

**КАЗАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ**

ПАРФЕНОВ В.В., ЗАКИРОВ Р.Х., БОЛТАКОВА Н.В.

ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ
методическое пособие к практикуму по физике твердого тела

Казань 2004

Печатается по решению Научно-методического совета физического факультета

Рецензент: Таюрская Г.В. к.ф.-м.н., доцент кафедры радиофизики КГУ

Парфенов В.В., Закиров Р.Х., Болтакова Н.В. Физика полупроводниковых приборов (элементы теории, руководство и задания к лабораторным работам). Методическое пособие для студентов физического факультета. Казань. 2004. 56 с.

Методическое пособие предназначается для студентов четвертого курса радиофизических специальностей при выполнении ими работ по физике полупроводников на практикуме по физике твердого тела. Оно также может быть полезно при изучении соответствующих разделов общих лекционных курсов «Физика твердого тела», «Физика конденсированного состояния вещества» и спецкурса «Физика полупроводников».

Издание подготовлено при поддержке НОЦ-007

© Физический факультет Казанского государственного университета, 2004

ПРЕДИСЛОВИЕ
(как работать с методическим пособием)

Методическое пособие рассчитано на студентов 4-го курса физического факультета, приступивших к изучению общего курса «Физика твердого тела» («Физика конденсированного состояния вещества»), а также спецкурса «Физика полупроводников». Оно является продолжением методического пособия «Физика полупроводников», что отражено в нумерации тем пособия – она начинается с работы № 5. Также в данном пособии встречаются ссылки на пособие «Физика полупроводников», хотя авторы стремились свести количество таких ссылок к минимуму. Во Введении содержатся краткие сведения по теории контактных явлений в полупроводниках, а затем рассматриваются вопросы, связанные с физикой приборов, в основу работы которых положены контактные явления. Как и в первом методическом пособии, авторы не считают нужным давать конкретную информацию о лабораторных макетах и порядке выполнения работ, относя это к представленным в отдельных папках «Указаниям по выполнению работ». Список литературы приводится в конце методического пособия. Слова, словосочетания и фразы, выделенные жирным шрифтом, должны помочь студенту составить план ответа. Блоки текста, выделенные мелким шрифтом, представляют дополнительную информацию по теме.

Введение: контактные явления в полупроводниках

В основе работы большинства приборов твердотельной электроники лежат неравновесные явления в полупроводниках, т.е. явления, для которых характерно существенное отклонение функции распределения носителей заряда – электронов и дырок от равновесной функции распределения: функции Ферми или функции Больцмана. Неравновесная функция распределения $f(\vec{k}, \vec{r}, t)$, в отличие от равновесной функции f_0 , будет зависеть не только от энергии частиц, но и от координаты и (при нестационарных процессах) от времени. Этой неравновесной функции распределения будут соответствовать **неравновесные концентрации** носителей n, p . Они будут отличаться от термодинамически равновесных значений n_0, p_0 на величину **избыточных концентраций**

$$\begin{cases} \Delta n = n - n_0, \\ \Delta p = p - p_0. \end{cases} \quad (1)$$

Неравновесные и избыточные концентрации электронов и дырок также будут зависеть от координаты и времени. Ситуация, когда неравновесные концентрации носителей заряда зависят от времени, рассмотрена в работе «Внутренний фотоэффект в однородных полупроводниках». Если неравновесные концентрации зависят от координаты, то в полупроводнике возникнут т.н. **диффузионные токи**, пропорциональные градиентам концентрации неравновесных носителей заряда:

$$\begin{cases} j_n = -e_n D_n \nabla n, \\ j_p = -e_p D_p \nabla p. \end{cases} \quad (2)$$

В формулы (2) заряды электронов и дырок входят со своим знаком, коэффициенты диффузии D_n, D_p - положительные величины и связаны с подвижностями электронов и дырок соотношениями Эйнштейна:

$$D_n = \frac{kT}{e_n} \mu_n; \quad D_p = \frac{kT}{e_p} \mu_p. \quad (3)$$

Для описания неравновесных явлений в полупроводниках используется система уравнений, которая является модификацией известного из электродинамики **уравнения непрерывности**:

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{e_n} \operatorname{div} j_n = G_n - R_n, \\ \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{e_p} \operatorname{div} j_p = G_p - R_p, \end{cases} \quad (4)$$

где G_n, G_p, R_n, R_p - скорости генерации и рекомбинации неравновесных электронов и дырок (см. работу «Внутренний фотоэффект ...»). Для теории **контактных явлений** наибольший интерес представляет решение уравнений (4) при следующих граничных условиях:

$$E = 0; \quad G_i = 0; \quad \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial t} = 0; \quad R_i \neq 0. \quad (5)$$

Вышеприведенные граничные условия означают, что:

- токи в образце являются диффузионными (дрейфовые токи отсутствуют, поскольку отсутствует электрическое поле E);
- внешние факторы, вызывающие генерацию носителей, отсутствуют;
- концентрация неравновесных носителей постоянна во времени;
- скорость рекомбинации для упрощения расчетов можно выбрать в

виде: $R = \frac{\Delta n}{\tau_f}$ - линейная рекомбинация, см. раб. «Внутренний

фотоэффект ...».

С учетом граничных условий (5) из (2) и (4) получим

$$-D_n \nabla^2 n = -\frac{\Delta n}{\tau_f} \quad (6)$$

или для «одномерного» случая

$$D_n \frac{\partial^2(\Delta n)}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{\tau_f} = 0. \quad (7)$$

Для неравновесной концентрации дырок p уравнение запишется аналогично.

Решением уравнения (7) будет зависимость неравновесной (избыточной) концентрации носителей заряда от координаты x :

$$\Delta n(x) = \Delta n(0) \exp\left(-\frac{x}{L_n}\right), \quad (8)$$

где $L_n = \sqrt{D_n \tau_f}$ - **диффузионная длина носителей заряда** (в данном случае – электронов), которая может быть интерпретирована как среднее расстояние, которое проходят неравновесные носители заряда до их рекомбинации с носителями противоположного знака. Само же уравнение (6) описывает процесс введения (**инъекции**) носителей заряда извне в данный объем полупроводника с последующей их рекомбинацией в этом объеме.

Инжекция носителей заряда может происходить в полупроводник из металла или другого полупроводника, приведенного в контакт с исследуемым. В первом случае мы будем иметь дело с «контактом Шоттки». Во втором – с **p - n переходом**, если по обе стороны контакта расположены одинаковые по химической природе, но разные по типу проводимости полупроводники, или с **гетероструктурой**, когда справа и слева от контакта – разные по химическому составу полупроводниковые материалы (см. работу «Полупроводниковый инжекционный лазер»). **Направление инъекции** зависит от соотношения **работ выхода** материалов, приведенных в контакт. Работа выхода W – это работа, которую требуется совершить для того, чтобы удалить электрон из

твёрдого тела в окружающее пространство. И в металлах, и в полупроводниках работа выхода соответствует энергетическому интервалу от уровня Ферми до т.н. «уровня вакуума». Отличие между металлами и полупроводниками в том, что в металлах уровень Ферми проходит внутри разрешенной зоны и на нем, или вблизи него, реально находятся электроны. В полупроводниках же уровень Ферми чаще всего расположен в запрещенной зоне и электронов на нем нет, поэтому электроны «отбираются» из разрешенных зон полупроводника (валентной зоны и зоны проводимости) или же с примесных уровней. Но термодинамическое равновесие будет сохраняться в кристалле полупроводника только в том случае, если средняя энергия удаляемых электронов равна энергии Ферми F .

При контакте материалов с различной величиной работы выхода инжекция электронов всегда происходит **из материала с меньшей работой выхода в материал с большей работой выхода**. В частности, для полупроводников, отличающихся только типом проводимости, работа выхода из полупроводника p -типа всегда больше, чем работа выхода из полупроводника n -типа (рис. 1, *а*), и при образовании p - n перехода электроны инжектируются из приконтактного слоя электронного полупроводника в приконтактный слой дырочного полупроводника.

При этом в n -области создается нескомпенсированный положительный объемный заряд, образованный ионизированными донорными примесями, а в p -области – отрицательный объемный заряд, образованный акцепторами, захватившими инжектированные электроны. Заряды в обеих областях распределяются в тонком слое около границы раздела (рис. 1, *б*). В слое практически отсутствуют свободные носители заряда – электроны и дырки, поэтому он будет обладать большим электрическим сопротивлением, существенно бóльшим, чем основной

объем полупроводников p и n -типа. Двойной зарядовый слой носит название **обедненного, истощенного** или **запорного** слоя. В этом слое возникает контактный потенциал $\varphi(x)$ и контактное поле $E_K(x)$, такие, что создавшаяся **контактная разность потенциалов** φ_K (рис. 1, в) скомпенсирует разность работ выхода, и уровни Ферми в p - и n -областях (F_p и F_n соответственно) **окажутся равными** (рис. 1, г). При этом слои отрицательного и положительного зарядов имеют одинаковую поверхностную плотность заряда, но толщины их l_n и l_p могут быть различными.

Для того чтобы найти распределение электрического поля и потенциала в обедненном слое ($\varphi(x)$ и $E_K(x)$), запишем уравнение Пуассона. При этом будем считать, что распределение объемных зарядов по координате слева и справа от точки контакта можно представить в виде ступенчатой функции, как это показано на рис. 1, б (резкий p - n переход). Второе допущение, которое мы сделаем, - то, что толщина слоя объемного заряда много меньше, чем размеры контакта по осям y и z .

При этих условиях уравнение Пуассона запишется в виде

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \frac{eN_d}{\varepsilon\varepsilon_0}, & l_n \leq x < 0, \\ \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{eN_A}{\varepsilon\varepsilon_0}, & 0 < x \leq l_p, \end{cases} \quad (9)$$

где N_d, N_A - концентрации донорных и акцепторных примесей;

$\varepsilon, \varepsilon_0$ - диэлектрическая проницаемость кристалла и диэлектрическая постоянная.

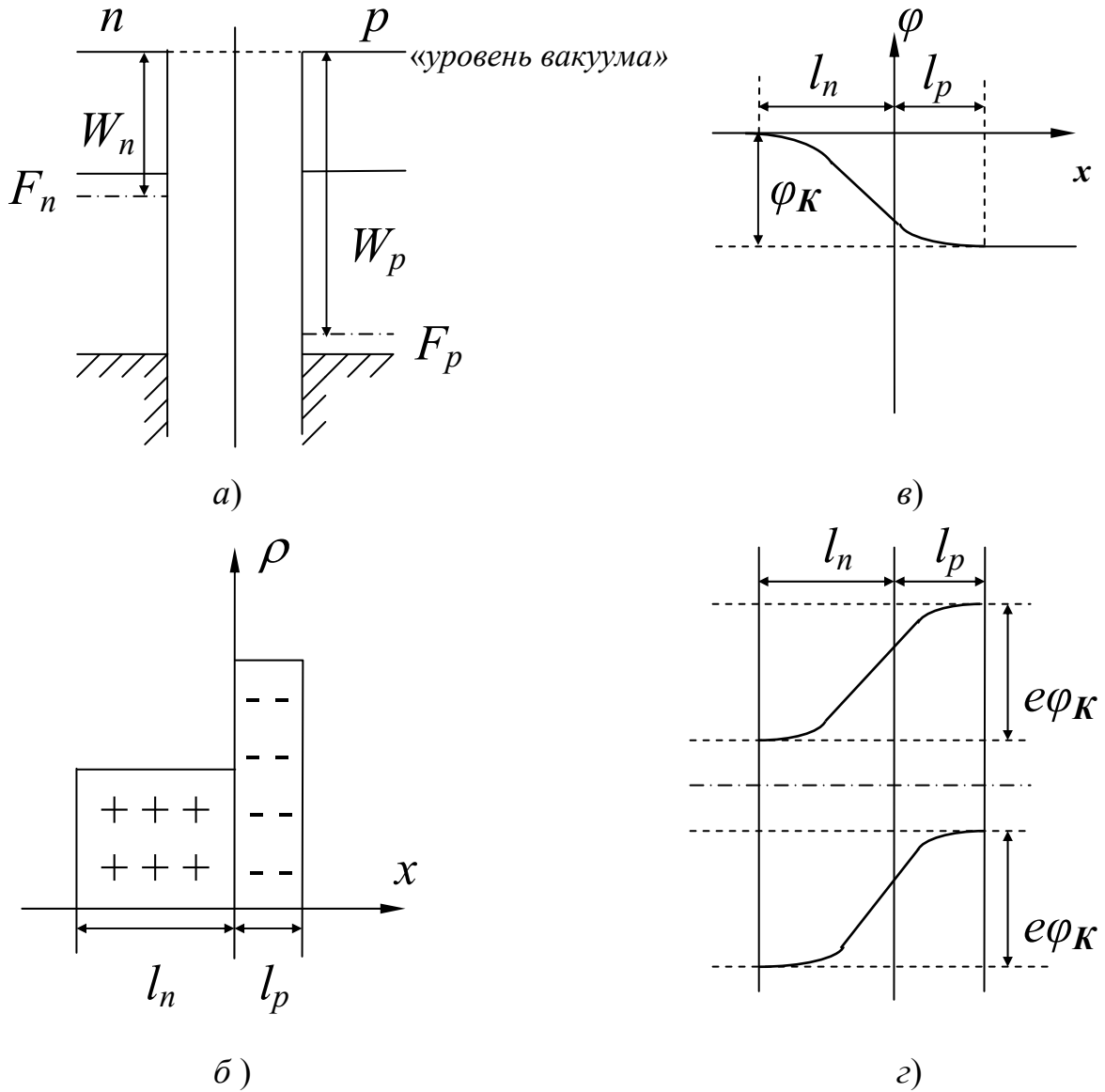


Рис. 1

Распределение контактного поля по координате получим, интегрируя (9).

$$\begin{cases} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{eN_d}{\varepsilon\varepsilon_0}(x + l_n), \\ \frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{eN_A}{\varepsilon\varepsilon_0}(l_p - x). \end{cases} \quad (10)$$

Из (10) видно, что напряженность контактного поля $(E_K)_x$ линейно зависит от координаты. Условие непрерывности поля на контакте, т.е. при $x = 0$

предполагает, что

$$N_d l_n = N_A l_p, \quad (11)$$

т.е. толщина слоя объемного заряда в каждой из областей полупроводника **обратно пропорциональна** концентрации примесей в этой области (уровню легирования).

Распределение в контакте электрического (контактного) потенциала и потенциальной энергии электронов получим после интегрирования (10)

$$\begin{cases} \varphi = \frac{1}{2} \frac{eN_d}{\varepsilon\varepsilon_0} (x + l_n)^2, \\ \varphi = -\frac{1}{2} \frac{eN_A}{\varepsilon\varepsilon_0} (l_p - x)^2 + \varphi_K. \end{cases} \quad (12)$$

Накладывая условие непрерывности потенциала в точке контакта (при $x = 0$), получим

$$\frac{1}{2} \frac{eN_d}{\varepsilon\varepsilon_0} l_n^2 + \frac{1}{2} \frac{eN_A}{\varepsilon\varepsilon_0} l_p^2 = \varphi_K. \quad (13)$$

Из (10) и (13) получаем соотношение, связывающее толщину слоя объемного заряда p - n перехода с высотой потенциального барьера:

$$l = l_n + l_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(N_d + N_A)}{eN_d N_A}} \sqrt{\varphi_K} = \beta \sqrt{\varphi_K}. \quad (14)$$

Двойной зарядовый слой будет обладать свойствами конденсатора – т.н. «барьерная емкость». В использованной нами одномерной модели барьерную емкость можно рассчитать по формуле, справедливой для емкости плоского конденсатора:

$$C_{бар} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{l}. \quad (15)$$

Отметим, что для гетероструктур некоторые из вышеизложенных положений будут несправедливы. В частности, для контакта из разных по химическому составу полупроводников не всегда будет выполняться

условие $W_p > W_n$. Не будет также выполняться условие непрерывности потенциала – из-за разной ширины запрещенных зон полупроводников в точке их контакта будет наблюдаться скачок потенциала и потенциальной энергии электронов. «Одномерное» приближение, которым мы пользовались при выводе формул, будет некорректным при малых (~ 1 мкм) размерах контакта. Впрочем, это не скажется на справедливости основных выводов.

5. Вольт-амперные характеристики диода и фотодиода

Полупроводниковый диод. Полупроводниковым диодом называется двухэлектродный прибор, основу которого составляет $p-n$ переход. Обычно одна из областей $p-n$ структуры диода, называемая эмиттером, больше обогащена примесями (сильнее легирована), чем другая область, называемая базой. База и эмиттер с помощью омических контактов соединяются с металлическими выводами, посредством которых диод включается в электрическую цепь. Основные характеристики и параметры диода определяются свойствами $p-n$ перехода.

В состоянии термодинамического равновесия, т.е. даже в том случае, когда к $p-n$ переходу не приложено внешнее смещение, через $p-n$ переход могут протекать **диффузионные токи основных носителей** заряда – электронов из n -области в p -область и дырок из p -области в n -область. Плотности диффузионных токов электронов j_n^D и дырок j_p^D обуславливаются электронами и дырками, энергия которых достаточна для преодоления контактного потенциального барьера $e\varphi_K$. Контактное электрическое поле, направленное от n - к p -области, препятствует диффузионному переходу основных носителей и приводит к появлению **дрейфового тока неосновных носителей**. Плотности дрейфовых токов электронов j_n^E и дырок j_p^E обуславливаются неосновными носителями, возникающими вблизи перехода в результате тепловой генерации пар электрон-дырка и затягивания этих носителей контактным электрическим полем. При динамическом равновесии суммарный ток через $p-n$ переход равен нулю, т.е. диффузионные токи компенсируются дрейфовыми токами.

$$j_n^D + j_p^D - j_n^E - j_p^E = 0. \quad (1)$$

Рассмотрим теперь p - n переход в неравновесных условиях, т.е. когда к нему приложено внешнее напряжение V . Начнем со случая, когда к p -области подключен «+» источника, а к n -области – «-», т.е. когда приложено внешнее напряжение в **прямом** направлении. Поскольку сопротивление запирающего слоя высоко, то падение напряжения будет происходить в основном в этой области. Вследствие этого потенциальный барьер уменьшится на величину eV (рис. 1, а). Уменьшение потенциального барьера приведет к увеличению потока основных носителей заряда, т.е. электронов, из n - в p -область и дырок из p - в n -область. При этом поток неосновных носителей через переход практически не изменится, так как число электронов в зоне проводимости p -области (n_p) и число дырок в валентной зоне n -области (p_n) останется прежним, а высота потенциального барьера не имеет значения для движения неосновных носителей. В результате этого в диоде и во внешней цепи будет протекать ток, равный разности токов основных и неосновных носителей заряда.

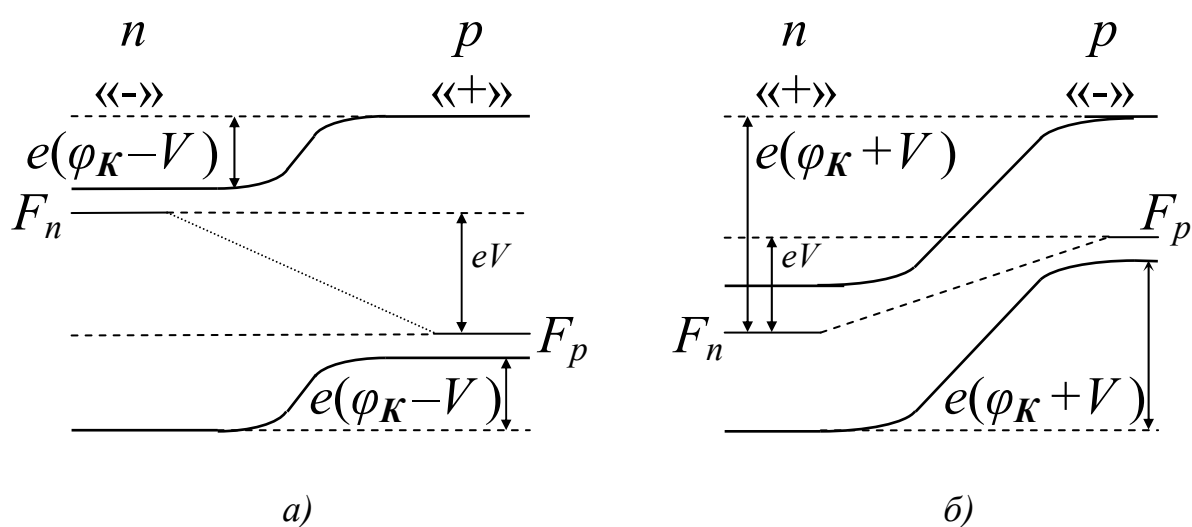


Рис. 1

В состоянии термодинамического равновесия на p - n переходе концентрация электронов в p -области равна

$$n_p = n_n \exp\left(-\frac{e\varphi_K}{kT}\right). \quad (2)$$

При понижении потенциального барьера до величины $e(\varphi_K - V)$ количество электронов в p -области составит

$$n' = n_n \exp\left[-\frac{e(\varphi_K - V)}{kT}\right] = n_p \exp\frac{eV}{kT}. \quad (3)$$

Таким образом, в p -области вблизи контакта создается избыточная, по сравнению с равновесной n_p , концентрация электронов

$$\Delta n_p = n' - n_p = n_p \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right). \quad (4)$$

Избыточные электроны будут диффундировать в p -область и постепенно рекомбинировать с подходящими дырками. Концентрация избыточных электронов в p -области будет спадать по закону

$$\Delta n_p(x) = (n' - n_p) e^{-\frac{x}{L_n}} = n_p \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_n}}, \quad (5)$$

где L_n – диффузионная длина (см. ф.8 Введения), x – расстояние от запертого слоя. Плотность диффузионного электронного тока запишется тогда в виде (ф.2 Введения):

$$j_n^D(x) = -eD_n \frac{\partial(\Delta n_p)}{\partial x} = e \frac{D_n n_p}{L_n} \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L_n}}. \quad (6)$$

Таким образом, диффузионный ток электронов экспоненциально убывает по мере удаления от перехода. Но по мере уменьшения тока диффузии инжектированных электронов пропорционально нарастает

рекомбинационный ток дырок, движущихся к p - n переходу от вывода p -области. В результате сумма токов инжекции и рекомбинации остается постоянной в любой точке полупроводника. Очевидно, величина плотности этого суммарного тока, обусловленного инжекцией электронов, равна плотности тока инжекции электронов при $x = 0$, т.е.

$$j_n = j_n^D(0) = e \frac{D_n n_p}{L_n} \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right). \quad (7)$$

Аналогично вычисляется плотность тока через p - n переход, обусловленного инжекцией дырок из p -области в n -область:

$$j_p = e \frac{D_p p_n}{L_p} \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right). \quad (8)$$

Таким образом, полный ток через p - n переход будет равен

$$I = S(j_n + j_p) = eS \left(\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p} \right) \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right), \quad (9)$$

где S – площадь поперечного сечения p - n перехода.

Рассмотрим теперь, что происходит, если к p - n переходу приложить напряжение V в заперном направлении (рис. 1, б). В этом случае концентрации электронов в зоне проводимости p -полупроводника n_p и дырок в валентной зоне n -полупроводника p_n вдали от p - n перехода остаются прежними, концентрация же электронов в n -области с энергией, достаточной для перехода в p -область, уменьшается и количество электронов в p -области составит

$$n' = n_p \exp\left(-\frac{eV}{kT}\right). \quad (10)$$

Аналогично уменьшается концентрация дырок в p -области с энергией,

достаточной для перехода в n -область.

В этом случае электроны будут вытягиваться (экстрагироваться) из p -области в n -область, а дырки – из n -области в p -область. «Обратный» ток диода, таким образом, будет составлять

$$I = eS \left(\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p} \right) \left(1 - e^{-\frac{eV}{kT}} \right). \quad (11)$$

Формулы (9) и (11) можно объединить в одну, если току и напряжению будем приписывать положительный знак, когда они направлены от p - к n -области, и отрицательный – для обратного направления. Тогда в обоих случаях

$$I = I_S \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right), \quad (12)$$

где I_S – ток насыщения:

$$I_S = eS \left(\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p} \right). \quad (13)$$

Такое название этот ток получил вследствие того, что при обратном смещении $|eV| \gg kT$ экспонента в формуле (11) фактически превращается в ноль и ток диода перестает зависеть от внешнего напряжения. Формула (12) описывает вольт-амперную характеристику тонкого p - n перехода, т.е. перехода, толщина которого l много меньше диффузионных длин носителей заряда L_n, L_p (рис. 2).

Реальная V - I характеристика полупроводникового диода показана на рис. 2 пунктиром. Как видно, она отличается от теоретической кривой, причем отличия будут наблюдаться и при прямом, и при обратном смещении, что является следствием ряда причин, не учтенных при

теоретическом анализе процессов в $p-n$ переходе.

В области больших прямых токов становится существенным падение напряжения на омическом распределенном сопротивлении объема полупроводника и сопротивлении электродов. Это приводит к уменьшению напряжения на $p-n$ переходе по сравнению с напряжением V , приложенным к диоду. Уравнение $V-I$ характеристики диода в этой области можно записать в следующем неявном виде:

$$I_D = I_S \left(e^{\frac{e}{kT}(V - I_D R)} - 1 \right), \quad (14)$$

где R – сопротивление объема полупроводника и электродов диода.

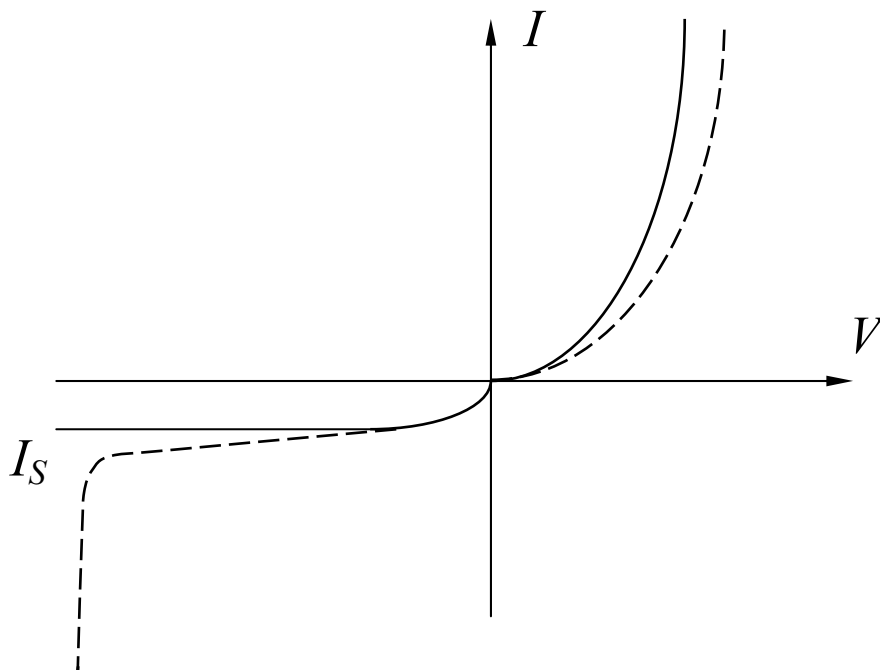


Рис. 2

Во-вторых, при выводе формулы (12) мы не учитывали возможности рекомбинации носителей в самом переходе, т.е. в области его объемного заряда. Эти процессы следует учитывать, когда толщина слоя объемного заряда становится сравнимой с диффузионными длинами носителей

$l \approx L_n, L_p$. Это приведет к дальнейшей модификации ф.14, которая теперь будет выглядеть как:

$$I_D = I_S \left(e^{\frac{e}{\mathfrak{Z}kT}(V - I_D R)} - 1 \right), \quad (15)$$

где $1 \leq \mathfrak{Z} \leq 2$.

В результате реальная характеристика идет ниже теоретической и оказывается почти линейной.

При больших обратных напряжениях ток через диод не остается постоянным, равным току насыщения I_S , как следует из соотношения (12), а медленно увеличивается. Одной из причин роста обратного тока диода является увеличение толщины p - n перехода $l = l_n + l_p$ с ростом обратного напряжения. При возрастании обратного напряжения на диоде этот объем будет увеличиваться, что и приводит к росту обратного тока. Другой причиной роста обратного тока диода является ток утечки по поверхности p - n перехода.

Когда обратное напряжение диода достигает некоторого критического значения, ток диода начинает резко возрастать (рис. 2). Это явление называется пробоем диода. Пробой сопровождается выходом диода из строя лишь в том случае, когда возникает чрезмерный разогрев перехода, приводящий к необратимым изменениям его структуры. Если же мощность, выделяющаяся в диоде, поддерживается на допустимом уровне, он сохраняет работоспособность. Для некоторых типов диодов пробой является основным рабочим режимом (например, для полупроводниковых стабилитронов).

Различают два основных вида пробоя p - n перехода: электрический и тепловой. При электрическом пробое количество носителей в переходе

лавинно размножается за счет ударной ионизации атомов решетки электронами, которые в электрическом поле перехода могут приобрести достаточную для такой ионизации энергию. Для описания вольт-амперной характеристики диода в области лавинного пробоя применяется эмпирическая формула «коэффициента размножения»

$$M = \frac{1}{1 - \left(\frac{V}{V_{проб}} \right)^\gamma}. \quad (16)$$

Показатель степени γ зависит от природы полупроводника и в некоторых полупроводниковых материалах может достигать значений $\gamma \approx 5$. Это приводит к быстрому росту коэффициента M при приближении внешнего смещения к критической величине $V_{проб}$.

«Тепловой» пробой диода возникает вследствие разогрева перехода проходящим через него током при недостаточном теплоотводе. Мощность, подводимая к переходу, равна $V_{обр} \cdot I_{обр}$. При отсутствии эффективного теплоотвода эта мощность идет на нагрев перехода. При этом растет термогенерация носителей и, следовательно, обратный ток. Это, в свою очередь, приводит к увеличению подводимой мощности, к новому возрастанию температуры и т.д.

На V - I характеристики диода оказывает существенное влияние температура. При увеличении температуры резко возрастает концентрация неосновных носителей в полупроводнике и, как следствие, обратный ток перехода. Учитывая, что $n_p \sim e^{-E_g / kT}$ и $p_n \sim e^{-E_g / kT}$, где E_g – ширина запрещенной зоны, зависимость V - I характеристики диода от температуры можно записать в виде

$$I(T) = I_S(T) \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right), \quad (17)$$

где

$$I_S(T) = \text{const} \cdot e^{\frac{-E_g}{kT}}. \quad (18)$$

Вентильная фотоэдс. Фотодиод. Возникновение эдс при освещении выпрямляющего (вентильного) контакта называют вентильным фотоэффектом, а полупроводниковые приборы, основанные на вентильном фотоэффекте и предназначенные для превращения световой энергии в электрическую, - фотоэлементами. Рассмотрим *p-n* переход, освещаемый светом со стороны *p*-области, энергия квантов которого достаточна для создания пар электрон-дырка (см. работу «Внутренний фотоэффект ...»). Фотоэлектроны и фотодырки будут диффундировать вглубь кристалла, и некоторая их доля, не успевшая прорекомбинировать, достигнет *p-n* перехода. Под действием контактного поля фотоэлектроны будут переходить в *n*-область, дырки же будут задерживаться контактным полем и оставаться в *p*-области.

Таким образом, под действием света через *p-n* переход пойдет фототок

$$I_\phi = eg\beta, \quad (19)$$

где g – число пар, создаваемых светом в 1 сек., β – доля фотоэлектронов, дошедших до перехода без рекомбинации.

Фотоэлектроны, попавшие в область положительного объемного заряда приконтактной области *n*-полупроводника, будут уменьшать величину этого объемного заряда, а фотодырки, оставшиеся в *p*-области, уменьшат отрицательный объемный заряд. Это приведет к уменьшению контактной разности потенциалов. Вследствие этого через переход

фотодиода потечет ток I_y , называемый током утечки, и аналогичный току диода при прямом включении:

$$I_y = I_S \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right). \quad (20)$$

В стационарном состоянии при разомкнутой внешней цепи установится такое значение разности потенциалов на p - n переходе фотодиода (фотоэдс) V_0 , при котором ток утечки будет равен фототоку:

$$I_\phi = I_S \left(e^{\frac{eV_0}{kT}} - 1 \right). \quad (21)$$

Отсюда напряжение холостого хода

$$V_0 = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{I_\phi}{I_S} + 1\right). \quad (22)$$

Различают две схемы включения фотоэлемента. В первой из них фотоэлемент непосредственно замкнут на внешнюю нагрузку (**схема фотоэлемента**), а другая схема содержит во внешней цепи источник тока, включенный так, чтобы на p - n переходе было напряжение запорного знака (**схема фотодиода**).

Если фотоэлемент замкнут на сопротивление R , то стационарное состояние установится при $V < V_0$; при этом ток во внешней цепи I будет равен разности фототока I_ϕ и тока утечки:

$$I = I_\phi - I_S \left[e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right]. \quad (23)$$

С другой стороны,

$$I = \frac{V}{R}. \quad (24)$$

Совместное решение уравнений (23) и (24) дает ток и напряжение фотоэлемента. Зависимость I от V для идеального вентильного фотоэлемента показана на рис. 3. Кривая 1 - зависимость темнового тока от напряжения. Она представляет собой обычную V - I характеристику тонкого p - n перехода. При освещении все точки этой кривой сдвигаются вверх на одну и ту же величину I_ϕ .

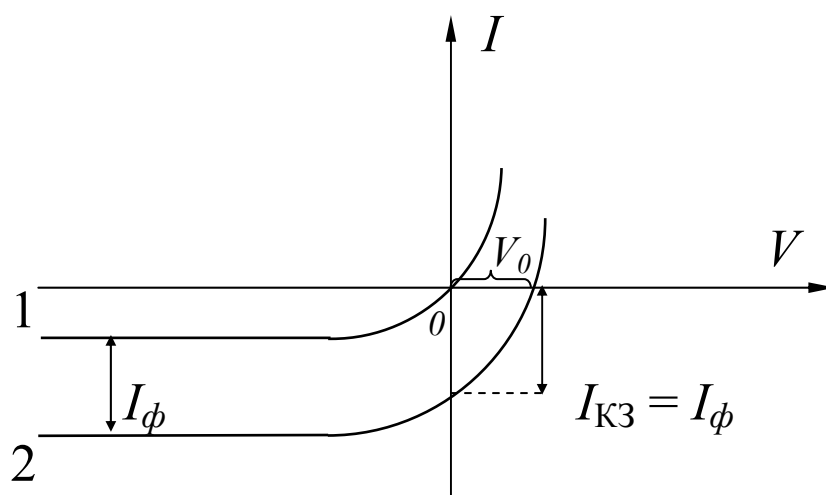


Рис. 3

В схеме фотодиода в его цепь включается дополнительный источник напряжения U в заперном направлении. Напряжение на фотоэлементе V тогда будет

$$V = IR - U, \quad (25)$$

а ток во внешней цепи

$$I = I_\phi - I_S \left(e^{\frac{e(IR-U)}{kT}} - 1 \right). \quad (26)$$

Если U достаточно большое, то $e \frac{e(IR-U)}{kT} \approx 0$ и

$$I \approx I_{\phi} + I_S. \quad (27)$$

Таким образом, можно добиться того, чтобы весь фототок шел через внешнюю цепь.

ЗАДАНИЕ

1. Измерить вольт-амперную характеристику диода $I_D = I_D(V)$. В рабочих точках $I_D^{\text{прямое}} = 20 \text{ мА}$ и $V_{\text{обр}} = 20 \text{ В}$ по тангенсу угла наклона касательных к этим точкам определить прямое $R_{\text{пр}}$ и обратное $R_{\text{обр}}$ сопротивление диода.

2. Измерить вольт-амперные характеристики фотодиода в темноте $I_{\Phi D}^T(V)$ и при освещении $I_{\Phi D}^{\text{св.}}(V)$. Определить величину фототока I_{ϕ} .

3. Провести измерения по пп. 1, 2 при температуре 50°C .

4. Исследовать зависимость сигнала с фотодиода U_c от частоты модуляции светового потока. Построить график.

Более подробные указания по выполнению работы содержатся в отдельной папке «Вольт-амперные характеристики диода и фотодиода».

6. Биполярный транзистор

Транзистором называют трехэлектродный полупроводниковый прибор, имеющий два взаимодействующих $p-n$ перехода (рис. 1). В зависимости от порядка чередования областей с различным типом проводимости различают транзисторы $p-n-p$ и $n-p-n$ типа. Принцип действия обоих транзисторов одинаков. В дальнейшем для определенности будем рассматривать транзистор $p-n-p$ типа.

Одна из крайних областей транзистора, используемая обычно в режиме инжекции, называется **эмиттером**, промежуточная область – **базой**, а другая крайняя область – **коллектором**. $P-n$ переход между эмиттером и базой называют эмиттерным переходом, а между коллектором и базой – коллекторным.

На эмиттер для обеспечения режима инжекции подают прямое напряжение $V_э$. На коллектор, работающий в режиме экстракции, – обратное напряжение $V_к$. На рис. 1 изображен транзистор, включенный по схеме «с **общей базой**», когда базовый электрод является общим для входной – эмиттерной и выходной – коллекторной, цепей.

Толщина базы в транзисторе W значительно меньше диффузионной длины дырок L_p . Благодаря этому **основная часть дырок**, инжектируемых эмиттером, **пройдет сквозь базу** до коллекторного перехода. Здесь дырки затягиваются сильным электрическим полем коллекторного перехода, включенного в обратном направлении, и будут участвовать в образовании тока в цепи коллектора. Обе цепи оказываются связанными друг с другом с помощью инжектированных дырок, так что всякое изменение тока в цепи эмиттера вызывает определенное изменение тока в цепи коллектора. Поскольку напряжение в цепи коллектора, включенного в обратном направлении, может быть значительно больше, чем в цепи эмиттера,

включенного в прямом направлении, то **мощность**, создаваемая переменной составляющей коллекторного тока на нагрузочном сопротивлении R , может быть **значительно больше**, чем мощность, затрачиваемая в цепи эмиттера, т.е. транзистор обладает усилительным эффектом.

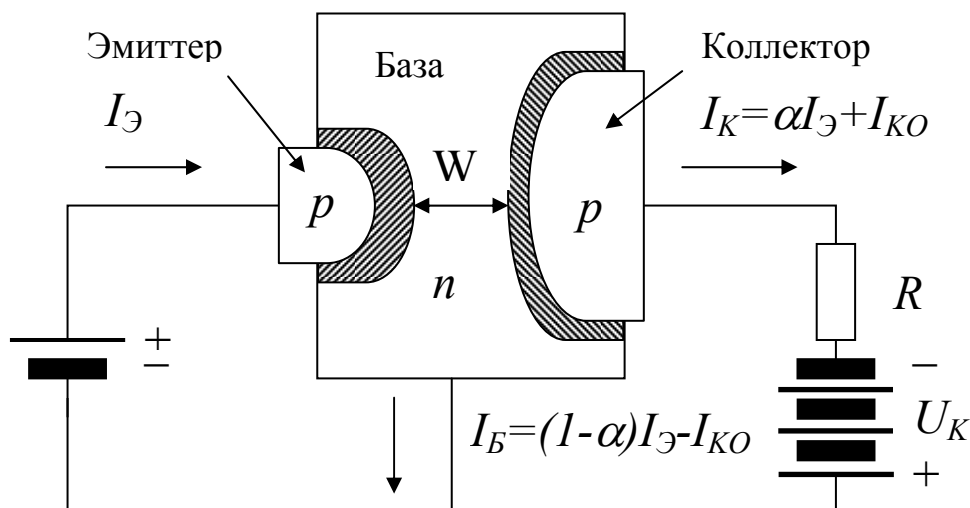


Рис. 1

Важной характеристикой полупроводникового транзистора является коэффициент передачи тока эмиттера, который, по определению, есть

$$\alpha = \left(\frac{\Delta I_K}{\Delta I_{\text{Э}}} \right)_{U_K = \text{const}}, \quad (1)$$

где ΔI_K - абсолютная величина малого изменения тока коллектора, вызванного малым изменением тока эмиттера $\Delta I_{\text{Э}}$ при постоянном напряжении коллектор-база V_K . Величина α определяется свойствами эмиттерной, базовой и коллекторной областей транзистора (в первую очередь – концентрациями равновесных носителей заряда в них), а также процессами рекомбинации в области базы и в эмиттерном p - n переходе.

Действительно, полный ток эмиттера $I_{\text{э}}$ состоит из дырочной $I_{\text{э}p}$ и электронной $I_{\text{э}n}$ компонент, а также из тока рекомбинации I_r внутри эмиттерного p - n перехода:

$$I_{\text{э}} = I_{\text{э}p} + I_{\text{э}n} + I_r. \quad (2)$$

Так как к коллектору движутся только дырки, то $I_{\text{э}n}$ и I_r не изменяют тока коллектора и являются бесполезными. Отношение

$$\gamma = \frac{I_{\text{э}p}}{I_{\text{э}}} = \frac{I_{\text{э}p}}{I_{\text{э}p} + I_{\text{э}n} + I_r} \quad (3)$$

называют коэффициентом инжекции или эффективностью эмиттера. Качество эмиттера, очевидно, тем лучше, чем ближе γ к единице. Обычно можно считать $I_r \approx 0$. Учитывая тогда, что

$$\begin{aligned} I_{\text{э}n} &= eS_{\text{э}} \frac{D_n n_p}{L_n} \left(e^{\frac{eV_{\text{э}}}{kT}} - 1 \right), \\ I_{\text{э}p} &= eS_{\text{э}} \frac{D_p p_n}{W} \left(e^{\frac{eV_{\text{э}}}{kT}} - 1 \right) \end{aligned} \quad (4)$$

получим из (3):

$$\gamma \approx \frac{1}{1 + \frac{I_{\text{э}n}}{I_{\text{э}p}}} = \frac{1}{1 + \frac{D_n}{D_p} \cdot \frac{n_p}{p_n} \cdot \frac{W}{L_n}}. \quad (5)$$

Поскольку (см. Введение)

$$\begin{aligned} p_n &= p_p \exp\left(-\frac{e(\varphi_K - V_{\text{э}})}{kT}\right), & n_p &= n_n \exp\left(-\frac{e(\varphi_K - V_{\text{э}})}{kT}\right), \\ D_p &= \frac{kT}{e} \mu_p, & D_n &= \frac{kT}{e} \mu_n, \end{aligned} \quad (6)$$

то получим следующее выражение для γ :

$$\gamma \approx \frac{1}{1 + \frac{\sigma_{\delta} W}{\sigma_{\varepsilon} L_n}} \approx 1 - \frac{\sigma_{\delta}}{\sigma_{\varepsilon}} \cdot \frac{W}{L_n}, \quad (7)$$

где $\sigma_{\delta} = en_n \mu_n$ и $\sigma_{\varepsilon} = ep_p \mu_p$ - удельные проводимости базы и эмиттера соответственно. Таким образом, величина γ будет тем ближе к единице, чем сильнее выполняются неравенства $\sigma_{\delta} < \sigma_{\varepsilon}$ и $W < L_n$. Практически это достигается более сильным легированием эмиттера по сравнению с базой и уменьшением толщины базы W .

Вследствие рекомбинации в базе дырочный ток, достигающий коллекторного перехода, $I_{кр} < I_{\varepsilon p}$. Влияние рекомбинации в базе характеризуется коэффициентом переноса дырок

$$\chi = \frac{I_{кр}}{I_{\varepsilon p}} \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_p} \right)^2. \quad (8)$$

Очевидно, что величина χ будет тем ближе к единице, чем меньше отношение $\frac{W}{L_p}$.

И наконец, следует учесть, что полный ток коллектора тоже имеет дырочную и электронную составляющие. Величину

$$\xi = \frac{I_{\kappa}}{I_{кр}} \quad (9)$$

называют эффективностью коллектора. Как видно из (9), эффективность коллектора – величина, заведомо большая единицы – в числителе дроби - полный ток коллектора

$$I_{\kappa} = I_{кр} + I_{кп} + I_L, \quad (10)$$

куда кроме полезной составляющей $I_{кр}$ входит электронный ток коллектора $I_{кп}$ - ток неосновных носителей (электронов), экстрагируемых из базы в коллектор, и ток лавинного умножения коллекторного перехода I_L , возникающий при напряжении на коллекторном переходе, превышающем напряжение пробоя (см. работу «Вольт-амперные характеристики ...»). Но в биполярных транзисторах рабочий ток обычно превышает ток неосновных носителей заряда, т.е. $\frac{I_{кр}}{I_{кп}} \gg 1$, а в режиме «лавинного умножения» транзисторы эксплуатируются редко (за исключением некоторых специальных схем). Поэтому можно положить $\xi = 1$.

С учетом вышесказанного коэффициент передачи тока α можно представить в виде:

$$\alpha = \gamma\chi\xi \approx \gamma\chi \approx 1 - \frac{\sigma_{\delta}}{\sigma_{\varepsilon}} \cdot \frac{W}{L_n} - \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_p} \right)^2. \quad (11)$$

Так как $\gamma < 1$ и $\chi < 1$, то и $\alpha < 1$, т. е. в схеме с общей базой получить усиление тока нельзя. При достаточно тонкой базе и высокой степени легирования эмиттера коэффициент передачи может достигать до 0,990 – 0,999. Однако изменение напряжения на нагрузочном сопротивлении $\Delta U_K = R_H \Delta I_K$ при большой величине R_H может быть значительно больше изменения напряжения эмиттера ΔV_{ε} , т.е. усиление по напряжению (и по мощности) может быть значительно больше единицы.

Рассмотрим зависимость коэффициента передачи транзистора α от тока эмиттера I_{ε} (рис. 2).

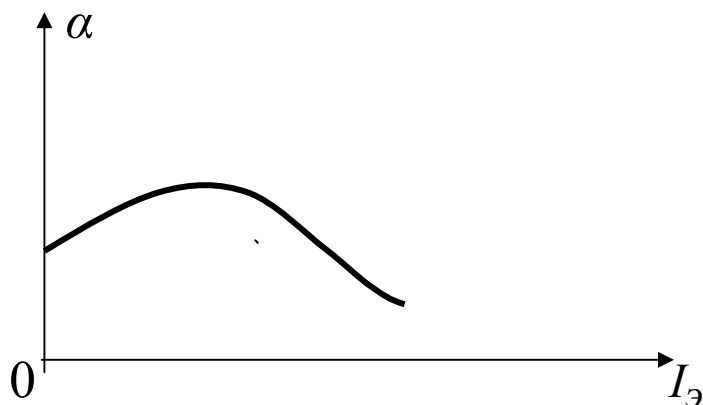


Рис. 2

При малых токах наблюдается увеличение α с ростом тока эмиттера, что обусловлено ростом градиента концентрации инжектированных в базу дырок. В базовой области возникает слабое электрическое поле, обусловленное неравномерным распределением инжектированных в базу носителей заряда. В этом поле увеличится скорость движения дырок по базовой области, вследствие чего увеличится коэффициент переноса χ и коэффициент передачи α .

При дальнейшем увеличении $I_э$ начинает снижаться коэффициент инжекции γ , так как инжекция дырок в базу увеличивает ее проводимость, в то время как проводимость эмиттера меняется незначительно (см. ф.7). Поэтому величина коэффициента передачи α начинает падать.

Зависимость коэффициента передачи транзистора от напряжения на коллекторе $V_к$ определяется изменением (или модуляцией) ширины базы W . С увеличением $V_к$ коллекторный $p-n$ переход становится шире (см. ф.14 Введения), причем расширение происходит главным образом в сторону базы, поскольку она существенно менее легирована, чем коллекторная область. Таким образом, ширина базы с ростом $V_к$

уменьшается, что приводит к увеличению коэффициента γ и χ , а следовательно, и α .

Коэффициент передачи α является одним из важнейших параметров биполярного транзистора. Другими важнейшими, с точки зрения эксплуатации транзистора в электронных схемах, параметрами являются **входное и выходное сопротивления** этого полупроводникового прибора. В схеме включения «с общей базой» входным сопротивлением является сопротивление эмиттера.

Дифференциальное сопротивление эмиттера r_{ε} определяется следующим образом:

$$r_{\varepsilon} = \left(\frac{dV_{\varepsilon}}{dI_{\varepsilon}} \right)_{V_{\kappa} = const}. \quad (12)$$

Ток через эмиттерный переход – не что иное, как ток диода, на который подано прямое смещение (см. «Вольт-амперные характеристики диода»):

$$I_{\varepsilon} = I_{\varepsilon 0} \left(e^{\frac{eV_{\varepsilon}}{kT}} - 1 \right) = eS_{\varepsilon} \left(\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{W} \right) \left(e^{\frac{eV_{\varepsilon}}{kT}} - 1 \right). \quad (13)$$

Вместо диффузионной длины дырок L_p в этом выражении стоит ширина базы W , так как обратный ток эмиттерного перехода будет определяться термогенерацией носителей в базе, ширина которой W много меньше диффузионной длины дырок. Дифференцируя (13), находим

$$r_{\varepsilon} = \frac{kT}{e} \cdot \frac{1}{I_{\varepsilon} + I_{\varepsilon 0}}. \quad (14)$$

Выходным сопротивлением биполярного транзистора будет дифференциальное сопротивление коллектора, которое определяется как

$$r_k = \left(\frac{\partial V_k}{\partial I_k} \right)_{I_\varnothing = const} \quad (15)$$

С методической точки зрения удобнее вычислять не дифференциальное сопротивление коллектора, а обратную ему величину:

$$\frac{1}{r_k} = \frac{\partial I_k}{\partial V_k} = I_\varnothing \frac{\partial \alpha}{\partial V_k} = I_\varnothing \frac{\partial \alpha}{\partial W} \cdot \frac{\partial W}{\partial l_k} \cdot \frac{\partial l_k}{\partial V_k} \quad (16)$$

Дифференцируя (11), получим

$$\frac{\partial \alpha}{\partial W} = -\frac{W}{L_p^2} - \frac{\sigma_\delta}{\sigma_\varnothing L_n} \quad (17)$$

Поскольку практически вся ширина обедненного слоя коллекторного перехода l_k приходится на базу (см. выше), изменение ширины коллекторного перехода на Δl_k соответствует изменению ширины базы на $-\Delta W$ и третий множитель в правой части ф.16 равен -1. И, наконец, последний множитель (16) получим с использованием соотношения (14) Введения. Толщина коллекторного перехода, находящегося под обратным смещением V_k , значительно превышающим контактную разность потенциалов φ_k , запишется в виде:

$$l_k = \beta \sqrt{\varphi_k + V_k} \approx \beta \sqrt{V_k}, \quad (18)$$

$$\frac{\partial l_k}{\partial V_k} = \frac{\beta}{2\sqrt{V_k}} \quad (19)$$

Собирая вместе фрагменты вычислений, окончательно получим

$$r_k = \frac{2\sqrt{V_k}}{\beta I_\varnothing} \cdot \left(\frac{W}{L_p^2} + \frac{\sigma_\delta}{\sigma_\varnothing L_n} \right)^{-1} \quad (20)$$

Видно, что сопротивление r_k растет с увеличением напряжения на

коллекторе как $\sqrt{V_K}$ и уменьшается при увеличении тока эмиттера по гиперболическому закону.

Сопротивление базы $r_{\bar{b}}$ обеспечивает обратную связь выходной (коллекторной) цепи с входной (эмиттерной) цепью. Сопротивление базы складывается из омического сопротивления $r_{\bar{b}o}$ и диффузионного сопротивления $r_{\bar{b}d}$, характеризующего обратную связь между эмиттером и коллектором:

$$r_{\bar{b}d} = \left(\frac{\partial V_{\bar{e}}}{\partial I_K} \right)_{I_{\bar{e}} = const} \quad (21)$$

Омическое сопротивление $r_{\bar{b}o}$ определяется конструкцией и удельным сопротивлением материала базы. Выражение для $r_{\bar{b}d}$ можно найти следующим образом. Изменение напряжения на коллекторе, а следовательно, и тока коллектора, изменяет ширину коллекторного перехода, что приводит к изменению ширины базы. С увеличением V_K толщина базы уменьшится на ΔW (рис. 3). По условию (21) ток эмиттера должен поддерживаться постоянным ($I_{\bar{e}} = const$). Эмиттерный ток является диффузионным током (см. ф.2 Введения), а это означает, что и градиент концентрации дырок в базе $\frac{\partial p}{\partial x}$ должен остаться постоянным. Для этого

концентрация дырок у эмиттерного перехода должна уменьшиться на $\Delta p_{\bar{e}}$, что приведет к уменьшению напряжения на эмиттерном переходе:

$$\Delta V_{\bar{e}} = \frac{kT}{e} \cdot \frac{\Delta p_{\bar{e}}}{p_{\bar{e}}} \quad (22)$$

Таким образом, увеличение V_K влечет за собой уменьшение $V_{\bar{e}}$, т.е. между

коллектором и эмиттером возникает обратная связь по напряжению. Поскольку эмиттерный ток пропорционален концентрации носителей заряда (дырок) в эмиттере

$$I_{\varepsilon} = eS_{\varepsilon} \frac{D_p}{W} p_{\varepsilon}, \quad (23)$$

то диффузионное сопротивление базы оказывается обратно пропорциональным эмиттерному току:

$$r_{\delta\delta} = \frac{kT}{e} \tau_p \frac{D_p}{W^2} \cdot \frac{1}{I_{\varepsilon}}, \quad (24)$$

где τ_p - время жизни дырок в базе p - n - p транзистора.

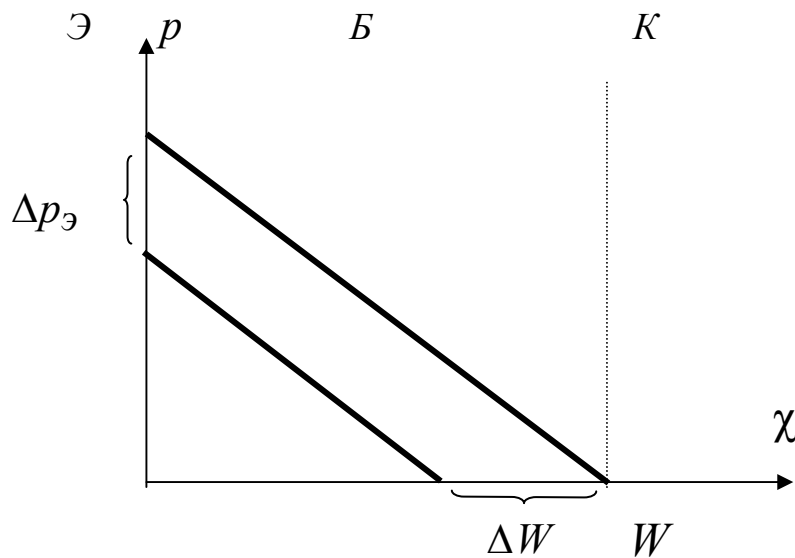


Рис. 3

ЗАДАНИЕ

1. При постоянном напряжении на коллекторе транзистора $V_K = 10 \text{ В}$ измерить зависимость параметров r_{ε} , r_{δ} , r_K и α от тока эмиттера. Построить графики.

2. Построить, используя соотношение (14) и полагая $I_{\varepsilon 0} = 0$,

теоретическую кривую $r_{\text{э}} = r_{\text{э}}(I_{\text{э}})$ и сравнить ее с экспериментальной кривой. Использовать значение $\frac{kT}{e} \approx 0,025 \text{ В}$ для комнатной температуры.

3. При постоянном токе эмиттера $I_{\text{э}} = 2 \text{ мА}$ измерить зависимость параметров $r_{\text{к}}$ и α от напряжения на коллекторе, изменяя его в пределах 5-12 В. Построить графики.

Более подробные указания по выполнению работы содержатся в отдельной папке «Биполярный транзистор».

7. Полевой (униполярный) транзистор

Полевым (также униполярным, также **канальным**) транзистором называется трехэлектродный полупроводниковый прибор, в котором управление током осуществляется путем изменения толщины полупроводникового слоя, проводящего ток. Ток в полевом транзисторе протекает между омическими электродами, один из которых называется **истоком**, а второй – **стоком**. Полупроводниковый слой, по которому протекает ток, называется **каналом**. Ширина канала регулируется с помощью подачи внешнего смещения на третий электрод – **затвор**. Различают три основных типа полевых транзисторов. Это полевые транзисторы с **управляющим $p-n$ переходом**, МОП-транзисторы (транзисторы с **изолированным затвором**) и транзисторы с **затвором Шоттки** (З Ш П-транзисторы). Различаясь конструктивно, все эти приборы имеют сходный принцип работы и схожие основные характеристики. Рассмотрим принцип работы полевого транзистора и его характеристики на примере транзистора с управляющим $p-n$ переходом.

Устройство такого транзистора показано на рис. 1. Каналом в нем служит тонкий слой полупроводника n – типа, ограниченный с двух сторон $p-n$ переходами.

Транзистор на рис. 1. включен по наиболее часто встречающейся схеме «с общим истоком» - т.е. исток является общим электродом и для входной цепи (затвор-исток) и для выходной цепи (исток-сток).

Электрическое сопротивление канала R_k зависит от его геометрических параметров: толщины W , ширины b и длины L , а также от его удельной электропроводности

$$R_k = \frac{L}{en\mu_n bW}.$$

(1)

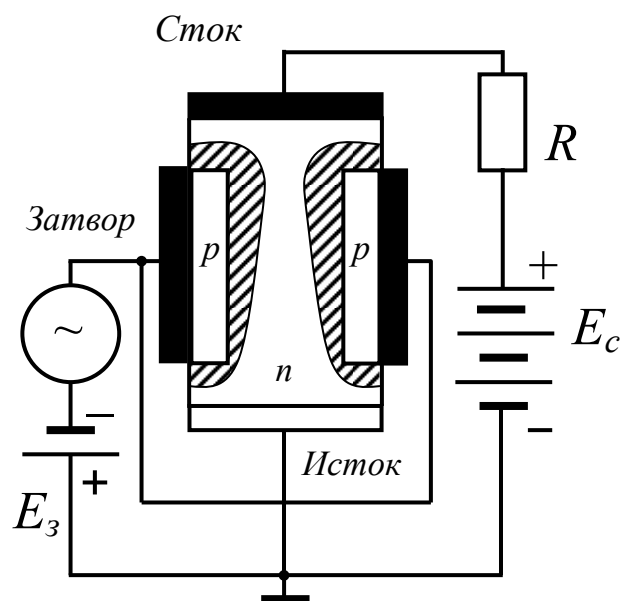


Рис. 1

Толщина канала W зависит от глубины проникновения в канал объемных зарядов p - n переходов затвора. Протекание тока в области объемных зарядов p - n переходов практически невозможно, т.к. в этой области отсутствуют свободные носители заряда, и она обладает большим электрическим сопротивлением (см. Введение). Прикладывая к затвору обратное напряжение, можно увеличивать глубину проникновения p - n перехода в канал, тем самым уменьшать толщину канала и увеличивать его сопротивление.

В результате будет изменяться величина тока I_c , протекающего в цепи стока под действием приложенного к стоку напряжения V_c . На этом принципе и основано действие полевого транзистора.

Рассмотрим выходные характеристики полевого транзистора, определяющие зависимость тока I_c от напряжения V_c при заданном напряжении затвора V_3 . Пусть $V_3 = 0$. При подаче положительного напряжения на сток в канале возникает ток I_c , но при этом p - n переходы

получат обратное смещение, их объемные заряды расширятся, а канал сузится. Чем ближе к стоку, тем больше смещение $p-n$ переходов и тем тоньше в этом месте канал (рис. 1). При увеличении V_c выходной ток растет, но при этом одновременно уменьшается толщина канала, поэтому зависимость тока от напряжения не подчиняется закону Ома. Когда напряжение стока достигает некоторой величины $V_{сн}$, называемой **напряжением насыщения**, обедненные слои $p-n$ переходов почти смыкаются вблизи стока. Однако полностью перекрыть канал, подавая напряжение только на сток, невозможно. Действительно, увеличение напряжения на стоке влечет за собой сужение канала и уменьшение тока стока, но это приводит к уменьшению падения напряжения на омическом сопротивлении канала (ф.1). Это, в свою очередь, приведет к уменьшению обратного смещения на $p-n$ переходах, к расширению канала и росту тока. В результате такого автоматического регулирования установится определенная минимальная ширина канала, а ток стока I_c достигнет **насыщения** и дальше практически не будет расти (рис. 2).

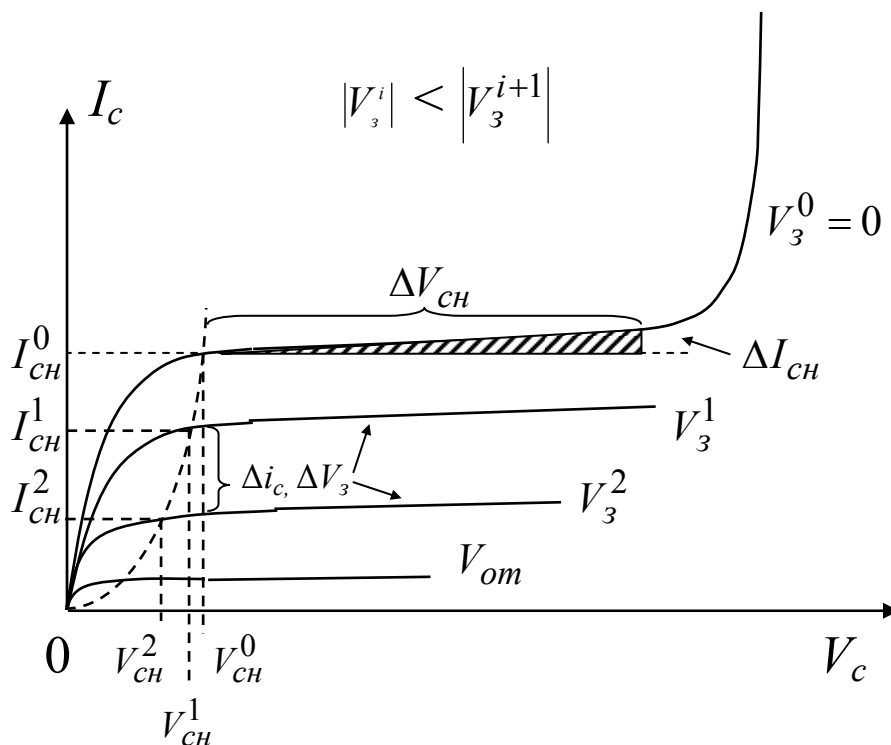


Рис. 2

При значительной величине V_C наступает пробой p - n перехода и ток в цепи сток-затвор лавинообразно нарастает.

Если на затвор подано обратное напряжение V_3 , то насыщение наступает при меньшей величине напряжения на стоке. Величина тока насыщения $I_{сн}$ в выходной цепи при этом также оказывается меньшей. При обратном напряжении затвора $V_{от}$ канал практически перекрывается уже при $V_C = 0$. Это напряжение называется **напряжением отсечки**. Напряжение отсечки по абсолютной величине практически равно **напряжению насыщения $V_{сн}$ при нулевом напряжении на затворе транзистора**.

Для получения соотношения, описывающего выходную характеристику полевого транзистора, пренебрежем влиянием областей, расположенных между истоком и затвором и между стоком и затвором. Структуру рабочей части полевого транзистора можно изобразить в виде (рис. 3):

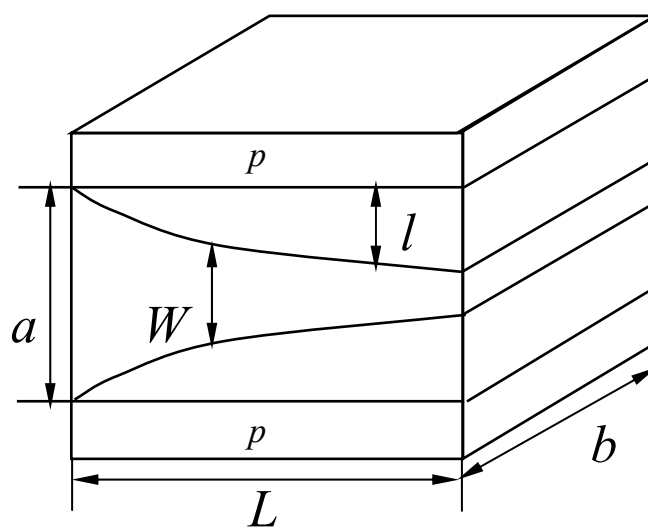


Рис. 3

Плотность тока в канале транзистора запишется как:

$$j_c = \sigma \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (2)$$

где $\sigma = en\mu_n$ - проводимость канала. Ток стока – произведение плотности тока на поперечное сечение канала

$$I_c = S \cdot j_c = bW\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial x} = b(a - 2l)\sigma \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (3)$$

где $l \approx \beta \sqrt{\varphi + V_3}$ - толщина области объемного заряда p - n переходов затвора. При напряжении отсечки - в ситуации, когда канал полностью перекрыт, $2l = a$, т.е. $\frac{a}{2} = \beta \sqrt{V_{om}}$ и $\beta = \frac{a}{\sqrt{V_{om}}}$. Тогда для тока стока получим:

$$I_c = \sigma ba \left(1 - \sqrt{\frac{\varphi + V_3}{V_{om}}} \right) \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial x}. \quad (4)$$

Интегрируя уравнение (4) с граничными условиями: $\varphi = 0$ при $x = 0$ и $\varphi = V_c$ при $x = L$, получим зависимость тока стока полевого транзистора от напряжений на стоке и затворе:

$$I_c = \frac{1}{R_{\kappa 0}} \left[V_c + \frac{2}{3} \cdot \frac{V_3^{3/2} - (V_c + V_3)^{3/2}}{\sqrt{V_{om}}} \right], \quad (5)$$

где $R_{\kappa 0} = \frac{L}{a \cdot b \cdot \sigma}$ - минимальное сопротивление канала транзистора, т.е. сопротивление полностью открытого канала (см. рис. 3). Уравнение (5) описывает выходную характеристику полевого транзистора до момента насыщения стокового тока. Поскольку напряжение отсечки V_{om} при любых значениях напряжений на затворе и стоке всегда является суммой этих напряжений $V_{om} = V_3 + V_c$, то в момент насыщения тока будет также

справедливо соотношение

$$V_{сн} = V_{om} - V_3. \quad (6)$$

Подставляя (5) в (6), получим для максимального значения тока

$$I_{сн} = \frac{1}{R_{к0}} \left(V_{om} - V_3 + \frac{2}{3} \cdot \frac{V_3^{3/2} - V_{om}^{3/2}}{V_{om}^{1/2}} \right). \quad (7)$$

На практике насыщение стокового тока в полевых транзисторах наступает даже несколько раньше, чем это предписывается формулами (5)–(7). На это имеются две основные причины. Во-первых - малые размеры каналов современных транзисторов. Вследствие этого в них реализуются сильные электрические поля, в которых уменьшается подвижность носителей заряда и растет сопротивление канала. Во-вторых, из канала будут экстрагироваться (вытягиваться) неосновные носители заряда – для рассмотренного нами транзистора это дырки. Уменьшение концентрации неосновных носителей приведет к уменьшению концентрации основных носителей – электронов, что также увеличит сопротивление канала.

Эффективность управляющего действия затвора в полевом транзисторе определяется крутизной стоко-затворной характеристики S прибора (рис. 4). Поскольку рабочая точка для полевых транзисторов выбирается обычно на участке насыщения выходной характеристики, где управление максимально эффективно, то из (7) получим

$$S = \left| \frac{\partial I_{сн}}{\partial V_3} \right| = \frac{1}{R_{к0}} \left(1 - \sqrt{\frac{V_3}{V_{om}}} \right). \quad (8)$$

Входное сопротивление полевого транзистора будет определяться сопротивлением обратного смещенного $p-n$ перехода:

$$R_3 = \frac{\partial U_3}{\partial I_3} = \frac{kT}{e} \frac{1}{I_3 - I_{30}}, \quad (9)$$

где I_{30} - ток насыщения запертого $p-n$ перехода затвора. На практике это сопротивление бывает порядка 10^5-10^6 Ом. Большое входное сопротивление является одним из достоинств полевого транзистора. Определение напряжения отсечки по стоко-затворной характеристике транзистора понятно из рис.4. Отметим, что для практических расчетов электронных схем на полевых транзисторах за напряжение отсечки можно принять напряжение V'_3 , при котором ток стока составляет 10% от максимального значения.

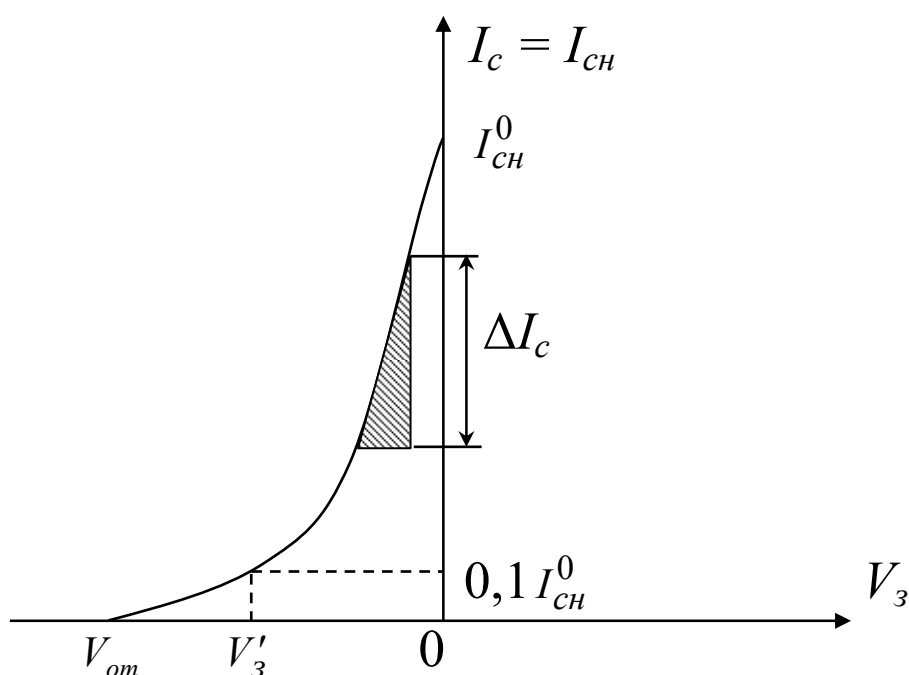


Рис. 4

Температурная стабильность параметров полевых транзисторов значительно **лучше**, чем биполярных. Изменение параметров с температурой обычно не превосходят 0,01% на один градус. Зависимость параметров полевого транзистора от температуры обуславливается влиянием последней на подвижность носителей в канале и контактную разность потенциалов в $p-n$ переходе. Влияние этих факторов на выходной ток транзистора противоположно. При повышении температуры

контактная разность потенциалов и, следовательно, толщина p - n перехода уменьшаются, что приводит к расширению канала и увеличению выходного тока. С другой стороны, с ростом температуры падает подвижность носителей, что вызывает уменьшение выходного тока. В результате температурный коэффициент может быть положительным, отрицательным и даже нулевым.

Еще одним достоинством полевого транзистора являются существенно **меньшие токовые шумы**. Т.к. ток в канале переносится носителями одного знака (в рассмотренной конструкции – электронами), то в приборе отсутствует рекомбинация носителей заряда. В биполярном транзисторе процесс переноса неосновных носителей заряда через базовую область всегда сопровождается рекомбинацией. И хотя ее стараются свести к минимуму, уменьшая толщину базы (см. работу «Биполярный транзистор»), полностью исключить рекомбинацию нельзя. Процессы рекомбинации носят стохастический характер, что проявляется при эксплуатации биполярных транзисторов в виде токовых шумов.

Транзисторы с изолированным затвором в настоящее время являются наиболее распространенным типом полевых транзисторов. В первую очередь это связано с простотой и высокой технологичностью конструкции, что позволяет использовать транзисторы такого типа в качестве основных компонентов **интегральных микросхем**. Устройство транзистора с изолированным затвором показано на рис. 5.

Затвор представляет собой тонкую пленку металла, нанесенную на поверхность высококачественного диэлектрика – оксида кремния SiO_2 или, реже, нитрида кремния – Si_3N_4 . Исток и сток выполнены в виде сильнолегированных n^+ -областей в подложке - полупроводниковой пластинке p -типа. Другое название этой конструкции: **МОП или МДП-транзистор** является аббревиатурой словосочетаний «металл – оксид - полупроводник», «металл – диэлектрик - полупроводник».

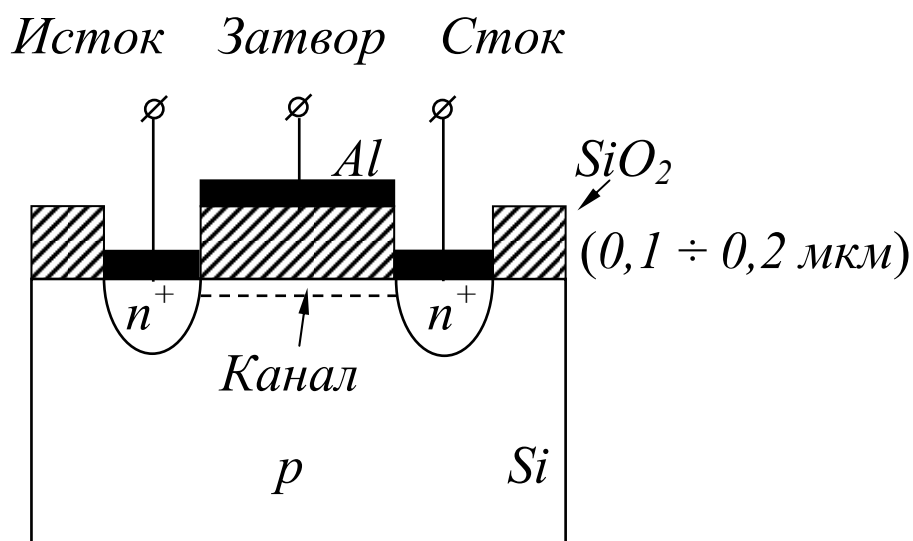


Рис. 5

При отсутствии напряжения на затворе сопротивление между истоком и стоком, определяемое двумя включенными навстречу друг другу p – n переходами, оказывается очень высоким. Если же подать на затвор достаточно большое положительное напряжение, то возникающее сильное электрическое поле существенно увеличивает концентрацию электронов в тонком поверхностном слое p –полупроводника и изменяет тип его проводимости на противоположный. Этот тонкий слой n –типа, называемый инверсионным, образует проводящий **индуцированный канал**, соединяющий n^+ –области истока и стока. При увеличении положительного напряжения затвора толщина n –слоя и его проводимость возрастают, чем и обеспечивается управление выходным током транзистора. При этом величина тока во входной цепи - цепи затвора транзистора оказывается исключительно малой, так как сопротивление изоляции затвора достигает 10^{15} Ом.

Выходные характеристики транзистора с индуцированным каналом имеют такой же вид, как и характеристики рассмотренного выше

транзистора с управляющим $p-n$ переходом, за исключением полярности напряжения на затворе, которая в данном случае совпадает с полярностью напряжения стока. Пороговое напряжение затвора, при котором возникает заметная проводимость канала, составляет обычно от десятков милливольт до нескольких вольт.

В транзисторах с изолированным затвором канал может быть образован с помощью специально нанесенного на поверхность полупроводника тонкого слоя с противоположным, по отношению к подложке, типом проводимости. Такие приборы носят название МОП–транзисторов со **встроенным каналом**. Они отличаются от транзисторов с индуцированным каналом тем, что обладают способностью работать не только при положительном напряжении на затворе (в режиме обогащения канала носителями), но и при отрицательном напряжении на затворе (в режиме обеднения). Ток между истоком и стоком такого транзистора будет протекать при отсутствии напряжения на затворе. При подаче положительного напряжения на затвор ток будет увеличиваться, а при подаче отрицательного – уменьшаться.

Отметим, что вышеприведенные положения, выводы и основные формулы будут справедливы и для полевых транзисторов с каналом p -типа. Разумеется, что для транзистора с таким каналом все рабочие напряжения будут иметь противоположный знак.

В связи с наметившимся в последние годы переходом твердотельной электроники от кремния к новым полупроводниковым материалам, была разработана еще одна конструкция полевых транзисторов – транзисторы с **затвором Шоттки** (рис. 6). Каналом здесь является тонкий слой **арсенида галлия GaAs** с проводимостью n -типа, нанесенный на подложку из высокоомного арсенида галлия p -типа. Исток, сток и затвор – металлические электроды. Слой диэлектрика между затвором и каналом, в

отличие от МОП-транзисторов, отсутствует. Металлические электроды стока и истока образуют с полупроводниковым материалом омические контакты, а электрод затвора – **выпрямляющий контакт Шоттки**. Такой контакт реализуется, если работа выхода электронов из полупроводника меньше работы выхода электронов из металла: $W_S < W_M$ (см. Введение).

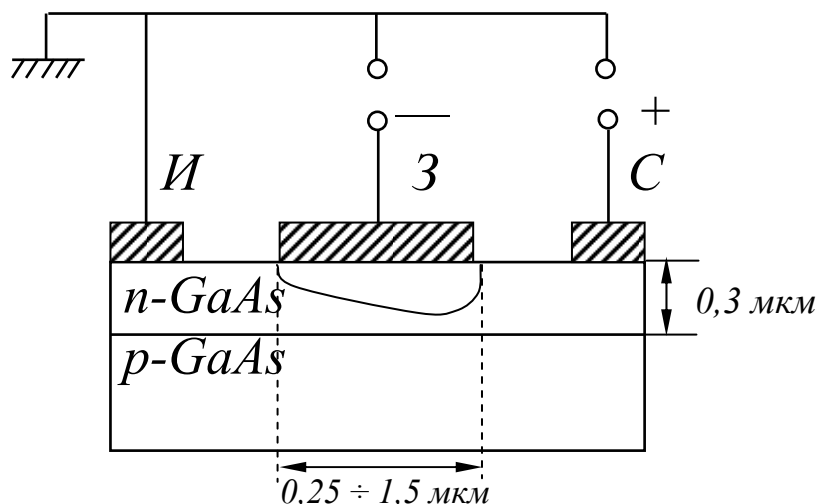


Рис. 6

Тогда в приконтактном слое полупроводника образуется область, обедненная носителями заряда, по которой ток протекать не может. При изменении напряжения на затворе будет изменяться толщина обедненного слоя, а следовательно, толщина проводящего канала и выходной ток прибора.

Работа полевого транзистора на переменном токе. В диапазоне звуковых и ультразвуковых частот физическую структуру полевого транзистора можно описать моделью, эквивалентная схема которой приведена на рис. 7.

Усилительные свойства прибора характеризует генератор тока $I = -SV_3$. Сопротивление R_i характеризует внутреннее сопротивление

полевого транзистора, $C_{зи}$ и $C_{зс}$ - емкости затвор-исток и затвор-сток соответственно. В транзисторах с управляющим $p-n$ переходом – это барьерные емкости (см. Введение), в МОП-транзисторах – емкости конденсаторов, образованных композицией из металлического электрода затвора, слоя диэлектрика и проводящего полупроводникового слоя.

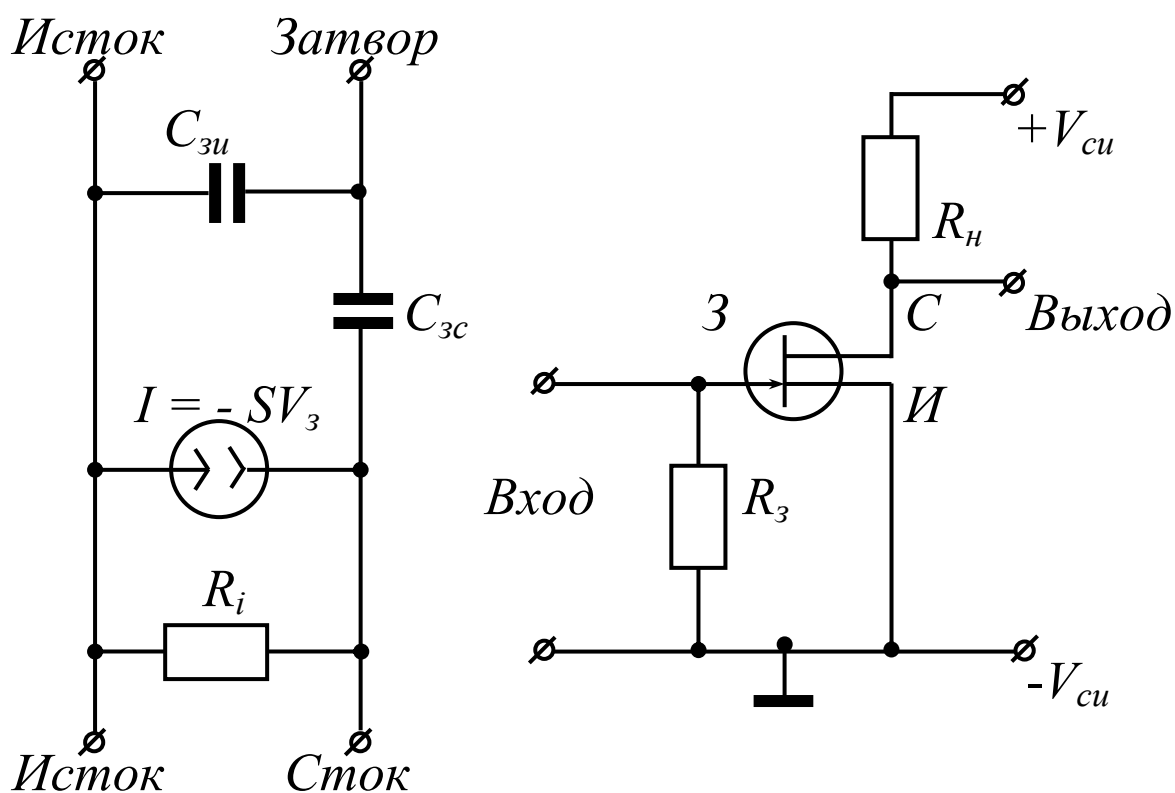


Рис. 7

На низких частотах сопротивление емкостей $Z_{C_{зи}} \rightarrow \infty$ и $Z_{C_{зс}} \rightarrow \infty$, а коэффициент усиления по напряжению в схеме «с общим истоком» запишется в виде:

$$K_U = \frac{U_{вых}}{U_{вх}} = -S \frac{R_i R_H}{R_i + R_H}, \quad (10)$$

где R_H – сопротивление нагрузки, а знак минус означает, что $U_{вых}$ сдвинуто по фазе относительно $U_{вх}$ на 180° . Входное сопротивление определяется сопротивлением утечки тока затвора:

$$Z_{вх} = R_3, \quad (11)$$

а выходное – зависит от сопротивления канала и сопротивления нагрузки:

$$Z_{вых} = \frac{R_i \cdot R_H}{R_i + R_H}. \quad (12)$$

На более высоких частотах необходимо уже учитывать сопротивление емкостей $Z_{C_{3и}} = \frac{1}{i\omega C_{3и}}$ и $Z_{C_{3с}} = \frac{1}{i\omega C_{3с}}$. В этом случае часть тока $I = -SV_3$ от генератора тока будет ответвляться через емкость $C_{3и}$ во входную цепь, и суммарный ток во входной цепи будет

$$I_{вх} = \frac{U_{вх}}{Z_{3и}} + \frac{U_{вх} - U_{вых}}{Z_{C_{3с}}}, \quad (13)$$

где сопротивление

$$Z_{3и} = \left(\frac{1}{R_3} + i\omega C_{3и} \right)^{-1}. \quad (14)$$

Коэффициент усиления по напряжению на высоких частотах будет связан со статическим коэффициентом усиления (10):

$$K_U^* = K_U \frac{SZ_{C_{3с}} + 1}{SZ_{C_{3с}} + K_U}. \quad (15)$$

Учитывая, что $SZ_{C_{3с}} \gg 1$, это выражение можно упростить:

$$K_U^* = K_U \left(1 + i \frac{\omega C_{3с} K_U}{S} \right)^{-1}. \quad (16)$$

Используя (14) и (16), находим величину входной проводимости

$$\frac{1}{Z_{\text{вх}}^*} = \frac{J_{\text{вх}}}{U_{\text{вх}}} = \frac{1}{R_3} + i\omega C_{3u} + (1 - K_U^*) \cdot i\omega C_{3c}. \quad (17)$$

Таким образом, эквивалентная схема входной цепи будет представлена параллельно включенным резистором R_3 и входной емкостью $C_{\text{вх}} = C_{3u} + (1 - K_U^*)C_{3c}$. Входная емкость полевого транзистора образует с внутренним сопротивлением источника сигнала R_Γ фильтр низких частот, который ограничивает возможность получения большого коэффициента усиления в широком диапазоне частот. Верхняя граничная частота этого фильтра ω_{2p} при $R_\Gamma \ll R_3$ определяется соотношением

$$\omega_{2p} = \frac{1}{R_\Gamma [C_{3u} + (1 - K_U^*)C_{3c}]}. \quad (18)$$

ЗАДАНИЕ

1) Снять семейство статических стоковых характеристик полевого транзистора $I_c = I_c(V_c)$ при $V_3 = \text{const}$. Определить по ним внутреннее (дифференциальное) сопротивление в режиме насыщения

$$R_i = \frac{\partial V_c}{\partial I_c} \approx \left(\frac{\Delta V_{CH}}{\Delta I_{CH}} \right)_{V_3 = \text{const}}. \quad (19)$$

При $V_3 = 0$ найти ток насыщения $I_{cн}^0$ и напряжение отсечки $|V_{om}| = |V_{cн}^0|$.

2) Измерить статическую стоко-затворную характеристику (характеристику управления) $I_c = I_c(V_3)$ при $V_c = \text{const}$.

Используя приближенное соотношение $V_{om}=1,46V_3^*$, где V_3^* соответствует току $I_C=0,1I_{CH}^0$ (рис. 4), определить напряжение отсечки и сравнить его с полученным в п.1. Вычислить крутизну $S \approx \left(\frac{\Delta I_C}{\Delta V_3} \right)$, используя конечные приращения ΔI_C и ΔV_3 на характеристике управления.

3) Измерить частотные характеристики полевого транзистора при различных значениях сопротивления нагрузки R_H и внутреннего сопротивления генератора R_G .

4) При заданных значениях R_H и R_G выполнить расчеты коэффициента усиления по напряжению K_U , входной емкости $C_{вх}$, верхней граничной частоты $\omega_{зр}$. В расчетах использовать значения емкостей полевого транзистора $C_{зс}=8 \text{ нФ}$, и $C_{зи}=12 \text{ нФ}$, а также полученные в пунктах 1 и 2 величины R_i и S . Сравнить расчетные и полученные в эксперименте значения граничных частот при различных сопротивлениях генератора и нагрузки.

Более подробные указания по выполнению работы содержатся в отдельной папке «Униполярный (полевой) транзистор».

8. Туннельный диод

Туннельный диод – полупроводниковый диод, ток через который протекает в результате **туннельного эффекта (эффекта Зиннера)**. На прямой ветви вольт-амперной характеристики туннельного диода (рис. 1) имеется падающий участок (ток уменьшается с ростом прямого смещения). Наличие такого участка позволяет использовать этот прибор в качестве активного элемента твердотельной электроники, т.е. создавать на его основе генераторы, усилители, переключатели.

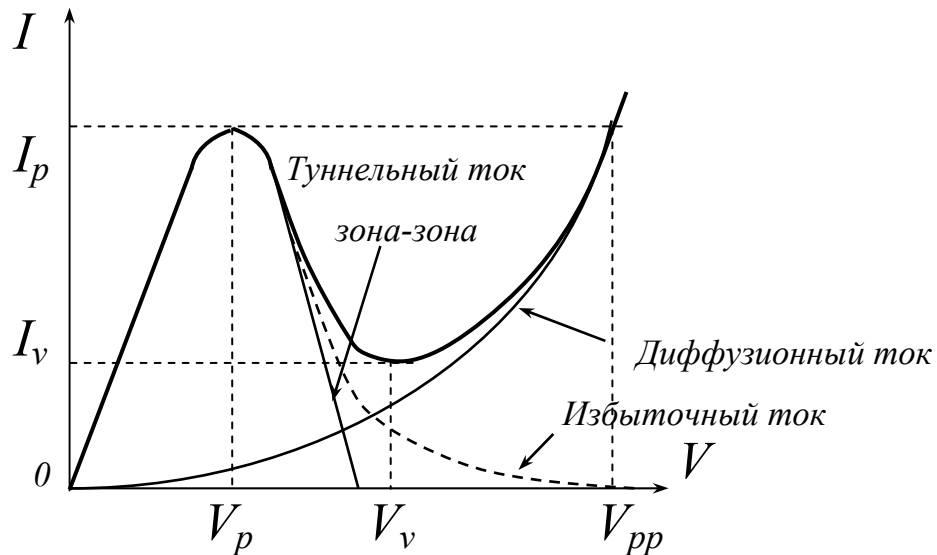


Рис. 1

Туннельный ток принципиально отличается от диффузионных и дрейфовых токов, на которых основана работа рассмотренных выше приборов. Возможность прохождения электрона **сквозь потенциальный барьер без изменения своей энергии** обусловлена корпускулярно-волновым дуализмом – свойством элементарных частиц, положенным в основу квантовой механики.

Если толщина потенциального барьера сравнима с **длиной волны де Бройля** для электрона $\lambda_e = \frac{h}{m v_e} = \frac{2\pi}{k}$, то существует вероятность

обнаружить такой электрон по другую сторону потенциального барьера.

Вероятность туннелирования W_t может быть представлена в виде:

$$W_t \approx \exp\left(-2 \int_{x_1}^{x_2} |k(x)| dx\right), \quad (1)$$

где $|k(x)|$ - абсолютная величина волнового вектора носителя в барьере; $x_2 - x_1$ – толщина барьера.

Практическая реализация явления туннелирования возможна в **вырожденном p - n переходе**. Если концентрация примесей в полупроводниках невысока ($N \approx 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$), то уровень Ферми находится в запрещенной зоне. При образовании p - n перехода происходит выравнивание уровней Ферми, что приводит к смещению энергетических зон (см. «Вольт-амперные характеристики...»). Величина смещения меньше ширины запрещенной зоны, и электрические свойства перехода определяются диффузионными и дрейфовыми токами через него. Однако при высокой концентрации примесей ($N \approx 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$) полупроводники становятся «вырожденными». Уровень Ферми в таких полупроводниках находится уже не в запрещенной зоне, а в **валентной зоне полупроводника p -типа и зоне проводимости полупроводника n -типа**. В этом случае при образовании p - n перехода происходит смещение энергетических зон на величину, бóльшую ширины запрещенной зоны, и наблюдается «перекрытие» зон на величину $\Delta E = E_{vp} - E_{cn}$ (рис. 2). В пределах перекрытия валентная зона полупроводника p -типа и зона проводимости полупроводника n -типа имеют общие энергетические уровни. Кроме того, как следует из ф.11 Введения, толщина обедненного слоя (потенциального барьера) вследствие высокой концентрации легирующих примесей в вырожденном p - n переходе будет мала, что существенно для процесса туннелирования.

Выражение для волнового вектора электрона в барьере треугольной формы (барьер зачернен на рис. 2) можно представить в виде

$$k(x) = \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2} \left(\frac{E_g}{2} - |e|V_x \right)}, \quad (2)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны; V_x – напряжение смещения; m^* – эффективная масса электрона. Из выражений (1) и (2) следует, что

$$W_t \approx \exp \left[-2 \int_{x_1}^{x_2} \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2} \left(\frac{E_g}{2} - |e|V_x \right)} dx \right] = \exp \left[- \left(\frac{4\sqrt{2m^* E_g}}{3e\hbar V} \right)^{\frac{3}{2}} \right]. \quad (3)$$

При тепловом равновесии туннельный ток $I_{n \rightarrow p}$ из зоны проводимости в валентную зону определяется выражением

$$I_{n \rightarrow p} = A \cdot W_t \int_{E_c}^{E_v} f_n(E) g_n(E) [1 - f_p(E)] g_p(E) \cdot dE, \quad (4)$$

где $f_n(E), f_p(E)$ – функции Ферми в n - и p -областях соответственно, $g_n(E)$ и $g_p(E)$ – соответствующие плотности состояний, A – постоянная. Ток в обратном направлении определяется выражением

$$I_{p \rightarrow n} = A \cdot W_t \cdot \int_{E_c}^{E_v} dE [1 - f_n(E)] g_n(E) f_p(E) g_p(E). \quad (5)$$

Когда p - n переход находится в состоянии термодинамического равновесия, туннельные токи «справа налево» и «слева направо» равны $I_{n \rightarrow p} = I_{p \rightarrow n}$ и полный ток через контакт равен нулю. Если теперь подать на p - n переход напряжение смещения в прямом направлении, то уровни Ферми разойдутся так, как это показано на рис. 2. В результате напротив занятых электронами уровней n -области окажутся пустые уровни p -области. Это создаст благоприятные условия для туннелирования электронов из n -области в p -область. В то же время туннельный ток из p -области в

n -область практически прекратится. Тогда полный туннельный ток будет равен

$$I = I_{n \rightarrow p} - I_{p \rightarrow n} = A \cdot W_t \cdot \int_{E_c}^{E_v} dE [f_n(E) - f_p(E)] g_n(E) g_p(E). \quad (6)$$

Если:

- а) плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне изменяются как $(E - E_c)^{1/2}$ и $(E_v - E)^{1/2}$, соответственно, и
 б) величины $F_n = eV_p$ и $F_p = eV_n$ (см. рис. 2) равны или меньше $2kT$, то

$$f_n(E) \approx \frac{1}{2} - \frac{E - F_n}{4kT}, \quad f_p \approx \frac{1}{2} + \frac{F_p - E}{4kT} \quad (7)$$

и выражение (6) для межзонного туннельного тока принимает вид

$$I = A' W_t \frac{|e|V}{kT} (F_n + F_p - |e|V), \quad (8)$$

где A' - постоянная; V - приложенное к переходу напряжение.

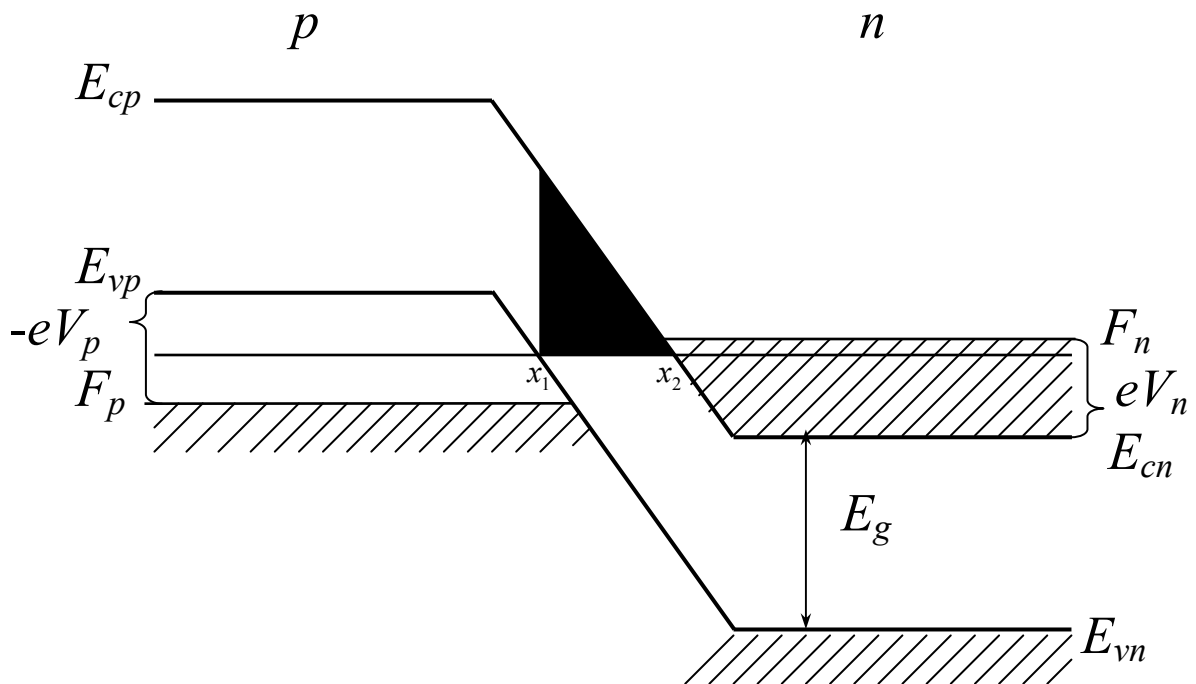


Рис. 2

Из ф.8 видно, что при $|e|V = (F_n + F_p)$ туннельный ток должен уменьшаться до нуля. Другими словами, туннелирование электронов из зоны проводимости в валентную зону без изменения энергий в этом случае невозможно, поскольку напротив заполненных электронами уровней зоны проводимости n -полупроводника уже не будет находиться незаполненных уровней (рис. 3).

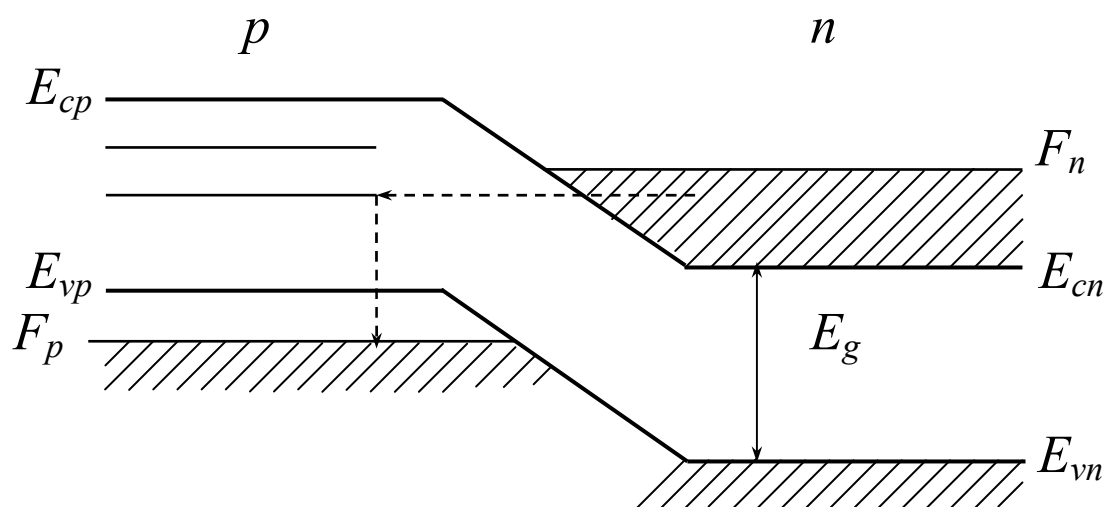


Рис. 3

Но понижение потенциального барьера p - n перехода с ростом прямого смещения приведет к росту обычного диффузионного тока, вызванного инжекцией носителей, и ток снова начинает расти. В результате вольт-амперная характеристика прибора и приобретает характерный **N-образный вид**. При подаче на вырожденный p - n переход обратного напряжения уровни Ферми сместятся так, как это показано на рис. 4. Теперь уже заполненные электронами состояния валентной зоны p -полупроводника будут находиться напротив незаполненных состояний зоны проводимости n -полупроводника, и туннельный ток теперь будет направлен из дырочного полупроводника в электронный. С ростом обратного смещения на переходе этот туннельный ток будет быстро расти

(см. ф.3) и никаких падающих участков на обратной ветви вольт-амперной характеристики наблюдаться не будет. Отсюда следует, что для целей выпрямления переменного тока туннельный диод не годится, а рабочие напряжения этого полупроводникового прибора соответствуют небольшому прямому смещению на $p-n$ переходе.

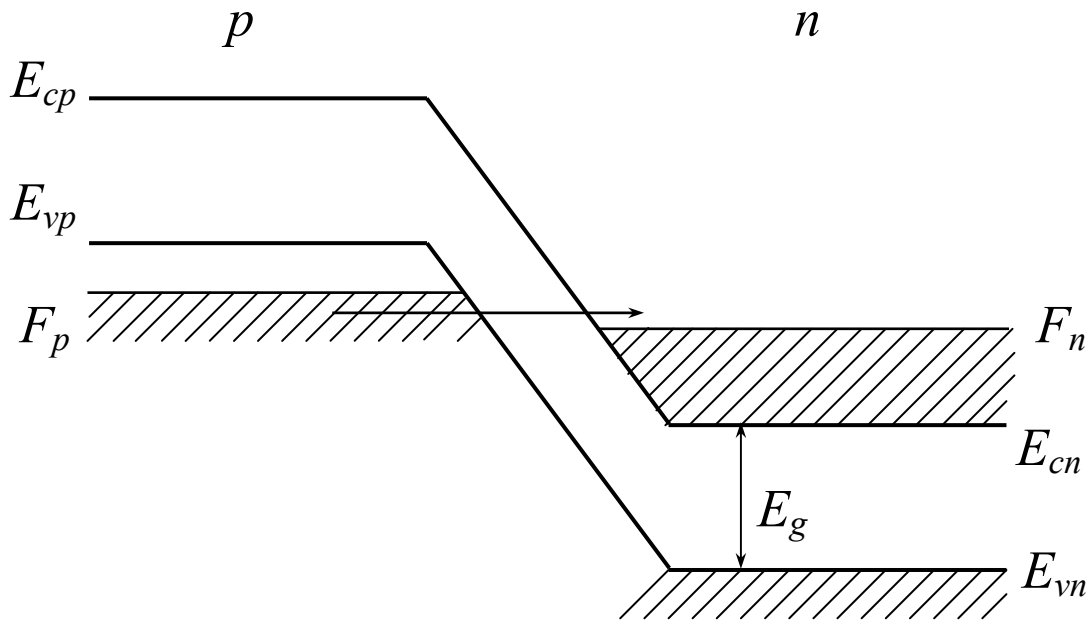


Рис. 4

Одним из наиболее важных эксплуатационных параметров туннельного диода является отношение тока в максимуме вольт-амперной характеристики к величине тока во впадине $N = \frac{I_p}{I_v}$ (рис. 1). Обычно для промышленных типов туннельных диодов этот параметр имеет величину $N \approx 10$. Меньшая величина этого параметра связана с так называемым «избыточным током». Существуют две основные причины возникновения избыточного тока:

1. При высокой степени легирования полупроводника уже нельзя считать, что плотности состояний в зоне проводимости и

валентной зоне изменяются как $(E - E_c)^{1/2}$ и $(E_v - E)^{1/2}$, соответственно. В запрещенной зоне полупроводника появляются т.н. «хвосты плотности состояний» - области, где плотность состояний экспоненциально убывает по мере удаления от дна зоны проводимости и потолка валентной зоны.

2. Дополнительное туннелирование может происходить через **глубокие энергетические уровни**, находящиеся внутри запрещенной зоны. На рис. 3 такой путь туннелирования показан пунктиром. В частности, туннелирование электронов через глубокие примесные уровни кислорода в кремнии препятствует использованию этого полупроводникового материала для изготовления на его основе туннельных диодов.

ЗАДАНИЕ

В работе необходимо определить следующие параметры туннельного диода (см. рис. 1).

1. Значение тока I_p в максимуме вольт-амперной характеристики.
2. Соответствующее ему напряжение V_p .
3. Значение тока I_v в минимуме вольт-амперной характеристики.
4. Соответствующее ему напряжение V_v .
5. Дифференциальное сопротивление $R_- = \frac{dV}{dI}$ на падающем участке вольт-амперной характеристики.
6. Скачок напряжения $\Delta V = V_{pp} - V_p$.

Более подробные указания по выполнению работы содержатся в отдельной папке «Туннельный диод».

Список рекомендуемой литературы

1. Пасынков В.В., Чиркин Л.К., Шинков А.Д. Полупроводниковые приборы. М.: Высшая школа, 1973.
2. Епифанов Г.Н., Мома Ю.А. Твердотельная электроника. М.: Высшая школа, 1986.
3. Тугов Н.М., Глебов Б.А., Чарыков Н.А. Полупроводниковые приборы. М.: Энергоатомиздат, 1990.
4. Парфенов В.В., Закиров Р.Х. Физика полупроводников: Методич. пособие к практикуму по физике твердого тела. Казань: Изд-во КГУ, 2001.