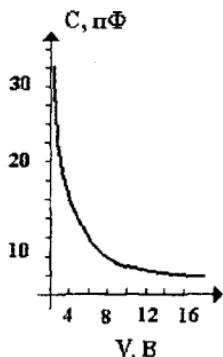


Рис. 2.16.

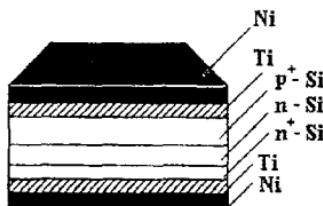


Рис. 2.15. Структура варикапа.

На рисунке 2.17. показан внешний вид некоторых варикапов, выпускаемых промышленностью различных стран.

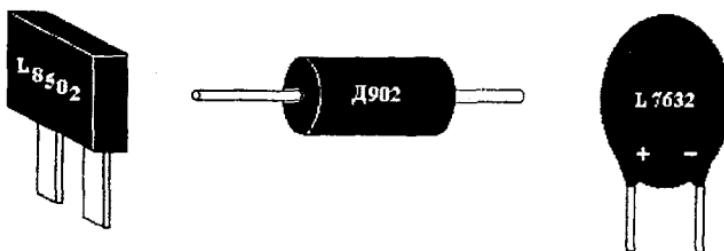


Рис. 2.17. Внешний вид некоторых промышленных варикапов.

Варакторы. Не линейная зависимость емкости р - п перехода от величины приложенного напряжения смещения используется еще в одном типе диодов, получивших название - варакторы. Рассмотрим основные принципы работы этих приборов. При рассмотрении вольт фарадных зависимостей р - п перехода предполагалось, что распределение концентрации легирующих примесей по толщине перехода не зависит от координаты, т.е. $N(x) = \text{const}$. В этом случае зависимость барьера емкости от величины приложенного напряжения описывалась квадратичной функцией (см. выражение 2.89). В случае линейного закона распределения концентрации примеси по толщине перехода зависимость барьера емкости от напряжения описывалась кубической функцией. Рассмотрим эти зависимости в более общем виде. Пусть имеется р - п переход с произвольным распре-

делением примеси $N(x) = N_0 x^n$ по толщине области объемного заряда. Одномерное уравнение Пуассона для этого случая записывается так:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{qN(x)}{\epsilon\epsilon_0} \quad (2.90)$$

тогда $n = 0$ - соответствует однородному распределению примеси и резкому переходу, $n = 1$ соответствует линейному увеличению примеси и плавному переходу. При $n < 0$ градиент концентрации примеси очень большой, что соответствует сверх резкому переходу. Такой профиль концентрации примеси получают при помощи ионного легирования или при использовании процессов эпитаксиального выращивания.

Решение уравнения (2.90) позволяет получить следующее выражение для барьерной емкости сверх резкого перехода:

$$C = \frac{dQ}{dU} = \left[\frac{qN_0(\epsilon\epsilon_0)^{n+1}}{(n+2)U} \right]^{\frac{1}{n+2}} = A(U)^{-s} \quad (2.91)$$

здесь: A - постоянная величина, $s = 1/n+2$. При подаче переменного напряжения к сверх резкому p-n переходу, через него протекает переменный ток. Мгновенное значение тока через барьерную емкость p - n перехода определяется из выражения:

$$i(t) = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dU} \frac{dU}{dt} = C(t) \frac{dU}{dt} \quad (2.92)$$

где $C(t)$ - значение барьерной емкости, соответствующее мгновенному (в данный момент времени) значению напряжения $U(t)$. Примем, что приложенное напряжение полностью падает на p - n переходе, т.е. можно пренебречь влиянием последовательного сопротивления базы диода и сопротивлением омических контактов.

Пусть к диоду одновременно приложено постоянное напряжение U_{∞} и переменное напряжение $U(t)$. Тогда мгновенное значение барьерной емкости определяется из выражения:

$$C(t) = C_{\infty} + \frac{dC}{dU} U_{\infty} + \frac{1}{2} \frac{d^2C}{dU^2} U_{\infty}^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3C}{dU^3} U_{\infty}^3 + \dots \quad (2.93)$$

Выражение (2.92), для тока протекающего через барьерную емкость с учетом выражения (2.93) принимает вид:

$$i(t) = \left(C_0 + \frac{dC}{dU} U_{\approx} + \frac{1}{2} \frac{d^2C}{dU^2} U_{\approx}^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3C}{dU^3} U_{\approx}^3 + \dots \right) \frac{dU_{\approx}}{dt} \quad (2.94)$$

Рассмотрим случай, когда переменное напряжение U_{\approx} является гармоническим напряжением

$$U_{\approx}(t) = U_1 \sin \omega_1 t \quad (2.95)$$

Причем амплитуда переменного напряжения много меньше величины постоянного напряжения приложенного к р-п переходу, т.е. $U_1 \ll U_0$.

Подставив (2.95) в (2.94) и ограничиваясь первыми тремя членами ряда, получим следующее выражение для величины тока протекающего через барьерную емкость:

$$\begin{aligned} i(t) &= \omega_1 t C_0 U_1 \cos \omega_1 t + \frac{1}{2} \frac{dC}{dU} \omega_1 U_1^2 \cos 2\omega_1 t + \\ &+ \frac{1}{8} \frac{d^2C}{dU^2} \omega_1 U_1^3 (\cos \omega_1 t - \cos 3\omega_1 t) + \dots \end{aligned} \quad (2.96)$$

Из выражения (2.96) следует, что вследствие нелинейности барьерной емкости, при действии синусоидального напряжения на р-п переход, появляются высшие гармоники емкостного тока. На рисунке 2.18. показано действие переменного напряжения, достаточно большой амплитуды, на нелинейную емкость р-п перехода. Из рисунка видно, что за счет нелинейности вольт-фарадной характеристики перехода выходное напряжение $U_{\text{вых}}$ отличается от входного U и является не синусоидальным. Одним из характеристических параметров вариктора является его чувствительность:

$$S = -\frac{dC}{C} \frac{U}{dU} = \frac{1}{n+2} \quad (2.97)$$

Из соотношения (2.97) видно: чем больше величина S , тем больше изменение емкости C под действием приложенного переменного напряжения U . Для переходов с равномерным распределением легирующей приме-

си $n = 0$ и $S = 1/2$.

Для переходов с линейным распределением примеси $n = 1$ и $S = 1/3$. Для сверх резких переходов $n = -1$ и $S = 1$, $n = -3/2$ и $S = 2$. Видно, что сверх резкий переход имеет большую чувствительность к изменению емкости при изменении напряжения. По своей структуре варакторы мало чем отличаются от структуры варикапов (см. рис 2.15). Высокоомный p -слой расположен между низкоомными слоями p^+ и n^+ проводимости. Приложении напряжения, на начальном участке фолт фарадной характеристики, емкость варактора резко уменьшается, т.к. запирающий слой расположен в высокоомной n -области. С ростом приложенного напряжения, расширяется область объемного заряда. Как только область объе-

много заряда достигнет сильно легированного n^+ -слоя, изменение емкости с увеличением напряжения практически прекращается. При этом на вольт фарадной характеристике наблюдается достаточно резкий перегиб. В качестве рабочей области варактора, как правило, используется та область вольт фарадной характеристики, которая имеет наибольшее изменение емкости при малых изменениях напряжения. В качестве примера приведем данные о варакторе американского производства типа (L 8505). Этот варактор работает на частотах до 90 Гц, развивая выходную мощность до 10 Вт. По второй гармонике этот варактор обладает коэффициентом

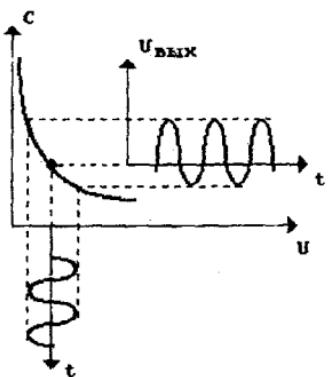


Рис. 2.18. Принцип работы варактора.

полезного действия равным 60%. Пробивное напряжение составляет 180 В.

2.5. Пробой p - n перехода. Стабилитроны.

Стабилитронами называются полупроводниковые диоды, на вольтамперной характеристике которых, имеется участок со слабой зависимостью напряжения от величины протекающего тока. (Рис.2.19). При наличии такого участка, напряжение приложенное к диоду, остается постоянным при значительном изменении тока протекающего через диод. Как правило, участок со слабой зависимостью $U(I)$ имеется в области больших обратных напряжений приложенных к диоду. Ответственными за появление такого участка являются физические механизмы пробоя p - n перехода. Существует три основных механизма электрического пробоя. Это лавинный, те-

пловой и тунельный пробой. На рисунке 2.19 на обратной ветви вольтамперной характеристики диода показаны соответствующие участки пробоя. Участок 1 - соответствует лавинному, участок - 2 - тепловому, а участок 3 - тунельному пробою. I_0 - обратный ток диода при малых обратных напряжениях. Рассмотрим механизмы пробоя более подробно. **Лавинный пробой.** При увеличении обратного напряжения приложенного к диоду возрастает напряженность электрического поля в области $p-n$ -перехода, при этом, носители заряда находящиеся в полупроводнике, под действием сил электрического поля приобретают дополнительную энергию. Если ширина области объемного заряда $p-n$ -перехода d много больше длины свободного пробега l ($d \gg l$) то, носители заряда за время свободного пробега между двумя последовательными соударениями приобретают кинетическую энергию достаточную для ионизации атомов кристаллической решетки и разрыва валентных связей. При такой ионизации вновь образуемая пара носителей (электрон и дырка), ускоряясь в сильном электрическом поле, сама принимает участие в дальнейшей ионизации.

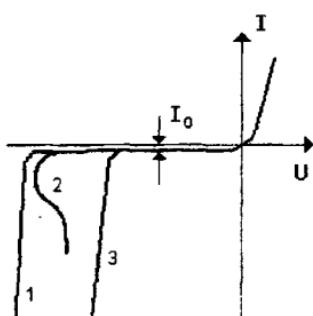


Рис. 2.19. Вольтамперная характеристика диода.

Это приводит к росту числа свободных носителей заряда и, следовательно, к увеличению тока протекающего через $p-n$ -переход. Резкое увеличение обратного тока $p-n$ -перехода, обусловленное лавинным умножением носителей заряда, получило название: лавинный пробой $p-n$ -перехода. Явление лавинного пробоя $p-n$ -перехода наиболее часто используется при изготовлении стабилитронов - полупроводниковых приборов предназначенных для стабилизации напряжения.

Тунельный пробой. Если ширина области объемного заряда меньше длины

свободного пробега ($d \ll l$), носители заряда, за время свободного пробега, не успевают приобрести энергию достаточную для ионизации. В таких переходах имеет место тунельный пробой. Этот эффект заключается в том, что частица, имеющая кинетическую энергию, меньшую высоты потенциального барьера, может преодолеть его, если с обеих сторон барьера имеются разрешенные энергетические уровни. Как известно из квантовой механики, вероятность тунельного похождения частицы через барьер тем больше, тем меньше ширина барьера. С точки зрения физики $p-n$ -перехода это означает, что тунельный пробой будет иметь место в узкозонных, сильно легированных полупроводниках. Протекание тока при тунельном механизме пробоя показано на рис. 2.20. Если величина обрат-

ногого напряжения такова, что дно зоны проводимости n -области опустилось намного ниже потолка валентной зоны p -области (см. рис.2.18), электроны из валентной зоны p -области тунелируют через запрещенную зону полупроводника ($E_c - E_v$) на свободные энергетические уровни локализованные в зоне проводимости n -области. В диодах, изготовленных на основе Si или Ge, тунельный пробой обычно наблюдается при напряжениях пробоя меньших $4E_g / q$. Если в таких диодах пробой начинается при напряжениях пробоя больших чем $6E_g / q$ - (где $E_g = E_c - E_v$ - ширина запрещенной зоны полупроводника), то механизм пробоя в этих диодах обусловлен, в основном, лавинным размножением носителей заряда обоих знаков.

Тепловой пробой. Механизм теплового пробоя заключается в том, что при прохождении тока в $p-p$ переходе выделяется определенное количество теплоты. Если это количество теплоты превышает количество теплоты отводимое от $p-p$ перехода, то температура перехода начинает повышаться. Повышение температуры приводит к повышению скорости тепловой генерации и к увеличению концентрации носителей заряда в разрешенных зонах и, следовательно, к росту обратного тока, что еще больше увеличит количество выделяемой теплоты и концентрацию носителей заряда. Этот процесс может привести к тепловому пробою. Из-за наличия связи между температурой $p-p$ перехода и величиной обратного тока, вольт-амперная характеристика диода, при условии теплового пробоя, имеет участок отрицательного дифференциального сопротивления (участок 2 на рис. 2.19). На этом участке падение напряжения на диоде уменьшается с ростом тока. Следует отметить, что обратные токи в $p-p$ переходах достаточно малы, и сам по себе тепловой пробой обычно не наблюдается. Как правило, он является следствием лавинного или тунельного пробоя, которые и приводят к резкому увеличению тока. Термовой пробой,

, в отличии от лавинного и тунельного, приводит к необратимым изменениям в структуре полупроводника и $p-p$ переход - может быть разрушен. Установим аналитическую зависимость между параметрами полупроводникового материала и величиной напряжения пробоя. Для этого рассмотрим (рис. 2.21) энергетическую зонную диаграмму не симмет-

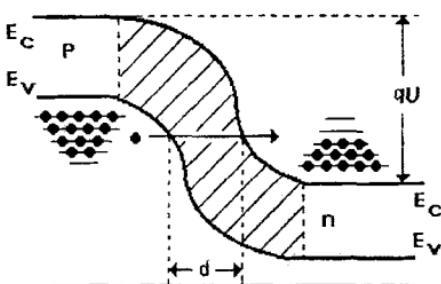


Рис. 2.20 . Прохождение тока при тунельном механизме пробоя.

ричного p^+ - n перехода на который подано обратное напряжение соответствующее пробою. Здесь x отсчитывается от границы слоя объемного заряда в области. При условии $p_p \gg n_n$ можно считать, что объемный заряд распространяется только в области p и тепловая генерация происходит только в этой области, т. е. дырочный ток на границе этой p области, при

$x = 0$, $j_p(0) = j_s$ где j_s - ток дырок входящий в p область со стороны области электрической нейтральности. А электронный ток j_n на границе p -области, при $x = L$ можно считать равным нулю. При больших запирающих напряжениях, когда в p - n переходе происходит генерация пар, через него протекают как электронный j_n , так и дырочный j_p токи. Рассчитаем эти токи. В области p рассматриваемого p - n перехода выделим слой толщиной dx . Через единицу поверхности этого слоя за 1 сек проходят n электронов и p дырок:

$$n = \frac{j_n}{e\mu_n E}; \quad p = \frac{j_p}{e\mu_p E}$$

здесь μ_n и μ_p подвижность электронов и дырок соответственно; E - напряженность электрического поля.

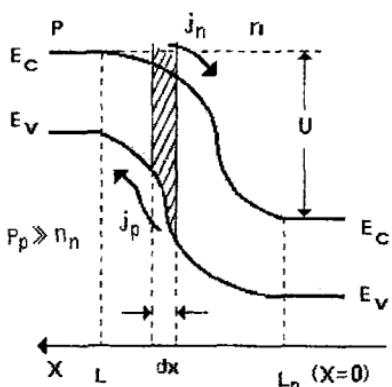


Рис. 2.21. Энергетическая диаграмма

p - n перехода.

Каждый из этих носителей заряда генерирует αdx пар. Здесь α есть скорость ионизации т.е. относительное увеличение концентрации электронов или дырок на единицу длины.

$$\alpha_n = \frac{1}{n} \frac{dn}{dx}$$

$$\alpha_p = \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} \quad (2.98)$$

Общее число пар носителей заряда генерированных за

1 сек можно записать так:

$$gd\chi = \left(\frac{j_n}{e\mu_n E} + \frac{j_p}{e\mu_p E} \right) adx = \frac{\alpha j}{e\mu E} dx \quad (2.99)$$

При выводе соотношения (2.99) принималось что $\mu_n = \mu_p$ и $J = J_n + J_p$. Теперь воспользуемся уравнением непрерывности, причем будем использовать уравнение непрерывности для дырок, т.к. рассматривается в области $p - n$ перехода, не основными носителями в которой являются дырки

$$\frac{dp}{dt} = g + \frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{dx} - \frac{p - p_o}{\tau_p} \quad (2.100)$$

Согласно этому уравнению, в стационарном режиме $\frac{dp}{dt} = 0$, в отсутствии рекомбинации $\frac{p - p_o}{\tau_p} = 0$, увеличение тока на участке dx равно числу пар генерированных в этом слое:

$$\frac{\partial j_n}{dx} = - \frac{\partial j_p}{dx} = -eg \quad (2.101)$$

или учитывая соотношение (2.99), согласно которому: $g = \frac{\alpha j}{e\mu E}$, получим выражение описывающее изменение тока на участке dx :

$$\frac{\partial j_p}{dx} = \frac{\alpha j}{e\mu E} \quad (2.102)$$

При этом дырочный ток j_p растет по мере удаления от n области, а электронный ток растет по мере приближения к ней. Полный ток при этом остается постоянным. Интегрируя (2.102) по всей толщине области n , получим

$$j_p(x) = j_s + \frac{j}{e\mu E} \int_0^x \alpha dx \quad (2.103)$$

здесь j_s - постоянная интегрирования. Физический смысл этой постоянной - начальная величина дырочного тока входящего в область n со стороны области электрической нейтральности т.е. при $x = 0$. Так как при $x = L$ дырочная составляющая тока равна полному току $j_p(L) = j$, то уравнение (2.103) можно записать в следующем виде:

$$j \left(1 - \frac{1}{e\mu E} \int_0^L \alpha dx \right) = j_s \quad (2.104)$$

Используя понятие коэффициента размножения M , которой показывает сколько пар носителей заряда создает одна входящая дырка и имеет вид:

$$M = \frac{j}{j_s}$$

Соотношение (2.104) запишем в виде:

$$1 - \frac{1}{M} = \frac{1}{e\mu E} \int_0^L \alpha dx \quad (2.105)$$

В сильных электрических полях когда каждая дырка генерирует одну пару, а каждый электрон из этой пары создает новую пару и т.д., ток протекающий через р - п переход неограниченно возрастает т.е. $M \rightarrow \infty$ и наступает пробой. Из (2.105) следует, что условием пробоя $M = \infty$ является:

$$1 = \frac{1}{e\mu E} \int_0^L \alpha dx \quad (2.106)$$

Это уравнение получило название - уравнение лавинного пробоя. Величина L входящая в уравнение (2.106) зависит от концентрации но-сителей заряда в р и п областях р - п перехода и от величины приложен-ного напряжения:

$$L = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 u(n+p)}{enp}} \quad (2.107)$$

где: ϵ - диэлектрическая проницаемость материала полупроводника, ϵ_0 - электрическая постоянная, равная $8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м, e - заряд электрона равный $1,62 \cdot 10^{-19}$ К. Используя зависимость величины напряженности электрического поля в р - п переходе от приложенного напряжения U , $E = E(U)$, экспериментальные данные о концентрации носителей заряда в р и п областях перехода, при помоши выражения (2.107) можно решить уравнение лавинного пробоя (2.106), что дает возможность установить аналитическую зависимость между значениями величин приложенного напряжения и параметрами полупроводника. Величина $\alpha = \alpha(E)$, является функцией

напряженности электрического поля. Строго говоря, скорость ионизации описывается следующим, более общим выражением:

$$\alpha = \alpha(E) = \alpha_n(E) + \alpha_p(E)$$

однако практически во всех случаях принимается, что $\alpha_n(E) = \alpha_p(E)$. Зависимости $\alpha(E)$ для электронов и для дырок в Si приведены на рисунке 2.22. На начальном участке лавинного пробоя (см. переход от горизонтального участка к вертикальному участку на рис. 2.19) - весь ток переносится кратковременными импульсами, имеющими различные длительности и скважности. Это микроплазменный пробой. Микроплазменный лавинный пробой возникает в областях дислокаций локализованных в p-n переходе. Наличие дислокаций приводит к накоплению зарядов. В результате чего происходит локальное увеличение напряженности электрического поля и лавина в этом месте возникает раньше чем в остальной части p-n перехода. Следует отметить, что даже если область p-n перехода не содержит каких либо дислокаций, лавинный пробой может быть не однородным по площади перехода из-за статистических флуктуаций распределения легирующей примеси по толщине полупроводника.

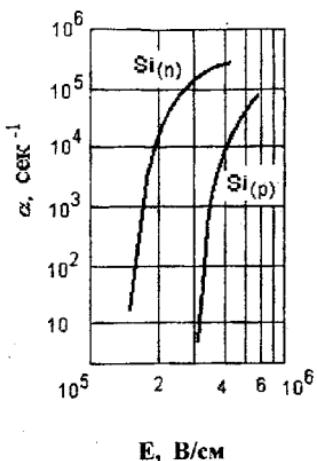


Рис. 2.22. Полевые зависимости параметра α .

Основные параметры стабилитронов. Основными параметрами стабилитронов являются: U_{ct} - номинальное значение напряжения стабилизации; I_{ct} - номинальный ток стабилизации, I_{min} - минимальный ток стабилизации; I_{max} - максимальный ток стабилизации; R_d -дифференциальное сопротивление; ТКН - температурный коэффициент напряжения. P_{max} - максимально допустимая мощность. Номинальный ток стабилизации определяется при помощи соотношения:

$$I_{ct} = \frac{I_{max} - I_{min}}{2}$$

где I_{min} - наименьший ток, при котором пробой является устойчивым, I_{max} - максимально допустимый ток стабилизации, величина этого тока определяется допустимой мощностью рассеяния. Методика определения номинального, максимального и минимального тока, а также напряжения

стабилизации показана на рисунке 2.23. Дифференциальное сопротивление R_d - характеризует наклон вольтамперной характеристики стабилитрана в области пробоя, т.е. показывает степень стабилизации. В идеальном случае $R_d = 0$ и изменения тока протекающего через стабилитрон не приведут к изменению напряжения на нем. Температурный коэффициент напряжения стабилизации (ТКН) показывает величину изменения напряжения стабилизации при изменении температуры. В слаболегированных полупроводниках длина свободного пробега определяется столкновениями носителей с кристаллической решеткой. При увеличении температуры длина свободного пробега уменьшается. Что бы при меньшей длине свободного пробега носитель приобрел энергию достаточную для ионизации валентных связей, напряженность электрического поля, в области р-п перехода, должна иметь большую величину. Значит, величина напряжения пробоя будет возрастать с увеличением температуры. В сильно легированных полупроводниках длина свободного пробега определяется рассеянием носителей на заряде ионизированных атомах примесей. Поэтому здесь температурная зависимость пробивного напряжения, в первую очередь, определяется температурной зависимостью ширины запрещенной зоны. С повышением температуры ширина запрещенной зоны уменьшается, вероятность туннелирования возрастает и пробивное напряжение уменьшается. Температурная зависимость пробивного напряжения обычно используется для определения механизма пробоя. Температурный коэффициент напряжения стабилизации измеряется в % / град и определяется при помощи следующего соотношения:

$$TKH = \frac{du}{dT} \frac{1}{u} \cdot 100 \% / \text{град}$$

где u - напряжение стабилизации; du - изменение напряжения стабилизации с изменением температуры; dT - изменение температуры. Температурные изменения напряжения стабилизации можно компенсировать

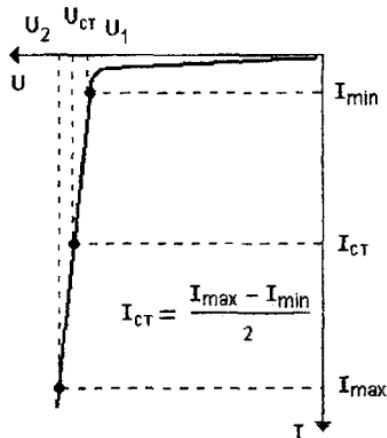


Рис. 2.23. Определение напряжения стабилизации.

несколькими способами. Один из таких способов заключается в следующем. Известно, что прямое падение напряжения на р - п переходе линейно уменьшается при увеличении температуры (см. рис. 2.24). Если последовательно со стабилитроном, имеющим положительный ТКН, и работающим при обратном напряжении смещения, включить диод в прямом направлении, то увеличение напряжения стабилизации, при увеличении температуры, будет компенсироваться уменьшением падения напряжения на прямо смещенном диоде. Такой способ компенсации используется в стабилитронах типа Д818. В этих стабилитронах последовательно с основным, обратно смещенным диодом, включены два прямо смещенных, компенсирующих р - п перехода. Величина ТКН у подобного типа стабилитронов равна 0.001 % / град. Для повышения до-

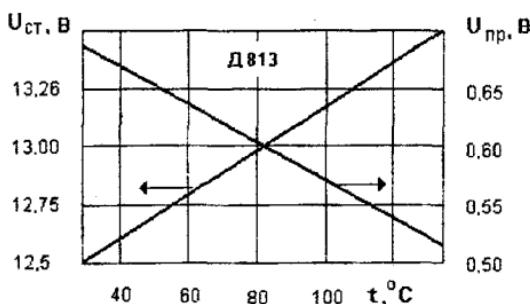


Рис. 2.24. Зависимость напряжения стабилизации и прямого падения напряжения от температуры для стабилитрона Д 813.

пустимой мощности рассеяния и улучшения теплового режима работы стабилитронов, полупроводниковый кристалл с р - п переходом размещают на металлическом основании корпуса, которое служит в качестве радиатора - теплоотвода (см. рис. 2.25). Эти основания изготавливаются из алюминия или из меди т.е. используются металлы с большой теплопроводностью. Тепловое сопротивление основания подбираются таким образом, чтобы обеспечить наибольшую теплопередачу от полупроводникового кристалла к корпусу диода и от корпуса к окружающей среде. При любой возможной температуре окружающей среды температура р-п перехода диода не должна превышать максимально допустимой температуры для этой конструкции стабилитрона. Стабилитроны средней и большой мощности при работе устанавливаются на дополнительные теплоотводящие радиаторы. На рисунке 2.25 показана конструкция мало-мощного стабилитрона изготовленного в металлическом корпусе. Здесь 1 - кристалл с р - п переходом, (в качестве исходного полупроводника слу-

жит пластина кремния p - типа проводимости, с удельным сопротивлением $0,025 - 0,12$ ом см, с акцепторной примесью аллюминия), 2 - внутренний вывод, 3 - металлическое основание, служащее теплоотводом, 4 - герметизированный корпус, 5 - стеклянный изолятор, 6 - 7 - внешние выводы. Такую конструкцию имеют стабилитроны типа Д808, Д813, Д814, Д818 и некоторые другие. В последнее время при изготовлении стабилитронов широко используется герметизация при помощи оксидных стекол и пластмасс.

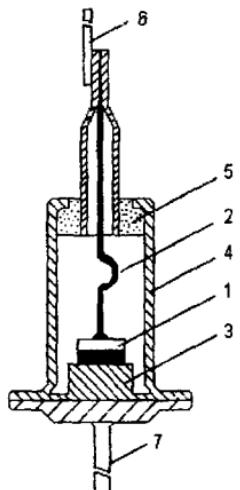


Рис. 2.25. Конструкция стабилитрона с металлической герметизацией.

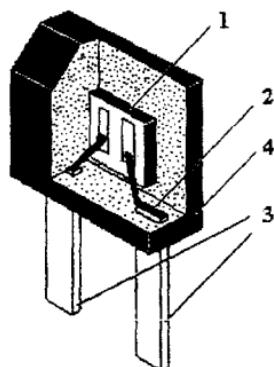


Рис. 2.26. Конструкция стабилитрона с пластмассовой герметизацией.

На рисунке 2.26 показана конструкция стабилитрона имеющего пластмассовый корпус. Здесь 1 - кристалл с p - p переходом, 2 - внутренние выводы, 3 - внешние выводы, 4 - пластмассовый корпус. Такую конструкцию имеют стабилитроны типа КС175.

Предельной рабочей температурой для большинства кремниевых стабилитронов является температура $+120^{\circ}\text{C}$. Диапазон рабочих температур лежит в пределах $-50 +100^{\circ}\text{C}$. Стабилитроны изготовленные на основе широкозонных полупроводников (GaP , GaAs) могут работать при температурах достигающих $250 - 300^{\circ}\text{C}$.

В таблице 3 приведены основные характеристики наиболее часто встречающихся маломощных стабилитронов, изготовленных на основе кристаллического германия и кремния.

Таблица 3

Тип стабилитрона	U ст, В	I max, мА	I min, мА	Rd, Ом	ТКН, %/град	Pmax, мВт
Д808	7-8,5	33	1	6	+ 0,07	280
Д811	10-12	23	2	15	+ 0,06	280
Д813	11,5-14	20	1	18	+ 0,1	280
Д814 А	7-8,5	40	2	6	+0,07	340
Д814 Б	8-9,5	36	1	10	+0,08	340
Д814Д	11,5-14	24	2	18	+0,095	340
КС133А	3,3	81	3	65	-0,1	300
КС139А	3,9	70	3	60	-0,12	300
КС147А	4,7	58	3	56	-0,08	300
КС156А	5,6	55	3	46	-0,05	300
КС168А	6,8	45	3	28	+0,06	300
КС175А	7,5	18	3	20	+0,06	300
КС175Ж	7,5	17	3	16	+0,04	150
КС182А	8,2	15	4	14	+0,07	125
КС191А	9,1	15	3	18	+0,08	150
КС210Б	10,0	14	3	22	+0,07	150
КС212Ж	10,8	12	0,5	13	+0,09	125

На рисунке 12. показан внешний вид наиболее широко распространенных стабилитронов малой мощности, выпускаемых промышленностью разных стран.

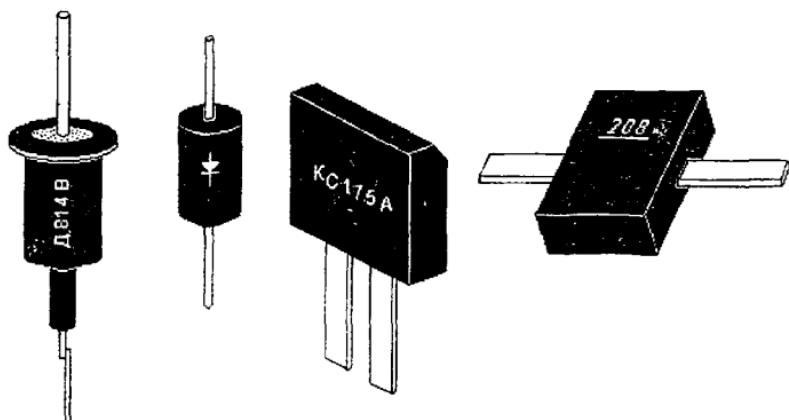


Рис. 2.27. Внешний вид некоторых стабилитронов.

2.6. Тунельные диоды

Среди большого разнообразия полупроводниковых приборов особое место занимают приборы, работа которых основана на тунельном эффекте. Понятие «тунельный эффект» означает способность электрона проникать сквозь потенциальный барьер без потери энергии. Рассмотрим вероятность прохождения электрона через потенциальный барьер прямоугольной формы. Предположим, что энергия электрона E меньше высоты потенциального барьера U_0 . Пусть электрон движется в положительном направлении, вдоль оси x (рис.2.28). Волны Де Броиля, соответствующие движению электрона в положительном направлении (1), частично отражаются от барьера (2), а частично пройдут через него (3) и будут распространяться по области $x > a$. Для нахождения вероятности прохождения электрона сквозь потенциальный барьер, нужно найти его волновые функции в каждой из трех областей $x < 0$, $0 < x < a$ и $x > a$, а затем “сшить” их на границах потенциального барьера, т. е. приравнять как сами волновые функции, так и их производные. Для нахождения волновых функций используется уравнение Шредингера:

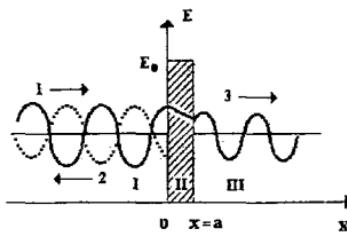


Рис. 2.28. Туннельное прохождение частицы сквозь потенциальный барьер.

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d\Psi^2}{dx} + U(x)\Psi(x) = E\Psi(x) \quad (2.108)$$

Решение уравнения Шредингера для каждой из трех рассматриваемых областей имеет вид:

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= A_1 \exp(jkx) + B_1 \exp(-jkx) & x < 0, \\ \Psi_2 &= A_2 \exp(-\theta x) + B_2 \exp(\theta x) & 0 < x < a \\ \Psi_3 &= A_3 \exp[jk(x-a)] + B_3 \exp[-jk(x-a)] & x > a, \end{aligned} \quad (2.109)$$

Здесь $A_1, A_2, A_3, B_1, B_2, B_3$ - постоянные коэффициенты, величины,

$A_1 \exp(jkx)$ и $B_1 \exp(-jkx)$ характеризуют падающую и отраженную волны соответственно, величина $A_3 \exp[jk(x-a)]$ характеризует прошедшую волну, а величина $B_3 \exp[-jk(x-a)]$ - описывает отраженную волну, идущую из бесконечности (в нашем случае $B_3 = 0$), $\theta = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}}(U-E)$, $k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$, m - масса покоя электрона.

Для количественной характеристики величины туннельного эффекта вводится понятие коэффициента прозрачности потенциального барьера, под которым понимается модуль отношения плотности потока электронов, прошедших через барьер к плотности потока падающих электронов:

$$D = \left| \frac{I_{\text{пр}}}{I_{\text{пад}}} \right| \quad (2.110)$$

Для определения потоков электронов воспользуемся соотношением

$$I = \frac{j\hbar q}{2m} \left(\frac{\partial \Psi^*}{\partial x} \Psi + \Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) \quad (2.111)$$

здесь Ψ^* - положительно сопряженная величина. Подставив (2.109) в (2.111) получим:

$$D = \left| \frac{A_3}{A_1} \right|^2 \quad (2.112)$$

или в более удобном виде:

$$D = \left| \frac{A_3}{A_1} \right|^2 = \frac{16n^2}{(1+n^2)^2} \exp(2a\theta), \text{ здесь } n = \frac{k}{\theta} = \sqrt{\frac{E}{E-E_0}} \quad (2.113)$$

Далее, введя величину $D_0 = \frac{16n^2}{(1+n^2)^2}$, из (2.113) получим выражение для прозрачности потенциального барьера:

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)}\right) \quad (2.114)$$

Выражение (2.114) показывает, что при определенных условиях электрон может преодолевать потенциальный барьер без потери энергии. Приме-

нительно к р - п переходу это означает следующее. Если к р - п переходу приложено внешнее электрическое поле, то имеется вероятность перехода электрона с энергетического уровня в валентной зоне на свободный энергетический уровень в зоне проводимости, обладающий той же энергией. На этом и основан принцип работы тунNELьных диодов. В отличие от обычных полупроводниковых диодов, при изготовлении тунNELьных диодов используется полупроводники с очень большим содержанием примесей (10^{18} - 10^{20} см $^{-3}$). Наличие примесей с такой концентрацией, как в р, так и в п - областях, приводит к расщеплению примесных уровней и к образованию примесных зон энергий. При этом уровни Ферми, как в р, так и в п - областях, располагаются в разрешенных энергетических зонах, т. е. полупроводник становится вырожденным. Энергетическая зонная диаграмма тунNELьного диода, находящегося в состоянии термодинамического равновесия, приведена на рисунке 2.29. Из приведенного рисунка видно, что уровень Ферми, как в р, так и в п областях, расположен в разрешенных зонах. При этом дно зоны проводимости п - области оказывается ниже потолка валентной зоны р - области. Другими словами имеет место перекрытие разрешенных зон энергий. Для того чтобы, электроны могли тунNELировать сквозь барьер, необходимо, чтобы против занятого электроном состояния по одну сторону

барьера имелось свободное состояние по другую сторону барьера. В случае наличия перекрытия разрешенных энергетических зон, это условие выполняется. Процесс тунNELирования может быть прямым и не прямым. Случай прямого тунNELирования показан на рисунке 3.30. На этом рисунке структура зон полупроводникового материала, изображенная в импульсном пространстве Е (k), совмещена с энергетической диаграммой

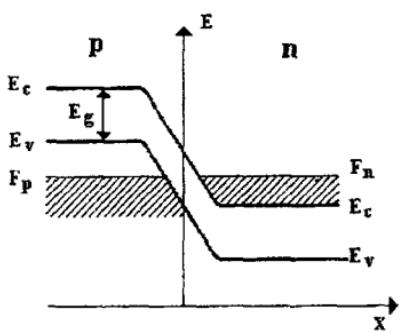


Рис. 2.29. Энергетическая диаграмма тунNELьного диода в состоянии термодинамического равновесия.

тунNELьного диода, изображенной в координатном (геометрическом) пространстве Е (x). Видно что, в полупроводнике с такой зонной структурой, электроны могут тунNELировать из области минимума зоны проводимости в область максимума валентной зоны, не изменяя величины импульса. Другими словами, для того чтобы имело место прямое тунNELирование, необходимо выполнение условия совпадения дна зоны проводимости и по-

толка валентной зоны в импульсном пространстве. Это условие выполняется для таких полупроводников как GaAs и GaSb. При отсутствии внешнего напряжения, в состоянии термодинамического равновесия, через диод (см. рис. 3.29) слева на право, из валентной зоны р - области на свободные состояния зоны проводимости п - области, протекает поток, обусловленный валентными электронами. Справа налево, из зоны проводимости п - области на свободные состояния валентной зоны р - области, протекает поток, обусловленный электронами зоны проводимости. Эти потоки, в каждый момент времени, уравновешивают друг друга и результатирующий ток равен нулю. При подаче на диод прямого напряжения, происходит сближение границ энергетических зон и смещение их относительно друг друга. Вероятность туннельного перехода электронов справа налево, т.е. из зоны проводимости области п в валентную зону области р возрастает, а вероятность туннельного перехода слева на право, т.е. из валентной зоны области р в зону проводимости области п, падает. Это обусловлено тем, что при смещении энергетических зон друг относительно друга, уменьшается число занятых состояний в валентной зоне области р, с которых электроны могут перейти в зону проводимости области п. Равенство электронных потоков нарушается и через диод начинает протекать ток.

На рисунке 3.31 показано взаимное расположение энергетических зон туннельного диода и его вольтамперная характеристика. Отсутствие напряжения на диоде соответствует зонной диаграмме 3.31 (а). При дальнейшем увеличении прямого напряжения смещения дно зоны проводимости п области смещается вверх. Взаимное перекрытие заполненных энергетических уровней в п области и свободных энергетических уровнях в р области увеличивается, что приводит к росту вероятности туннельных переходов из п в р область и к уменьшению вероятности туннельных переходов из р в п область. В результате, суммарный электронный ток, из п в р область - возрастает (см. рис. 3.31. б). Дальнейший рост прямого напряжения смещения приводит к тому что, туннельный ток, возрастаая, достигает своего максимального значения (см. рис. 3.31. в).

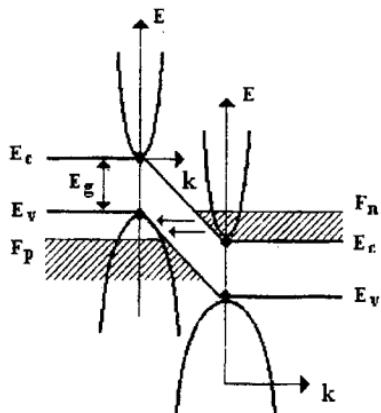


Рис. 3.30. Механизм прямого туннелирования.

Максимальное значение туннельного тока соответствует наибольшему значению взаимного перекрытия заполненных энергетических уровней в p области и свободных энергетических уровней в p области. Если приложенное прямое напряжение еще возрастает, то область взаимного перекрытия зон уменьшается, и туннельный ток через диод начинает падать (см. рис. 3.31.г). Дальнейший рост прямого напряжения приводит к такому смещению энергетических зон, что заполненные энергетические уровни в p области и свободные энергетические уровни в p области больше не перекрываются и туннельный ток уменьшается до нуля (см. рис. 3.31.д). Дальнейший рост прямого напряжения смещения приводит к тому, что туннельный ток, возрастаая, достигает своего максимального значения (см. рис. 3.31. в). Максимальное значение туннельного тока соответствует наибольшему значению взаимного перекрытия заполненных энергетических уровней в p области и свободных энергетических уровней в p области. Если приложенное прямое напряжение еще возрастает, то область взаим-

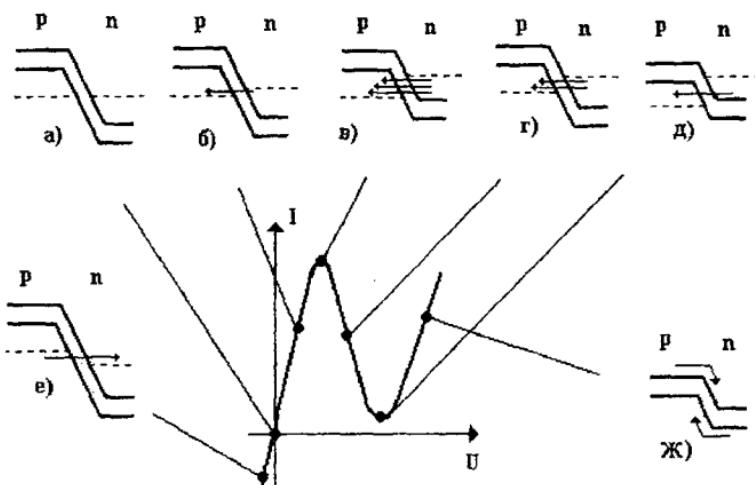


Рис. 3.31. Формирование вольтамперной характеристики туннельного диода.

ногого перекрытия зон уменьшается, и туннельный ток через диод начинает падать (см. рис. 3.31. г). Дальнейший рост прямого напряжения приводит к такому смещению энергетических зон, что заполненные энергетические уровни в p области и свободные энергетические уровни в p области больше не перекрываются и туннельный ток уменьшается до нуля (см. рис. 3.31. д). Дальнейший рост прямого напряжения смещения приводит к тому, что туннельный ток, возрастаая, достигает своего максимального значения (см. рис. 3.31. в). Максимальное значение туннельного тока соответствует наибольшему значению взаимного перекрытия заполненных энергетических уровней в p области и свободных энергетических уровней в p области. Если приложенное прямое напряжение еще возрастает, то область взаим-

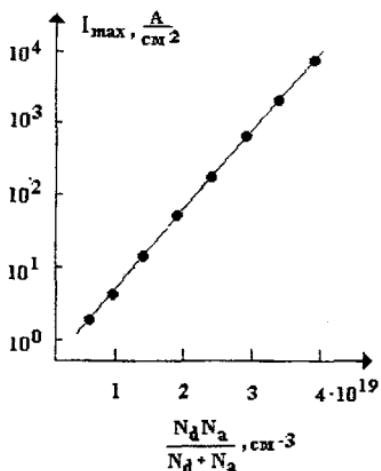


Рис. 3.32. Зависимость максимального туннельного тока диода от эффективной концентрации примеси.

области р получает возможность переходить в зону проводимости области п. Как уже говорилось, для увеличения вероятности туннелирования и, следовательно, для увеличения туннельного тока, туннельные диоды изготавливаются из сильно легированных полупроводников. Верхний предел концентрации донорной и акцепторной примеси, которую можно ввести в полупроводник, ограничивается величиной ее предельной растворимости. Для кремния наиболее широко используемыми донорными примесями являются мышьяк, фосфор и сурьма, предельные растворимости которых составляют $1,7 \cdot 10^{21}$ см⁻³, $1,3 \cdot 10^{21}$ см⁻³ и $7 \cdot 10^{19}$ см⁻³. Акцепторными примесями являются бор и галлий, с предельными растворимостями равными соответственно $6 \cdot 10^{20}$ см⁻³ и $3 \cdot 10^{19}$ см⁻³.

На рисунке 3.32. показана зависимость максимального туннельного тока от величины эффективной концентрации примеси в р и п

области больше не перекрываются и туннельный ток уменьшается до нуля (см. рис.3.31.д). При таких, достаточно больших прямых напряжениях, потенциальный барьер между р и п областями понижается и начинает возрастать обычный инжекционный ток дырок из р в п область и ток электронов из п в р область (см. рис.3.31 ж). При увеличении обратного напряжения, приложенного к туннельному диоду, туннельный ток будет непрерывно возрастать (см. рис. 3.31. е), т.к. все большая часть электронов из валентной зоны

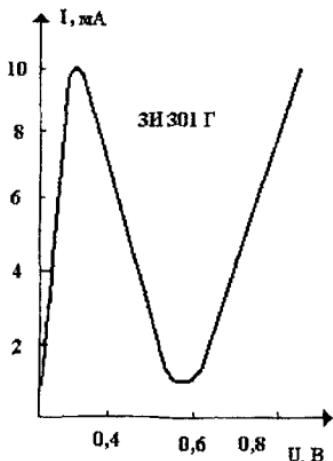


Рис. 3.33. Вольтамперная характеристика туннельного диода типа ЗИ301Г.

областях для германиевых тунельных диодов. Видно, что чем больше концентрация примеси, тем больше значение максимального тунельного тока. К основным параметрам тунельных диодов относятся: I_m - максимальный тунельный ток, I_m / I_v - отношение максимального тунельного тока к минимальному току диода, U_m - напряжение, соответствующее максимальному тунельному току, U_v - напряжение, соответствующее минимальному току диода, E - емкость диода. Величина отношения максимального к минимальному току определяется, в первую очередь материалом из которого изготавливается диод. Так, для Ge это отношение равно 4, для Si - 8, для GaAs и GaSb - 12. Для всех материалов величина отношения токов возрастает с увеличением концентрации примесей в обеих областях диода. Емкость диода определяется типом используемого материала и площадью р - п перехода. Для высокочастотных тунельных диодов (диоды, предназначенные для работы на частотах выше 1-2 ГГц) площадь перехода составляет, как правило, 6-8 мкм. В качестве примера на рисунке 3.33 приведена вольтамперная характеристика тунельного диода типа ЗИ301Г. На рисунке 3.34 показан внешний вид некоторых тунельных диодов, выпускаемых промышленностью.

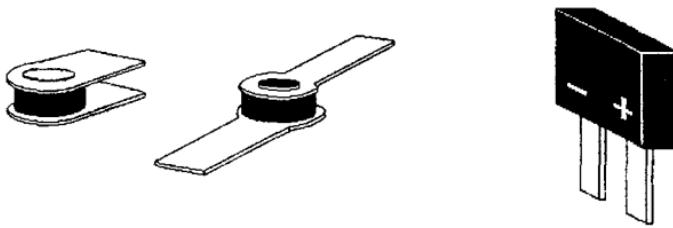


Рис. 3.34. Внешний вид некоторых тунельных диодов.

2.7. Обращенные диоды.

С уменьшением концентрации легирующих примесей в р и п областях, тунельный ток уменьшается настолько, что исчезает максимум тока на вольтамперной характеристике диода. Обратный ток при этом остается достаточно большой, т.к. он определяется электронами тунелирующими из сильно легированной р - области в относительно слабо легированную п - область. При малых прямых напряжениях, в таких диодах, обратный ток превышает прямой ток. Вольтамперная характеристика таких диодов подобна характеристике обычного диода у которого прямая и обратная ветви сменены местами. Диоды с такими свойствами получили название - обращенные диоды. Вольтамперные характеристики некоторых обращенных

диодов приведены на рисунке 3.35. Основное преимущество обращенных диодов по сравнению с обычными диодами - это малое падение напряжения в пропускном направлении и слабая температурная зависимость вольтамперной характеристики. Кроме того, так как в обращенных диодах сохраняется тунNELНЫЙ механизм токопереноса, быстродействие этих диодов такое же, как у тунNELНЫХ диодов. К недостаткам обращенных диодов относится малая допустимая величина напряжения, которое прикладывается к диоду в обратном (запирающем) направлении. Это обусловлено большой концентрацией легирующей примеси в одной из областей p - n перехода. Как было показано выше, при больших значениях концентрации, малые напряжения, приложенные к диоду, приводят к большим токам, которые протекая через переход, могут вызвать его разрушение.

В таблицах 4 и 5 приведены основные параметры некоторых тунNELНЫХ и обращенных диодов, выпускаемых промышленностью. В этих таблицах: I_{max} - значение прямого тунNELНОГО тока в точке максимума вольтамперной характеристики; I_{max}/I_{min} - отношение максимального тока (I_{max})

к току впадины (I_{min}); значение прямого напряжения, соответствующего максимуму тока; U_{max} - значение прямого напряжения, соответствующего току впадины; U_p - напряжение раствора характеристики (значение прямого напряжения на второй восходящей ветви вольтамперной характеристики, при котором диффузионный ток через диод равен максимальному тунNELному току).

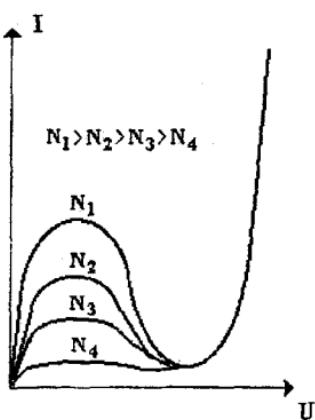


Рис. 3.34. Вольтамперные характеристики обращенных диодов.

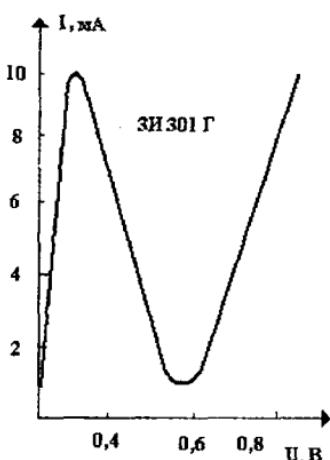


Рис. 3.33. Вольтамперная характеристика тунNELНОГО диода типа ЗИ301Г.

Таблица 4

Тип	I_{max} , мА	I_{max}/I_{min}	U_{max} , мВ	U_{min} , мВ	U_p , В
ТунNELьные диоды					
АИ101А	1,0	5	160	390	0,55
ГИ103Б	1,2	4	80	390	0,40
АИ101Д	2,1	6	160	390	0,55
АИ101Е	5,0	6	180	380	0,55
АИ101И	5,0	6	180	380	0,55
АИ201Е	20	10	200	410	0,55
АИ201И	50	10	260	410	0,55
ГИ305Г	9,6	5	180	430	0,52
ГИ305Б	10,2	5	85	430	0,54

Таблица 5

Тип	I_{max} , мА	I_{max}/I_{min}	U_{max} , мВ	U_{min} , мВ	U_p , В
Обращенные диоды.					
ГИ403А	0,1	-	135	-	0,53
АИ402Б	0,1	-	250	-	0,60
АИ402Г	0,1	-	250	-	0,60
АИ402Е	0,2	-	250	-	0,60
АИ402И	0,4	-	260	-	0,60

Глава 3

Биполярные транзисторы

3.1. Образование транзистора

Рассмотрим кристалл полупроводника в котором содержится донорная примесь с концентрацией N_d , причем распределение этой донорной примеси по всему объему полупроводника равномерное (см. рис. 3.1 а). Пусть через одну боковую грань кристалла (плоскость $x = 0$) проводится диффузия акцепторной примеси N_a , причем концентрация акцепторной примеси значительно больше чем концентрация исходной донорной примеси ($N_a > N_d$). Далее через эту же грань в кристалл вводится донорная примесь с большей концентрацией ($N_d >> N_a$), но с меньшим коэффици-

ентом диффузии. В результате такой двойной диффузии весь объем полупроводника окажется разделенным на три области. Крайняя левая область будет иметь проводимость n -типа, с большой концентрацией

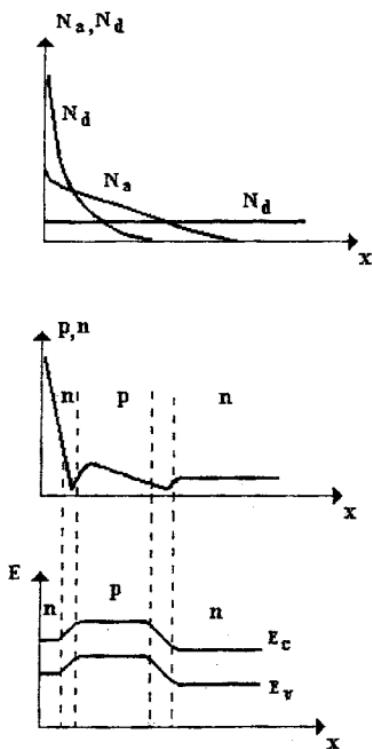


Рис. 3.1. Образование транзистора.

электронов. Средняя область будет иметь проводимость p -типа, с меньшей концентрацией дырок. А крайняя правая область будет иметь проводимость n -типа, с малой концентрацией электронов (рис.3.1б). Между каждой из областей с различными типами проводимости имеется $p-n$ переход. Энергетическая зонная диаграмма такой структуры, находящейся в равновесном состоянии, без приложения к ней внешних напряжений, изображена на рисунке 3.1. в. Трехслойная структура с различными областями проводимости, разделенная двумя $p-n$ переходами получила название - биполярный транзистор. Сильно легированная область транзистора получила название - эмиттер, центральная область называется базой, а $p-n$ переход между базой и эмиттером называется эмиттерный переход. Другая крайняя

область транзистора называется коллекторной областью, а переход между базой и коллектором - коллекторный переход. Рассмотрим транзисторную структуру при подаче внешнего напряжения на каждый из $p-n$ переходов. Причем на переход база - эмиттер подадим напряжение E_{b3} , смещающие этот переход в прямом направлении, а на коллекторный переход подадим обратное напряжение смещения E_{b4} . Такое включение транзистора показано на рисунке 3.2. С приложением к эмиттерному переходу прямого напряжения, потенциальный барьер между p и n областями понижается. Происходит инжекция электронов из эмиттера в базу и дырок из базы в эмиттер, создавая эмиттерный ток. Однако, так как эмиттерная область легирована значительно больше, по сравнению с областью базы, поток инжектированных электронов намного превышает встречный поток дырок. Часть электронов, инжектированных в область базы, рекомбини-

рует с основными носителями заряда базовой области - дырками, создавая ток базы. Другая часть электронов, в результате диффузии перемещается к коллекторному переходу. Если ширина базовой области сравнима с диффузионной длиной электронов, то большая часть инжектированных электронов достигнет коллекторного перехода. Коллекторный переход смещен в обратном направлении. При этом область объемного заряда коллектора имеет большую протяженность, и напряженность электрического поля в нем велика. Электроны, достигшие коллекторного перехода, под действием электрического поля выносятся во внешнюю цепь, создавая коллекторный ток транзистора. Поскольку коллекторный переход смещен в обратном направлении, то его сопротивление на несколько порядков выше прямо смещенного эмиттерного перехода. Большое сопротивление коллектора позволяет подключить к нему достаточно большое сопротивление нагрузки. Относительно малые изменения напряжения на эмиттере приводят к большим изменениям напряжения на сопротивлении нагрузки. В результате различия входного и выходного сопротивлений транзистор дает усиление по мощности.

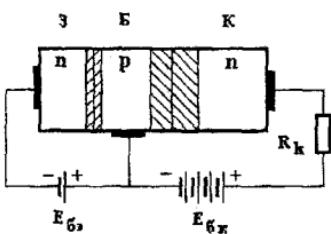


Рис. 3.2. Структура транзистора при подаче на него внешних напряжений.

3.2. Токи в транзисторах

Найдем аналитическое выражение, связывающее между собой токи и напряжения транзистора. Для простоты рассмотрим одномерную модель транзистора типа р-п-р, зонная диаграмма которого приведена на рисунке 3.3. Будем считать, что напряженность электрического поля в базовой области транзистора равна нулю, генерация и рекомбинация в обоих р - п переходах отсутствуют. При понижении потенциального барьера р - п перехода, за счет прямого напряжения смещения на эмиттерном переходе, имеет место инжекция носителей заряда. В рассматриваемом случае, дырки из р области эмиттера инжектируются в п область базы. Концентрация дырок, в области п на границе раздела р и п областей, может быть выражена при помощи выражения (2.52):

$$p(L_n) = p_n \exp \frac{qU}{kT}$$

которое, в нашем случае, имеет вид:

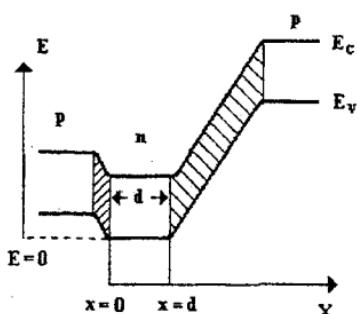


Рис. 3.3. Энергетическая диаграмма р-п-р транзистора при подаче на него внешних напряжений.

$$p(x)_{x=0} = p_n \exp\left(-\frac{qU_\text{э}}{kT}\right) \quad (3.1)$$

Здесь: p_n - равновесная концентрация дырок в п области базы, $U_\text{э}$ - прямое напряжение, приложенное к эмиттерному переходу. Для нахождения распределения дырок по п области базы рассмотрим уравнение диффузии, описывающее поведение дырок:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_n}{Z_p^2} \quad (3.2)$$

Здесь: $p - p_n$ разность концентраций инжектированных и равновесных дырок. Обозначив $\Delta p = p - p_n$, уравнение (3.2) можно записать так:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{\Delta p}{Z_p^2} \quad (3.3)$$

Уравнение (3.3) есть линейное дифференциальное уравнение второго порядка с постоянными коэффициентами. Общее решение этого уравнения имеет вид:

$$\Delta p(x) = C_1 \exp\left(\frac{x}{Z_p}\right) + C_2 \exp\left(-\frac{x}{Z_p}\right) \quad (3.4)$$

Для нахождения постоянных C_1 и C_2 , рассмотрим граничные условия. На границе раздела перехода эмиттер - база, в плоскости $x = 0$, концентрация дырок определяется выражением (3.1). А на границе раздела база - коллектор, в плоскости $x = d$, концентрация дырок определяется при помощи следующего выражения:

$$p(x)_{x=d} = p_n \exp\left(-\frac{qU_k}{kT}\right) \quad (3.5)$$

где: U_k - напряжение смещения, приложенное к переходу база - коллектор. Учитывая эти граничные условия, из (3.4) получаем, что в плоскости $x = 0$ концентрация дырок может быть выражена так:

$$\Delta p(0) = C_1 + C_2 \quad (3.6)$$

а в плоскости $x = d$, концентрация дырок имеет вид:

$$\Delta p(d) = C_1 \exp \frac{d}{Z_p} + C_2 \exp \left(-\frac{d}{Z_p} \right) \quad (3.7)$$

Далее, умножим уравнение (3.6) на $\exp(d / Z_p)$ и отнимем от него (3.7)

$$\begin{aligned} & \Delta p(0) \exp \frac{d}{Z_p} - \Delta p(d) = \\ & = C_1 \exp \frac{d}{Z_p} + C_2 \exp \frac{d}{Z_p} - C_1 \exp \frac{d}{Z_p} - C_2 \exp \left(-\frac{d}{Z_p} \right) = \\ & = C_2 \left[\exp \frac{d}{Z_p} - \exp \left(-\frac{d}{Z_p} \right) \right] = 2C_2 \operatorname{sh} \frac{d}{Z_p} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Отсюда находим значение C_2 :

$$C_2 = \frac{\Delta p(0) \exp \frac{d}{Z_p} - \Delta p(d)}{2 \operatorname{sh} \frac{d}{Z_p}} \quad (3.9)$$

Из уравнения (3.6) следует, что $C_1 = \Delta p(0) - C_2$, поэтому, используя (3.6) и (3.9) найдем выражение для C_1 :

$$C_1 = \Delta p(0) - \frac{\Delta p(0) \exp \frac{d}{Z_p} - \Delta p(d)}{2 \operatorname{sh} \frac{d}{Z_p}} \quad (3.10)$$

Подставляя выражения для C_1 и C_2 в (3.4), находим соотношение, описывающее распределение концентрации дырок по базовой области транзистора:

$$\begin{aligned} \Delta p(x) = & \frac{1}{2s \operatorname{ha}} [-\Delta p(0) \exp(-a) + \Delta p(d)] \exp \frac{x}{Z_p} + \\ & + \frac{1}{2s \operatorname{ha}} [\Delta p(0) \exp a - \Delta p(d)] \exp \left(-\frac{x}{Z_p} \right) \end{aligned} \quad (3.11)$$

Так как дырки, инжектированные в базовую область, перемещаются к коллектору под действием диффузии, для нахождения плотности дырочного тока воспользуемся уравнением для диффузационного тока дырок:

$$j = -q D_p \frac{d}{dx} \Delta p(x) \quad (3.12)$$

здесь D_p - коэффициент диффузии дырок.

Подставляя (3.11) в (3.12) и дифференцируя по координате, при условии $x = 0$, получим выражение для плотности дырочного тока в области базы в плоскости $x = 0$, т.е. на границе раздела: эмиттер - база.

$$j(x)_{x=0} = \frac{q D_p p_n}{Z_p \operatorname{sh} \frac{d}{Z_p}} \left[\Delta p(0) \operatorname{ch} \frac{d}{Z_p} - \Delta p(d) \right] \quad (3.13)$$

Используя выражения для $\Delta p(0)$ и для $\Delta p(d)$ в явном виде,

$$\Delta p(0) = p(0) - p_n = p_n \exp \frac{qU_3}{kT} - p_n \quad (3.14)$$

$$\Delta p(d) = p(d) - p_n = p_n \exp \left(-\frac{qU_k}{kT} \right) - p_n \quad (3.15)$$

уравнение (3.13) можно записать так:

$$j_p(x)_{x=0} = \frac{qD_p p_n}{Z_p \operatorname{sh} \frac{d}{Z_p}} \left[\left(\exp \frac{qU_3}{kT} - 1 \right) \operatorname{ch} \frac{d}{Z_p} - \exp \left(-\frac{qU_k}{kT} \right) - 1 \right] \quad (3.16)$$

Выражение (3.16) показывает величину дырочного тока базы в плоскости $x = 0$, т.е. тока дырок, инжектированных из эмиттера в базу. Величина дырочного тока на границе раздела база-коллектор, находится аналогично:

$$j_p(d)_{x=d} = \frac{qD_p p_n}{Z_p \operatorname{sh} \frac{d}{Z_p}} \left[\left(\exp \frac{qU_3}{kT} - 1 \right) - \left[\exp \left(-\frac{qU_k}{kT} \right) - 1 \right] \operatorname{ch} \frac{d}{Z_p} \right] \quad (3.17)$$

Однако не все инжектированные в базу дырки достигают коллектора т.е. достигают плоскости $x = d$. Часть дырок рекомбинирует с основными носителями заряда - электронами в области базы. Разность токов (3.16) и (3.17), т.е. разность дырочного тока эмиттера и дырочного тока коллектора, составляют рекомбинационный ток базы:

$$\begin{aligned} j_b &= j_p(0) - j_p(d) = \\ &= \frac{qD_p p_n}{Z_p} \left[\exp \frac{qU_3}{kT} + \exp \left(-\frac{qU_k}{kT} \right) - 2 \right] \operatorname{th} \frac{d}{Z_p} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Пренебрегая второй экспонентой в квадратных скобках, за счет ее малости, выражение для тока базы можно записать так:

$$j_6 = \frac{qD_p p_n}{Z_p} \left(\exp \frac{qU_3}{kT} - 2 \right) \text{th} \frac{d}{Z_p} \quad (3.19)$$

Эффективность эмиттерного перехода. При подаче прямого напряжения на переход эмиттер - база транзистора, высота потенциального барьера между р и н областями понижается и через переход протекает ток. В общем случае, этот ток состоит из потока дырок j_{p3} , инжектированных в область базы, и встречного потока электронов j_{n3} , направленного из базы в эмиттерную область (см. рис. 3.4).

$$J_3 = j_{p3} + j_{n3} \quad (3.20)$$

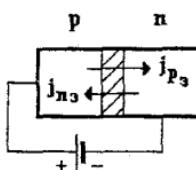


Рис. 3.4. Дырочная и электронная составляющие ток эмиттера.

Для работы транзистора существенным является ток j_{p3} , т.к. именно часть этого тока достигает коллектора. Ток j_{n3} полезного действия не оказывает, замыкаясь через источник

смещения этот ток лишь способствует разогреву эмиттерного перехода. Для характеристики инжекционной способности эмиттера вводится параметр - эффективность эмиттерного перехода. Этот параметр определяет часть тока через эмиттерный переход, которая соответствует инжекции дырок из области эмиттера в область базы.

$$\gamma_E = \frac{j_{p3}}{j_{p3} + j_{n3}} \quad (3.21)$$

Для наглядности выражение (3.21) можно записать в виде:

$$\gamma_E = \frac{1}{1 + \frac{j_{n3}}{j_{p3}}} \quad (3.22)$$

Из выражения (3.22) видно, что для получения высокой эффективности эмиттера необходимо, чтобы выполнялось условие $j_{p3} \gg j_{n3}$. Рассмотрим, какие требования накладываются на эмиттерный переход для выполне-

ния этого условия. Для упрощения расчетных соотношений, предположим, что напряжение на коллекторном переходе равно нулю ($U_k = 0$).

В этом случае полный ток, через эмиттерный переход, $j_e = j_{p\beta} + j_{n\beta}$, можно рассматривать как ток, протекающий через прямо смещенный диод и использовать выражения для электронной и дырочной составляющих диодного тока:

$$j_{p\beta} = \frac{qpp_p}{Z_p} \left(\exp \frac{qU_\beta}{kT} - 1 \right); \quad j_{n\beta} = \frac{qnD_n}{Z_n} \left(\exp \frac{qU_\beta}{kT} - 1 \right) \quad (3.23)$$

Подставив (3.23) в выражение (3.22), используя известные выражения для проводимостей p и n областей $\sigma_p = qp\mu_p$ $\sigma_n = qn\mu_n$ и принимая, что подвижность электронов μ_n и дырок μ_p в эмиттерной и базовой областях одна и та же, получим:

$$\gamma_\beta = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_n}{\sigma_p}} \quad (3.24)$$

Из выражения (3.24) видно, что для получения максимальной эффективности эмиттерного перехода $\gamma_\beta \approx 1$, область эмиттера должна быть легирована значительно больше по сравнению с областью базы. В современных транзисторах концентрация носителей заряда в эмиттерной области составляет 10^{16} - 10^{17} см $^{-3}$, в то время как концентрация носителей заряда в области базы составляет 10^{12} - 10^{13} см $^{-3}$.

Эффективность коллекторного перехода. При подаче большого обратного напряжения на коллекторный переход, через него протекает не только ток дырок, инжектированных из эмиттера в базу и достигших коллектора, но и электронный ток. Этот электронный ток обусловлен следующим. Дырки, прошедшие из базы через коллекторный переход, увеличивают положительный заряд в коллекторной области. Для компенсации этого заряда, и сохранения условия электронейтральности, через вывод коллектора поступает такое же число электронов. Часть из поступивших электронов, под действием электрического поля коллектора, переносятся в базовую область. Электронная составляющая тока коллектора для работы транзистора не существенна. Для характеристики коллекторного перехода используется величина - эффективность коллекторного перехода, равная отношению полного тока, протекающего через коллектор (I_k), к его дырочной составляющей:

$$\gamma_k = \frac{I_k}{j_{pk}} = \frac{j_{pk} + j_{nk}}{j_{pk}} = 1 + \frac{j_{nk}}{j_{pk}} \quad (3.25)$$

Из приведенного выражения видно, что при любом соотношении дырочной и электронной составляющих тока, эффективность коллектора всегда несколько больше единицы.

Для нахождения электронной составляющей коллекторного тока можно воспользоваться выражениями для обоих, электронной и дырочной, составляющих тока:

$$j_{pk} = q\mu_p pE - qD_p \frac{dp}{dx}, \quad j_{nk} = q\mu_n nE - qD_n \frac{dn}{dx} \quad (3.26)$$

Найдя из первого уравнения (3.26) напряженность электрического поля (E) коллекторного перехода и подставив его во второе уравнение, получим электронную составляющую коллекторного тока:

$$j_{nk} = j_{pk} \frac{\mu_n n}{\mu_p p} + q \frac{\mu_n n}{\mu_p p} D_p \frac{dp}{dx} + qD_n \frac{dn}{dx} \quad (3.27)$$

Коэффициент переноса базового тока. Как уже отмечалось, дырки, инжектированные в базу эмиттером, не все доходят до коллекторного перехода. Часть инжектированных дырок рекомбинирует с основными носителями заряда базовой области - с электронами. Для того, чтобы показать какая часть инжектированных дырок достигает коллектора, вводится параметр - коэффициент переноса базового тока, равный отношению дырочной составляющей тока коллектора (j_{pk}) к дырочоной составляющей тока эмиттера (j_{pe}).

$$\beta = \frac{j_{pk}}{j_{pe}} \quad (3.28)$$

Используя выражения (3.16) и (3.17) можно показать: $\beta = \operatorname{sh} \frac{d}{Z_p}$ или, используя разложение в ряд по степеням d / Z_p .

$$\beta = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{d}{Z_p} \right)^2 \quad (3.29)$$

Из приведенного выражения видно, что коэффициент переноса базового тока стремится к единице при уменьшении толщины базовой области и при увеличении коэффициента диффузии.

3.3. Вольтамперные характеристики транзисторов

Не зависимо от типа проводимости областей транзистора, п-р-п или р-п-р, существуют три различные схемы его включение: с общей базой (ОБ), с общим эмиттером (ОЭ) и с общим коллектором (ОК). Схемы включения с общим эмиттером и с общей базой, транзистора типа п-р-п, и полярности эмиттерного и коллекторного источников напряжения показаны на рисунке 3.5

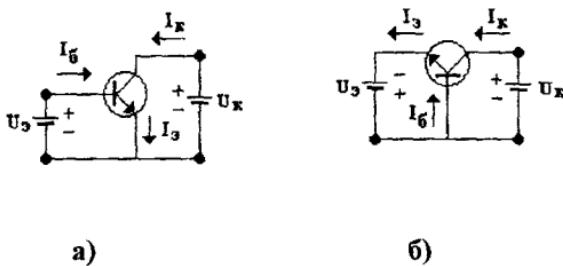


Рис. 3.5. Включение транзистора по схеме с общим эмиттером (а) и с общей базой (б).

При любом включении транзистор характеризуется семейством входных и выходных вольтамперных характеристик, связывающих токи и напряжения на электродах транзистора. В схеме с общей базой входным током является ток эмиттера, а выходным током является ток коллектора. Поэтому семейство входных вольтамперных характеристик (рис. 3.6.а) есть зависимость тока (I_e) эмиттера от напряжения приложенного между эмиттером и базой (U_3), при постоянном напряжении между коллектором и базой ($U_K = \text{const}$). Семейство выходных характеристик транзистора представляет собой зависимость тока коллектора (I_K) от напряжения между коллектором и базой (U_K), при постоянном токе эмиттера ($I_e = \text{const}$). Входная характеристика, при напряжении между коллектором и базой равном нулю, подобна прямой ветви вольтамперной характеристики прямо смещенного р-п перехода. При увеличении коллекторного напряжения, характеристики смещаются в сторону отрицательного эмиттерного напряжения, и ток через эмиттерный переход оказывается не равным нулю при нулевом напряжении на эмиттере. Это объясняется следующим. При подаче на эмиттерный р-п переход прямого напряжения смещения, а на коллекторный переход обратного напряжения распределение концентрации не основных

носителей заряда по базовой области транзистора является практически линейным (рис.3.7). Если ток эмиттера не изменяется ($I_e = \text{const}$), то градиент концентрации дырок, инжектированных в базу, остается постоянным. С увеличением обратного напряжения на коллекторе, расширяется слой объемного заряда коллекторного р-п перехода. Ширина базовой области при этом уменьшается. Как видно из рисунка 3.7, градиент концентрации носителей заряда может оставаться постоянным только в случае уменьшения концентрации носителей у эмиттерного перехода. Это соответствует уменьшению напряжения на эмиттере и смещению характеристик влево. Кроме того, наличие обратного напряжения на коллекторе, приводит к уменьшению концентрации инжектированных в базу дырок. Это приводит к нарушению условия термодинамического равновесия для эмиттерного перехода. Поток дырок из эмиттера в базу превышает встречный поток дырок из базы в эмиттер. Ток через эмиттерный переход будет равен нулю только при наличии некоторого отрицательного напряжения на нем. Семейство выходных характеристик транзистора, включенного по схеме с общей базой, приведено на рисунке 3.6. б.

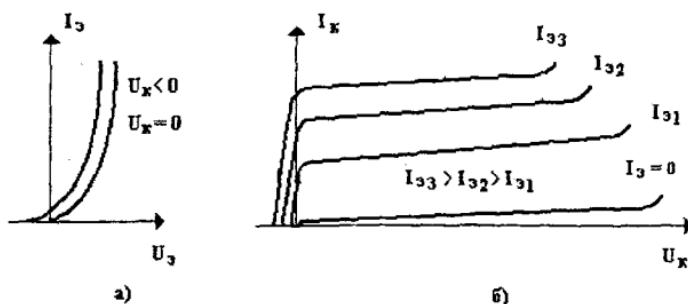


Рис. 3.6. Входные (а) и выходные (б) характеристики транзистора, включенного по схеме с общей базой.

Видно, что при токе эмиттера равном нулю ($I_e = 0$) выходная характеристика транзистора сходна с вольтамперной характеристикой р-п перехода, смещенного в обратном направлении. С увеличением напряжения на коллекторе ток коллектора возрастает. Как указывалось выше, с увеличением обратного напряжения на коллекторе, уменьшается ширина базовой области. При этом уменьшается вероятность рекомбинации, инжектированных в базу дырок, на пути от эмиттера к коллектору. Следовательно, при постоянном токе эмиттера ($I_e = \text{const}$), ток дырок доходящих до кол-

лектора, должен возрастать с увеличением коллекторного напряжения. При наличии прямого напряжения на эмиттерном переходе, ток через коллекторный переход будет протекать, даже при отсутствии напряжения на нем. Это обусловлено нарушение равновесия между дырочными токами коллектора. Дырочный док коллектора, обусловленный инжецией дырок из эмиттера, и направленный из базы в коллектор, больше чем ток дырок, обусловленный встречным потоком, направленным из коллектора в базу. Для того, что бы скомпенсировать избыточный поток дырок из базы в коллектор, и получить равенство коллекторных токов, необходимо приложить к коллектору небольшое прямое напряжение. При включении транзистора по схеме с общим эмиттером, входным током будет ток базы, а выходным током является ток коллектора. Поэтому семейство входных вольтамперных характеристик есть зависимость тока (I_b) эмиттера от напряжения приложенного между эмиттером и базой (U_{bx}), при постоянном напряжении между коллектором и базой ($U_k = \text{const}$). А семейство выходных характеристик есть зависимость между током коллектора (I_k) и напряжении между коллектором и базой (U_k), при заданном токе базы ($I_b = \text{const}$). Увеличение напряжения на коллекторе (U_k), приводит к уменьшению ширины базовой области и, следовательно, к уменьшению общего количества дырок, находящихся в

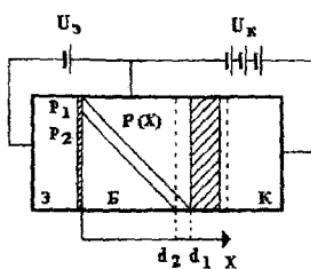


Рис. 3.7. Распределение концентрации дырок в базе транзистора.

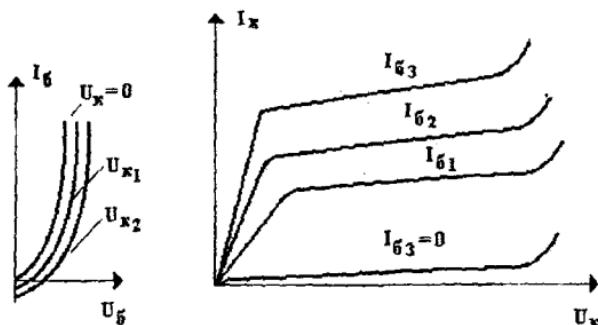


Рис. 3.8. Входные и выходные характеристики транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером.

количества дырок, находящихся в базе. Уменьшение дырок в базовой области приводит к уменьшению рекомбинации электронов и дырок в единицу времени. Так как электроны для рекомбинации, составляющие базовый ток, поступают через базовый вывод, то ток базы уменьшается. Это приводит к смещению характеристик вправо, т.е. при заданном напряжении на переходе база-эмиттер величина базового тока уменьшается. Если напряжение на переходе база-эмиттер, равно нулю ($U_B = 0$), а на пе-

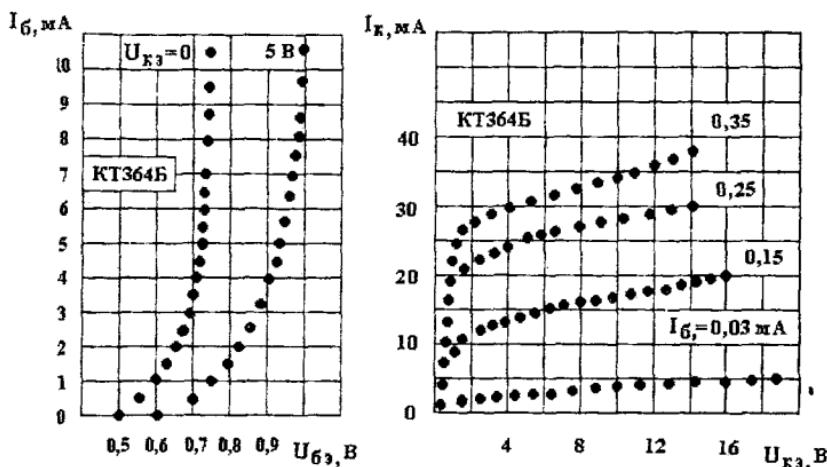


Рис. 3.9. Семейство входных и выходных вольтамперных характеристик транзистора КТ 364Б.

реходе база-коллектор присутствует обратное напряжение ($|U_k| > 0$), то в базовой области транзистора концентрация дырок меньше равновесной, т.к. часть дырок под действием коллекторного напряжения уходит в область коллектора. Поэтому в области базы процесс тепловой генерации превышает над процессом рекомбинации. Генерированные электроны из области базы уходят через базовый вывод, что и обуславливает уменьшение базового тока.

Из сравнения выходных характеристик транзистора, включенного по схеме с общей базой (рис. 3.6) и с общим эмиттером (рис. 3.8) видно, что выходные характеристики в схеме с общим эмиттером имеют больший наклон, который указывает на уменьшение выходного сопротивления. В качестве примера на рисунке 3.9 приведены входные и выходные характеристики транзистора КТ364Б.

3.4. Дифференциальные параметры транзисторов

В общем случае транзистор представляет собой активный нелинейный четырехполюсник. Его можно охарактеризовать семейством нелинейных статических характеристик, которые связывают величины напряжений U_1, U_2 и токов I_1, I_2 на входе и на выходе транзистора (см. рис.3.10). Все эти величины являются взаимосвязанными. Достаточно задать две из них, для того чтобы однозначно определить две другие величины. Задаваемые величины являются независимыми переменными. Две другие величины, которые определяются значениями величин независимых переменных и свойствами самого четырехполюсника, являются зависимыми переменными. Эти величины являются функциями независимых переменных. Если независимые переменные обозначить через X_1 и X_2 , а зависимые от них переменные обозначить через F_1 и F_2 - то можно записать:

$$F_1 = F_1(X_1; X_2) \quad \text{и} \quad F_2 = F_2(X_1; X_2) \quad (3.30)$$

Полный дифференциал функций F_1 и F_2 имеет вид:

$$dF_1 = \frac{\partial F_1}{\partial X_1} dX_1 + \frac{\partial F_1}{\partial X_2} dX_2 \quad \text{и} \quad dF_2 = \frac{\partial F_2}{\partial X_1} dX_1 + \frac{\partial F_2}{\partial X_2} dX_2 \quad (3.31)$$

Заменим дифференциалы dX_1, dX_2, dF_1, dF_2 конечными приращениями, которые обозначим через x_1, x_2, f_1, f_2 получим следующую систему уравнений

$$f_1 = \frac{\partial F_1}{\partial X_1} x_1 + \frac{\partial F_1}{\partial X_2} x_2 \quad f_2 = \frac{\partial F_2}{\partial X_1} x_1 + \frac{\partial F_2}{\partial X_2} x_2 \quad (3.32)$$

Если в этой системе сделать замену $\frac{\partial F_i}{\partial X_j} = \xi_{ij}$, то система (3.32) примет следующий вид :

$$\begin{aligned} f_1 &= \xi_{11}x_1 + \xi_{12}x_2 \\ f_2 &= \xi_{21}x_1 + \xi_{22}x_2 \end{aligned} \quad (3.33)$$

Здесь коэффициенты ξ_{ij} являются дифференциальными параметрами ак-

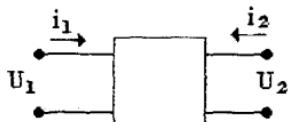


Рис. 3.10.

тивного четырехполюсника. За независимые переменные x_1 и x_2 можно принимать любые две величины из четырех (входные ток и напряжение и выходные ток и напряжение). В зависимости от их выбора получают различные системы параметров.

Система r -параметров.

В этой системе параметров за не зависимые переменные принимают переменные токи i_1 и i_2 малой амплитуды на входе и выходе транзистора. Тогда, в соответствии

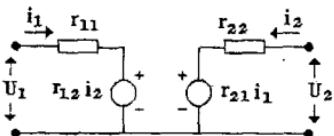


Рис. 3.11. Эквивалентная схема транзистора для системы r -параметров.

с уравнениями (3.33), и с рисунком 3.11, входное и выходное напряжения транзистора можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} u_1 &= r_{11}i_1 + r_{12}i_2 \\ u_2 &= r_{21}i_1 + r_{22}i_2 \end{aligned} \quad (3.34)$$

здесь параметры $r_{ij} = du_i / di_j$ имеют размерность сопротивлений.

$r_{11} = du_1 / di_1$ (при $di_2 = 0$) - входное сопротивление транзистора, измеренное на переменном сигнале, при условии, что выходной ток равен нулю.

$r_{12} = du_1 / di_2$ (при $di_1 = 0$) - сопротивление обратной связи, показывающее влияние выходного тока на входное напряжение транзистора, при условии, что входной ток равен нулю.

$r_{21} = du_2 / di_1$ (при $di_2 = 0$) - переходное сопротивление, показывающее влияние входного тока на выходное напряжение, при условии, что выходной ток равен нулю.

$r_{22} = du_2 / di_2$ (при $di_1 = 0$) - выходное сопротивление транзистора, измеренное на переменном сигнале.

Для измерения r -параметров необходимо подать на вход или на выход транзистора переменный ток (di) малой амплитуды и измерить соответствующее переменное напряжение (du) в другой цепи. При этом необходимо обеспечить условие холостого хода по переменному сигналу ($di_1 = 0$, $di_2 = 0$) в этой цепи. Выходное сопротивление транзистора очень велико, поэтому строго обеспечить необходимое условие достаточно сложно.

Система g – параметров. В системе g - параметров за независимые переменные принимают напряжения на входе U_1 и выходе U_2 транзистора. В этом случае входной и выходной токи, в соответствии с (3.33)

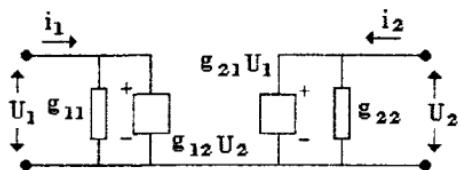


Рис. 3.12. Эквивалентная схема транзистора для системы g-параметров.

можно записать так:

$$\begin{aligned} i_1 &= g_{11}U_1 + g_{12}U_2 \\ i_2 &= g_{21}U_1 + g_{22}U_2 \end{aligned} \quad (3.35)$$

здесь величины $g_{ij} = di_i / du_j$ имеют размерность проводимости.

$g_{11} = i_1 / u_1$ - (при $du_2 = 0$), входная проводимость транзистора измеренная на переменном сигнале, при условии короткого замыкания по переменному сигналу на выходе.

$g_{12} = i_1 / u_2$ - (при $du_1 = 0$), проводимость обратной связи, при условии короткого замыкания по перемененному сигналу на входе.

$g_{21} = i_2 / u_1$ - (при $du_2 = 0$), проводимость прямой связи, показывающая влияние входного напряжения на выходной ток, при условии короткого замыкания по перемененному сигналу на выходе.

$g_{22} = i_2 / u_2$ - (при $du_1 = 0$), выходная проводимость транзистора, при условии короткого замыкания по перемененному сигналу на входе.

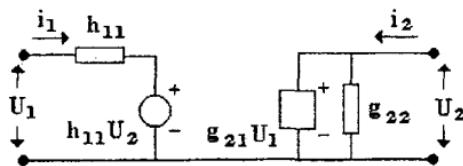
Следует отметить, что $g_{ij} \neq 1 / g_{ji}$, т.к. измерение параметров производится при различных режимах: г-параметры измеряются при условии отсутствия токов, а g-параметры измеряются в режимах короткого замыкания по переменному сигналу на входе и на выходе транзистора. Одним из основных недостатков системы g-параметров является трудность осуществления режима короткого замыкания по переменному сигналу на входе транзистора. Это обусловлено тем, что входное сопротивление биполярного транзистора очень маленькое. От этого недостатка свободна система h-параметров.

Система h - параметров. В системе h- параметров за независимые переменные принимают входной ток i_1 и выходное напряжение u_2 . В этом случае, входное напряжение и выходной ток, в соответствии с уравнениями (3.33), можно записать так:

$$u_1 = h_{11}i_1 + h_{12}u_2 \quad (3.36)$$

$$i_2 = h_{21}i_1 + h_{22}u_2$$

Рис. 3.13. Эквивалентная схема транзистора для системы h -параметров.



здесь:

$h_{11} = u_1 / i_1$ - (при $du_2 = 0$) входное сопротивление, измеренное на переменном сигнале, при коротком замыкании на выходе.

$h_{12} = u_1 / u_2$ - (при $di_1 = 0$) коэффициент обратной связи, показывающий влияние выходного напряжения на входное напряжение.

$h_{21} = i_2 / i_1$ - (при $du_2 = 0$) коэффициент передачи тока, при коротком замыкании на выходе.

$h_{22} = i_2 / u_2$ - (при $di_1 = 0$) выходная проводимость измеренная на переменном сигнале.

В качестве примера в таблице 6 приведены h параметры некоторых малошумящих транзисторов.

Таблица 6

Параметр	ГТ 322А	КТ315А	ГТ108Б	КТ342А	КТ358В
h_{116}	30	7	15	40	20
h_{126}	$6 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$0.5 \cdot 10^{-3}$	$0.2 \cdot 10^{-3}$	$0.1 \cdot 10^{-3}$
h_{213}	50 - 70	70 - 90	60 - 80	300 - 500	200 - 280
h_{226}	1.0	3.0	3.3	0.3	3

Рассмотрим возможность применения дифференциальных параметров для определения основных свойств биполярных транзисторов. Для этого используем систему g -параметров.

$$i_1 = g_{11}u_1 + g_{12}u_2$$

$$i_2 = g_{21}u_1 + g_{22}u_2$$

Предположим, что транзистор включен по схеме с общей базой. При этом включении, входным током является ток эмиттера $I_\text{Э}$, а выходным током является ток коллектора I_K . Входным и выходным напряжениями, соответственно, будут эмиттерное $U_\text{Э}$ и коллекторное U_K напряжения. С учетом указанных токов и напряжений, система g -параметров примет следующий вид:

$$I_\text{Э} = g_{11}U_\text{Э} + g_{12}U_\text{K} \quad (3.37)$$

$$I_\text{K} = g_{21}U_\text{Э} + g_{22}U_\text{K}$$

Учитывая, что дифференциальные параметры это параметры на переменном сигнале, т.е малые изменения величин, входная проводимость транзистора, включенного по схеме с общей базой запишется так:

$$g_{11} = \frac{\partial I_3}{\partial U_3} = \frac{\partial}{\partial U_3} [j_p(x)_{x=0} + j_n(x)_{x=0}] \quad (3.38)$$

здесь I_3 – полный ток эмиттера, равный сумме электронной и дырочной его составляющих. Дырочная составляющая тока эмиттера описывается выражением (3.16), а электронную составляющую можно выразить при помощи следующего соотношения:

$$j_n(0) = \frac{qD_n n_p}{Z_n} \left[\left(\exp \frac{qU_3}{kT} - 1 \right) \right] \quad (3.39)$$

Подставив выражения (3.16) и (3.39) в (3.38), получим:

$$g_{11} = \frac{q}{kT} I_3 \quad (3.40)$$

Аналогично находится выражение для g_{21} :

$$g_{21} = \frac{q}{kT} I_K \quad (3.41)$$

3.5. Частотная зависимость параметров транзисторов

При работе на переменных напряжениях все параметры транзисторов имеют свои характерные особенности. Рассмотрим случай, когда частота переменного напряжения, прикладываемого к переходу эмиттер - база, достаточно высокая, и время полу периода колебаний сравнимо или меньше времени прохождения инжектированных носителей через базовую область. При изменении полярности напряжения, те носители заряда, которые не успели дойти до коллектора, будут возвращаться обратно в эмиттер, что приводит к понижению коэффициента передачи тока базы, к уменьшению коллекторного тока и к уменьшению коэффициента усиления транзистора. Рассмотрим это на примере поведения транзистора, включенного по схеме

с общей базой, если на вход подано как постоянное (U_0), так и переменное ($U_1 = U_1 \exp j\omega t$) напряжение малой амплитуды.

Для нахождения закона распределения концентрации инжектированных в базу носителей нужно решить уравнение неразрывности, описывающее изменение концентрации дырок во времени:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_n}{\tau_p} \quad (3.42)$$

здесь, концентрация дырок (p) может быть представлена как сумма концентраций дырок в области базы, обусловленная постоянным $p_0(x)$ и переменным $p_1(x) \exp j\omega t$ напряжениями:

$$p(x, t) = p_0(x) + p_1(x) \exp j\omega t \quad (3.43)$$

Решение уравнения (3.42) можно выполнить не зависимо для постоянного и переменного напряжений. Решение для постоянного напряжения было показано выше, поэтому рассмотрим изменение концентрации дырок, обусловленное лишь переменной составляющей напряжения. Изменение концентрации дырок, обусловленной переменной составляющей напряжения, найдем, взяв производную от (3.43) по времени:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = j\omega p_1(x) \exp j\omega t \quad (3.44)$$

Подставляя выражения (3.43), (3.44) в (3.42), получим общее уравнение, описывающее изменение концентрации дырок в базовой области за счет переменной и постоянной составляющих напряжения:

$$j\omega p_1(x) \exp j\omega t = D_p \left[\frac{d^2 p_0}{dx^2} + \frac{d^2 p_1}{dx^2} \exp j\omega t \right] - \frac{p_0 + p_1 \exp j\omega t - p_n}{\tau_p} \quad (3.45)$$

Для переменной составляющей напряжения, изменение концентрации дырок принимает следующий вид:

$$j\omega p_1(x) \exp j\omega t = D_p \frac{d^2 p_1}{dx^2} \exp j\omega t - \frac{p_1 \exp j\omega t}{\tau_p} \quad (3.46)$$

Сокращая (3.46) на член, содержащий экспоненту, получим:

$$D_p \frac{d^2 p_1}{dx^2} - p_1 \left(\frac{1}{\tau_p} + j\omega \right) = 0 \quad (3.47)$$

или в более удобном для анализа виде:

$$\frac{d^2 p_1}{dx^2} - p_1 \left(\frac{1 + j\omega \tau_p}{D_p \tau_p} \right) = 0 \quad (3.48)$$

Общее решение уравнения (3.48) запишем в следующем виде:

$$p_1(x, t) = C_1 \exp(Ax) + C_2 \exp(-Ax) \quad (3.49)$$

$$A = \sqrt{\frac{1 + j\omega \tau_p}{D_p \tau_p}} \quad (3.50)$$

Примем (см. рис.3.3), что $x = 0$ соответствует границе эмиттер - база, а $x = d$, соответствует границе база - коллектор, т.е. d есть толщина области базы. Рассмотрим начальные условия на каждой из границ базовой области. Пусть при $x = 0$ и $t = 0$ $p_1(x, t) = 1$, т.е. на границе эмиттер-база, в начальный момент времени концентрация инжектированных дырок равна единице. Тогда при $x = d$ и $t = 0$, $p_1(d, t) = 0$, т.е. на границе раздела база - коллектор, в этот момент времени, концентрация инжектированных дырок равна нулю. Используя уравнение (3.49) и начальные условия на границе эмиттер - база, получим:

$$1 = C_1 + C_2. \quad (3.51)$$

При использовании начальных условий на границе раздела база - коллектор и соотношения (3.51), уравнение (3.49) примет вид:

$$0 = (1 - C_2) \exp Ad + C_2 \exp(-Ad) \quad (3.52)$$

откуда находим постоянную C_2 :

$$C_2 = \frac{\exp Ad}{2 \sinh Ad} \quad (3.53)$$

Используя полученные выражения (3.49), (3.50) и (3.53), распределение концентрации дырок, инжектированных в базу переменным напряжением, по толщине базовой области можно записать так:

$$p_i(x, t) = \left(1 - \frac{\exp Ad}{2shAd}\right) \exp Ax + \frac{\exp Ad}{2shAd} \exp(-Ax) \quad (3.54)$$

Учитывая, что электрическое поле в области базы отсутствует и, что инжектированные дырки достигают коллектора только за счет диффузии, выражения для эмиттерного (при $x = 0$) и для коллекторного (при $x = d$) токов примут следующий вид:

$$j_k = j(d) = -qD_p \frac{dp_i(x, t)}{dx}, \quad j_e = j(0) = -qD_p \frac{dp_i(x, t)}{dx} \quad (3.55)$$

Коэффициент переноса базового тока, по определению, для транзистора типа p-n-p, есть отношение дырочной составляющей коллекторного тока к дырочной составляющей эмиттерного тока:

$$\beta = \frac{j_{pk}}{j_{pe}} = \frac{\frac{dp_i(d, t)}{dx}}{\frac{dp_i(0, t)}{dx}} \quad (3.56)$$

Поэтому, подставляя соотношения (3.51), (3.55) в (3.56), получим выражение, описывающее частотную зависимость коэффициента переноса тока базы:

$$\beta = sh\left(d \sqrt{\frac{1+j\omega\tau_p}{D_p\tau_p}}\right) \quad (3.57)$$

Учитывая, что $Z_p^2 = D_p\tau_p$, выражение (3.57) можно записать в более удобном виде для дальнейшего анализа:

$$\beta = sh\left(\frac{d}{Z_p} \sqrt{1+j\omega\tau_p}\right) \quad (3.58)$$

На низких частотах $j\omega\tau_p \ll 1$, поэтому из (3.58) следует:

$$\beta = \operatorname{sh} \frac{d}{Z_p} \quad (3.59)$$

Это выражение для коэффициента передачи тока базы полностью совпадает с выражением (3.29), полученным для постоянных составляющих токов и напряжений. На высоких частотах $j\omega\tau_p \gg 1$, поэтому из выражения (3.58), пренебрегая единицей в подкоренном выражении, получаем:

$$\beta = \operatorname{sh} \left(\frac{d}{Z_p} \sqrt{j\omega\tau_p} \right) \quad (3.60)$$

В этом выражении $Z_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ - есть расстояние, на которое перемещаются дырки за счет диффузии, D_p - коэффициент диффузии дырок, τ_p - время жизни не равновесных дырок, инжектированных в область базы. Используя понятие времени диффузии дырок через базовую область, имеющую толщину d :

$$\tau_D = \frac{d^2}{D_p} \quad (3.61)$$

выражение (3.60) можно представить в виде:

$$\beta = \operatorname{sh} \left(\frac{\tau_D D_p}{\tau_p D_p} j\omega\tau_p \right)^{\frac{1}{2}} = \operatorname{sh} (j\omega\tau_D)^{\frac{1}{2}} \quad (3.62)$$

или, раскладывая (3.62) в ряд, получим выражение для частотной зависимости коэффициента переноса тока базы в более простом виде:

$$\beta = \operatorname{sh} (j\omega\tau_D)^{\frac{1}{2}} \approx 1 - j \frac{\omega\tau_D}{2} + \quad (3.63)$$

Из полученного выражения хорошо видно, что с повышением частоты переменного напряжения, коэффициент передачи тока базы уменьшается. На рисунке 3.14 приведена типичная зависимость коэффициента передачи тока базы β от частоты ω переменного напряжения, приложенного к переходу база-эмиттер биполярного транзистора. На частотные параметры биполярных транзисторов существенное влияние оказывают барьерная и

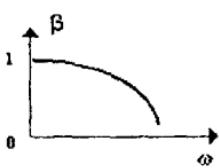


Рис. 3.14. Частотная зависимость параметра β .

диффузионная емкости р-п переходов транзистора. Рассмотрим это влияние более подробно.

Диффузионная емкость эмиттерного перехода. При подаче прямого напряжения на эмиттерный переход, через него протекает прямой ток. Этот ток обусловлен инжецией дырок из р области в п область и электронов из п области в р область. В

случае резкого р⁺-п перехода ток дырок значительно больше чем ток электронов. Заряд, создаваемый дырками, инжектированными в п область можно выразить через разность концентраций $p(x) - p_n$ дырок в базе транзистора:

$$Q = qS \int_0^d [p(x) - p_n] dx \quad (3.64)$$

здесь d - ширина базовой области, $p(x)$ - концентрация инжектированных в базу дырок, p_n - равновесная концентрация дырок в базе.

Распределив концентрации инжектированных в базу дырок можно выразить при помощи выражения

$$p(x) = p_n + p_n \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{d-x}{Z_p} \quad (3.65)$$

тогда разность концентраций принимает вид:

$$p(x) - p_n = p_n \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{d-x}{Z_p} \quad (3.66)$$

Подставив (3.66) в (3.64) получим:

$$\begin{aligned} Q &= qS \int_0^d p_n \left(\exp \frac{qU_3}{kT} - 1 \right) \exp \frac{d-x}{Z_p} dx = \\ &= qSp_n \left(\exp \frac{qU_3}{kT} - 1 \right) \int_0^d \exp \frac{d-x}{Z_p} dx \end{aligned} \quad (3.67)$$

Для решения интеграла, входящего в выражение (3.67), воспользуемся за-

меной переменной

$$\frac{d-x}{Z_p} = u, \quad d-x = Z_p u, \quad -dx = Z_p du \quad (3.68)$$

тогда

$$\int_0^d \exp \frac{d-x}{Z_p} dx = -Z_p \int_0^0 \exp u du = -Z_p (1 - \exp \frac{d}{Z_p}) \quad (3.69)$$

и выражение для заряда принимает вид:

$$Q = -qSp_n \left(\exp \frac{qU_s}{kT} - 1 \right) Z_p \left(1 - \exp \frac{d}{Z_p} \right) \quad (3.70)$$

толщина базовой области, как правило, значительно меньше диффузионной длины носителей заряда $d \ll Z_p$, поэтому выражение (3.70), описывающее величину заряда, введенного в область базы, можно записать так:

$$Q = -qSp_n \left(\exp \frac{qU_s}{kT} - 1 \right) Z_p \quad (3.71)$$

По определению, емкость это отношение изменения заряда к вызвавшему его изменению напряжения:

$$C = \frac{dQ}{dU} = \frac{q}{kT} \left(\frac{qSp_n Z_p^2}{Z_p} \right) \exp \frac{qU_s}{kT} \quad (3.72)$$

или в виде:

$$C = \frac{q}{kT} \left(qS \frac{D_p p_n}{Z_p} \right) \tau_p \exp \frac{qU_s}{kT} \quad (3.73)$$

Учитывая, что при достаточно больших прямых напряжениях, ток эмиттера можно записать в виде:

$$I_s = I_s \exp \frac{qU_s}{kT} \quad (3.74)$$

здесь

$$I_s = \frac{qD_p p_n}{Z_p} S \quad (3.75)$$

получим выражение для диффузионной емкости эмиттерного перехода

$$C_{\text{диф}} = \frac{q}{kT} I_s \tau_p \quad (3.76)$$

С ростом частоты все большая часть тока эмиттера проходит через диффузионную емкость. Поскольку ток через емкость не является инжекционным током, инжекция носителей заряда в базовую область уменьшается. Это означает, что эффективность эмиттера на высоких частотах ухудшается. Значительно более сильное влияние на работу транзистора оказывает барьерная емкость коллекторного перехода. Барьерная емкость коллекторного перехода. При подаче обратного напряжения на р-п переход, высота потенциального барьера ϕ_0 между р и п областями возрастает на величину приложенного напряжения qU . При этом происходит расширение области объемного заряда, как в сторону коллектора, так и в сторону базы (см. рис.3.15). Величина объемного заряда, в базовой и коллекторной областях, может быть выражена через концентрацию свободных носителей, толщину слоя объемного заряда L_n и L_p соответствующей области, и площадь р-п перехода S . Рассмотрим это на примере базовой области. При достаточно высоких температурах донорная примесь базовой области полностью ионизована и концентрация свободных носителей заряда равна концентрации ионизированной примеси $n = N_d$. Под действием приложенного обратного напряжения свободные но-

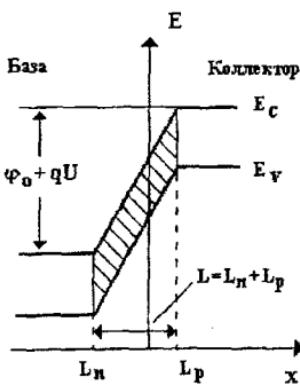


Рис. 3.15. Энергетическая диаграмма р-п перехода база - коллектор.

сителями заряда, электроны в нашем случае, отходят от границы раздела с коллекторной областью, формируя не подвижный объемный заряд, не скомпенсированный донорной примесью (заштрихованная область на рисунке 3.15). Величину этого заряда можно выразить так:

$$Q = qnSL \quad (3.77)$$

Если к переходу приложено как постоянное, так и переменное синусоидальное напряжение

$$U = U_0 + U_1 \exp j\omega t = U_0 + U_z \quad (3.78)$$

то изменение величины объемного заряда, обусловленное переменным напряжением может быть выражено так:

$$\frac{dQ}{dt} = qnS \frac{dL_n}{dt} \quad (3.79)$$

Падение напряжения на р - п переходе, выраженное через толщину слоя объемного заряда коллекторной и базовой области $L = L_p + L_n$ запишем в виде:

$$U = \frac{qn}{2\epsilon\epsilon_0} L^2 \quad (3.80)$$

Изменение падения напряжения во времени получим, продифференцировав выражение (3.80):

$$\frac{dU}{dt} = \frac{qn}{\epsilon\epsilon_0} L \frac{dL}{dt} \quad (3.81)$$

Учитывая, что постоянная составляющая напряжения во времени не изменяется, выражение для dU / dt запишем в виде:

$$\frac{dU}{dt} = j\omega U_1 \exp j\omega t \quad (3.82)$$

Подставив (3.79) и (3.81) в (3.82) получим выражение для переменного тока протекающего через р-п переход база - коллектор:

$$i(t) = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dU} \frac{dU}{dt} = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{L} j\omega U_1 \exp j\omega t \quad (3.83)$$

Используя далее понятие дифференциальной проводимости, или проводимости на переменном сигнале di / dU , можно показать, что проводимость коллекторного перехода на переменном сигнале описывается двумя членами.

$$Y = \frac{di(t)}{dU_z} = G + j\omega C \quad (3.84)$$

Один из этих членов обусловлен омическим сопротивлением р-п перехода $G = 1 / R$, а другой, обусловлен наличием емкости перехода C .

$$Y_c = \frac{di(t)}{dU_z} = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{L} j\omega \quad (3.85)$$

$$C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{L} \quad (3.86)$$

Наличие емкости обратно смещенного перехода приводи к тому, что с повышением частоты переменного сигнала все большая часть коллекторного тока проходит через емкость. Принцип работы транзистора основан на модуляции сопротивления коллектора инжектированными носителями заряда. Емкостная составляющая тока приводит к уменьшению глубины модуляции, а следовательно к уменьшению коэффициента передачи тока. При рассмотрении частотных параметров транзистора необходимо учитывать время пролета инжектированных носителей через область объемного заряда коллекторного перехода. В транзисторах с тонкой базой и широким слоем коллекторного перехода этот параметр является весьма существенным. Это объясняется тем, что на перенос электронов, через слой объемного заряда обратно смещенного перехода, влияют рекомбинация и изменение проводимости слоя. Рассмотрим эти процессы более подробно. Пусть время жизни электронов в слое объемного заряда равно τ_e . При наличии рекомбинации концентрация электронов уменьшается во времени по экспоненциальному закону. Поэтому, если время пролета электронов через слой объемного заряда равно τ_0 , то коэффициент передачи тока при учете рекомбинации равен $\exp(-\tau_0/\tau_e)$. При условии $\tau_0 \ll \tau_e$ можно пренебречь рекомбинацией и считать величину экспоненты равной единице. Однако, если $\tau_0 > \tau_e$, рекомбинационные потери становятся существенными. Рассмотрим теперь изменение проводимости слоя объемного заряда, определяющее ток во внешней цепи. Пусть в момент времени t_1 ток, протекающий через слой объемного заряда, обусловлен всеми электронами, вошедшими в этот слой за время $t_1 - \tau_0$. Электроны, вошедшие в слой объемного заряда ранее момента времени $t_1 - \tau_0$, выходят из него к моменту времени t_1 . Если обозначить ток, входящий в рассматриваемый

слой, через $I_1 \exp(j\omega t)$, то ток выходящий из этого слоя, и определяющий ток во внешней цепи можно выразить так:

$$I_2(t_2) = \frac{I_1}{\tau_0} \int_{t_0}^{t_2} \exp(j\omega t) dt \quad (3.87)$$

Проинтегрировав по времени, в указанных пределах, получим:

$$I_2(t_2) = \frac{I_1 \exp(j\omega t_2)(1 - \exp(j\omega t_0))}{j\omega \tau_0} \quad (3.88)$$

Здесь $I_1 \exp(j\omega t_2)$ - ток, обусловленный инжекцией электронов из области базы в момент времени t_2 , $I_2(t_2)$ - ток во внешней цепи в момент времени t_2 . Взяв отношение величин I_2 и I_1 , получим значение коэффициента передачи тока:

$$\beta = \frac{I_2(t_2)}{I_1 \exp(j\omega t_2)} = \frac{1 - \exp(-j\omega \tau_0)}{j\omega \tau_0} \quad (3.89)$$

или в более удобном для анализа виде:

$$\beta = \exp\left(-\frac{j\omega \tau_0}{2}\right) \frac{2 \sin\left(\frac{\omega \tau_0}{2}\right)}{\omega \tau_0} \quad (3.90)$$

Из полученного выражения видно, что при $\omega \tau_0 / 2 \ll 1$ коэффициент передачи тока $\beta \approx 1$. В этом случае все инжектированные электроны достигают коллектора и ток во внешней цепи равен инжектированному току. При $\omega \tau_0 / 2 = \pi$, получим $\beta \approx 0$, т.е. инжектированные электроны, за время периода колебания напряжения, не достигают коллектора. Предельную частоту, на которой может работать транзистор, можно найти из следующего условия:

$$\beta = \frac{2 \sin \frac{\omega \tau_0}{2}}{\omega \tau_0} = 0,7 \quad (3.91)$$

Омическое сопротивление базовой области и ее геометрия также оказывают влияние на частотные свойства транзисторов. Рассмотрим это влияние. Базовый ток транзистора протекает через узкую базовую область, имеющую сравнительно большое сопротивление. Наличие этого сопротивления оказывает влияние на процессы, происходящие в биполярном транзисторе. В частности падение напряжения на сопротивлении базы приводит к изменению смещения на эмиттерном переходе. Рассмотрим структуру транзистора, имеющего активную область базы толщиной d шириной a и длинной l , соединительный слой между активной областью базы и базовым выводом длиной b , шириной a и толщиной d_1 (см. рис. 3.16). В такой структуре транзистора площадь коллекторного перехода равна сумме площадей активной области базы и соединительного слоя. Найдем величину сопротивления R для тока, протекающего из эмиттера в базу. Сопротивление для тока, протекающего через активную область базы можно выразить так:

$$R_1 = \frac{\rho l}{2da} \quad (3.92)$$

Сопротивление, оказываемое соединительным слоем:

$$R_2 = \frac{\rho b}{ad_1} \quad (3.93)$$

Общее сопротивление:

$$R = \frac{\rho}{a} \left(\frac{1}{2d} + \frac{b}{d_1} \right) \quad (3.94)$$

Полное падение напряжения на базовой области:

$$U = R_1 I_1 + R_2 I_2 \quad (3.95)$$

здесь $I_1 = j_k a l$ - ток, протекающий через активный слой базы, $I_2 = j_k a b$ - ток, протекающий через соединительный слой. Используя выражения (3.93) и (3.94), найдем:

$$R_1 = R \frac{\rho}{a} \left(\frac{1}{2d} + \frac{b}{d_1} \right) \quad (3.96)$$

Ток, протекающий через сечение x , $I_2(x) = j_k x a$, при $x = b$, запишем в виде $I_2(b) = j_k a b$. В этом случае сопротивление соединительного слоя длиной dx для тока $I_2(x)$ принимает следующий вид:

$$dR_2 = \rho \frac{dx}{d_1 a} \quad (3.97)$$

Откуда падение напряжения:

$$U_2^l = \int_0^b I_2(x) dR = \frac{\rho b^2 j_k}{2d_1} \quad (3.98)$$

и выражение для R_2^l :

$$R_2^l = \frac{U_2^l}{I_2 b} = \frac{b \rho}{a 2d_1} \quad (3.99)$$

Подставив полученные выражения для токов и напряжений в (3.95), находим:

$$U^l = j_k \rho l \left(\frac{1}{2d} + \frac{b}{d_1} \right) + j_k \rho \frac{b^2}{2d_1} \quad (3.100)$$

Используя (3.100), найдем эффективное сопротивление базовой области R_6 для полного тока базы:

$$R_6 = \frac{U^l}{I_1 + I_2} = \frac{\rho l}{a(l+b)} \left(\frac{1}{2d} + \frac{b}{d_1} - \frac{b^2}{l} \frac{1}{2d_1} \right) \quad (3.101)$$

Это выражение, при $l = a$, принимает вид:

$$R_6 = \frac{a}{a+b} R + \frac{\rho b^2}{a(a+b)} \frac{1}{2d_1} \quad (3.102)$$

Учитывая, что $d_1 \gg d$, можно пренебречь последним слагаемым в выражении (1.102), и отношение омических сопротивлений выразить так:

$$\frac{R_6}{R} = \frac{a+b}{a} \quad (3.103)$$

Это отношение, в различных конструкциях транзисторов, достигает значе-

ния нескольких единиц, чем и объясняется сильная частотная зависимость базового тока биполярных транзисторов.

3.6. Дрейфовые транзисторы

При рассмотрении параметров биполярных транзисторов принималось, что распределение примеси в базовой области равномерное, электрическое поле в базе равно нулю, и инжектированные в базу носители достигают коллектора только за счет процессов диффузии. Однако, если в базе транзистора создать градиент концентрации примеси, возникающее при этом электрическое поле ускоряет движение не основных носителей заряда к коллектору. На диффузионный перенос накладывается еще и дрейф носителей в электрическом поле. Это приводит к существенному повышению быстродействия транзистора, т.к. время переноса носителей через базу к коллектору уменьшается. Транзисторы со встроенным электрическим полем в базовой области получили название - дрейфовые транзисторы. Рассмотрим механизм образования дрейфового транзистора. Пусть в качестве исходного полупроводника используется полупроводник p -типа проводимости с концентрацией акцепторной примеси N_{a0} . Пусть через поверхность пластины проводится диффузия донорной и акцепторной примесей с концентрациями N_d и N_a соответственно. При этом коэффициент диффузии донорной примеси меньше чем коэффициент диффузии акцепторной примеси, а ее поверхностная концентрация - больше. Поэтому, при диффузии, концентрация донорной примеси N_d уменьшается с расстоянием быстрее концентрации акцепторной примеси N_a (рис.3.17). Если построить зависимость разности концентраций от глубины проникновения в полупроводник (рис.3.17. а), то хорошо видно образование трех различных областей в полупроводнике. Это область n -типа ($x < 0, N_d - N_a > 0$), область p -типа ($0 < x < x_1, N_d - N_a < 0$) и область n -типа ($x > x_1, N_d - N_a > 0$). При выполнении условия $N_d \gg N_a$, распределение примесей можно, приближенно, изобразить в виде показанным на рисунке 3.18 а, б. Из этих рисунков видно, что по толщине базовой области примесь распределена не равномерно: вблизи эмиттера концентрация примеси значительно больше, чем вблизи коллектора. В результате такого распределения примеси, формируются встречные диффузионные потоки дырок и электронов, которые приводят к образованию электрического поля в базовой области транзистора. Напряженность электрического поля возрастает до тех пор, пока не станет достаточной для препятствия дальнейшей диффузии и разделения зарядов. В состоянии равновесия диффузионная и дрейфовая составляющие тока уравновешивают

друг друга и результирующий ток равен нулю:

$$j_n = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx} = 0 \quad (3.104)$$

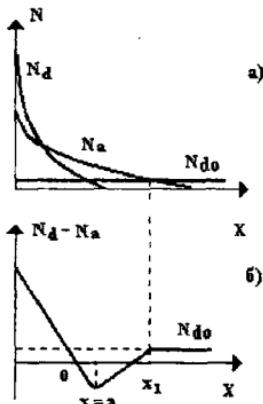


Рис. 3.17. Распределение концентрации примесей в дрейфовом транзисторе.

При этом напряженность встроенного электрического поля описывается следующим выражением:

$$E = -\frac{D_n}{n\mu_n} \frac{dn}{dx} \quad (3.105)$$

Из приведенного выражения видно: чем больше градиент концентрации примеси dn / dx в базовой области транзистора, тем больше величина встроенного электрического поля. Закон распределения примеси в базовой области дрейфового транзистора можно аппроксимировать экспоненциальной функцией:

$$N = N_e e^{ax} \quad (3.106)$$

Значение постоянной a в показателе экспоненты удобно выражать через концентрацию примеси в базе транзистора вблизи границы раздела база - коллектор, т.е. при $x = x_1$ (см. рисунок 3.17 б). Учитывая, что $x = d$, а d есть толщина базовой области, примем при $x = d$, $N = N_k$. Из (3.106) находим:

$$a = \frac{1}{d} \ln \frac{N_e}{N_k} \quad (3.107)$$

При высоких температурах, концентрация ионизованной донорной примеси равна концентрации свободных носителей заряда $n = N$ и, следовательно, $dn/dx = a N$. Используя далее выражение (3.105) найдем напряженность электрического поля в базе дрейфового транзистора:

$$E = \frac{kT}{q} \frac{1}{d} \ln \frac{N_e}{N_k} \quad (3.108)$$

Из полученного выражения видно, что напряженность электрического поля в базе транзистора постоянна по всей толщине базы и зависит от вели-

чины концентрации примеси у эмиттера N_e и у коллектора N_k . Пусть толщина базы $d = 2 \text{ мкм}$, концентрация примеси вблизи эмиттера составляет $N_e = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, концентрация примеси вблизи коллектора $N_k = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Тогда при температуре 300°K встроенное поле в базе транзистора будет иметь напряженность равную: $E = 600 \text{ В / см}$. Разность потенциалов между эмиттерным и коллекторным переходами, обусловленная этим полем, и ускоряющая перенос электронов к коллектору $\phi = Ed = 600 \cdot 2 \cdot 10^{-4} = 0,12 \text{ В}$. Обозначим время дрейфа до коллектора, носителей заряда инжектированных в базу (электронов в данном случае), через t_1 . Тогда, учитывая толщину базовой области (d), и дрейфовую скорость электронов v ($v = \mu_v E$), время дрейфа можно выразить так:

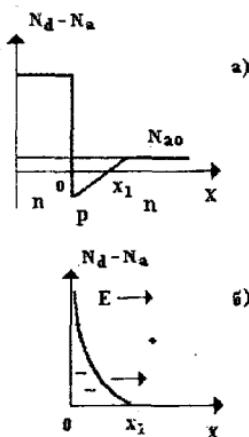


Рис. 3.18. Разность распределения концентрации примесей в дрейфовом транзисторе.

$$t_1 = \frac{d}{v} = \frac{d}{\mu_v E} \quad (3.109)$$

или используя соотношение Эйнштейна и понятие коэффициента диффузии электронов (D_n):

$$t_1 = \frac{dkT}{2D_n} \frac{1}{E} \quad (3.110)$$

Время t_2 , необходимое для прохождения носителей заряда через базовую область за счет диффузии, можно найти из соотношения:

$$t_2 = \frac{d^2}{2D_n} \quad (3.111)$$

отсюда отношение времен дрейфа и диффузии:

$$\frac{t_1}{t_2} = \frac{2kT}{d} \frac{1}{E} \quad (3.112)$$

Из приведенного соотношения видно: что при наличии встроенного электрического поля, инжектированные в базу, носители проходят расстояние до коллектора в $2kT / Ed$ раз быстрее. Это приводит к повышению частоты, на которой может работать транзистор. Однако существуют физические ограничения использования встроенного электрического поля для по-

вышения быстродействия работы транзисторов. Так, для увеличения напряженности встроенного электрического поля, необходимо увеличивать концентрацию примеси в области базы. Но увеличение концентрации примеси

в базе, как было показано выше, приводит к уменьшению эффективности эмиттерного перехода. Более того, в начале базовой области имеется участок (см. рис. 3.17. б) $0 < x < a$, где градиент концентрации примеси имеет противоположный знак. Следовательно, на этом участке, встроенное электрическое поле является тормозящим полем для инжектированных в базу электронов. При дальнейшем увеличении градиента концентрации примеси, величина тормозящего поля растет. В общем, быстродействие дрейфовых транзисторов превышает

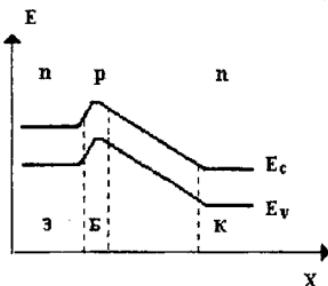


Рис. 3.19. Энергетическая диаграмма дрейфового n-p-n транзистора.

быстродействие без дрейфовых транзисторов на 2-3 порядка. Энергетическая зонная диаграмма дрейфового транзистора типа n-p-n приведена на рисунке 3.19. При анализе частотных зависимостей параметров дрейфовых транзисторов, в частности, при выводе расчетных соотношений для омического сопротивления базовой области необходимо учитывать не однородность удельного сопротивления базы. В случае наличия профиля распределения примеси в базовой области, сопротивление базы будет различным, как в активной, так и в пассивной областях. Действительно, сопротивление слоя полупроводника толщиной d и площадью поперечного сечения S выражается так: $R = \rho d / S$, используя понятие проводимости $\delta = 1/\rho = qN\mu_n/dS$, величину сопротивления R выразим следующим образом:

$$R = \frac{d^2}{qN\mu_n} \quad (3.113)$$

Если значения μ и N изменяются с координатой, т.е. $\mu = \mu(x)$ и $N = N(x)$ то выражение для сопротивления принимает следующий вид:

$$\frac{1}{R} = q \int_0^d \mu(x) N(x) dx \quad (3.114)$$

Подставив в (1.114) выражение (3.106) и принимая, что подвижность но-

сителей заряда изменяется с координатой по линейному закону, после интегрирования по всей длине рассматриваемого слоя получим выражение для сопротивления базы дрейфового транзистора.

3.7. Температурные зависимости параметров транзисторов

Температурная зависимость параметров транзистора определяется температурными зависимостями концентрации носителей заряда, подвижности, временем жизни и высоты потенциальных барьеров между р - п переходами. Величина сопротивления базовой области транзистора определяется электропроводностью исходного материала. Поэтому электропроводность базы транзистора, например, типа р-п-р будет зависеть от концентрации носителей заряда, электронов и дырок, и от их подвижности

$$\sigma = e n \mu_n + e p \mu_p \quad (3.115)$$

Концентрация свободных носителей заряда в полупроводнике является функцией степени ионизации примесных атомов и атомов основного материала. Температурные зависимости концентраций, обусловленные ионизацией атомов примеси и основного материала различны. Поэтому полную электропроводность, считая подвижности постоянными, можно выразить так:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\Delta E_0}{2kT}\right) + \sigma_1 \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (3.116)$$

здесь σ_0 - проводимость, обусловленная ионизацией атомов основного материала, σ_1 - проводимость, обусловленная ионизацией атомов примесных центров, ΔE_0 - ширина запрещенной зоны полупроводника, ΔE - энергия ионизации примеси. При учете температурной зависимости подвижности носителей заряда, величины σ_0 и σ_1 будут функциями температуры. Температурные зависимости подвижности определяются механизмом рассеяния носителей заряда. Так, если рассеяние носителей происходит на тепловых колебаниях решетки, температурная зависимость подвижности описывается законом $\mu \approx T^{-3/2}$. Если рассеяние происходит на ионах примеси, температурная зависимость подвижности имеет вид $\mu \approx T^{3/2}$. При смешанных механизмах рассеяния, температурная зависимость подвижности имеет максимум, положение которого зависит от типа и концентрации примеси. Для транзисторов, изготовленных на основе кремния, температурная зависимость сопротивления базовой области так же проходит через

максимум. Температурная зависимость коэффициент переноса тока базы. При выводе выражения описывающего коэффициент переноса тока базы (3.29) было показано, что на низких частотах коэффициент переноса пропорционален величине, равной $1 - (d/Z_n)^2$. Диффузионная длина носителей заряда $Z_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ (электронов для определенности), зависит от температуры. С увеличением температуры $D_n = (kT / q)\mu_n$ уменьшается из за уменьшения подвижности, что приводит к уменьшению коэффициента переноса тока базы. Температурная зависимость тока коллекторного перехода. При инжекции носителей из эмиттера в базу ток коллекторного перехода определяется числом инжектированных носителей, достигших коллектора: $I_k = \alpha I_e + I_{ko}$. При отсутствии инжекции ($I_e = 0$), ток коллекторного перехода обусловлен тепловым током обратно смещенного p-n перехода. Этот ток определяется скоростью термической генерации носителей в слое объемного заряда коллектора. Образовавшиеся, в результате термической генерации, пары электрон - дырка разделяются электрическим полем коллекторного перехода. Дырки при этом проходят в n - область коллектора (рассматривается транзистор типа n-p-n), а электроны - проходят в p - область базы. Поскольку число, генерируемых в единицу времени носителей заряда, пропорционально величине $\exp(-E_g / 2kT)$, ток термической генерации также является экспоненциальной функцией температуры. Рассмотрим это более подробно. При подаче обратного напряжения на коллекторный переход (-U_k) и при отсутствии инжекции со стороны эмиттера, ток протекающий через коллектор описывается следующим уравнением:

$$j = q \left(\frac{n_p D_n}{Z_n} + \frac{p_n D_p}{Z_p} \right) \exp \left(\frac{-q U_k}{kT} \right) - 1 \quad (3.117)$$

При напряжениях на коллекторе больших 5-7 вольт, членом содержащим экспоненту (в 3.117) можно пренебречь, за счет его малости. Выражения для концентрации электронов и дырок, входящих в (3.117) можно представить в виде:

$$n_p = N_c \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad p_n = N_v \exp\left(\frac{E_g}{kT}\right) \quad (3.118)$$

где N_c и N_v - эффективная плотность состояний в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно, E_g - ширина запрещенной зоны используемого полупроводника. Подставив (3.118) в (3.117), получим выражение

ние для температурной зависимости обратного тока коллекторного перехода:

$$j = q \left(\frac{N_c D_n}{Z_n} + \frac{N_v D_p}{Z_p} \right) \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (3.119)$$

или в виде:

$$j = F(T) \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (3.120)$$

В этом выражении температурной зависимостью функции $F(T)$ можно пренебречь по сравнению с экспоненциальным членом. При таком приближении коллекторный ток является экспоненциальной функцией температуры. **Температурная зависимость емкости эмиттерного и коллекторного переходов.** Емкость перехода зависит от температуры в том случае, если напряжение, приложенное к переходу, сравнимо с диффузионным потенциалом. Так как на эмиттерный переход транзистора подается относительно малое, прямое напряжение, то диффузионная емкость эмиттерного перехода достаточно сильно зависит от температуры. Рассмотрим эту зависимость. При подаче прямого напряжения на эмиттерный переход, через него протекает прямой ток (см. рис.3.20). Этот ток обусловлен инжецией дырок из p области в n область и электронов из n области в p область. В случае резкого $p^+ - n$ перехода ток дырок значительно больше чем ток электронов. Заряд, создаваемый дырками, инжектированными в n область, можно выразить через разность концентраций $p(x) - p_n$ дырок в базе транзистора:

$$Q = qS \int_0^d [p(x) - p_n] dx \quad (3.121)$$

здесь d - ширина базовой области, $p(x)$ - концентрация инжектированных в базу дырок, p_n - равновесная концентрация дырок в базе. Распределение концентрации инжектированных в базу дырок можно выразить при помощи выражения:

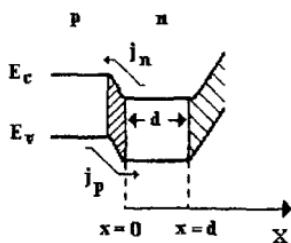


Рис. 3.20. Составляющие прямого тока, протекающего через $p-n$ переход.

$$p(x) = p_n + p_n \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{d-x}{Z_p} \quad (3.122)$$

тогда разность концентраций принимает вид:

$$p(x) - p_n = p_n \left(\exp \frac{qU_3}{kT} - 1 \right) \exp \frac{d-x}{Z_p} \quad (3.123)$$

Подставив (3.122) и (3.123) в (3.121) получим выражение для заряда, создаваемого инжектированными дырками:

$$\begin{aligned} Q &= qS \int_0^d p_n \left(\exp \frac{qU_3}{kT} - 1 \right) \exp \frac{d-x}{Z_p} dx = \\ &= qS p_n \left(\exp \frac{qU_3}{kT} - 1 \right) \int_0^d \exp \frac{d-x}{Z_p} dx \end{aligned} \quad (3.124)$$

Для решения интеграла, входящего в выражение (3.124), воспользуемся заменой переменной:

$$\frac{d-x}{Z_p} = u, \quad d-x = Z_p u, \quad -dx = Z_p du \quad (3.125)$$

тогда

$$\int_0^d \exp \frac{d-x}{Z_p} dx = -Z_p \int_{\frac{d}{Z_p}}^0 \exp u du = -Z_p \left(1 - \exp \frac{d}{Z_p} \right) \quad (3.126)$$

и выражение для заряда принимает вид:

$$Q = -qS p_n \left(\exp \frac{qU_3}{kT} - 1 \right) Z_p \left(1 - \exp \frac{d}{Z_p} \right) \quad (3.127)$$

толщина базовой области, как правило, значительно меньше диффузионной длины носителей заряда $d \ll Z_p$, поэтому выражение для заряда (3.127), введенного в область базы, можно записать так:

$$Q = -qS p_n \left(\exp \frac{qU_3}{kT} - 1 \right) Z_p \quad (3.128)$$

По определению, емкость это отношение изменения заряда к вызвавшему его изменению напряжения:

$$C = \frac{dQ}{dU} = \frac{q}{kT} \left(\frac{qSp_n Z_p^2}{Z_p} \right) \exp \frac{qU_s}{kT} \quad (3.129)$$

или в виде:

$$\frac{q}{kT} \left(qS \frac{D_p p_n}{Z_p} \right) \tau_p \exp \frac{qU_s}{kT} \quad (3.130)$$

Учитывая, что при достаточно больших прямых напряжениях, ток эмиттера можно записать в виде:

$$I_s = I_s \exp \frac{qU_s}{kT} \quad (3.131)$$

здесь

$$I_s = \frac{qD_p p_n}{Z_p} S \quad (3.132)$$

получим выражение для диффузионной емкости эмиттерного перехода:

$$C_{\text{диф}} = \frac{q}{kT} I_s \tau_p \quad (3.133)$$

Из приведенного соотношения видно, что диффузионная емкость эмиттерного перехода прямо пропорциональна величине прямого тока, времени жизни не основных носителей заряда и обратно пропорциональна температуре перехода. Из рассмотренных зависимостей следует, что статические характеристики транзистора изменяются с изменением температуры. В качестве примера на рисунке 3.21. приведены входные характеристики маломощного, низкочастотного транзистора, снятые при различных температурах. Из рисунка видно, что при одном и том же прямом напряжении на эмиттерном переходе ток, протекающий через переход, возрастает с увеличением температуры. На рисунке 3.22. приведены выходные характеристики транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером, снятые

при двух различных (20°C и 60°C) температурах. Видно, что с увеличе-

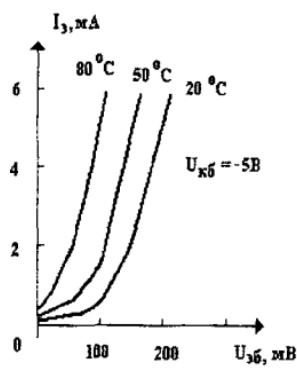


Рис. 3.21. Температурные зависимости входных характеристик маломощного транзистора.

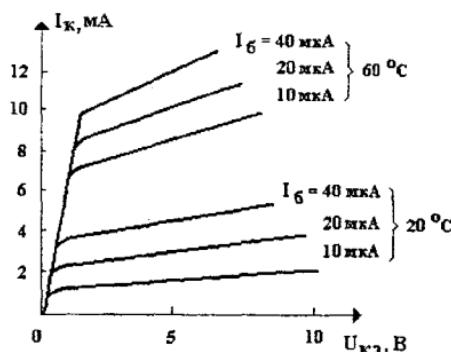


Рис. 3.22. Температурные зависимости выходных характеристик транзистора.

нием температуры, при постоянном токе базы и при неизменных напряжениях на электродах транзистора, коллекторный ток сильно возрастает. Следует отметить, что выходные характеристики биполярных транзисторов, снятые при условии постоянства напряжения между базой и эмиттером, значительно меньше зависят от температуры.

3.8. Транзисторы с гетеропереходом

При анализе работы р-п перехода (см. главу 1) мы рассматривали р-п переходы, образованные при контакте двух одинаковых полупроводников, или созданные в одном и том же монокристалле полупроводника, введением него различных примесей. Такие переходы, имеющие по обе стороны от границы раздела р и п областей одну и ту же решетку кристалла с одинаковой шириной запрещенной зоны, получили название - гомопереходы. Если р-п переход образован при контакте двух различных полупроводников, то по обе стороны от границы раздела р и п областей будут находиться полупроводники с различными значениями ширины запрещенных зон. Такие переходы получили название - гетеропереходы. Гетеропереходы можно создавать, используя такие пары полупроводников как: CdTe-CdSe, Ge-

GaAs, GaAs-GaAs_xP_{x-1}. В зависимости от типа и величины концентрации примесей оба полупроводника могут иметь, как одинаковый тип проводимости (изотипные гетеропереходы), так и разные типы проводимости -

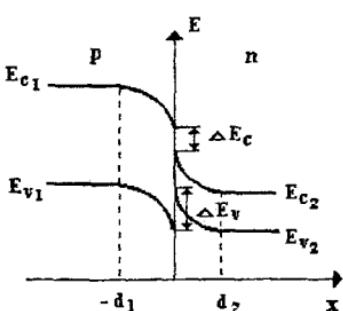


Рис. 3.23. Энергетическая зонная диаграмма анизотропного гетероперехода с широкозонной p-областью.

(анизотипные гетеропереходы). В качестве примера, на рисунке 3.23. приведены энергетические зонные диаграммы анизотропного гетероперехода, образованного при контакте широкозонного полупроводника n - типа проводимости и узкозонного полупроводника p - типа проводимости. Из рисунка видно, что при контакте таких полупроводников, на границе раздела p и n областей возникают разрывы в зоне проводимости ΔE_c и в валентной зоне, ΔE_v, обусловленные различной шириной запрещенной зоны контактирующих полупроводников.

Величину каждого из образовавшихся энергетических разрывов можно найти из условия непрерывности нормальной составляющей вектора электрической индукции на границе раздела контактирующих полупроводников. Предположим, что в полупроводниках имеются донорные и акцепторные примеси с концентрациями n₀ и p₀ соответственно. Пусть эти примеси полностью ионизированы, при комнатной температуре. При формировании гетероперехода, в обоих полупроводниках, образуются обедненные слои объемного заряда. Для расчета потенциальной энергии электронов и дырок в p и n областях, воспользуемся результатами главы 2 (см. раздел 2.1.) С учетом того, что в случае гетероперехода диэлектрические проницаемости в обоих полупроводниках различны, получим для p области:

$$\phi_1(x) = \phi_{01} + \frac{q^2 p_0}{2\epsilon_1 \epsilon_0} (x + d_1)^2 \quad (3.134)$$

и для n области:

$$\phi_2(x) = \phi_{02} - \frac{q^2 n_0}{2\epsilon_2 \epsilon_0} (x - d_2)^2 \quad (3.135)$$

здесь φ₀₁ и φ₀₂ - значения потенциалов при x = -d₁ и при x = d₂ (см. рис.

3.23). Далее используем условие непрерывности нормальной составляющей вектора электрической индукции на границе раздела:

$$\varepsilon_1 \frac{d\phi_1}{dx} = \varepsilon_2 \frac{d\phi_2}{dx} \quad (3.136)$$

Подставляя (3.134) и (3.135) в (3.136), находим:

$$\frac{d_1}{d_2} = \frac{n_0}{p_0} \quad (3.137)$$

Далее, учитывая $x = 0$, т.е. рассматривая значения потенциалов на границе раздела, получим:

$$\phi_1(0) - \phi_{01} = \frac{q^2 p_0}{2\varepsilon_1 \varepsilon_0} d_1^2 \quad (3.138)$$

$$\phi_{02} - \phi_2(0) = \frac{q^2 n_0}{2\varepsilon_2 \varepsilon_0} d_2^2 \quad (3.139)$$

Подставив выражения (3.138) и (3.139) в (3.136), получим отношение потенциальных энергий носителей зарядов на границе раздела p и n областей гетероперехода и полную высоту потенциального барьера:

$$\frac{\Phi_{01}}{\Phi_{02}} = \frac{n_0 \varepsilon_2}{p_0 \varepsilon_1} \quad (3.140)$$

$$\varphi = \frac{q^2}{2\varepsilon_0} \left(\frac{n_0 d_2^2}{\varepsilon_2} + \frac{p_0 d_1^2}{\varepsilon_1} \right) \quad (3.141)$$

Полученные соотношения определяют распределения потенциалов, изгиб зон энергий и толщину слоев объемного заряда в обоих полупроводниках гетероперехода. На рисунке 3.24 показана энергетическая зонная диаграмма изотипного гетероперехода, образованного при контакте широкозонного и узкозонного полупроводников -типа проводимости. Распределение потенциала в областях объемного заряда каждого из полупроводников и величины энергетических разрывов зон определяются по методу аналогичному анизотипным гетеропереходам. Анизотипные гетеро-

переходы используются при изготовлении транзисторов. Это обусловлено следующим.

В обычных гомопереходах, при подаче прямого напряжения смещения, инжекция неосновных носителей заряда происходит из обеих областей перехода. Так, электроны из n -области инжектируются в p -область, а дырки, соответственно из p -области в n -область. Однако для работы транзистора существенную роль играет инжекция лишь одного типа носителей. Для достижения односторонней инжекции, эмиттер-

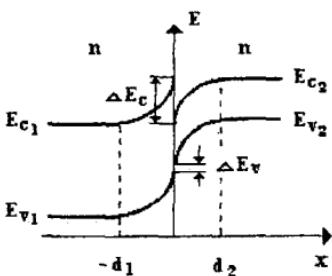


Рис. 3.24. Энергетическая зонная диаграмма изотропного n - n гетероперехода.

ную область транзистора легируют значительно сильнее базовой области. Но при этом, увеличение обратного напряжения на коллекторном переходе, приводит к расширению слоя объемного заряда в слабо легированную область базы и к увеличению отрицательной обратной связи между коллекторным и эмиттерным напряжениями. Эти эффекты могут быть устранены в конструкции транзистора с гетеро переходом. Энергетическая зонная диаграмма транзистора типа n - p - p с эмиттерным гетеропереходом показана на рисунке 3.25. Здесь в качестве эмиттера используется полупроводник (n - $Al_xGa_{1-x}As$) с более широкой запрещенной зоной по сравнению с полупроводником как базы, так и (p - $GaAs$) и коллектора (n - $GaAs$). В таком переходе потенциальный барьер для электронов эмиттера значительно меньше потенциального барьера для дырок базы. В результате этого, при подаче на эмиттерный переход прямого напряжения смещения, имеет место лишь инжекция электронов из эмиттера в базу, в то время как дырки базовой области не могут преодолеть дополнительный потенциальный барьер.

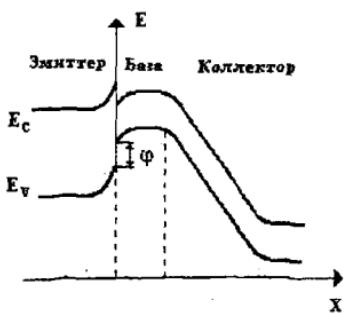


Рис. 3.25. Энергетическая диаграмма n - p - p -транзистора с эмиттерным гетеропереходом.

3.9. Однопереходные транзисторы

Однопереходный транзистор или, как его еще часто называют - двухбазовый диод, состоит из пластины полупроводника с двумя омическими контактами на концах, посередине которого расположен р-п переход. Наиболее простая структура одно переходного транзистора показана на рисунке 3.26. Здесь б₁ и б₂ - омические контакты к полупроводнику п-типа проводимости, р⁺ - выпрямляющий контакт к области п, т.е. управляющий р-п переход, включенный в прямом направлении, R₃ и R₆ - нагрузочные сопротивления эмиттера и базы. Если к базам однопереходного транзистора приложить напряжение U₆, то по участку кристалла, расположенному между базами, протекает ток I₃. Этот ток создает падение напряжения на омическом сопротивлении полупроводникового кристалла. Падение напряжения U₁ на участке между базой (б₁) и эмиттером (э) можно выразить через геометрические размеры транзистора d₁ и d₂ (см. рис. 3.16)

$$U_1 = U_6 d_1 / (d_1 + d_2) \quad (3.142)$$

При этом напряжение U₂ на управляющем р-п переходе равно

$$U_2 = U_3 - U_1 \quad (3.143)$$

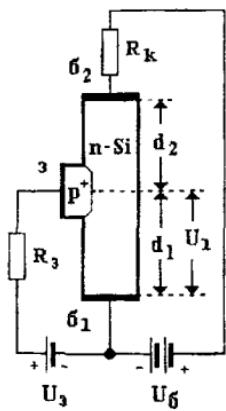


Рис.3.26. Схема включения однопереходного транзистора.

Из выражения (3.143) видно, что при условии U₃ - U₁ < 0, напряжение на управляющем переходе меньше нуля, переход смещен в обратном направлении и через него протекает малый обратный ток. При условии U₃ = U₁ напряжение на р-п переходе равно нулю. Если U₃ > U₁, управляющий р-п переход смещается в прямом направлении и через него протекает прямой ток. Этот ток обусловлен, в основном, потоком дырок направленным из р⁺ области эмиттера в п область базы. Инжектированные в базу дырки, под действием электрического поля создаваемым напряжением U₆, смещаются в нижнюю часть базы. Увеличение концентрации дырок в этой части базы приводит к уменьшению ее сопротивления и к уменьшению падения напряжения U₁. Уменьшение U₁ приводит к росту напряжения на управляющем р-п переходе U₂, к росту тока протекающего через переход

ствием электрического поля создаваемым напряжением U₆, смещающимся в нижнюю часть базы. Увеличение концентрации дырок в этой части базы приводит к уменьшению ее сопротивления и к уменьшению падения напряжения U₁. Уменьшение U₁ приводит к росту напряжения на управляющем р-п переходе U₂, к росту тока протекающего через переход

и к дальнейшему уменьшению сопротивления базы. Этот процесс приводит к лавинному увеличению тока и к образованию участка отрицательного дифференциального сопротивления на входной вольтамперной характеристике одно переходного транзистора. Выходная, или межбазовая, характеристика этого транзистора, тоже имеет свои характерные особенности. Действительно, пока выполняется условие $U_1 < U_3$, управляющий переход смещён в прямом направлении и инжектирует в базу

носители заряда. При увеличении напряжения U_6 , прикладываемого к базам транзистора, увеличивается напряжение U_1 , что приводит к уменьшению напряжения на управляющем переходе. Уменьшение напряжения на переходе приводит к уменьшению инжекции, и, следовательно, к увеличению сопротивления базовой области. Увеличение сопротивления базовой области приводит к уменьшению роста межбазового тока с увеличением межбазового напряжения. Как только напряжение на управляющем переходе станет равным нулю, инжекция носителей заряда в базовую область прекращается и сопротивление базы резко увеличивается. Увеличение сопротивления базы приводит к быстрому спаду межбазового тока. Межбазовые вольтамперные характеристики однопереходного транзистора, при различных напряжениях на управляющем переходе, приведены на рисунке 3.28. Коэффициент переноса базового тока однопереходного транзистора определяется как отношение тока базы к току эмиттера $h_{21} = I_{66} / I_3$. Эмиттерный ток транзистора, показанного на рисунке 3.16, представляет собой инжекционный дырочный ток: $I_3 = S q \mu_p E$. Инжекция дырок через эмиттерный переход, вызывает приток такого же количества электронов через базовый вывод. Значит,

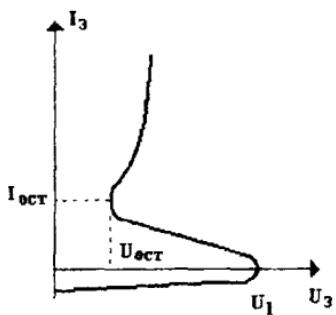


Рис. 3.27. Входная характеристика однопереходного транзистора.

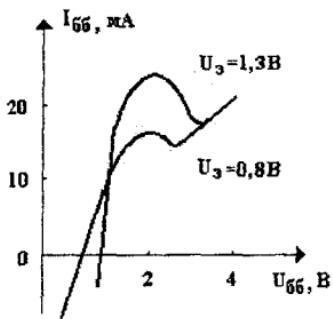


Рис. 3.28. Межбазовые вольтамперные характеристики однопереходного транзистора.

коэффициент переноса базового тока однопереходного транзистора определяется как отношение тока базы к току эмиттера $h_{21} = I_{66} / I_3$. Эмиттерный ток транзистора, показанного на рисунке 3.16, представляет собой инжекционный дырочный ток: $I_3 = S q \mu_p E$. Инжекция дырок через эмиттерный переход, вызывает приток такого же количества электронов через базовый вывод. Значит,

полный базовый ток можно выразить при помощи следующего выражения: $I_{66} = S q \rho E (\mu_p + \mu_n)$.

Используя полученные соотношения, найдем коэффициент передачи базового тока однопереходного транзистора: $h_{21} = 1 + \mu_n / \mu_p$. Из полученного выражения видно, что коэффициент передачи базового тока однопереходного транзистора зависит от отношения подвижностей электронов и дырок. Структура одно переходного транзистора, в планарном исполнении, показана на рисунке 3.29. Здесь, в качестве исходной подложки, используется кремний p-типа проводимости (1), на поверхности которого, выращен эпитаксиальный слой n-типа (2). Базовые (b_1 и b_2) области, p⁺-типа проводимости создаются при помощи локальной диффузии донорной примеси с большой концентрацией. Эмиттерная область (β), имеющая p⁺-тип проводимости, формируется при помощи локальной диффузии акцепторной примеси в эпитаксиальный n-слой. В качестве омических электродов к областям обоих баз и к области эмиттера, используется алюминий. Для защиты от внешних воздействий вся поверхность пластины покрыта тонким слоем SiO₂ (3).

Следует отметить, что реальные характеристики однопереходных транзисторов могут существенно отличаться от характеристики приведенной на рис. 3.27. Это отличие состоит в смещении точки включения в область положительных напряжений.

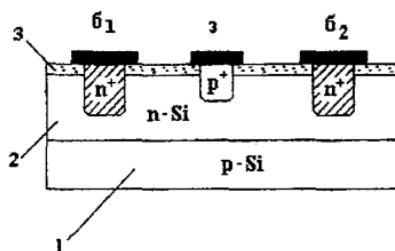


Рис. 3.29. Планарная структура однопереходного транзистора.

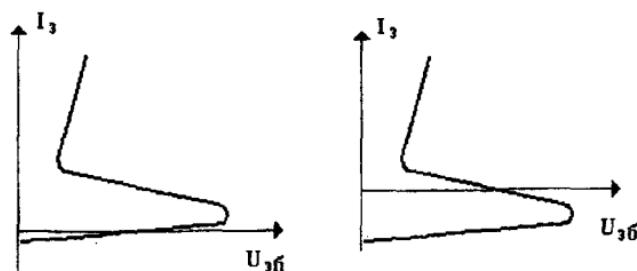


Рис. 3.30. Возможные вольтамперные характеристики однопереходных транзисторов.

жительных или отрицательных токов эмиттера (см. рис. 3.30). Причиной такого смещения в область положительных токов эмиттера является наличие токов утечек по поверхности транзистора. Смещение в область отрицательных токов эмиттера обусловлено экстракцией носителей заряда из области базы обратно смещенным эмиттерным переходом.

В таблице 7 приведены основные параметры некоторых промышленных однопереходных транзисторов.

Таблица 7

Тип	f_{max} , кГц	h_{21}	U_{max} , В	I_E max, мА	I_E вкл, мА	I_E выкл, мА
КТ117А	200	0,5-0,7	30	50	20	1
КТ117Б	200	0,65-0,85	30	50	20	1
КТ117В	200	0,5-0,7	30	50	20	1
КТ117Г	200	0,65-0,9	30	50	20	1

3.10. Лавинные транзисторы

Лавинный транзистор по своей структуре не отличается от обычного биполярного транзистора. Однако вольтамперные характеристики лавинного транзистора существенно отличаются от характеристик обычного транзистора. Это обусловлено тем, что лавинный транзистор работает при напряжениях на коллекторном переходе, соответствующих лавинному пробою. Как было показано раньше, при достаточно больших обратных напряжениях на р-п переходе, носители заряда, за время свободного пробега приобретают кинетическую энергию достаточную для ударной ионизации атомов кристаллической решетки. При этом генерированные носители заряда резко увеличивают коллекторный ток. Этот ток состоит из тока дырок, направленных из базы в коллектор и потока электронов направленного из коллектора в базу. Уход дырок из базы и приход в нее электронов приводит к формированию отрицательного заряда в области базы. Это приводит к понижению потенциального барьера эмиттерного перехода, к росту тока через переход база - эмиттер и к увеличению коллекторного тока. При

отключенным эмиттере весь коллекторный ток протекает через обратно смещенный р-п переход коллектора и через базу транзистора. Сопротивление обратно смещенного перехода - велико, поэтому вольт-амперная характеристика лавинного транзистора, при таком режиме включе-

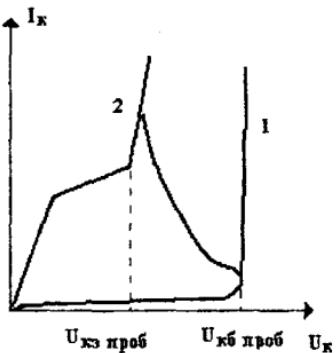


Рис. 3.31. Выходная вольтамперная характеристика лавинного транзистора.

ния, подобна характеристике обратно смещенного перехода (рис. 3.31, зависимость 1, начальная часть). При увеличении коллекторного напряжения в диапазоне значений $0 < U_k < U_{k\text{проб}}$, ток протекающий через транзистор, возрастает не значительно. С увеличением величины коллекторного напряжения U_k до значения равного $U_{k\text{проб}}$ начинается лавинный пробой коллекторного перехода и резкое увеличение тока (рис. 3.31, зависимость 2, вертикальный участок). С ростом тока сопротивление эмиттерного перехода уменьшается, и вольтамперная характеристика

транзистора принимает вид кривой приведенной на рисунке 3.31, зависимость 2. При отключенной базе весь ток протекает через эмиттерный переход. На участке лавинного пробоя приращение тока коллектора больше чем приращение тока эмиттера. Т.е. ток дырок из базы в коллектор и ток электронов из коллектора в базу, в сумме, больше чем ток дырок из эмиттера в базу. Такое соотношение токов приведет к тому, что база транзистора будет заряжаться отрицательно, а коллектор положительно. Увеличение положительного заряда коллектора способствует уменьшению коллекторного напряжения. Уменьшение коллекторного напряжения, с ростом тока, приводит к образованию участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением на вольтамперной характеристике транзистора.

Транзисторы с коллекторной утечкой. Увеличение тока в коллекторе происходит не только в результате лавинного размножения носителей заряда в сильном электрическом поле. К увеличению коллекторного тока приводит так же наличие утечек в коллекторном переходе. Транзисторы, в которых для увеличения коллекторного тока используется явление утечки носителей заряда получили название - транзисторы с коллекторной утечкой. Рассмотрим принцип работы такого транзистора. На рисунке 3.32 показана структура транзистора, в коллекторном р-п переходе которого, имеются каналы утечек (заштрихованные участки). Обратное на-

пряжение, прикладываемое к коллектору, распределяется между коллектором, каналом утечки и базовой областью. В результате такого распределения, в базовой области транзистора образуется достаточно сильное электрическое поле, направленное в сторону коллектора. При приложении к эмиттерному переходу прямого напряжения смещения, в базовую область транзистора, инжектируются электроны. Для сохранения условия электронейтральности базы в нее, через базовый контакт и через канал утечки, поступают дырки. Электрическое поле базы направлено так, что преимущественным потоком дырок является поток из коллектора

через канал утечки. Другими словами в транзисторе с коллекторной утечкой ток коллектора оказывается больше тока до шедших до него электронов на величину тока дырок из канала утечки. Это означает, что коэффициент усиления по току становится больше единицы. Как и обычный биполярный транзистор, транзистор с коллекторной утечкой может быть включен по схеме с общей базой, с общим коллектором и с общим эмиттером.

При включении транзистора с коллекторной утечкой по схеме с общим эмиттером, его вольтамперные характеристики аналогичны вольтамперным характеристикам лавинного транзистора. При включении транзистора с коллекторной утечкой по схеме с общим коллектором его вольтамперные характеристики, (см.

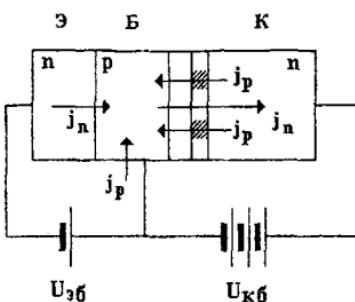


Рис. 3.32. Структура транзистора с коллекторной утечкой.

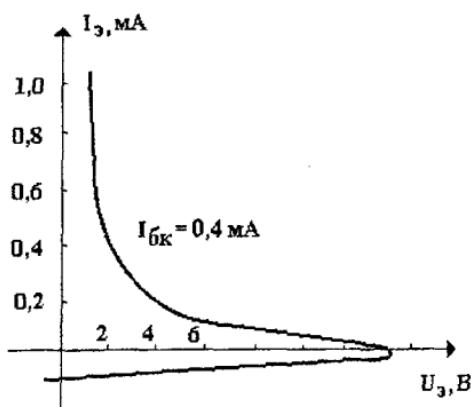


Рис. 3.33. Вольтамперная характеристика транзистора с коллекторной утечкой, включенного по схеме с общим коллектором.

рис.3.33), подобны характеристикам однопереходного транзистора. При

этом аналогичен и механизм формирования участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

В таблице 8 приведены основные параметры некоторых маломощных низкочастотных транзисторов, выпускаемых промышленностью различных стран мира.

Таблица 8

Тип	$U_{k\text{б} \max}$ (В)	$U_{\text{э}\text{б} \max}$ (В)	$I_{k \max}$ (мА)	$I_{\text{э} \max}$ (мА)	P_k (мВт)	$I_{k\text{o}}$ (мкА)	F_{\max} (мГц)	$C_{k\cdot}$ (пФ)
2N 536	20	20	30	18	50	8	2	120
AC 540	24	10	12	15	150	10	0.5	80
GC 507	32	10	125	130	125	8	0.3	75
ОС 77	60	12	250	260	125	12	0.4	50
BCY31	64	45	50	60	250	0.05	0.4	150

В этой таблице:

$U_{k\text{б} \max}$ - максимально допустимое напряжение между коллектором и базой; $U_{\text{э}\text{б} \max}$ - максимально допустимое напряжение между эмиттером и базой; $I_{k \max}$ - максимально допустимый ток постоянный коллектора; $I_{\text{э} \max}$ - максимально допустимый ток постоянный эмиттера; P_k - мощность, рассеиваемая транзистором; $I_{k\text{o}}$ - обратный ток коллектора; F_{\max} - максимальная частота, на которой может работать транзистор; $C_{k\cdot}$ - емкость коллекторного перехода.

На рисунке 3.38. показан внешний вид некоторых маломощных транзисторов, выпускаемых промышленностью различных стран.

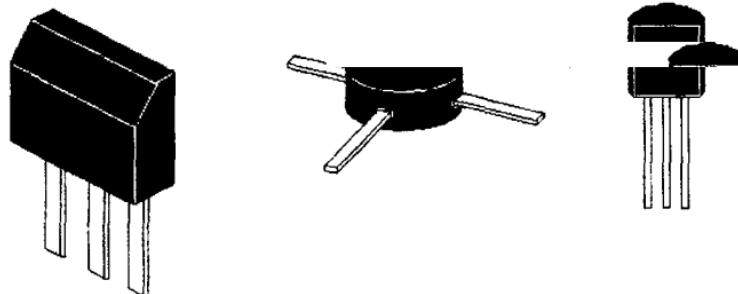


Рис. 3.38. Внешний вид маломощных биполярных транзисторов.

3.11. Интегральные транзисторы

Транзисторы, входящие в состав интегральных микросхем, получили название - интегральные транзисторы. Основой большинства интегральных микросхем являются транзисторы типа п-р-п. Интегральные транзисторы имеют некоторые отличия от дискретных транзисторов. На рисунке 3.39. показана наиболее широко применяемая структура дискретного биполярного транзистора, изготовленного на основе кремния. Здесь 1 - исходная подложка кремния имеющая р - тип проводимости, 2 - область коллектора имеющая п - тип проводимости, 3 - область базы, имеющая р - тип проводимости, 4 - область эмиттера, n^+ - типа проводимости, 5 - защитная пленка из диоксида кремния, 6 - металлические выводы эмиттера, базы и коллектора, 7 - n^+ область коллектора. Как видно из рисунка, все элементы транзистора - эмиттер, коллектор и база изготовлены при помощи диффузии различных примесей через одну из поверхностей кристалла, а именно через верхнюю поверхность. На этой же поверхности сформированы и выводы эмиттера, коллектора и базы. В настоящее время существует много различных конфигураций интегральных транзисторов, которые отличаются от структуры, приведенной на рисунке 3.39. При этом, основным отличием является то, что транзисторы в интегральной микросхеме расположены в одном кристалле на очень близких расстояниях друг от друга. Поэтому возникает необходимость изоляции транзисторов, чтобы работа одного из них не влияла на работу другого. В настоящее время широко используются два способа изоляции элементов интегральных микросхем. Это изоляция обратно смещенным р-п переходом и изоляция при помощи диэлектрика. Изоляция обратно смещенным р-п переходом осуществляется созданием дополнительного р-п перехода, окру-

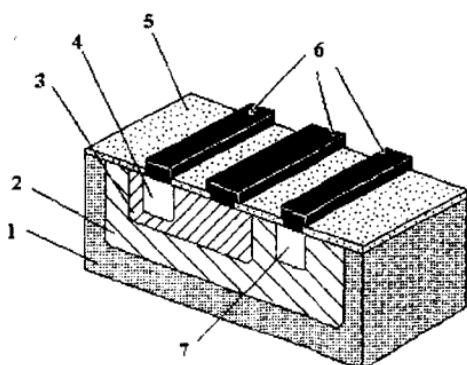


Рис. 3.39. Структура биполярного транзистора.

жающего каждый отдельный транзистор, входящий в состав микросхемы. В результате между двумя соседними транзисторами интегральной микросхемы формируются два р-п перехода. При подаче на подложку большого отрицательного потенциала, оба р-п перехода будут находиться под обратным напряжением смещения, не зависимо от напряжения на коллекторах транзисторов. Если р-п переход находится под обратным напряжением, его сопротивление велико (близко к сопротивлению диэлектрика). А значит между коллекторами двух, близко расположенных транзисторов, имеются два последовательно включенных сопротивления. Эти сопротивления расположены по периметру каждой из коллекторной области, чем и достигается изоляция транзисторов. На рисунке 3.40. показан элемент интегральной схемы, содержащий два транзистора, изолированных при помощи р-п перехода. Здесь в качестве исходной подложки используется пластина кремния дырочного типа проводимости (р-Si), на поверхности которой имеется тонкий эпитаксиальный

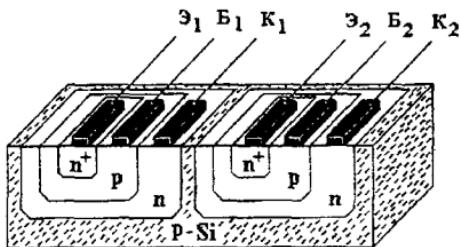


Рис. 3.40. Изоляция транзисторов при помощи р-п переходов.

п- слой. Изолирующая диффузия акцепторной примеси, обеспечивающая образование отдельных «островков» производится через верхнюю поверхность пластины. Причем диффузия осуществляется только на глубину эпитаксиального слоя. «Островки» п- типа проводимости, остающиеся в эпитаксиальном слое после разделительной диффузии, используются для изготовления транзисторов. Участок эпитаксиального слоя, п- типа проводимости, служит коллектором. При помощи метода локальной диффузии акцепторной примеси в этом слое создается р- база. Далее, в базовую область, дифундируется донорная примесь для формирования п⁺ области эмиттера. В качестве токосъемных электродов, к соответствующим областям транзистора, используются напыленные полоски из алюминия. Интегральные транзисторы, изготовленные таким способом, имеют большое горизонтальное сопротивление коллекторного слоя, что отрицательно сказывается на рабочих характеристиках транзистора. Уменьшить гори-

зонтальное сопротивление коллектора можно при помощи уменьшении удельного сопротивления эпитаксиального слоя. Однако, при уменьшении удельного сопротивления эпитаксиального слоя происходит уменьшение пробивного напряжения коллекторного перехода, что так же является не желательным. Для уменьшения горизонтального сопротивления коллекторного слоя, без изменения удельного сопротивления эпитаксиального слоя, используется технология скрытых n^+ -слоев. Скрытым n^+ -слоем называют тонкий диффузионный слой полупроводника, обладающий маленьким удельным сопротивлением, расположенный между областью коллектора и эпитаксиальным слоем. Скрытые n^+ -слои формируются при помощи локальной диффузии донорной примеси в исходную подложку до выращивания эпитаксиального слоя. В процессе эпитаксиального выращивания, за счет высокой температуры, донорная примесь скрытого n^+ -слоя частично диффундирует в растущий эпитаксиальный слой. В результате этого, скрытый n^+ -слой оказывается частично расположенным и в коллекторном p -слое и в исходной подложке. На рисунке 3.41. показана структура интегрального $n-p-n$ транзистора со скрытым n^+ -слоем, изготовленного при помощи разделительной диффузии в эпитаксиальный слой. Отличительной особенностью этого транзистора является наличие n^+ -участка под металлическим электродом коллектора, который служит для улучшения омичности коллекторного контакта. Из рисунка видно, что вся поверхность транзистора покрыта слоем диэлектрика (SiO_2) для защиты от внешних воздействий. Изоляция при помощи диэлектрика. В случае изоляции интегральных транзисторов при помощи диэлектрика в исходной полупроводниковой подложке изготавливаются отдельные участки (называемые карманами), в которых размещаются транзисторы.

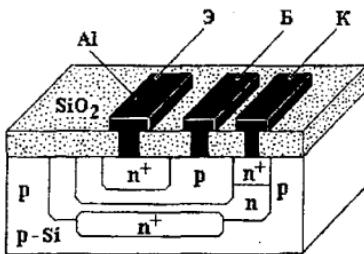


Рис. 3.41. Интегральный $n-p-n$ транзистор со скрытым n^+ слоем.

Каждый карман изолирован от подложки при помощи тонкого слоя диэлектрика. В качестве изолирующего диэлектрика, в случае кремниевых транзисторов, наиболее часто используется диоксид кремния (SiO_2). При таком способе изоляции транзисторов, токи утечек через диэлектрик на не-

сколько порядков меньше чем в случае изоляции при помощи $p-p$ перехода. На рисунке 3.42. показаны два интегральных транзистора, изолированных друг от друга при помощи диэлектрика. Существенным преимуществом изоляции при помощи диэлектрика является возможность селективного легирования отдельных транзисторов для изменения их свойств.

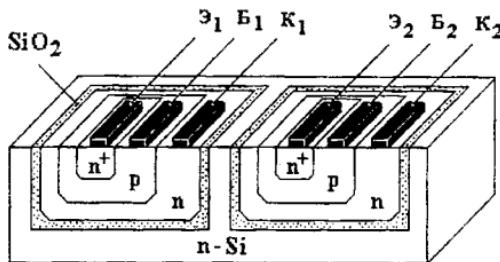


Рис. 3.42. Изоляция транзисторов при помощи диэлектрика.

Следует отметить, что не смотря на многие преимущества диэлектрической изоляции перед изоляцией обратно смещенным $p-p$ переходом, этот способ изоляции является технологически более сложным и трудоемким, т.к. необходимо в исходную полупроводниковую подложку ввести слой другого материала - диэлектрика. В ряде случаев используются и смешанные способы изоляции транзисторов, входящих в состав интегральной микросхемы. Одним из таких способов является изопланарный процесс. Здесь вместо разделительной диффузии используется окисление. На рисунке 3.43 показана структура $p-p-p$ транзистора, изготовленного при помощи изопланарной технологии. Здесь диффузионная область n^+ - эмиттера (1) расположена в диффузионной области p^+ - базы (2). Базовая область, в свою очередь, располагается в эпитаксиальном p - слое (3), который служит коллектором. Омический контакт коллектора сформирован при помощи низкоомного n^+ - слоя (4). Между исходной подложкой p - типа проводимости (6) и областью коллектора (3) расположен скрытый n^+ - слой (5). Таким образом, нижняя часть транзистора изолирована от основной подложки при помощи $p-p$ перехода. Однако по всему периметру транзисторная структура окружена слоем диэлектрика (7), т.е. использован смешанный метод изоляции. В качестве диэлектрика использована двуокись кремния. Этот же диэлектрик используется и при защите открытой поверхности транзистора от внешних воздействий. Металлические электроды из алюминия (8), к соответствующим областям транзистора, наносятся через открытые окна в защитном слое. Изопланарный процесс позволяет уменьшить площадь транзистора, по сравнению

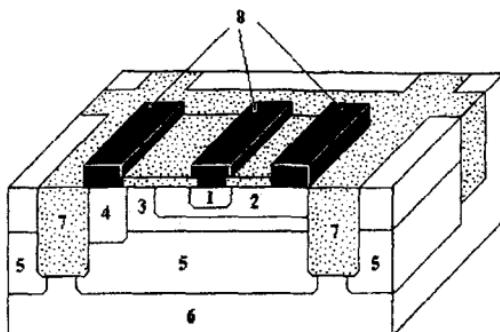


Рис. 3.43. Интегральный транзистор, изготовленный по изопланарной технологии.

с обычным п-р-п транзистором, более чем в два раза. Другим отличием интегральных транзисторов является их малые размеры. В связи с этим конструкция транзисторов имеет некоторые технологические особенности, направленные на повышение эффективности и на улучшение рабочих характеристик. В качестве примера рассмотрим некоторые конфигурации интегральных биполярных транзисторов. На рисунке 3.44 приведена симметричная конфигурация интегрального транзистора. Здесь 1- исходная подложка полупроводникового кремния р - типа проводимости, 3 - диффузионная область п - типа, 4- металлизация коллектора, имеющего п - тип проводимости, 5- металлизация базы, имеющей проводимость p^+ - типа. В такой структуре область коллектора (К) окружает область базы (Б) с трех сторон. А область эмиттера (Э) расположена внутри области базы. При такой конструкции носители заряда, эмиттируемые эмиттером, достигают коллектора с трех сторон. Соответственно сопротивление коллекторного слоя оказывается в три раза мень-

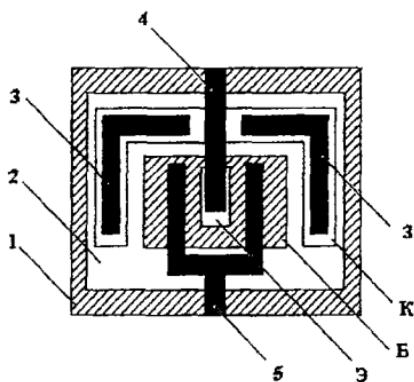


Рис. 3.44. Симметричная конфигурация интегрального транзистора.

ше. На рисунке 3.45, показана еще одна конструкция интегрального п-р-п транзистора симметричной конфигурации. В этой конструкции базовая (Б) область р-типа проводимости и коллекторная (К) область п-типа проводимости по всему периметру окружают область эмиттера (Э), имеющую n^+ -тип проводимости. При этом, между эпитаксиальным п-слоем коллектора и исходной подложкой р-типа проводимости (4), имеется скрытый n^+ -слой (3).

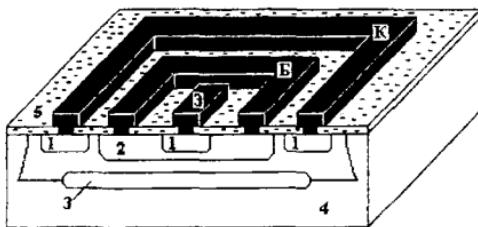


Рис. 3.45. Симметричная конфигурация интегрального транзистора со скрытым n^+ слоем.

Многоэмиттерные транзисторы. Многоэмиттерные транзисторы составляют основу большого класса цифровых интегральных микросхем транзисторно-транзисторной логики (ТТЛ). Упрощенная структура многоэмиттерного транзистора приведена на рисунке 3.46. Здесь, в качестве исходной подложки, используется пластина кремния р-типа проводимости с выращенным на ее поверхности эпитаксиальным слоем п-типа. Между исходной пластиной и эпитаксиальным п-слоем расположен участок скрытого n^+ слоя. В качестве коллекторной области транзистора используется участок эпитаксиального п-слоя, изолированный при помощи разделительной диффузии. Базовая область, созданная диффузией акцепторной примеси в эпитаксиальный п-слой, расположена внутри коллекторной области. Эмиттерные n^+ -слои изготовлены при помощи диффузии донорной примеси в область базы. Из приведенного рисунка видно, что многоэмиттерный транзистор представляет собой совокупность нескольких транзисторов с одной общей базой и общим коллектором. Многоэмиттерные транзисторы имеют некоторые отличительные особенности по сравнению с одноэмиттерными транзисторами. Рассмотрим некоторые из них. Каждая пара смежных n^+ -эмиттеров, разделенных р-слоем базы, образует горизонтальный транзистор $n^+ - p - n^+$ типа. Если на один из эмитте-

ров подано прямое напряжение смещения, а на другой подано обратное напряжение, то через горизонтальный транзистор будет протекать ток. Этот ток является не желательным, т.к. нарушает работу многоэмиттерного транзистора. Для избежания этого эффекта расстояние между смежными эмиттерами должно превышать диффузионную длину носителей заряда в базовой области. На практике расстояние между эмиттерами составляет 10-15 мкм, что сказывается на общей площади многоэмиттерного транзистора.

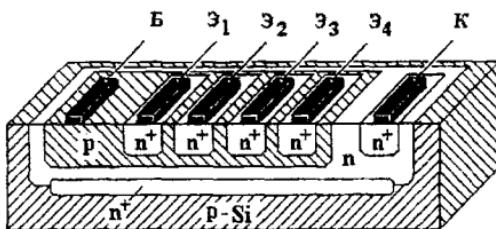


Рис. 3.46. Структура многоэмиттерного транзистора.

Типичные параметры интегральных n-p-n транзисторов.

Коэффициент усиления по току: 200-400.

Максимально допустимое напряжение коллектор – база: 30 - 50 В.

Максимально допустимое напряжение эмиттер – база: 8 -10 В.

Предельная частота: 500 – 700 МГц.

Основные параметры биполярных транзисторов.

$U_{cb\max}$ - максимальное постоянное напряжение между коллектором и базой.

$U_{eb\max}$ - максимальное постоянное напряжение между базой и эмиттером.

$U_{cb,i,max}$ - максимальное импульсное напряжение между коллектором и базой.

$U_{eb,i,max}$ - максимальное импульсное напряжение между базой и эмиттером.

P_k - постоянная мощность рассеиваемая транзистором.

$I_{k,max}$ - максимально допустимый постоянный ток коллектора.

$I_{e,max}$ - максимально допустимый постоянный ток эмиттера.

$I_{b,max}$ - максимально допустимый постоянный ток базы.

$I_{k,i,max}$ - максимально допустимый импульсный ток коллектора.

$I_{e,i,max}$ - максимально допустимый импульсный ток эмиттера.

$I_{к.о.}$ - обратный ток коллекторного перехода.

$I_{э.о.}$ - обратный ток эмиттерного перехода.

$C_{к.}$ - емкость коллекторного перехода.

$C_{э.}$ - емкость эмиттерного перехода.

F_{\max} - максимальная частота генерации.

T_{\max} - максимальная температура.

3.12. Мощные биполярные транзисторы

Мощными транзисторами называют транзисторы, имеющие допустимую мощность рассеяния большую 1Вт. При этом транзисторы с мощностью рассеяния от 1 до 10 Вт называются транзисторами средней мощности, а транзисторы, имеющие большую мощность рассеяния называются транзисторами большой мощности. В мощных транзисторах с увеличением рассеиваемой мощности повышается температура р-п переходов. При температурах, превышающих допустимую температуру, транзистор может разрушиться. Поэтому при конструировании мощных транзисторов принимаются различные меры, направленные на улучшение отвода тепла от кристалла транзистора. Современные мощные биполярные транзисторы - это, в основном транзисторы на основе кремния электронного типа проводимости, имеющие структуру п-р-п. Мощные транзисторы, как правило, имеют вертикальную организацию т.е. эмиттерный и базовые выводы расположены на верхней поверхности исходной пластины, а вывод коллектора расположен на нижней ее поверхности. Типичная вертикальная структура мощного биполярного транзистора показана на рисунке 3.47.

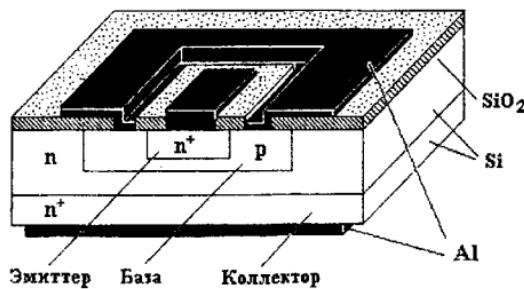


Рис. 3.47. Вертикальная структура мощного биполярного транзистора.

Такая структура может быть реализована с малой толщиной базовой области, что улучшает рабочие характеристики транзистора, за счет повышения коэффициента передачи тока базы. Более того, вертикальное расположение коллектора обеспечивает хороший тепло отвод, что улучшает тепловой режим работы. При больших плотностях эмиттерного тока, в

мощных транзисторах, возрастает и базовый ток. Рост базового тока приводит к увеличению падения напряжения на сопротивлении базы. Возникающее при этом электрическое поле, направлено от центральной части эмиттера к его периферии. Это поле оттесняет поток не основных носителей заряда, движущихся к коллектору, по направлению к внешнему краю эмиттера. При высоких плотностях тока, за счет эффекта оттеснения, эффективно работает только внешняя область эмиттера, имеющая площадь значительно меньшую действительной площади эмиттера. Для улучшения рабочих характеристик мощных транзисторов, за счет уменьшения эффекта оттеснения, необходимо при заданной площади эмиттера получить как можно большую площадь эмиттирующей области. А так же, по возможности, уменьшить расстояние от эмиттера до базового электрода. Эти условия выполняются в специальных конструкциях транзисторов. Одним из таких примеров являются транзисторы с гребенчатой структурой. В таких транзисторах эмиттер и база изготовлены в виде нескольких отдельных участков, находящихся на некотором расстоянии друг от друга и объединенных общим контактом. На рисунке 3.48. показана конфигурация биполярного транзистора (вид сверху) гребенчатой структуры. Здесь 1 - базовые области, 2 - общий слой коллектора, 3 - общая шина алюминиевой металлизации базовой области, 4 - эмиттерные области, 5 - общая шина металлизации эмиттера, 6 - исходная полупроводниковая подложка.

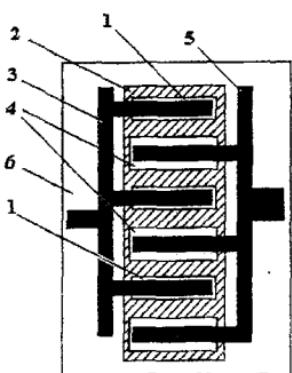


Рис. 3.48. Биполярный транзистор гребенчатой структуры.

вый металлизации базовой области, 4 - эмиттерные области, 5 - общая шина металлизации эмиттера, 6 - исходная полупроводниковая подложка. В транзисторах имеющих гребенчатую структуру, распределение тока между отдельными частями эмиттера, может быть весьма неравномерным. Это обусловлено следующим. Если какой либо из эмиттеров начинает инжектировать ток, больший по сравнению с другими эмиттерами, то полупроводниковый кристалл, вблизи этого эмиттера разогревается сильнее. Повышение температуры, приводит к еще большей инжекции носителей заряда, что сказывается на вольтамперной характеристики этого эмиттерного перехода. Для избежания этого в структуру транзистора вводят стабилизирующие резисторы, включаемые последовательно с каждым из эмиттеров. Если ток, через какой либо из эмиттеров возрастает, то возрастает и падение напряжения на последовательно включенном стабилизирующем резисторе. Увеличение падения напряжения на стабилизирующем рези-

сторе. Увеличение падения напряжения на стабилизирующем рези-

торе приводит к уменьшению прямого напряжения смещения на эмиттерном переходе и к ограничению тока, протекающего через него.

На рисунке 3.49 показан элемент структуры транзистора с металлическим стабилизирующим резистором. Здесь 1 - исходная подложка, 2,4 - отдельные области эмиттера, 3 - область базы, 5 - металлический (алюминиевый) вывод базы, 6 - вывод эмиттера, 7 - диэлектрическое защитное покрытие (наиболее часто используется слой SiO_2), 8 - стабилизирующий резистор, 9 - общая эмиттерная шина.

Существует несколько различных вариантов взаимного расположения базовых и эмиттерных слоев мощных транзисторов друг относительно друга. Во всех этих конструкциях, для достижения наибольшей рассеиваемой мощности, отношение периметра эмиттера к его площади и отношение этого периметра к площади базы должно быть максимально большим. В качестве примера, на рисунке 3.50 приведена конструкция мощного транзистора с кольцевыми электродами.

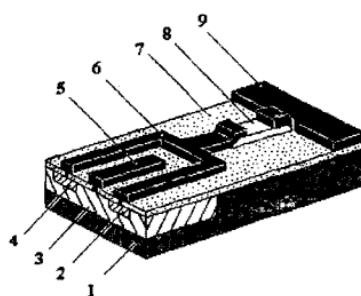


Рис. 3.49. Элемент структуры биполярного транзистора со стабилизирующим металлическим резистором.

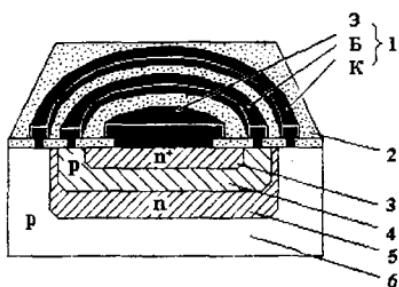


Рис. 3.50. Структура биполярного транзистора с кольцевыми электродами.

В некоторых случаях, для изготовления мощных транзисторов, используется также и исходные полупроводниковые подложки p -типа проводимости. На рисунке 3.51 показано семейство входных и выходных вольтамперных характеристики мощного биполярного транзистора типа КТ935А Российского производства и приведены его основные, максимально допустимые, эксплуатационные параметры.

В некоторых случаях, для изготовления мощных транзисторов, используется также и исходные полупроводниковые подложки p -типа проводимости. На рисунке 3.51 показано семейство входных и выходных вольтамперных характеристик мощного биполярного транзистора типа КТ935А Российского производства и приведены его основные, максимально допустимые, эксплуатационные параметры.

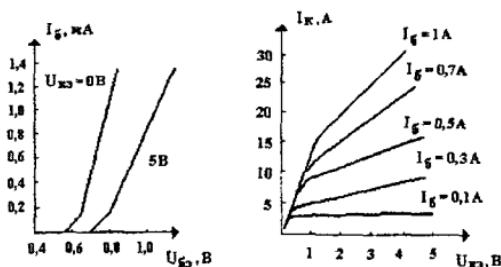


Рис. 3.51. Семейство входных и выходных вольтамперных характеристик транзистора КТ935А.

Максимально допустимые параметры транзистора КТ935А.

Постоянный ток коллектора	25 А
Постоянный ток базы	10 А
Импульсный ток коллектора	30 А
Импульсный ток базы	15 А
Постоянное напряжение эмиттер - база	5 В
Импульсное напряжение эмиттер - база	6 В
Постоянное напряжение коллектор эмиттер	80 В
Импульсное напряжение коллектор эмиттер	100 В
Постоянная мощность коллектора	60 Вт
Максимальная температура переходов	150 °С

В таблице 9 приведены сравнительные параметры мощных биполярных транзисторов, выпускаемых различными странами.

Таблица 9

Тип	Аналог	P _{max} (Вт)	U _{кб max} (В)	I _{c max пост.} (А)	I _{c max имп.} (А)	h _{21 Э}
КТ8259Б	MJE3008	70	700	8	15	60
КТ8260Б	MJE3009	90	600	12	24	65

Одним из недостатков мощных высоковольтных транзисторов является низкий коэффициент передачи тока. Для устранения этого, в настоящее время, при конструировании мощных высоковольтных транзисторов, используются транзисторы, включенные по схеме Дарлингтона. Рассмотрим основную особенность такого (см. рис.3.52) включения. Коэффициент усиления по току (В) транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером, может быть выражен так:

$$B = \frac{I_K}{I_B}$$

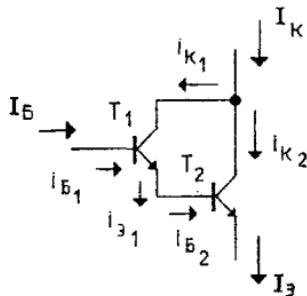


Рис.3.52. Включение транзисторов по схеме Дарлингтона, с указанием протекающих токов.

транзистора ($i_{\text{э}1}$) равен по величине базовому току второго транзистора - ($i_{\text{Б}2}$), т.е. $i_{\text{Б}2} = i_{\text{э}1}$, выражение для полного тока коллектора запишем в виде:

$$I_K = B_1 \cdot I_E + B_2 (B_1 + 1) I_E$$

Далее, используя понятие коэффициента усиления по току, получим:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_2 + \mathbf{B}_1 \cdot \mathbf{B}_2$$

Из приведенного выражения видно, что коэффициент усиления по току (В) транзисторов, включенных по схеме Дарлингтона, значительно превышает коэффициент усиления каждого их отдельных транзисторов. На рисунке 3.53 показана структура транзисторов, включенных по схеме Дарлингтона, изготовленных на одной полупроводниковой подложке. Для улучшения частотных характеристик мощных биполярных транзисторов площадь р-п перехода коллектор - база следует уменьшать, а для улучшения теплового режима ее необходимо увеличивать. Для решения этих двух, противоречивых задач, созданы мощные транзисторы, которые представляют собой набор отдельных, параллельно соединенных, маломощных транзисторов изготовленных на одном кристалле. Так, для одного из современных мощных транзисторов, изготовленных по указанной технологии размеры кремниевого кристалла 4,5 на 6,65мм. На этом кристалле размещены 24 базовые области размером 1,25 на 0,24 мм каждая. В каждой такой области расположено по 40 эмиттеров шириной по 12 мкм и длиной 220 мкм. Расстояние между двумя, соседними эмиттерами составляет - 18 мкм. При этом общая площадь кристалла (около 30 мм²) почти в 4 раза превосходит суммарную площадь коллекторных переходов (7,2 мм²), что обеспечивает малое тепловое сопротивление кристалла и хороший тепло-

отвод. Такой транзистор имеет допустимое коллекторное напряжение свыше 100 В, максимальный ток коллектора 50 А и максимальную рассеиваемую мощность 200 Вт.

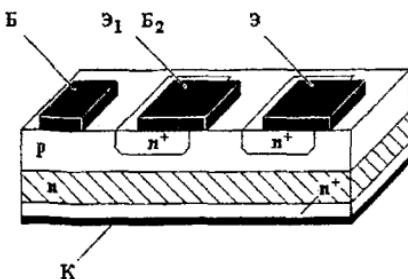


Рис. 3.53 Конструкция транзисторов, включенных по схеме Дарлинтона, изготовленных на одной подложке.

На рисунке 3.53 показан внешний вид некоторых мощных биполярных транзисторов.

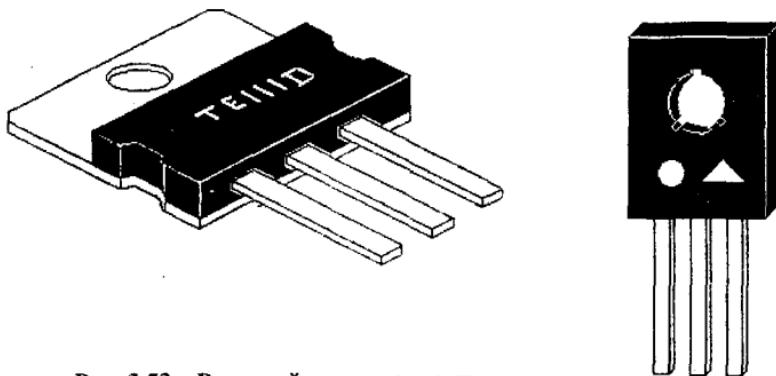


Рис. 3.53. Внешний вид некоторых мощных биполярных транзисторов

Глава 4.

Униполярные (полевые) транзисторы

Полевыми или униполярными транзисторами называются полупроводниковые приборы, выходной ток в которых изменяется при изменении величины напряженности электрического поля во входной цепи.

Различаются две разновидности полевых транзисторов. Это полевые транзисторы с управляющим р-п переходом и полевые транзисторы с изолированным затвором. Рассмотрим эти разновидности транзисторов.

4.1. Полевые транзисторы с управляющим р-п переходом

Как было показано в главе 2, при подаче обратного напряжения к р-п переходу, толщина слоя объемного заряда перехода расширяется. При этом расширение слоя объемного заряда происходит в ту сторону р-п перехода, которая имеет большее сопротивление. Так, например, при подаче обратного напряжения на резкий, не симметричный р⁺-п переход слой объемного заряда будет расширяться, в основном, в сторону наименее легированной п-области. На рисунке 4.1 показаны энергетические зонные диаграммы р⁺-п перехода при нулевом напряжении и при обратном напряжении U. Видно, что при увеличении обратного напряжения, ширина слоя объемного заряда возрастает. Напомним, что слоем объемного заряда р-п перехода называется область полупроводника, в которой отсутствуют подвижные заряды. Отсутствие подвижных зарядов, в какой либо области полупроводника означает, что сопротивление этой области велико, в ряде

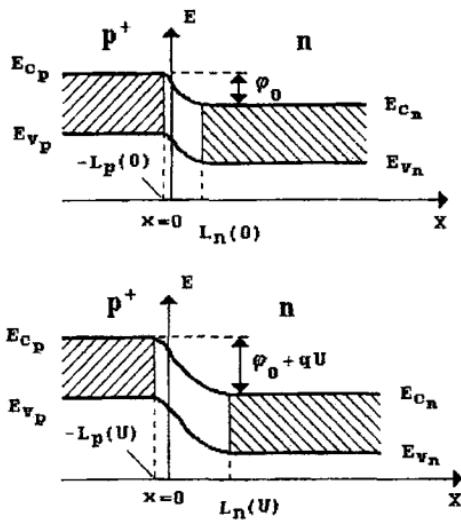


Рис. 4.1 Энергетические диаграммы р⁺ - п перехода.
а - при отсутствии внешнего напряжения,
б - при подаче обратного напряжения U.

случаев сопротивление таких областей становится сравнимым с сопротивлением изоляторов. Зависимость ширины слоя объемного заряда от величины приложенного напряжения и лежит в основе работы полевых транзисторов с переходом. Принцип работы полевого транзистора с управляющим р-п переходом можно объяснить при помощи рисунка 4.2. На этом

(U_c) , по участку полупроводника между ними протекает ток, обусловленный потоком электронов. Величина этого тока, называемого током стока (I_c), зависит от напряжения между истоком и стоком. При подаче напряжения между затвором и истоком (U_g) в такой полярности, чтобы переход затвора смещался в обратном направлении, происходит расширение области объемного заряда. Расширение этой области происходит в глубь полупроводника n -типа проводимости, уменьшая сечение токопроводящего канала.

Следовательно, ток, протекающий между истоком и стоком, уменьшается. Входным током полевого транзистора является обратный ток $p-n$ перехода, который является пренебрежимо малым. Поэтому, в отличие от биполярного транзистора, входная цепь полевого транзистора практически не потребляет тока, а управление выходным током осуществляется за счет изменения электрическим полем ширины токопроводящего канала. Усилительные свойства полевого транзистора определяются глубиной проникновения слоя объемного заряда в токопроводящий канал. Для этого толщина токопроводящего канала и ширина слоя объемного заряда должны быть сравнимы. В соответствии с выражением (2.88), ширина слоя объемного заряда резкого p^+ - n перехода, при подаче на него обратного напряжения (U), может быть выражена так:

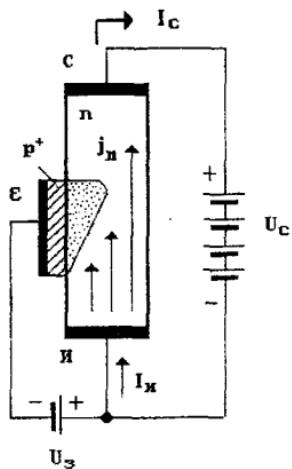


Рис. 4.2. Схема включения и принцип работы полевого транзистора с управляемым переходом.

Если внешнее напряжение достаточно большое $qU \gg \varphi_0$, то выражение (4.1) принимает вид:

$$d = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q^2} \frac{1}{n} (\varphi_0 + qU) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.1)$$

Если внешнее напряжение достаточно большое $qU \gg \varphi_0$, то выражение (4.1) принимает вид:

$$d = \left[\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \frac{1}{n} U \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.2)$$

Используя понятия подвижности электронов μ_n и электропроводности ($\sigma = qn\mu_n$), выражение (4.2) можно привести к следующему виду:

$$d = (2\epsilon\epsilon_0\mu_n\rho U)^{\frac{1}{2}} \quad (4.3)$$

здесь ρ - удельное сопротивление полупроводника электронного типа проводимости ($\rho = 1 / \sigma$). Из приведенного выражения видно, что ширина слоя объемного заряда возрастает с увеличением удельного сопротивления полупроводника. Поэтому для получения больших изменений d при изменении напряжения, целесообразно использовать материалы с большим удельным сопротивлением. На рисунке 4.2. показано, что ширина области объемного заряда изменяется вдоль канала транзистора: вблизи истока ширина области объемного заряда меньше чем вблизи стока. Это обусловлено тем, что к разным участкам управляющего $p-n$ перехода приложены разные напряжения. Действительно, напряжение, приложенное к стоку (U_C), создает в различных сечениях канала различные падения напряжения. Так, в сечении канала "а" падение напряжения равно U_1 , а в сечении канала "б" падение напряжения равно U_2 (см. рис 4.3). В результате, к левой части управляющего $p-n$ перехода, т.е. к той части, которая расположена ближе к истоку, приложено напряжение U''
 $U'' = U_3 + U_1$, а к той части перехода, которая расположена ближе к истоку приложено напряжение равное U^c
 $U^c = U_3 + U_2$. Так как, обычно $U_2 > U_1$, то $U^c > U''$ и ширина области объемного заряда, в правой части перехода, больше чем в левой.

Принебрегая падениями напряжения на участках кристалла, расположенных между управляющим переходом и истоком, и между управляющим переходом и стоком (протяженность этих участков стараются свести к минимуму), получим:

$$U'' = U_3 \text{ и } U^c = U_3 + U_C.$$

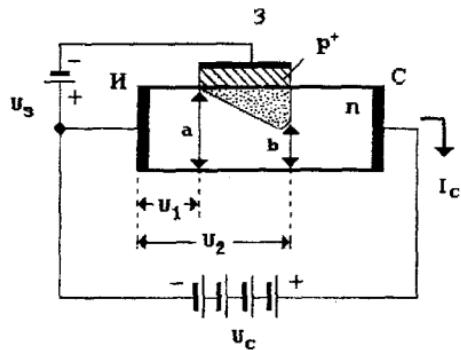


Рис. 4.3. Формирование ширины области объемного заряда управляющего перехода.

4.2. Вольтамперные характеристики полевого транзистора с управляющим переходом

Для расчета вольтамперных характеристик рассмотренного транзистора воспользуемся моделью показанной на рисунке 4.4. Здесь: 1 - сток транзистора, 2- область объемного заряда управляющего перехода, 3- затвор, 4- металлический электрод затвора, 5- исток, 6- токопроводящий канал, а,в-геометрические размеры кристалла, l- протяженность затвора. Для увеличения изменения ширины канала, при приложении напряжения к затвору, управляющий переход расположен с двух сторон. При приложении напряжения к затвору (U_3) и отсутствии напряжения на стоке ($U_c = 0$), ширина токопроводящего канала, как видно из рисунка 4.4.и из выражения 4.3, может быть выражена так функция напряжения на затворе:

$$h = a - 2d = a - 2(2\epsilon\epsilon_0\mu_n\rho U_3)^{\frac{1}{2}} = a - 2(2\epsilon\epsilon_0\mu_n\rho)^{\frac{1}{2}} \sqrt{U_3} \quad (4.4)$$

Из выражения (4.4) видно, что при увеличении величины напряжения на затворе (U_3) ширину токопроводящей части канала (h) уменьшается. При достаточно большом напряжении, называемом напряжением отсечки и обозначаемом U_{30} , канал полностью перекрывается, т.е. $h = 0$. Напряжение отсечки можно найти из (4.4) при условии $h = 0$:

$$U_{30} = \frac{a^2}{8\epsilon\epsilon_0\mu_n\rho} \quad (4.5)$$

Используя выражения (4.4) и (4.5) ширину токопроводящего канала запишем в виде:

$$h = a - 2(2\epsilon\epsilon_0\mu_n\rho)^{\frac{1}{2}} = a \left(1 - \sqrt{\frac{U_3}{U_{30}}} \right)^{-1} \quad (4.6)$$

При условии $U_3 = 0$ и $U_c = 0$, сопротивление токопроводящего канала транзистора можно выразить через удельное сопротивление и его геометрические размеры:

$$R_{k0} = \rho \frac{l}{ab} \quad (4.7)$$

Если напряжение на затворе транзистора отлично от нуля, то толщина канала определяется при помощи выражения (4.6). При этом сопротивление канала описывается следующим выражением:

$$R_k = \rho \frac{1}{bh} = \rho \frac{1}{ba} \left(1 - \sqrt{\frac{U_3}{U_{30}}} \right)^{-1} \quad (4.8)$$

или

$$R_k = R_{k0} \left(1 - \sqrt{\frac{U_3}{U_{30}}} \right)^{-1} \quad (4.9)$$

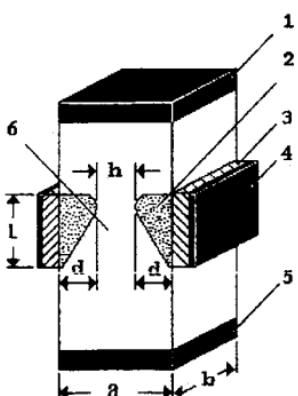


Рис.4.4. Модель полевого транзистора с управляемым р-п переходом.

Если на транзистор подано и напряжение затвора (U_3) и напряжение стока (U_c), то ток, протекающий через канал, создает различные падения напряжения в каждом сечении канала. В результате толщина канала изменяется по мере приближения к стоку и выражение (4.9) для определения сопротивления всего канала не применимо. Это выражение справедливо лишь для элементарного участка длиной dx . Сопротивление такого элементарного можно выразить так:

$$dR_k = \frac{R_k}{1} dx \quad (5.0)$$

или в более общем виде:

$$dR_k(x) = \frac{R_{k0}}{1} \left(1 - \sqrt{\frac{U_3 + U(x)}{U_{30}}} \right)^{-1} dx \quad (5.1)$$

Падение напряжения на сопротивлении канала за счет протекающего тока стока можно выразить так:

$$dU(x) = I_c dR_k(x) \quad (5.2)$$

или, используя выражение (5.1):

$$dU(x) = I_c \frac{R_{k0}}{1} \left(1 - \sqrt{\frac{U_3 + U(x)}{U_{30}}} \right)^{-1} dx \quad (5.3)$$

Далее, разделяя переменные интегрирования, получим:

$$dU(x) \left(1 - \sqrt{\frac{U_3 + U(x)}{U_{30}}} \right) = I_c \frac{R_{k0}}{1} dx \quad (5.4)$$

Проинтегрируем уравнение (5.4) с учетом граничных условий: $x = 0, U = 0$ и $x = l, U = U_c$:

$$\int_0^U \left(1 - \sqrt{\frac{U_3 + U(x)}{U_{30}}} \right) dU = I_c \int_0^l \frac{R_{k0}}{1} dx \quad (5.5)$$

получим следующее выражение:

$$U_c - \frac{2}{3} \left[\frac{(U_3 + U_c)^{\frac{3}{2}} - (U_3)^{\frac{3}{2}}}{(U_{30})^{\frac{3}{2}}} \right] = I_c R_{k0} \quad (5.6)$$

которое можно записать в более удобном виде:

$$I_c = \frac{1}{R_{k0}} \left\{ U_c + \frac{3}{2} \left[\frac{U_3^{\frac{3}{2}} - (U_3 + U_c)^{\frac{3}{2}}}{(U_{30})^{\frac{3}{2}}} \right] \right\} \quad (5.7)$$

выражение (5.7) описывает зависимость тока стока (I_c) полевого транзистора от напряжения на затворе (U_3) и на стоке (U_c). При больших напряжениях на стоке транзистора, за счет падения напряжения на участке исток - сток, увеличивается обратное напряжение, прикладываемое к управляемому переходу. Если величина обратного напряжения, прикладываемого к переходу, становится равной величине напряжения перекрытия канала (U_{30}):

$$U_{30} = U_3 + U_c \quad (5.8)$$

то канал начинает перекрываться, что приводит к уменьшению тока стока. При этом полного перекрытия канала не происходит, т.к. уменьшение сечения канала обусловлено самим ростом тока. Другими словами с увеличением напряжения на стоке имеет место насыщение тока стока и дальнейшего роста тока не происходит. Подставив (5.8) в (5.7) получим выражение для тока насыщения транзистора:

$$I_{c,\text{нас}} = \frac{1}{R_{k0}} \left\{ U_{30} - U_3 + \left[\frac{(U_{30})^{\frac{3}{2}} - U_3^{\frac{3}{2}}}{(U_{30})^{\frac{3}{2}}} \right] \right\} = \\ = \frac{1}{R_{k0}} \left[\frac{1}{3} U_{30} - U_3 \left(1 - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{U_3}{U_{30}}} \right) \right] \quad (5.9)$$

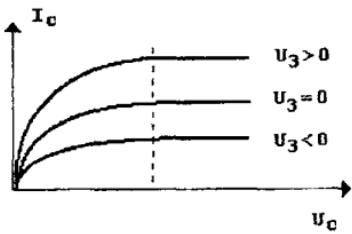


Рис. 4.5. Выходные вольтамперные характеристики полевого транзистора с управляемым р-п переходом.

На рисунке 4.5. показаны типичные выходные вольтамперные характеристики полевого транзистора с управляемым р-п переходом. Пунктирной линией отмечена область напряжений, соответствующая насыщению тока стока. Видно, что в режиме насыщения, ток стока не зависит от напряжения на стоке транзистора, а определяется только напряжением на затворе. Для характеристики усилительных свойств

полевого транзистора используется параметр (*S*), называемых крутизной вольтамперной характеристики транзистора:

$$S = - \frac{dI_{c,\text{нас}}}{dU_3} \quad (5.10)$$

Крутизну вольтамперной характеристики можно найти при помощи выражения (5.9):

$$S = \frac{dI_{c,\text{нас}}}{dU_3} = - \frac{1}{R_{k0}} \left(1 - \sqrt{\frac{U_3}{U_{30}}} \right) \quad (5.11)$$

Одним из основных преимуществ полевых транзисторов с управляющим р-п переходом, по сравнению с биполярными транзисторами, является их высокое входное сопротивление по постоянному току. Сопротивление постоянному току в этих транзисторах определяется величиной тока обратно смещенного р-п перехода. В современных транзисторах ток обратно смещенного перехода затвора несколько составляет наноампер. Входное сопротивление при этом имеет значение порядка сотен мегом. При больших напряжениях на стоке транзистора ток затвора возрастает. Это обусловлено генерацией электронно - дырочных пар в канале прибора из-за ударной ионизации и увеличением числа не основных носителей заряда. Толщина токопроводящего канала играет важную роль в формировании вольтамперных характеристик полевого транзистора. Действительно, чем уже канал, тем легче создается область объемного заряда, без приложения напряжения к затвору. Однако, уменьшение толщины канала приводит к не желательному увеличению сопротивления между истоком и стоком. Значит, для получения хороших характеристик, нужно подбирать оптимальную толщину канала. В качестве примера на рисунке 4.6. показано семейство выходных вольтамперных характеристик полевого транзистора типа КП313И, из рисунка видно, что при напряжениях на стоке, превышающих 4 вольта, ток стока практически не зависит от напряжения на нем.

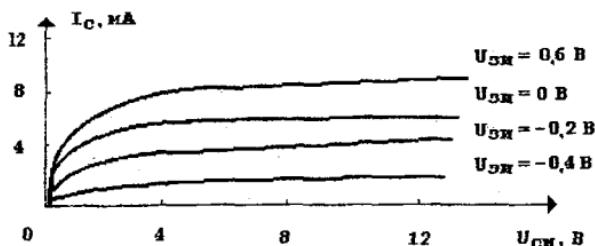


Рис. 4.6. Семейство выходных вольтамперных характеристик полевого транзистора типа КП313И.

4.3. Температурные характеристики

Температурные зависимости параметры полевых транзисторов с управляющим р-п переходом в первую очередь определяются температурными зависимостями параметров обратно смещенного р-п перехода. Действительно, при повышении температуры обратно смещенного р-п перехода возрастает скорость тепловой генерации носителей заряда. Если эта генерация происходит в области объемного заряда перехода, то генериро-

ванные носители разделяются электрическим полем. Для наглядности рассмотрим резкий p+ - n переход изображенный на рисунке 4.1. Электроны, генерированные в области n под действием сил электрического поля, выносятся в объем полупроводника, в область электрической нейтральности и далее во внешнюю цепь. Дырки, генерированные в области объемного заряда, проходят через p - n переход в область p, увеличивая обратный ток перехода. Рост обратного тока приводит к уменьшению сопротивления перехода и, следовательно, к уменьшению входного сопротивления полевого транзистора. Увеличение обратного тока p - n перехода затвора приводит также к уменьшению области объемного заряда, к расширению токопроводящего канала транзистора и к увеличению тока стока. Еще одна причина изменения параметров полевых транзисторов с управляющим p-n переходом

при изменении температуры -

это температурная зависимость подвижности носителей заряда. Действительно, если рассеяние носителей заряда происходит на тепловых колебаниях решетки, то с повышением температуры подвижность уменьшается. Уменьшение подвижности приводит к ухудшению вольт амперных характеристик транзистора. На рисунке 4.7 показана температурная зависимость тока стока, при изменении напряжения на затворе для транзистора типа КП303А. Видно, что с повышением температуры ток стока уменьшается.

Однако, в точке пересечения характеристик ток стока не зависит от температуры. На рисунке 4.8 приведены температурные зависимости вольтамперной характеристики транзисторов типа КП303И. Видно, что для обоих типов транзисторов, с повышением температуры, крутизна характеристики уменьшается. Такая зависимость наблюдается для всех полевых транзисторов с управляющим переходом. В целом, температурная стабильность полевых транзисторов с управляющим переходом выше по сравнению с температурной стабильностью биполярных транзисторов.

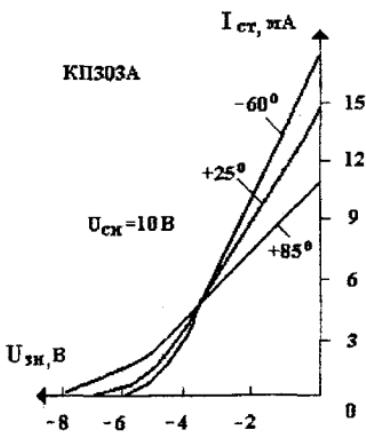


Рис 4.7. Температурная зависимость передаточной характеристики транзистора типа КП303А

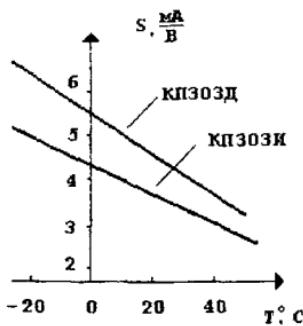


Рис. 4.8. Температурная зависимость крутизны вольтамперной характеристики транзисторов типа КП303Д и КП303И.

4.4. Типы полевых транзисторов с управляющим переходом

В настоящее время разработано много различных конструкций полевых транзисторов с управляющим переходом. Наиболее широкое распространение, для дискретных приборов, получила конструкция транзистора, приведенная на рисунке 4.9. При изготовлении такого транзистора используется исходная полупроводниковая подложка из кремния дырочного типа проводимости (p-Si), на всей поверхности которого имеется слой электрон-

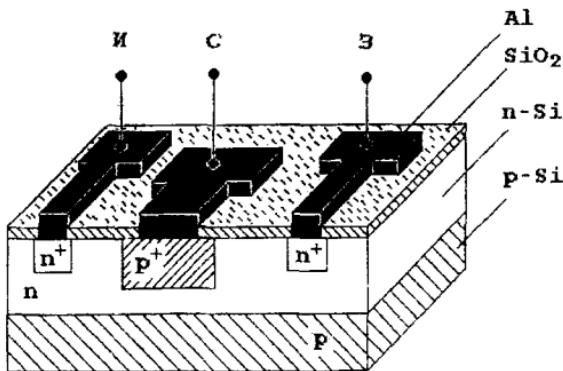


Рис. 4.9. Структура полевого транзистора с управляющим p-n переходом, с каналом n-типа.

ногого типа проводимости (n-Si), выполняющий роль токопроводящего канала. Управляющий переход создается при помощи локальной диффузии акцепторной примеси (p^+) в слой n - типа проводимости. Функции истока и стока выполняют диффузионные n^+ - слои. Для защиты поверхности пластины от внешних воздействий, вся плата покрывается слоем диэлектрика (SiO_2). Для формирования выводов истока, затвора и стока ис-

пользуется напыленный слой алюминия (Al). На рисунке 4.10. показана конструкция полевого транзистора с управляемым p-n переходом, имеющего токопроводящий канал n - типа проводимости. В этой конструкции транзистора в качестве исходной подложки используется полупроводник p - типа проводимости(3). В исходной подложке диффузионными методами созданы слои p⁺ - типа проводимости (4) для формирования об-

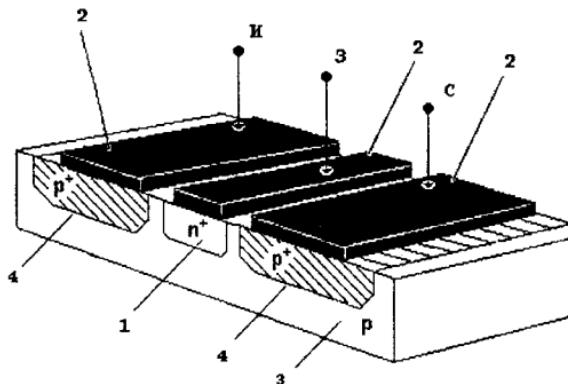


Рис.4.10. Структура полевого транзистора с управляемым р-п переходом, с каналом р-типа.

лас тей истока и стока. Диффузионная область n^+ -типа проводимости (1) служит управляющим р-п переходом. В качестве токосъемных электродов истока (И), стока (С) и затвора (З) используются напаянные слои алюминия (2).

4.5. Полевой транзистор с барьером Шоттки

Принцип работы полевого транзистора с барьером Шоттки управляющим контактом металл - полупроводник

работы полевого транзистора

состоит в том, что в та

контакт металл- полупр

обратного напряжения

циального барьера, обу

воздрастает на величину U_p , поженного напряжения U . При этом возрастает

и величина слоя объемного заряда полупроводника L_n . Так как объемный

заряд создается неподвижными, ионизированными атомами донорной

или акцепторной примеси, то увеличение объемного заряда может быть

обусловлено только расширением его в глубь полупроводника. Толщина

слоя объемного заряда L_n зависит от величины приложенного к контакту напряжения (см выражение 1.44). Эта зависимость и используется при изготовлении полевых транзисторов с барьером Шоттки. Структура полевого транзистора с барьером Шоттки очень похожа на структуру полевого транзистора с управляющим р-п переходом. На рисунке 4.11. показана наиболее простая структура по-левого транзистора с барьером Шоттки. Здесь 1- токопроводящий канал n -типа проводимости, 2 - металлизированные области истока (И) и стока (С), 3 -барьер Шоттки, используемый в качестве затвора (З) транзистора, 4- исходная подложка p -типа проводимости, 5- n^+ -области истока и стока. Из сравнения рисунков 4.10 и 4.11. видно, что в полевом транзисторе с барьером Шоттки просто отсутствует n - слой управляющего перехода. Этот слой заменен контактом металлы - полупроводник.

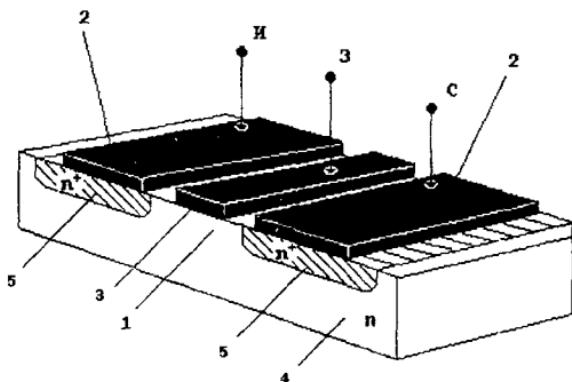


Рис.4. 11. Полевой транзистор с барьером Шоттки.

Для изготовления транзисторов с барьером Шоттки наиболее широко используется GaAs. Использование этого полупроводникового материала обусловлено высокими значениями дрейфовой подвижности носителей заряда. Подвижность электронов в GaAs при комнатной температуре составляет $8800 \text{ см}^{-2} \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, в кремнии эта величина равна $1300 \text{ см}^{-2} \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Максимальная скорость электронов в GaAs равна $2 \cdot 10^7 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. Это почти в два раза больше чем максимальная скорость электронов в кремнии. Структура полевого транзистора с барьером Шоттки, изготовленного на основе GaAs, показана на рисунке 4.12. Видно, что транзистор представляет собой тонкую пленку GaAs n - типа проводимости, выращенную на поверхности высокоомной (или полуизолирующей) пластины (3). Высокоомный слой обычно получают при помощи легирования GaAs хромом.

На небольшую часть поверхности GaAs n - типа проводимости, расположенную между двумя p⁺ - слоями(см. рис. 4.12), наносится металл для

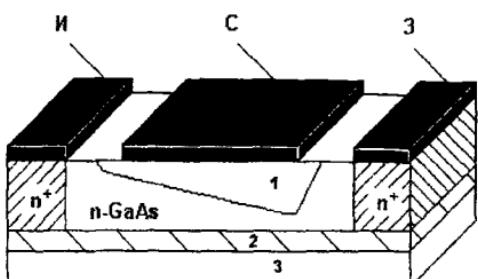


Рис. 4.12. Полевой транзистор с барьером Шоттки на основе GaAs.

В качестве истока (И) и стока (С) служат слои p⁺-типа проводимости, расположенные по обе стороны от барьера Шоттки. Преимущество таких транзисторов заключается в том, что токопроводящий канал в них лежит ниже уровня поверхности. Это означает, что носители заряда двигаются в объеме полупроводника, а не по его поверхности. А объемная подвижность носителей заряда выше их поверхностной подвижности. В настоящее время полевые транзисторы на основе GaAs, при рассеиваемой мощности в несколько ватт, работают на частотах 10-15 ГГц.

На рисунке 4.13. показан внешний вид отдельных полевых транзисторов малой мощности.

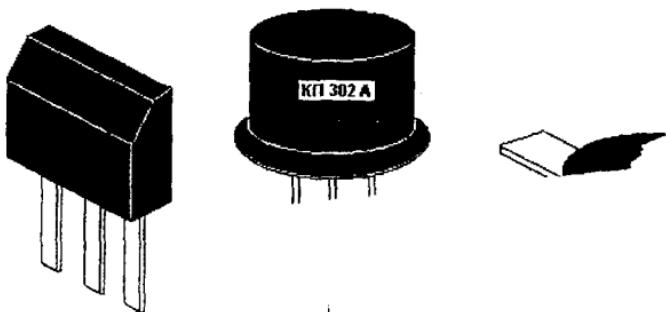


Рис.4.13. Внешний вид маломощных полевых транзисторов.

4.6. Полевой фототранзистор с р-п переходом

Полевой транзистор с р-п переходом может быть использован в качестве фотоприемника с большой чувствительностью. Рассмотрим эту возможность. При освещении полупроводника светом, с энергией фотонов больше ширины запрещенной зоны, в полупроводнике происходит генерация электронно-дырочных пар (см. рис.4.14). Электроны, возбужденные светом из валентной зоны забрасываются в зону проводимости, увеличивая число свободных электронов - Δn . В валентной зоне увеличивается число свободных дырок - Δp . Изменение числа свободных носителей заряда приводит к увеличению полной электропроводности σ полупроводника

$$\sigma = q(n + \Delta n)\mu_n + q(p + \Delta p)\mu_p$$

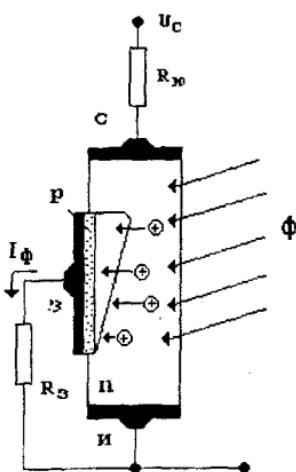


Рис. 4. 15. Полевой фототранзистор.

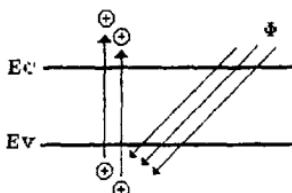


Рис. 4.14. Фотогенерация носителей заряда в полупроводнике.

здесь n , p - концентрации электронов и дырок при отсутствии освещения. Если в полупроводнике имеется электрическое поле, то фотогенерированные носители разделяются и дрейфуют в этом поле в противоположные стороны. Принцип использования полевого транзистора в качестве фотоприемника показан на рисунке 4.15. При освещении токопроводящего канала светом, происходит генерация пар электрон - дырка. Электрическое поле обратно смещенного р - п перехода затвора разделяет генерированные носители заряда. Дырки проходят в область р и образуют фототок в цепи затвора - dI_f . Электроны уходят по направлению к стоку транзистора. Напомним, что при наличии тока протекающего через канал транзистора, р-п переход затвора оказывается смещенным в обратном направлении и без приложения напряжения между затвором и истоком. Фототок, протекая через внешнее

оказывается смещенным в обратном направлении и без приложения напряжения между затвором и истоком. Фототок, протекая через внешнее

сопротивление затвора R_3 , создает на нем падение напряжения $dU_3 = dI_\phi R_3$. Изменение падения напряжения на затворе, согласно (5.8), приводит к изменению тока протекающего через канал. Следовательно, ток стока транзистора изменяется на величину равную $dI_c = S dI_\phi R_3$. При этом фототок увеличивается в $S R_3$ раз. Во столько же раз чувствительность полевого фототранзистора больше чувствительности фото диода. Увеличивая внешне сопротивление R_3 можно повышать чувствительность полевого фототранзистора. Однако при этом увеличивается и постоянная времени затвора $\tau = R_3 C_{3и}$ т.е. уменьшается быстродействие всего транзистора. На рисунке 4.16. показан внешний вид полевых фото транзисторов, выпускаемых промышленностью.

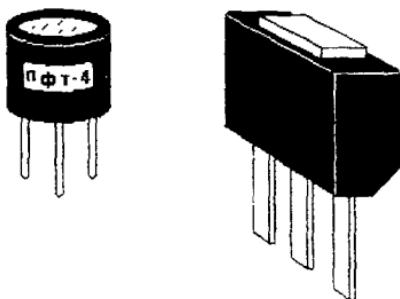


Рис. 4.16. Внешний вид полевых фото транзисторов, изготовленных в различных корпусах.

4.7. Инжекционно - полевой транзистор

Рассмотрим еще один тип транзистора, в котором используется полевой эффект. Это инжекционно - полевой транзистор. Инжекционно - полевой транзистор отличается от полевого транзистора с управляющим р-п переходом тем, что один из омических контактов заменен р-п переходом. На рисунке 4.17. показана схема включения и принцип работы такого транзистора. Рассмотрим работу этого транзистора. Пусть

подано такое управляющее напряжение, что

полностью перекрыла

зистора. По аналогии с полевым транзистором с управляющим р-п

переходом, это соответствует

чес положительного напряжения на базу и нулевому напряжению на эмиттер

и эмиттером (верхний

и нижний

вывод на рис. 4.17) через

транзистора будет

протекать небольшой ток. Этот ток, называемый током эмиттера, обусловлен прямым смещением р-п перехода база-эмиттер. При увеличении

напряжения между базой и эмиттером, переход база-эмиттер еще больше

открывается и ток эмиттера увеличивается. При этом увеличивает-

ся и ток коллектора. Увеличение тока коллектора приводит к уменьшению падения напряжения на нем. Это аналогично уменьшению ширины токопроводящего канала при увеличении тока стока в обычном полевом транзисторе. В результате уменьшения напряжения на коллекторе происходит открывание канала напротив коллекторного перехода. Сопротивление канала эмиттер - база уменьшается, а прямой ток эмиттера увеличивается. Другими словами, рост тока эмиттера приводит к увеличению ширины канала, а это, в свою очередь, приводит к дальнейшему росту тока эмиттера. Такая положительная обратная связь по току, в цепи эмиттера, является причиной образования вольтамперной характеристики S-типа.

Рассмотрим, что произойдет, если между эмиттером и базой подать постоянное, прямое напряжение и увеличивать обратное напряжение (между базой и коллектором). Такой режим смещения, в начале приведет к росту тока коллектора. Однако при дальнейшем увеличении коллекторного напряжения расширение области объемного заряда приведет к уменьшению ширины канала. При этом ток эмиттера уменьшается, что приводит к уменьшению тока коллектора. Таким образом, при увеличении коллекторного напряжения происходит уменьшение тока коллектора. Этот режим работы инжекционно полевого транзистора приводит к формированию выходной вольтамперной характеристики N-типа. На рисунке 4.18. показана упрощенная конструкция инжекционно полевого транзистора. Здесь в качестве исходной подложки используется полупроводник

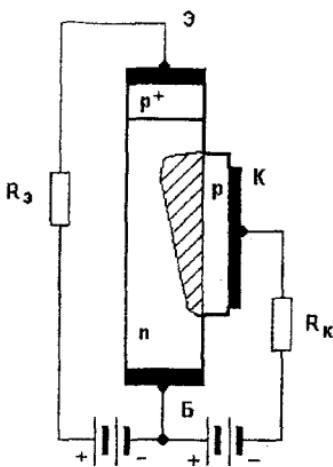


Рис. 4.17. Принцип работы инжекционно - полевого транзистора.

личивать обратное напряжение (между базой и коллектором). Такой режим смещения, в начале приведет к росту тока коллектора. Однако при дальнейшем увеличении коллекторного напряжения расширение области объемного заряда приведет к уменьшению ширины канала. При этом ток эмиттера уменьшается, что приводит к уменьшению тока коллектора. Таким образом, при увеличении коллекторного напряжения происходит

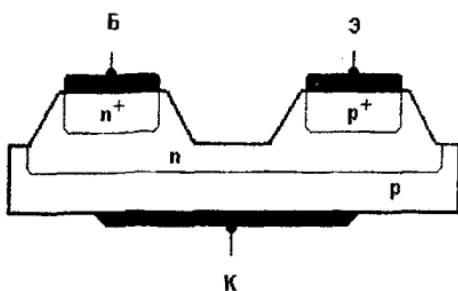


Рис. 4.18. Конструкция инжекционно - полевого транзистора.

р - типа проводимости, который и является коллектором (К). Для областей базы (Б) и эмиттера (Э) созданы области n^+ и p^+ соответственно, с последующей их металлизацией при помощи алюминия.

4.8. Полевые транзисторы с V - канавками

Полевые транзисторы с V образными канавками изготавливаются на основе кремния р - типа проводимости. На всей поверхности исходной пластины выращивается эпитаксиальный слой кремния п-типа с кристаллографической ориентацией (100). V - канавки создаются при помощи анизотропного травления эпитаксиального слоя. Выгравленная канавка составляет с горизонтальной плоскостью пластины угол равный $54,7^\circ$. На рисунке 4.19 показано вертикальное сечение одного из вариантов полевого транзистора, изготовленного по рассмотренной технологии. Видно, что V-канавка служит для уменьшения толщины канала. В качестве истока и стока служат сильно легированные n^+ - области, металлизированные при помощи алюминия. В интегральных полевых транзисторах V-канавки используются, так же для изоляции отдельных транзисторов друг от друга. Основное преимущество полевых транзисторов с V - канавками заключается в повышенной крутизне характеристики и в меньшем сопротивлении в открытом состоянии, по сравнению с полевыми транзисторами, изготовленными без использования таких канавок.

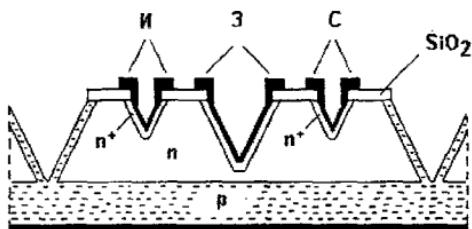


Рис. 4.19. Полевой транзистор V- канавкой.

На рисунке 4.20 показана структура полевого транзистора с управляющим p-n переходом, используемая при изготовлении интегральных микросхем. Структура этого транзистора совпадает со структурой биполярного транзистора типа п - проводимости. Роль канала п - слоя (2) в ка-

участок n^+ слоя. Для только через канал, участок n^+ слоя диффундирует в слой подложки сим по сравнению с областью p (см. верхнюю часть рисунка 4.20) В результате n^+ слой затвора находится в контакте с изолирующими п - слоем, образуя общий затвор. Для защиты от внешних воздействий поверхность всего транзистора

покрыта пленкой SiO_2 (4). Для создания металлических kontaktов (1) к областям истока (И), затвора (3) и стока (С) в пленке SiO_2 сделаны окна.

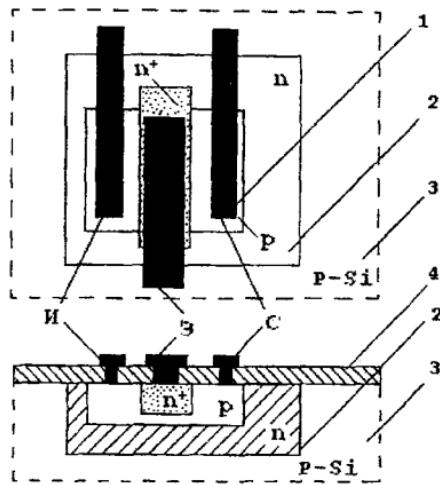


Рис. 4.20. Интегральный полевой транзистор с управляющим р-п переходом с каналом р - типа проводимости.

Мощные полевые транзисторы. При переключении больших мощностей или при усилении мощного сигнала, основными параметрами транзистора являются коэффициент полезного действия и потери мощности. В ключевых режимах работы необходимо, чтобы сопротивление полевого транзистора в открытом состоянии, было минимальным. В этом случае и потери мощности будут минимальными. Сопротивление транзистора в открытом состоянии определяется омическим сопротивлением канала. Уменьшить сопротивление канала можно уменьшив его длину (параметр L на рис.1.10) или увеличив его ширину (параметр «a» на рис.1.10). Уменьшить длину канала можно различными способами. Один из таких способов заключается в том, чтобы вместо планарной конструкции транзистора (рис.1.13 -1.18) использовать вертикальную конструкцию. В таких структурах направление тока перпендикулярно поверхности всего транзистора. На рис.4.21 приведен поперечный разрез транзисторной структуры изготовленной по «вертикальной» технологии. Здесь на одной поверхности полупроводниковой пластины расположены исток (И) и затвор (3) полевого транзистора, а на другой поверхности расположен сток (С). При этом области затвора и стока имеют n^+ - тип проводимости, а область истока имеет p^+ тип проводимости. На правление тока, протекаю-

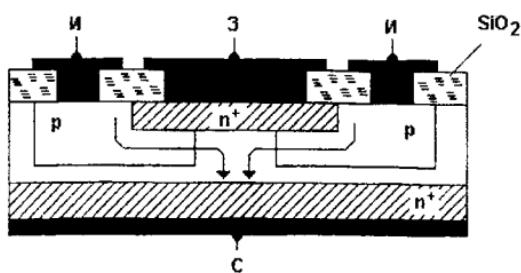


Рис. 4.21. Вертикальный полевой транзистор.

название - многоканальные транзисторы. В таких транзисторах исток и сток являются общими для всей структуры, а управляющий электрод затвора, расположенный над несколькими, отделенными друг от друга, токопроводящими каналами. При подаче обедняющего, управляющего напряжения на затвор, все каналы перекрываются одновременно. Увеличение числа каналов в структуре транзистора, приводит к резкому снижению общего сопротивления в открытом состоянии и к увеличению рассеиваемой мощности всего транзистора. В качестве примера, на рисунке 4.22, показана входная $I_{\text{си}} = I_{\text{си}}(U_{\text{зи}})$ вольтамперная характеристика, при напряжении между истоком и стоком равным 10 В, мощного полевого транзистора КП903А и семейство выходных вольтамперных характеристик этого транзистора, при различных напряжениях между истоком и затвором. Транзистор КП903А изготовлен на основе кристаллического кремния, n- типа проводимости, с использованием планарно - эпитаксиальной технологии. Токопроводящий канал транзистора имеет n- тип проводимости, в качестве затвора используется обратно смещенный p-n переход.

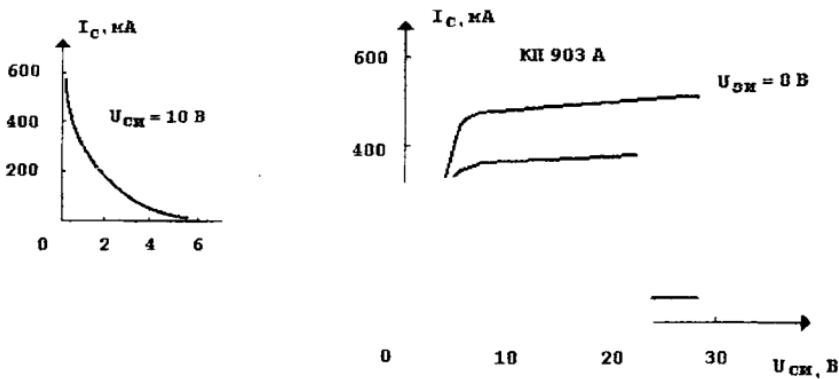


Рис. 4.22. Вольтамперные характеристики транзистора КП903А.

щего в таком транзисторе от истока к стоку, показано стрелками. Другая возможность снижения сопротивления канала - это большое число параллельно соединенных каналов. Такие транзисторные структуры получили

На рисунке 4.23. показан внешний вид некоторых мощных полевых транзисторов с управляющим переходом, изготовленных как в металло - керамических, так и в металло - пластмассовых и пластмассовых корпусах, выпускаемых различными странами.

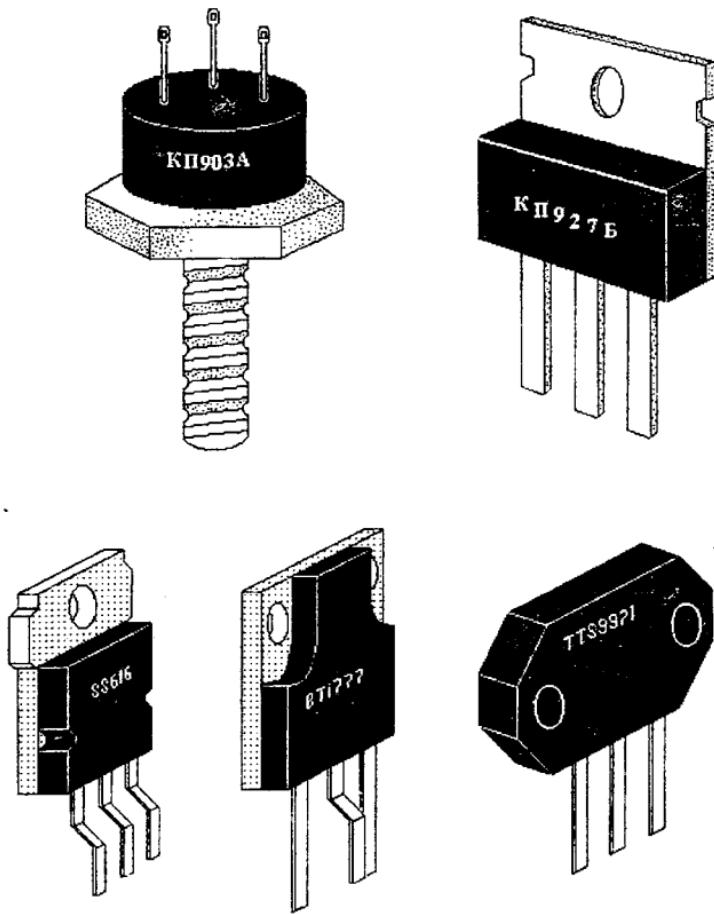


Рис. 4.23. Внешний вид некоторых мощных полевых транзисторов с управляющим р-п переходом .

Глава 5.

Полевые транзисторы с изолированным затвором

5.1. Эффект поля.

В основе работы полевых транзисторов с изолированным затвором лежит эффект поля. Эффект поля - это влияние внешнего электрического поля на электропроводность полупроводника. Рассмотрим этот эффект на примере структуры металл-диэлектрик - полупроводник (МДП) приведенной на рисунке 5.1. Как видно из рисунка, в структуре МДП, полупроводниковая пластина отделена от металла тонким слоем диэлектрика. Если к такой структуре приложить внешнее напряжение U , то на границах раздела полупроводник - металл и полупроводник - диэлектрик возникнут электрические заряды разных знаков. Заряды, образующиеся в металле, локализуются непосредственно на его поверхности. А заряды, образующиеся в полупроводнике, распространяются в нем на некоторой глубине, формируя слой объемного заряда. Это приводит к изменению проводимости полупроводника в приповерхностной области, так как здесь изменяется число свободных носителей заряда. В зависимости от полярности напряжения приложенного к металлическому электроду, проводимость приповерхностного слоя полупроводника может как увеличиваться, так и уменьшаться. Рассмотрим основы теории образования объемного заряда в

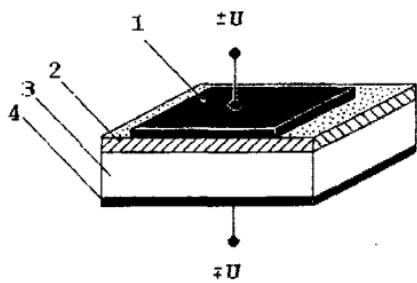


Рис. 5.1. МДП - структура.

- 1 - металлы, 2 - диэлектрик,
3 - полупроводник,
4 - омический контакт.

приповерхностной области полупроводника n -типа проводимости. При наличии напряжения U , приложенного к структуре МДП, электрическое поле изменяет распределение концентраций подвижных зарядов по толщине полупроводника. Значения концентраций электронов $n = n(x)$ и дырок $p = p(x)$, зависящих от координаты, можно следующим образом:

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{q\phi}{kT}\right), \quad p = p_0 \exp\frac{q\phi}{kT} \quad (5.1)$$

где n_0 - равновесная концентрация свободных электронов в глубине полупроводника, p_0 - равновесная концентрация свободных дырок в глубине полупроводника, k - постоянная Больцмана, T - температура.

Из выражений (5.1) видно, что при увеличении $\phi(x)$ величина n -резко уменьшается, а величина p - резко увеличивается. Другими словами по мере приближения к границе раздела - полупроводник – диэлектрик, концентрация свободных электронов уменьшается, а концентрация свободных дырок увеличивается. Плотность объемного заряда в полупроводнике n - типа проводимости, обусловленная электронами равна:

$$\rho(x) = q[N_d - n(x)] \quad (5.2)$$

где q - заряд электрона, N_d - концентрация ионизированных атомов донорной примеси. В большинстве полупроводников, при комнатной температуре, все мелкие донорные примеси полностью ионизированы, т.е. $n_0 = N_d$. Поэтому

$$\rho(x) = q[n_0 - n(x)] \quad (5.3)$$

Плотность объемного заряда в полупроводнике обусловленная дырками равна:

$$\rho(x) = q[p(x) - p] \quad (5.4)$$

Плотность объемного заряда $\rho(x)$ в полупроводнике можно выразить через $\phi(x)$, при помощи уравнения Пуассона (здесь и далее будем считать, что $\Phi = \phi(x)$ и $\rho = \rho(x)$):

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0} \quad (5.5)$$

где ϵ - диэлектрическая проницаемость полупроводника, ϵ_0 - электрическая постоянная, равная $8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м. В объеме полупроводника суммарный заряд равен нулю. Следовательно, и плотность объемного заряда равна нулю, т.е. $\rho = 0$. Это обусловлено тем, что концентрация свободных электронов (имеющих отрицательный заряд) равна концентрации ионизированной донорной примеси и концентрации свободных дырок (имеющих положительные заряды) т.е.

$$n_0 = N_d + p_0 \quad (5.6)$$

Вблизи поверхности, в области, где имеется электрическое поле, это равенство нарушается и образуется объемный заряд, плотность которого:

$$\rho(x) = q[n(x) - n_0] + q[p(x) - p_0] \quad (5.7)$$

С учетом (5.1) объемный заряд, локализованный в приповерхностной области полупроводника, запишем в виде уравнения

$$\rho = -qn_0 \left[\exp\left(-\frac{q\phi}{kT}\right) - 1 \right] + qp_0 \left[\exp\left(\frac{q\phi}{kT}\right) - 1 \right] \quad (5.8)$$

Для решения уравнения (5.5), введем новые переменные

$$\psi = \frac{q\phi}{kT}, \quad Y = \frac{n_0}{n_i} = \frac{n_i}{p_0}, \quad L^2 = \frac{\epsilon \epsilon_0 kT}{2q^2 n_i} \quad (5.9)$$

здесь n_i - концентрация собственных носителей заряда в полупроводнике. Используя (5.9) уравнение (5.8) и уравнение Пуассона (5.5) получим следующее уравнение:

$$2 \frac{d^2\psi}{dx^2} = L^{-2} [Y(\exp(-\psi) - 1) - Y^{-1}(\exp\psi - 1)] \quad (5.10)$$

Для решения полученного уравнения (5.10) умножим обе его части на $d\psi/dx$ и используем тождество:

$$2 \frac{d\psi}{dx} \frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{d}{dx} \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 \quad (5.11)$$

Далее, умножая левую и правую части (5.11) на dx и интегрируя по ψ найдем:

$$\int d \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 + C = L^{-2} \int_0^\psi [Y(\exp(-\psi) - 1) - Y^{-1}(\exp\psi - 1)] d\psi \quad (5.12)$$

откуда получим:

$$\left(\frac{d\psi}{dx}\right)^2 = L^{-2}F^2(\psi, Y) + C \quad (5.13)$$

здесь:

$$F^2(\psi, Y) = Y[1 - \exp(-\psi)] + Y^{-1}[1 - \exp(\psi)] + \psi(Y^{-1} - Y) \quad (5.14)$$

Постоянную интегрирования C , входящую в (5.13), можно определить из следующих граничных условий: в объеме полупроводника при $x \rightarrow \infty \psi = 0$ и $d\psi/dx = 0$. Значит $F(\psi) = 0$ и, следовательно, $C = 0$. Учитывая, что в рассматриваемом случае, $qU > 0$ и $d\psi/dx > 0$, из (5.13) найдем значение

$$\frac{d\psi}{dx} = L^{-1}F(\psi, Y) \quad (5.15)$$

Используя полученные выражения (5.3), (5.4) и (5.12) найдем изменение концентрации свободных электронов в приповерхностной области полупроводника, обусловленные воздействием внешнего поля:

$$\begin{aligned} \Delta n &= \int_0^\infty [n(x) - n_0] dx = n_0 \int_0^\infty [\exp(-\psi) - 1] dx = \\ &= n_0 \int_0^\infty [\exp(-\psi) - 1] \left(\frac{d\psi}{dx}\right)^{-1} d\psi = n_0 L_n F(\psi_s, Y) \end{aligned} \quad (5.16)$$

где

$$F(\psi_s, Y) = \int_0^{\psi_s} \frac{\exp(-\psi) - 1}{F(\psi, Y)} d\psi \quad (5.17)$$

Аналогично находится изменение концентрации свободных дырок приповерхностной области полупроводника:

$$\begin{aligned} \Delta p &= \int_0^\infty [p(x) - p_0] dx = p_0 \int_0^\infty (\exp \psi - 1) dx = \\ &= p_0 \int_0^\infty (\exp \psi - 1) \left(\frac{d\psi}{dx}\right)^{-1} d\psi = p_0 L \Phi(\psi_s, Y) \end{aligned} \quad (5.18)$$

где

$$\Phi(\psi_s, Y) = \int_0^{\infty} \frac{\exp \psi - 1}{F(\psi_s, Y)} d\psi \quad (5.19)$$

Полное изменение приповерхностной проводимости полупроводника, в зависимости от величины поверхностного потенциала, и следовательно, от величины приложенного к структуре МДП напряжения находится из следующего выражения:

$$\Delta\sigma = q\mu_n\Delta p + q\mu_p\Delta n \quad (5.20)$$

На рисунке 5.2. показана зависимость поверхности проводимости $\Delta\sigma$ от величины $q\varphi$, для полупроводника p типа проводимости. Из рисунка видно, что как при отрицательных, так и при положительных значениях $q\varphi$, величина избыточной проводимости сильно возрастает.

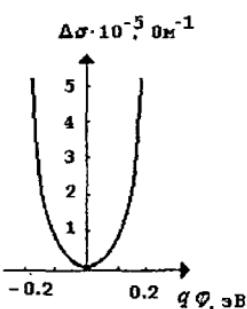


Рис. 5.2. Зависимость изменения приповерхностной проводимости от величины $q\varphi$ для кремния. $T=300 \text{ K}$. $N_d = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Действительно, при отрицательных значениях напряжения, приложенного к полупроводнику, на границе раздела полупроводник диэлектрик скалывается значительное число электронов. Это приводит к увеличению проводимости полупроводника в его приповерхностной области. При малых отрицательных и положительных значениях напряжения, прложенных к полупроводнику изменения проводимости не велики. При увеличении положительного напряжения приложенного к полупроводнику, происходит уменьшение числа свободных электронов в приповерхностной области и увеличение концентрации дырок. При дальнейшем росте напряжения этой полярности, концентрация дырок резко превышает концентрацию электронов n и происходит изменение типа проводимости с электронной на дырочную. При этом изменение проводимости приповерхностного слоя полупроводника опять достаточно большое. Все вышесказанное хорошо объясняется при помощи потенциальных диаграмм структуры металл - диэлектрик - полупроводник.

На рисунке 5.3 показаны потенциальные диаграммы структуры металл - диэлектрик-полупроводник (кремний) для различных значений величин и полярностей прикладываемого напряжения. На этом рисунке координата x откладывается от границы - раздела в глубь полупроводника, т.е. на физической границе раздела - полупроводник - диэлектрик $x = 0$.

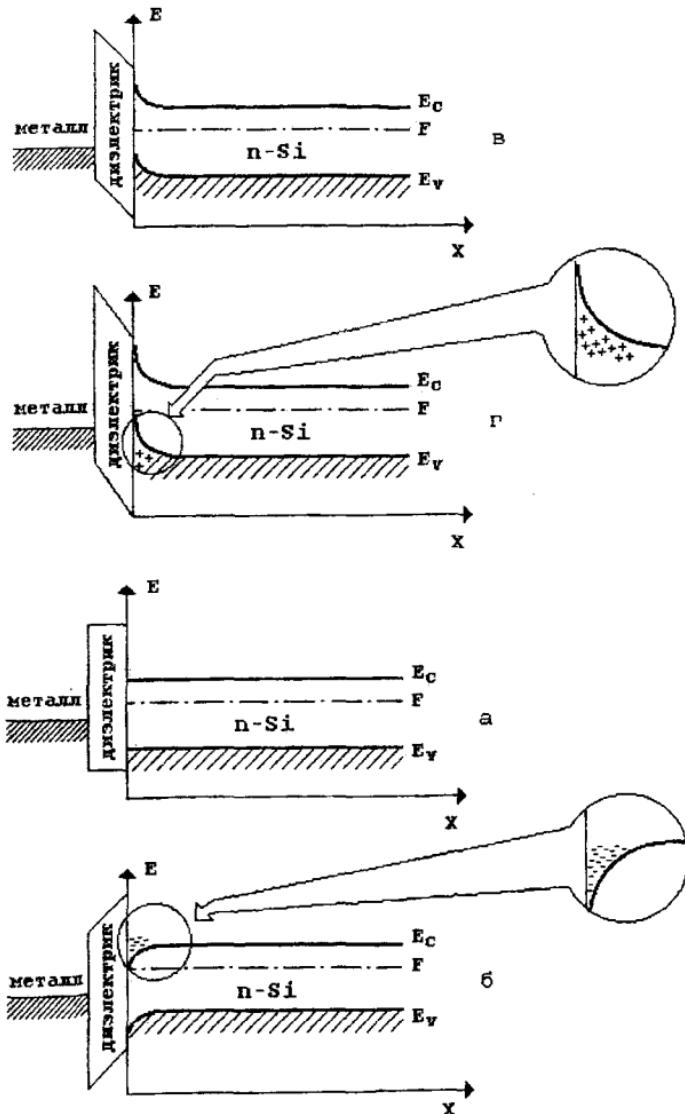


Рис. 5.3. Потенциальные диаграммы структуры МДП.
 а - при нулевом напряжении, б - при обогащающем напряжении,
 в - при обедняющем напряжении, г - при напряжении соответствующем инверсии поверхностной проводимости.

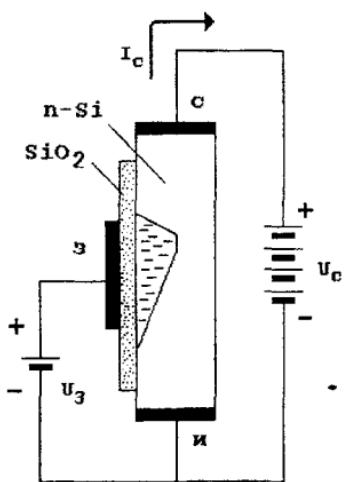


Рис. 5.4. Принцип работы полевого транзистора с изолированным затвором.

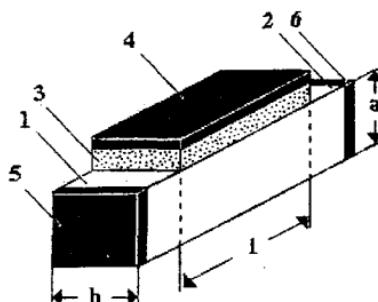
Принцип работы и упрощенная структура полевого транзистора с изолированным затвором показаны на рисунке 5.4. Здесь, полупроводник электронного типа проводимости (n - Si), расположенный между двумя металлическими контактами (И - исток, С - сток образует токопроводящий канал. При подаче на контакты внешнего напряжения U_c , указанной полярности, по каналу протекает электронный ток (I_c), который зависит от величины напряжения U_c . Управляющий контакт (З - затвор) отделен от полупроводника тонким слоем диэлектрика, в качестве диэлектрика наиболее часто используется двуокись кремния (SiO_2). При подаче напряжения U_3 между затвором (З) и истоком (С) в полупроводнике, на границе раздела с диэлектриком, возникает электрическое поле.

Возникающее электрическое поле, оттесняя электроны от границы раздела, формирует область объемного заряда. Как было показано в главе 1, слой объемного заряда обладает большим электрическим сопротивлением т.к. в нем практически отсутствуют подвижные заряды. А значит, при образовании этого слоя, сопротивление токопроводящего канала транзистора - возрастает, и величина тока протекающего через канал уменьшается. При увеличении напряжения на затворе, увеличивается ширина области объемного заряда и, следовательно, уменьшается ток через канал. При уменьшении напряжения на затворе ширина области объемного заряда уменьшается, а ток, протекающий через канал, увеличивается. Другими словами: в полевом транзисторе с изолированным затвором, управление током протекающим через канал, от истока к стоку, осуществляется изменением напряжения на затворе. На этом эффекте и основан принцип работы полевого транзистора с изолированным затвором.

5.2. Вольтамперные характеристики полевых транзисторов с изолированным затвором

Для расчета вольтамперной характеристики полевого транзистора с изолированным затвором воспользуемся упрощенной моделью транзистора, приведенной на рисунке 5.5. На этом рисунке 1,2 - области истока и стока соответственно, 3 - подзатворный диэлектрик, 4 - металлический электрод затвора, 5,6 - металлические электроды истока и стока соответственно, a,b,L - геометрические размеры токопроводящего канала.

Рис. 5.5. Упрощенная модель полевого транзистора с изолированным затвором.



Пусть, для определенности, токопроводящий канал имеет проводимость n-типа. При отсутствии внешних напряжений, электропроводность канала можно выразить при помощи известного соотношения:

$$\sigma = qn\mu \quad (5.21)$$

где q - заряд электрона, n , μ - концентрация и подвижность свободных электронов. При подаче положительного напряжения на затвор транзистора, подвижные электроны, под действием сил электрического поля, из объема полупроводника подтягиваются к границе раздела полупроводник-диэлектрик, увеличивая тем самым электропроводность приповерхностной области:

$$\sigma = q\mu(n + \Delta n) \quad (5.22)$$

В этом выражении Δn - изменение концентрации электронов в канале, которое можно выразить через полный заряд канала Q , заряд электрона q , и геометрию токопроводящего канала abl .

$$\Delta n = Q/qabL \quad (5.23)$$

полный заряд канала Q связан с емкостью канала C и с напряжением приложенным к затвору U_3 при помощи следующего выражения:

$$Q = C U_3 \quad (5.24)$$

Используя (5.23) и (5.24) выражение (5.22) можно записать в виде:

$$\sigma = q\mu(n + \frac{CU_3}{qabL}) \quad (5.25)$$

При подаче отрицательного напряжения на затвор транзистора подвижные электроны, под действием сил электрического поля, оттесняются в глубь полупроводника от границы раздела полупроводник-диэлектрик, уменьшая тем самым электропроводность приповерхностной области. В этом случае проводимость канала можно описать при помощи выражения, аналогичному (5.25):

$$\sigma = q\mu(n - \frac{CU_3}{qabL}) \quad (5.26)$$

При достаточно большом отрицательном напряжении на затворе U_3 ($U_3 = U_{30}$), проводимость канала уменьшается до нуля. В этом случае из выражения (2.56) получаем:

$$qn\mu = \mu \frac{CU_{30}}{abL} \quad (5.27)$$

Используя, далее (5.26) и (5.27), выразим проводимость канала транзистора в виде:

$$\sigma = \mu \frac{C}{abL} (U_{30} - U_3) \quad (5.28)$$

Учитывая соотношения $\sigma = 1/\rho$ и $R_k = \rho L/ab$, найдем сопротивление канала, как функцию приложенного напряжения к затвору:

$$R_k = \rho \frac{L}{ab} = \frac{1}{\mu C} \frac{1}{U_{30} - U_3} \quad (5.29)$$

Выражение (5.29) описывает величину сопротивления канала без учета влияния напряжения U_c , прикладываемого к стоку транзистора. Влияние напряжение U_c проявляется в изменении ширины области объемного заряда вблизи стока (см. рисунок 5.24). Так, при наличии напряжения на стоке, напряжение, прикладываемое к затвору вблизи истока равно U_3 , а вблизи стока это напряжение равно $U_3 + U_c$. Другими словами, напряжение, прикладываемое к затвору, является функцией координаты. Поэтому выражение (5.29), при наличии напряжения на стоке транзистора, можно использовать только для пренебрежимо малого участка длины канала dx :

$$dR_k(x) = \frac{R_k}{L} dx \quad (5.30)$$

Используя, далее (5.29) и (5.30) получим:

$$dR_k(x) = \frac{R_k}{L} dx = \frac{L}{\mu C} \frac{dx}{[U_{30} - (U_3 + U(x))]} \quad (5.31)$$

При подаче напряжения на сток, через канал транзистора протекает ток стока I_C , который создает падение напряжения $U(x)$ на каждом участке длины dx :

$$dU(x) = I_c dR_k(x) \quad (5.32)$$

Подставив в (5.32) выражение (5.31) получим:

$$dU(x) = I_c \frac{L}{\mu C} \frac{dx}{[U_{30} - (U_3 + U_c)]} \quad (5.33)$$

Учитывая граничные условия, в соответствии с которыми при $x = 0, U = 0$ и при $x = L, U = U_c$, после интегрирования (5.33), получим:

$$I_c \frac{L}{\mu C} \int_0^L dx = \int_0^{U_c} \{U_{30} - [U_3 + U(x)]dx\} \quad (5.34)$$

Отсюда находим выражение для вольтамперной характеристики полевого транзистора с изолированным затвором, имеющего встроенный канал п-типа проводимости:

$$I_c = \frac{\mu C}{L^2} \left(U_{30} - U_3 - \frac{U_c}{2} \right) U_c \quad (5.35)$$

Полученное выражение справедливо при малых значениях величины U_c , т.е. в случае полностью открытого канала. При больших значениях U_c , за счет увеличения напряжения, прикладываемого к затвору и уменьшения сечения канала происходит уменьшение приращения тока стока и его насыщение. В этом случае $U_{30} = U_3 + U_c$ или $U_c = U_{30} - U_3$, подставив $U_c = U_{30} - U_3$ в выражение (5.35), получим выражение для тока насыщения:

$$I_{\text{нас}} = \frac{\mu C}{2L^2} (U_{30} - U_3)^2 \quad (5.36)$$

Из выражения (5.36) видно, что в режиме насыщения ток стока не зависит от напряжения на стоке, а определяется только величиной напряжения на затворе. Для описания величины изменения тока стока при изменении напряжения на затворе, вводится понятие крутизны вольтамперной характеристики на участке насыщения:

$$S = \frac{dI_{c,\text{нас}}}{dU_3} = \frac{\mu C}{L^2} (U_{30} - U_3) \quad (5.37)$$

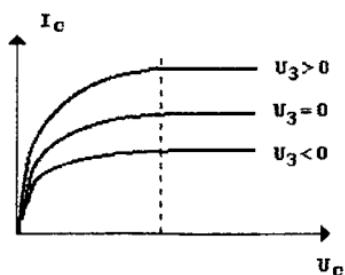


Рис. 5.6. Вольтамперные характеристики полевого транзистора с изолированным затвором.

Характеристики в режиме насыщения будут отличаться только знаками

Выражения (5.35), (5.36) и (5.37) получены в предположении обогащения канала основными носителями заряда, т.е. в предположении, что на затвор транзистора, имеющего канал п-типа проводимости, подается положительное напряжение. В режиме обеднения, т.е. когда на затвор этого транзистора подается отрицательное напряжение, проводимость канала будет уменьшаться. Выражения для тока стока, тока насыщения и для крутизны вольтамперной характеристики в режиме насыщения будут отличаться только знаками

перед величинами U_3 и U_{30} . На рисунке 5.6 показаны выходные вольтамперные характеристики полевого транзистора с изолированным затвором, имеющего встроенный канал, при подаче обогащающего и обедняющего напряжения. Пунктирной линией показана область насыщения тока стока. На рисунке 5.6 более подробно показана структура полевого транзистора с изолированным затвором, со встроенным каналом n -типа проводимости, изготавливаемого на основе кремния. Здесь в качестве полупроводниковой подложки используется кремний p -типа проводимости, в котором диффузионными способами созданы n -область канала и n^+ -области истока и стока. Над n -областью канала расположен слой диэлектрика, покрытый слоем металла, для формирования управляющего электрода затвора.

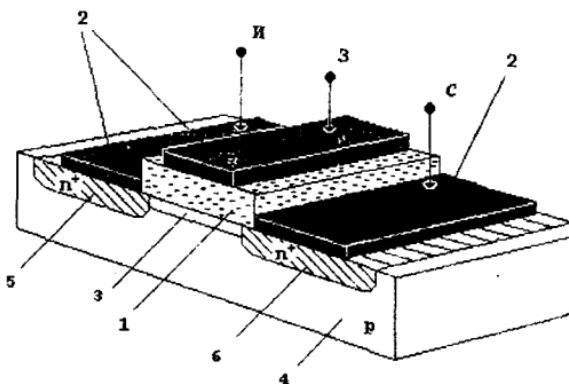


Рис. 5.6. Структура полевого транзистора с изолированным затвором и со встроенным каналом n -типа.

1 - слой диэлектрика, 2 - металлические электроды истока (И), затвора (3) и стока (С), 3 - токопроводящий канал, 4 - полупроводниковая подложка, 5,6 - области истока и стока.

Как видно из рисунка 5.6 для изготовления полевого транзистора с изолированным затвором, слой полупроводника покрывается слоем диэлектрика. При этом граница раздела - полупроводник диэлектрик приобретает свойства отличные от объемных свойств как полупроводника, так и диэлектрика. Эти отличия, в ряде случаев, оказывают влияние на параметры полевых транзисторов.

5.3. Влияние состояния поверхности на характеристики полевых транзисторов

Поверхность полупроводника, как правило, содержит большое число поверхностных электронных состояний, способных обмениваться электронами с разрешенными зонами энергий. Эти электронные состояния обусловлены разрывом периодической решетки кристалла на поверхности и наличием различных, адсорбированных примесей. При этом энергетические уровни поверхностных состояний локализованы в запрещенной зоне полупроводника. Наличие энергетических уровней на поверхности, способных обмениваться электронами с разрешенными зонами, оказывают влияние на свойства полевых транзисторов.

В качестве примера рассмотрим влияние заряда, локализованного на поверхностных состояниях, плотностью N_s , на энергетическую диаграмму структуры металл - диэлектрик - полупроводник (см. рис. 5.7.). Пусть на границе раздела диэлектрик - полупроводник имеется один дискретный ак-

цепторный энергетический уровень E_1 , расположенный ниже уровня Ферми на расстоянии ΔE . Полный заряд Q_s поверхностных состояний можно выразить через число электронов, локализованных на этих состояниях:

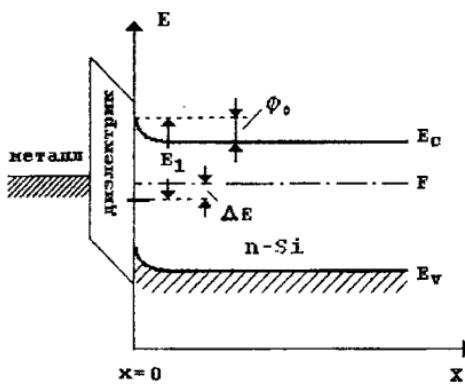


Рис. 5.7. Энергетическая диаграмма МДП структуры при наличии поверхностных состояний.

$$Q = qn_s \quad (5.38)$$

где

$$n_s = \frac{N_s}{\exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) + 1} \quad (5.39)$$

N_s - плотность поверхностных состояний, ΔE - энергетическое положение поверхностного уровня, k - постоянная Больцмана, T - температура. Учитывая положение поверхностного уровня (см. рис. 5.7), находим:

$$\Delta E = E_1 - \phi_0 + F \quad (5.40)$$

Подставив (5.40) в (5.39), получим:

$$n_s = \frac{N_s}{\exp\left(-\frac{E_1 - \Phi_0 + F}{kT}\right) + 1} \quad (5.41)$$

Полный заряд Q_0 в полупроводнике можно найти при помощи уравнения Пуассона.

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{q\rho(x)}{\epsilon\epsilon_0} \quad (5.42)$$

откуда найдем величину плотности объемного заряда

$$\rho(x) = \frac{\epsilon\epsilon_0}{q} \frac{d^2\phi}{dx^2} \quad (5.43)$$

Выразим заряд в полупроводнике через его плотность

$$Q_0 = \int_0^\infty \rho(x) dx = \frac{\epsilon\epsilon_0}{q} \int_0^\infty \frac{d^2\phi}{dx^2} dx = \left. \frac{\epsilon\epsilon_0}{q} \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=0} \quad (5.44)$$

Далее, используем условие электронейтральности, которое говорит, что заряд Q_0 , образованный в полупроводнике, за счет ухода части электронов на акцепторные поверхностные состояния, равен заряду Q_s этих поверхностных состояний:

$$Q_s = Q_0 \quad (5.45)$$

Используя (5.45), (5.44), (5.38) и выражение (2.13), найдем величину изгиба энергетических зон полупроводника

$$\Phi_0 = \Phi_0(n, p, n_s, \rho) \quad (5.46)$$

Из полученного выражения видно, что при наличии поверхностных состояний, даже в отсутствии внешнего напряжения, энергетические зоны полупроводника изогнуты, т.е. на границе раздела полупроводник - диэлектрик имеется встроенное электрическое поле. Наличие такого поля оказывает влияние на величину напряжения перекрытия канала, на крутизну вольтамперной характеристики, на ток стока в режиме насыщения, на температурные и частотные параметры транзистора. В качестве примера на рисунке 5.8 показано семейство выходных вольт-амперных характеристик транзистора с изолированным затвором, со встроенным каналом n -типа проводимости типа КП 313А, снятых при комнатной температуре, при различных напряжениях на затворе. Видно, что при напряжениях между стоком и истоком больших 4 В, ток стока транзистора достигает насыщения и перестает зависеть от напряжения.

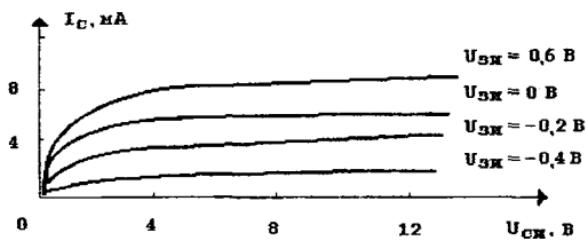


Рис. 5.8. Выходные вольт-амперные характеристики полевого транзистора типа КП 313 А.

5.4. Пробой полевых транзисторов

При подаче на затвор полевого транзистора управляющего напряжения, увеличивается напряженность электрического поля в диэлектрике. В соответствии с законом сохранения электрической индукции, напряженность электрического поля в диэлектрике E_d и напряженность электрического поля в полупроводнике E_n на границе раздела с диэлектриком связаны следующим соотношением:

$$E_d = E_n \cdot \left(\frac{\epsilon_n}{\epsilon_d} \right)$$

где ϵ_n и ϵ_d диэлектрические проницаемости полупроводника и диэлектрика соответственно. Так для контакта Si - SiO_2 , когда напряженность электрического поля в полупроводнике достигает величины достаточной для лавинного пробоя ($3 \cdot 10^5$ В см $^{-1}$), напряженность электрического поля в диэлектрике примерно в три раза больше. При достаточно больших элек-

трических полях, происходит пробой диэлектрика и, следовательно, резкое увеличение числа свободных носителей в нем. При этом диэлектрик теряет свои изоляционные свойства. Так, при достижении напряженности электрического поля в диоксиде кремния значений соответствующих $7 - 8 \text{ МВ см}^{-1}$, возникает увеличение тока, приводящее к его пробою. Напряжение пробоя диэлектрического слоя SiO_2 , выращенного на кремнии термическим способом, зависит от толщины этого слоя, степени легирования исходного кремния и от температуры. Так, с увеличением температуры, напряжение пробоя уменьшается. Для пленок SiO_2 , толщина которых превышает 1000\AA , напряженность электрического поля, при которой начинается пробой, составляет примерно $9 \cdot 10^6 \text{ В см}^{-1}$. Для получения максимальной дрейфовой скорости носителей заряда в канале полевого транзистора желательно повысить напряженность электрического поля в канале. Однако с увеличением напряженности поля в канале транзистора увеличивается темп генерации электронно - дырочных пар из-за ударной ионизации. Действительно, с увеличением напряженности электрического поля, свободные носители заряда, за время между двумя соударениями, приобретают энергию достаточную для ударной ионизации атомов решетки. При этом происходит резкое увеличение числа свободных носителей заряда. Наиболее интенсивное образование электронно - дырочных пар происходит в области максимального поля, т.е. в области объемного заряда близи стока. Электроны, возникающие вблизи стока, под действием поля канала уходят на сток транзистора. Дырки, под действием этого поля дрейфуют к истоку. Эти процессы приводят к изменению вольтамперных характеристик транзисторов.

5.5. Двух затворный полевой транзистор

Одной из наиболее широко распространенных разновидностей полевых транзисторов с изолированным затвором является двух затворный полевой транзистор. Структура такого транзистора приведена на рисунке 5.9. Здесь, в качестве исходной подложки, используется кремний p -типа проводимости, с диффузионными n^+ -областями истока (И) и стока (С). Встроенный токопроводящий канал, n -типа проводимости, разделен на два участка при помощи n^+ -слоя. Над каждым из разделенных участков, создан управляющий металлический электрод затвора (Z_1) и (Z_2). Вся поверхность полупроводниковой пластины покрыта слоем диэлектрика, причем над токопроводящими каналами толщина диэлектрика значительно меньше, чем над другими частями пластины. В качестве примера на рисунке 5.10. приведены вольтамперные характеристики

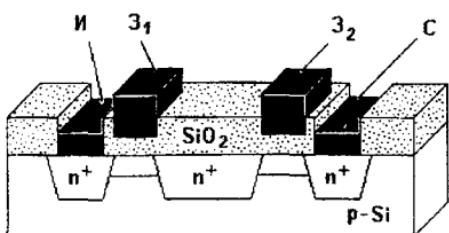


Рис. 5.9. Двух затворный полевой транзистор.

- двухзатворного полевого транзистора типа КП306А. А в таблице 10 приведены максимально допустимые эксплуатационные параметры этого транзистора.

Таблица 10.

Параметр (максимальное значение)	Обозначение	Величина	Единица измерения
Постоянный ток стока	I _c max	20	mA
Напряжение между затворами	U _{z3} max	25	V
Напряжение сток-исток	U _{ci} max	20	V
Напряжение между первым затвором и истоком	U _{z1i} max	20	V
Напряжение между вторым затвором и истоком	U _{z2i} max	20	V
Крутизна характеристики по первому затвору	S ₁	5	mA/V
Крутизна характеристики по второму затвору	S ₂	3	mA/V
Напряжение между первым затвором и стоком	U _{z1c} max	20	V
Напряжение между вторым затвором и стоком	U _{z2c} max	20	V
Рассеиваемая мощность	P max		
При T= -60...+35°C		0,15	Вт
При T= +125°C		0,05	Вт
Ток утечки первого затвора	I _{z1} ут	5	nA
Максимальная частота усиления	f max	800	MГц

На рисунке 5.11. показан внешний вид двух затворного полевого транзистора типа КП 306, изготовленного в пластмассовом и в металлическом корпусах.

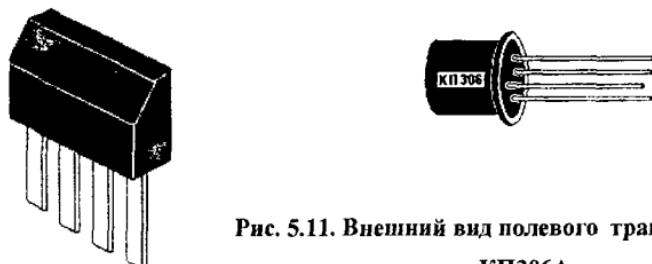


Рис. 5.11. Внешний вид полевого транзистора КП306А

5.6. Тонкопленочные полевые транзисторы

Структуру тонкопленочного транзистора составляют последовательно нанесенные на изолирующую подложку слои полупроводника, диэлектрика и металла. На рисунке 5.12 показана структура такого транзистора. Здесь 1 - изолирующая подложка, 2 - нанесенный на подложку слой по лупроводника, 3 - металлические электроды истока (И), затвора (З) и стока (С),

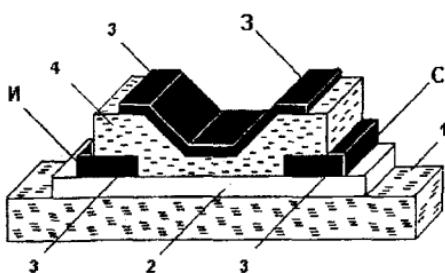


Рис. 5.12. Тонкопленочный полевой транзистор с изолированным затвором.

4 - слой подзатворного диэлектрика. Тонкопленочные транзисторы изготавливаются на различных изолирующих материалах- подложках. Такими подложками могут служить стекло, керамика, пластмассы и т.д. В качестве полупроводникового слоя, наиболее часто, используется сульфид кадмия. В качестве диэлектрика используется моноо-

кись кремния, фторид кальция, сульфид цинка. Пленки напыленные на не-кристаллическую подложку имеют поликристаллическую структуру. Подвижность носителей заряда в таких пленках имеет свои характерные особенности. Тонкопленочные транзисторы, также как и обычные полевые транзисторы, обладают высоким входным сопротивлением и имеют характеристики с хорошо выраженной областью насыщения. На рисунке 5.13 приведено семейство выходных вольтамперных характеристик тонкопленочного полевого транзистора, изготовленного на основе пленки суль-

фида кадмия. Зависимость тока стока от напряжения между истоком и стоком таких транзисторов определяется при помощи соотношения аналогичного (2.39):

$$I_c = \frac{\mu C}{l^2} \left(U_{30} - U_3 - \frac{U_c}{2} \right) U_c$$

где μ - подвижность носителей заряда, C - емкость затвора, l - длина канала, U_3 - напряжение перекрытия канала, U_3 - напряжение на затворе, U_c - напряжение на стоке транзистора. При выполнении условия $U_c > U_{30} - U_3$, ток стока тонкопленочного транзистора, описывается выражением аналогичным (2.40).

5.7. Мощные полевые транзисторы с изолированным затвором

Как уже говорилось, при усилении сигнала большой мощности, основным параметром транзистора являются коэффициент полезного действия. Для получения больших значений коэффициента полезного действия необходимо, чтобы сопротивление полевого транзистора в открытом состоянии, было минимальным. В этом случае и потери мощности будут минимальными. Сопротивление транзистора в открытом состоянии определяется сопротивлением канала. Уменьшить сопротивление канала можно, уменьшив его длину или увеличив его ширину. Уменьшить длину канала можно различными способами. Один из таких способов заключается в том, что бы вместо планарной конструкции транзистора (см. рисунки 5.5, 5.6, 5.9) использовать вертикальную организацию. В таких структурах направление тока перпендикулярно поверхности. На рисунке 5.14. показана структура транзистора, получившего название - транзистор с V канавкой. Транзистор изготовлен на основе кремния n типа проводимости с кристаллографической ориентацией $<111>$. V-канавка создается при помощи травления поверхностного слоя в анизотропном, селективном травителе. Транзисторы

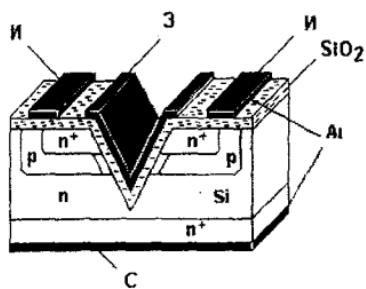


Рис. 5.14. Полевой транзистор с V-канавкой.

имеющее структуру металл - диэлектрик - полупроводник, изготовленные при помощи технологии V - канавок, так же как и транзисторы с управляемым р-п переходом, (см. раздел 4.8) имеют малые значения сопротивления канала в открытом состоянии и большие значения крутизны характеристики, по сравнению с аналогичными транзисторами. Это

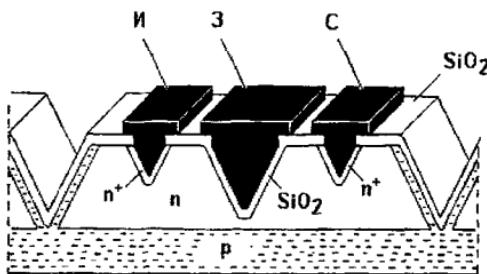


Рис. 5.15. Полевой транзистор с различными V- канавками.

и обуславливает их широкое использование. На рис. 5.15 показана еще одна транзисторная структура, изготовленная при использовании технологии V- канавок. Здесь используются три различных типа канавок: мелкие для истока и стока, средние для затвора и глубокие, для изоляции транзисторов друг от друга. Как видно из рисунка, выводы истока, стока и затвора выведены на одну верхнюю плоскость. Такие транзисторные структуры, как правило, используются при изготовлении интегральных микросхем. Для повышения мощности коммутируемых токов широкое распространение получили многоэлементные полевые транзисторы. По своей структуре, эти транзисторы представляют собой несколько отдельных транзисторов, изготовленных на одной подложке и соединенных параллельно.

В качестве примера на рисунке 5.16. приведена упрощенная структура такого транзистора. Из приведенного рисунка видно, что транзистор изготовлен в виде множества одинаковых, отдельных элементов прямоугольной формы (верхняя часть рисунка 2.24), имеющих общий сток. Приборы такой структуры выдерживают напряжение между стоком и истоком до 460 - 480 В и имеют максимальный ток стока до 7А. В таблице 11 приведены основные эксплуатационные характеристики мощных полевых транзисторов выпускаемых фирмой International. На рисунке 5.17 показана еще одна структура вертикального полевого транзистора с изолированным затвором. Видно, что исток и затвор этого

транзистора расположены с одной стороны полупроводниковой пластины, а сток (С) расположен с другой, противоположной стороны. При этом область истока расположена вокруг области затвора, как и в случае транзистора показанного на рисунке 5.16. Все отдельные элементы этого транзистора соединены параллельно, так как сток является общим для всех элементов. При таком включении общий ток стока возрастает, и суммарная мощность транзистора увеличивается. На рисунке 5.17 показана структура транзистора, в которой сток расположен вертикально, а области истока и затвора расположены горизонтально. Для лучшего использования площади пластины весь транзистор изготавливается в виде многих элементов прямоугольной формы. Транзисторы такой конфигурации выдерживают напряжения, прикладываемые к стоку, до 500 вольт, и могут рабо-

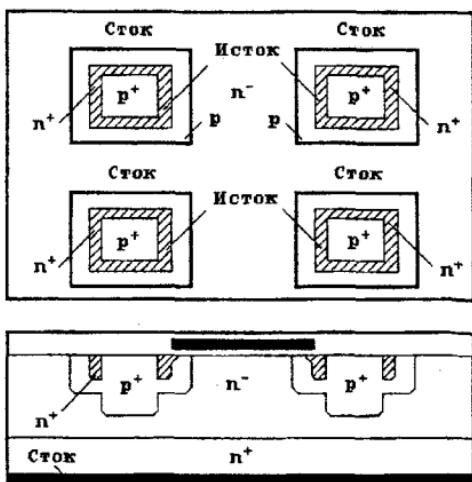


Рис. 5.16. Структура много элементного вертикального полевого транзистора.

тать длительное время при токе стока до 7 А. Для повышения плотности упаковки транзисторов на кристалле, часто используются элементы другой

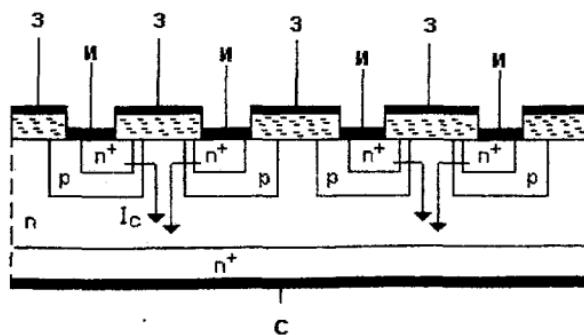


Рис. 5.17. Структура вертикального полевого транзистора с параллельным соединением элементов.

тать длительное время при токе стока до 7 А. Для повышения плотности упаковки транзисторов на кристалле, часто используются элементы другой

формы, например гексагональной. Гексагональные элементы позволяют достичь величины рассеиваемой мощности транзистора до 100 Вт. В таблице 12 приведены некоторые аналоги полевых транзисторов, выпускаемых разными странами и приведен внешний вид некоторых транзисторов.

Таблица 11

Тип транзистора						
Параметр	IRFP150	IRFP250	IRFP350	IRFP450	IRFP460	IRFP470
U _{си.} max	100 В	200 В	400 В	500 В	500 В	400 В
I _{c.} max	38 А	30 А	14 А	12 А	20 А	10 А
P _{max}	150 Вт	150 Вт	150 Вт	150 Вт	280 Вт	125 Вт
U _{зи.} отс.	4 В	4 В	4 В	4 В	4 В	4 В

Наименование Аналог U_{си.}, В I_c, А

Таблица 12

КП 440 IRF440 500 8,0

КП 450 IRF450 500 12

КП 510 IRF510 100 5,6

КП 520 IRF520 100 9,2

КП 530 IRF530 100 14

КП 540 IRF540 100 28

КП 610 IRF610 200 3,3

КП 620 IRF620 200 5,2

КП 630 IRF630 200 9,0

КП 640 IRF640 200 18

КП 710 IRF710 400 2,0

КП 720 IRF720 400 3,3

КП 730 IRF730 400 5,5

КП 740 IRF740 400 10

КП 780 IRF820 500 2,5

КП 830 IRF830 500 4,5

КП 840 IRF840 500 8,0

КП 707Б BUZ90 600 4



КП707Б



КП840

КП 440

5.8. СВЧ полевые транзисторы

Сверх высокочастотные (СВЧ) транзисторы - это транзисторы работающие в диапазоне частот выше 5 ГГц. Основной тип сверх высокочастотных транзисторов - это полевые транзисторы с барьером Шоттки. Такие транзисторы, как правило, изготавливаются на основе арсенида галлия. Выбор этого материала обусловлен в первую очередь большой величиной подвижности основных носителей заряда. Так подвижность электронов в Si n-типа проводимости составляет $300\text{--}500 \text{ см}^2/\text{В сек}$, а подвижность электронов в GaAs достигает значений $2000\text{--}3000 \text{ см}^2/\text{В сек}$. По своей конструкции СВЧ мало чем отличаются от высокочастотных транзисторов. Характерной особенностью СВЧ транзисторов с барьером Шоттки на основе GaAs является наличие дополнительного слоя между затвором и каналом. Это слой нелегированного GaAs, назначение которого в повышении пробивного напряжения "затвор - сток". Напряженность поля в канале полевых транзисторов обычно превышает 10 кВ/см, а среднее значение энергии электронов в установившемся режиме - 0,3 эВ. При дрейфе электронов от истока к стоку они испытывают большое количество соударений. Частота соударений при этом намного превышает 10^{13} сек^{-1} . Поскольку пролетное время составляет 10^{-12} сек , то носители испытывают за время пролета десятки или сотни соударений. За время равное 10^{-13} сек , проходящее между двумя соударениями, носители проходят расстояние, не превышающее 400 ангстрем. При конструировании полевых транзисторов приходилось сталкиваться с проблемой падения подвижности при повышении концентрации носителей в канале, необходимой при малой длине канала. Поскольку рост концентрации носителей связан с повышением степени легирования, то возрастание концентрации доноров увеличивает вероятность столкновения носителей с ионами доноров и снижает подвижность. Использование гетеропереходов позволило разрешить это противоречие: двухмерный электронный газ обеспечивает возможность получения слоя с повышенной концентрацией носителей без увеличения концентрации доноров. Пространственное разделение ионов доноров и свободных электронов дает возможность получать высокие концентрации носителей одновременно с высокими значениями подвижности. Возможны и другие варианты транзисторной структуры с высокой подвижностью электронов (HEMT), например, с каналом в слое GaAs (узкозонный полупроводник) и слоем "поставщика электронов" - широкозонный полупроводник - AlInAs. Подвижность в канале GaInAs при $300 \text{ }^\circ\text{К}$ достигает $10000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. При этом необходимо отметить, что все эти качества в транзисторе с высокой подвижностью электронов (HEMT) в значительно большей степени проявляются при пониженных температурах. Одним из серьезных препятствий на пути реализации возможностей транзисторов с высокой подвижностью

электронов является наличие глубоких ловушек для электронов при высоком уровне содержания алюминия в $\text{AlGa}_{1-x}\text{As}_x$. Для получения слоя с двухмерным электронным газом необходимы значения $X > 0,2$, но при этих значениях глубокие ловушки приводят к срыву стоковых ВАХ, повышению уровня генерационно-рекомбинационных шумов. НЕМТ-транзисторы с двумя гетеропереходами при испытаниях показали высокую плотность тока и высокие пробивные напряжения затвора. На 20 ГГц была получена выходная мощность в 660 мВт при усилении в 3,2 дБ и КПД примерно 19,3%. На 30 ГГц получены: отдаваемая мощность - 210 мВт, усиление - 2,0 дБ, КПД - 7,5%. Транзисторы этого типа превосходят обычные GaAs-транзисторы по многим высокочастотным параметрам. Так, крутизна переходной характеристики НЕМТ-транзисторов при минимальном уровне шумов в 1,5 раза превосходит крутизну обычных GaAs полевых транзисторов. Это дает возможность получить усиление в 8 дБ на частоте 20 ГГц. Предельные частоты, на которых могут работать СВЧ транзисторы определяются, в первую очередь, временем пролета носителей зарядов (как правило электронами) от истока к стоку. В первом приближении это время можно выразить при помощи следующего выражения:

$$\tau \approx L^2 / \mu V_D$$

где: L - длина канала, μ - подвижность носителей заряда, V_D - дрейфовая скорость носителей заряда.

Так, для транзистора изготовленного на основе GaAs, имеющего длину канала 1 мкм, время пролета составляет 10^{-1} сек.

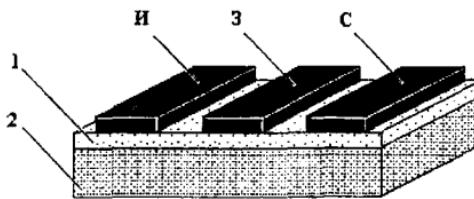


Рис. 5.19. Структура СВЧ транзистора на основе GaAs.

На рисунке 5.19. показана упрощенная конструкция полевого СВЧ транзистора, изготовленного на основе GaAs. Здесь: 1 - эпитаксиальный слой GaAs, 2 - подложка (Si) GaAs. Транзисторы этого типа работают на частотах 5-7 ГГц, развивая мощность до 2-3 Вт. Для повышения предельных частот работы полевых транзисторов необходимо уменьшение длины канала. Однако, в любом случае, длина канала L должна превышать его глубину

бину a , т.е. должно выполняться соотношение $L / a > 1$. Это обусловлено тем, что только при выполнении этого соотношения обеспечивается эффективное управление напряжением затвора тока протекающего через канал. Для уменьшения глубины канала, в транзисторах на основе Si и GaAs, используются сильно легированные (до $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) слои полупроводника. При такой концентрации примеси, сохраняя эффективность затвора, длина канала может составлять 0,1 мкм, а предельные частоты при этом достигают значений 100 ГГц. С целью повышения эффективности затвора и для увеличения глубины модуляции сопротивления канала, при

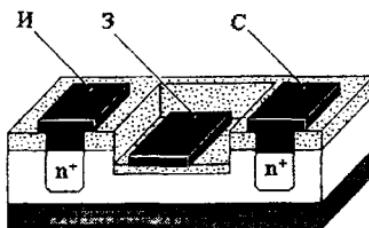


Рис. 5. 20. Структура СВЧ транзистора с углубленным затвором.

помощи напряжения на затворе, используются структуры с углубленным каналом. На рисунке 5.20 показана конструкция полевого транзистора с углубленным затвором, способного работать в СВЧ диапазоне. Здесь, как и в низко частотных транзисторах, в качестве областей истока (И) и стока (С), для канала n -типа проводимости, используются n^+ слои. Все рабочие поверхности транзистора покрыты слоем диэлектрика. Видно, что под металлическим электродом затвора (З) толщина диэлектрика несколько меньше чем в остальных областях, более того затвор углублен, т.е. расположен ближе к токопроводящему каналу. Транзисторы, изготовленные таким способом, имеют несколько большее значение напряжение пробоя участка исток-сток и способны работать на частотах до 11 ГГц.

В таблице 13 приведены основные параметры СВЧ полевых транзисторов выпускаемых различными странами.

Таблица 13

Тип транзистора	P_{max} (Вт)	$U_{ce}\ max$ (В)	$I_{sc}\ max$ (мА)	$F_{gr.\ max}$ ГГц
2SK275	0,27	5	80	12
2SK577	0,27	6	80	12
2SK585	0,3	8	120	12
2SK586	0,27	5	80	12
2SK648	0,2	5	120	12
2SK1233	0,3	6	100	40
2SK138	0,3	5	100	55
2SK1234	0,27	3	100	60
2SK1237	0,27	3	70	70
2SK1238	0,27	3	70	100
2SK1239	0,27	3	70	100

Заключение

В учебном пособии рассмотрены физические принципы, лежащие в основе работы современных полупроводниковых приборов. Приведены современные модели наиболее широко распространенных полупроводниковых приборов таких как выпрямительные диоды, варикапы, варакторы, биполярные и полевые транзисторы. Подробно изложены методы расчетов вольтамперных и вольтфарадных характеристик диодных и транзисторных структур. Приведены данные об особенностях конструкций некоторых полупроводниковых приборов. Подробно рассмотрены их наиболее характерные особенности, температурные и частотные зависимости вольтамперных характеристик. Приведены сравнительные характеристики приборов, выпускаемых различными странами. Следует отметить, что в данном учебном пособии остался не рассмотренным большой класс полупроводниковых приборов работающих на основе туннельного эффекта и эффекта Ганна. Полупроводниковые приборы, работающие на междлинных переходах, а так же практически не рассматривались фоточувствительные и светоизлучающие приборы. Однако материал, изложенный в данном пособии, является базой, основой для понимания и дальнейшего изучения современных полупроводниковых приборов и интегральных микросхем.

Литература

1. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. М. «Мир». 1984г.
2. Горюнов Н.Н., Носов Ю.Р. Полупроводниковые диоды. Параметры. Методы измерения. М. «Энергоатомиздат». 1987г.
3. Тугов Н.М., Глебов Б.А., Чарыков Н.А. Полупроводниковые приборы. М. «Энергоатомиздат». 1990г.
4. Викулин И.М., Стafeев В.И. Физика полупроводниковых приборов. М. «Радио и связь». 1990г.
5. Ферри Д., Эйкерс Л., Гринич Э. Электроника ультрабольших интегральных микросхем. М. «Мир». 1991г.
6. Грехов И.В., Сережкин Ю.М. Лавинный пробой р-п перехода в полупроводниках. Л. «Энергия». 1980г.
7. Михин Д.В. Кремниевые стабилитроны. М. «Радио и связь». 1989г.
8. Шалимова К.В. Физика полупроводников. М. «Энергоатомиздат» 1985г.
9. Пикус Г.Е. Основы теории полупроводниковых приборов. М. «Наука». 1965г.
10. Полевые транзисторы. Физика, технология и применение. Под ред. Майорова С.А. М. «Радио». 1971г.
11. Батушев В.А. Электронные приборы. М. «Высшая школа». 1980г.
12. Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы. М. «Высшая школа». 1987г.
13. Степаненко И.П. Основы микроэлектроники. М. «Радио». 1980г.
14. Окснер Э.С. Мощные полевые транзисторы и их применение. М. «Радио и связь» 1985г.
15. Блихер А. Физика силовых полевых и биполярных транзисторов. М. «Энергоатомиздат» 1986г.
16. Степаненко И.П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем. М. «Энергия» 1977г.

Содержание

Введение.....	3
Глава 1. Контакт металл - полупроводник.....	5
1.1. Контактная разность потенциалов.....	5
1.2. Типы контактов металл – полупроводник.....	12
1.3. Емкостные свойства контактов металл - полупроводник.....	20
1.4. Диффузионные и дрейфовые токи.....	23
1.5. ВАХ контактов металлы- полупроводник.....	25
1.6. Влияние глубоких центров на параметры контактов.....	32
1.7. Эффект Шоттки.....	34
Глава 2. Электронно - дырочный переход. Диоды.....	36
2.1. Образование электронно-дырочного (р-н) перехода.....	36
2.2. Распределение потенциала и поля в р - п переходе.....	39
2.3. ВАХ р – п перехода. Выпрямительные диоды.....	43
2.4. Емкостные свойства р – п перехода. Варикапы. Варакторы.....	51
2.5. Пробой р – п перехода. Стабилитроны.....	64
2.6. ТунNELьные диоды.....	75
2.7. Обращенные диоды.....	81
Глава 3. Биполярные транзисторы.....	83
3.1. Образование транзистора	83
3.2. Токи в транзисторах	85
3.3. Вольтамперные характеристики транзисторов.....	93
3.4. Дифференциальные параметры транзисторов.....	97
3.5. Частотная зависимость параметров транзистора	101
3.6. Дрейфовые транзисторы	114
3.7. Температурные зависимости параметров транзисторов.....	118
3.8. Транзисторы с гетеропереходом.....	123
3.9. Однопереходные транзисторы.....	127
3.10. Лавинные транзисторы.....	130

3.11. Интегральные транзисторы.....	134
3.12. Мощные биполярные транзисторы.....	141
Глава 4. Унипольярные (полевые) транзисторы.....	146
4.1. Полевые транзисторы с управляющим p-n переходом.....	146
4.2. Вольтамперные характеристики полевого транзистора с управляющим переходом	150
4.3. Температурные характеристики.....	154
4.4. Типы полевых транзисторов с управляющим переходом	156
4.5. Полевой транзистор с барьером Шоттки	157
4.6. Полевой фототранзистор с p-n переходом	160
4.7. Инжекционно - полевой транзистор.....	161
4.8. Полевые транзисторы с V - канавками.....	163
Глава 5. Полевые транзисторы с изолированным затвором.....	167
5.1. Эффект поля.....	167
5.2. Вольтамперные характеристики полевых транзисторов с изолированным затвором.....	174
5.3. Влияние состояния поверхности на характеристики полевых транзисторов.....	178
5.4. Пробой полевых транзисторов с изолированным затвором.....	181
5.5. Двух затворные полевые транзисторы.....	182
5.6. Тонкопленочные транзисторы	184
5.7. Мощные полевые транзисторы с изолированным затвором.....	185
5.8. СВЧ полевые транзисторы.....	188
Заключение.....	192
Литература	193
Содержание	194

Подписано в печать 27.09.04. Объем 12,25 п.л.
Формат 60x84 1/16. Тираж 100 экз. Заказ 133.
Отпечатано в типографии Национального университета
Узбекистана им.М.Улугбека