

КАЗАНСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

Кафедра радиофизики



Г.В. ТАЮРСКАЯ, Ю.С. МАСЛЕННИКОВА

ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Конспект лекций

Казань – 2015

УДК 621.382
ББК Ж/О

*Принято на заседании кафедры радиофизики
Протокол № 8 от 25 марта 2015 года*

Рецензенты:

кандидат технических наук,
доцент кафедры радиофизики КФУ **И.С. Нугманов**;
кандидат физико-математических наук,
доцент кафедры радиофизики КФУ **Ю.К. Ситников**

Таюрская Г.В., Масленникова Ю.С.

Полупроводниковая электроника / Г.В. Таюрская, Ю.С.

Масленникова – Казань: Казан. ун-т, 2015. – 262 с.

Сейчас уже невозможно представить жизнь современного человека без использования им полупроводниковых приборов почти во всех аспектах его активной деятельности. Развитие полупроводниковой электроники стало возможным благодаря фундаментальным научным достижениям в области квантовой механики, физики твёрдого тела и физики полупроводников. Именно с успехами полупроводниковой электроники связаны, в основном, высокие темпы развития электроники в 50—70-х гг. 20 в. и её проникновение в автоматику, связь, вычислительную технику, системы управления, астрономию, физику, медицину, в быт и т.д.

В курсе лекций излагаются физические процессы в полупроводниках, физика электрических переходов, рассматриваются математические модели, параметры и характеристики полупроводниковых диодов, биполярных и полевых транзисторов, элементы интегральных схем на биполярных и полевых транзисторах, особенности их применения в аналоговой и цифровой микросхемотехнике.

© Таюрская Г.В., Масленникова Ю.С., 2014

© Казанский университет, 2014

СОДЕРЖАНИЕ

Глава 1. Введение в физику полупроводников.....	6
1.1. Энергетические зоны твердого тела.....	6
1.2 Зонная структура полупроводников и типы проводимости.....	11
1.3 Законы распределения носителей в зонах полупроводника.....	15
1.4 Концентрация носителей в собственном и примесном полупроводниках.....	18
1.5 Подвижность носителей.....	22
1.6 Электропроводность.....	26
1.7 Рекомбинация носителей.....	28
1.8 Законы движения носителей в полупроводниках.....	41
1.9 Кинетика носителей заряда в полупроводниках.....	44
1.10 Эффект поля.....	53
Глава 2. Электрические переходы.....	58
2.1 Основные определения.....	58
2.2 Классификация p-n переходов.....	59
2.3 Структура p-n перехода.....	60
2.4 Анализ перехода в равновесном состоянии.....	64
2.5 Анализ перехода в неравновесном состоянии.....	67
2.6 Гетеропереходы.....	70
2.7 Контакт металл-полупроводник.....	72
Глава 3. Полупроводниковые диоды.....	75
3.1 Исходные предпосылки.....	75
3.2 Вольтамперная характеристика диода.....	76
3.3 Характеристические сопротивления.....	82
3.4 Обратная характеристика реального диода.....	83
3.5 Эквивалентная схема диода по постоянному току при обратном смещении.....	89
3.6 Пробой p-n перехода.....	90

3.7 Прямая характеристика реального диода.....	93
3.8 Барьерная и диффузионная емкости диода.....	100
3.9 Классификация диодов.....	104
Глава 4. Биполярные транзисторы.....	116
4.1 Введение.....	116
4.2 Способы включения транзистора.....	119
4.3 Распределение носителей в базе.....	121
4.4 Модуляция толщины базы.....	123
4.5 Статические характеристики транзистора.....	125
4.6 Статические параметры транзистора.....	130
4.7 Динамические параметры транзистора.....	140
4.8 Характеристики и параметры транзистора при включении с общим эмиттером.....	146
4.9 Схема с общим коллектором.....	154
4.10 Составные транзисторы. Схема Дарлингтона.....	155
4.11 Разновидности дискретных транзисторов.....	158
Глава 5. Полевые транзисторы.....	168
5.1 Введение.....	171
5.2 Полевой транзистор с управляющим р-п переходом.....	171
5.3 Полевые транзисторы с изолированным затвором.....	179
5.4 Эквивалентные схемы полевых транзисторов.....	187
Глава 6. Элементы интегральных схем.....	189
6.1 Введение.....	189
6.2 Интегральные n-p-n транзисторы.....	190
6.3 Особенности устройств цифровых интегральных схем на биполярных транзисторах.....	192
6.4 МДП- транзисторы в полупроводниковых интегральных схемах..	196
Глава 7. Особенности применения твердотельных элементов в аналоговой микросхемотехнике.....	202

7.1. Общий анализ статического режима (режима по постоянному току) усилительного каскада на биполярном транзисторе (БТ).....	202
7.2. Стабильность рабочей точки усилительного каскада на БТ.....	204
7.3. Усилительный каскад на БТ с общим эмиттером.....	205
7.4. Расчет усилительного каскада на БТ по постоянному току.....	206
7.5. Анализ и расчет усилительного каскада на БТ по переменному току.....	209
7.6. Анализ и методика расчета усилительных каскадов на полевом транзисторе (ПТ) с управляющим р-п переходом.....	220
7.7. Расчет усилительного каскада на ПТ по постоянному току.....	221
7.8. Расчет усилительного каскада на ПТ по переменному току.....	226
Литература.....	232
Приложение 1.....	233
Приложение 2.....	234
Приложение 3.....	235
Тестовые вопросы и задачи по полупроводниковой электронике.....	236

ГЛАВА 1. ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

1.1 Энергетические зоны твердого тела

Количественный анализ полупроводников и полупроводниковых приборов базируется на зонной теории твердого тела.

Изолированный атом характеризуется дискретным спектром энергий, разрешенных для электронов, причем расстояния между последовательными уровнями непрерывно уменьшаются по мере увеличения энергии. "Потолком" энергетического спектра является уровень ионизации, на котором электрон становится свободным и может покинуть атом. В невозбужденном состоянии атома его верхние уровни свободны.

Твердое тело представляет собой множество атомов, сильно взаимодействующих благодаря малым межатомным расстояниям. Поэтому вместо совокупности дискретных энергетических уровней, свойственных изолированному атому, твердое тело характеризуется совокупностью энергетических зон.

Таким образом, для кристалла получается определенная зонная диаграмма, в которой разрешенные зоны чередуются с запрещенными зонами.

Энергетические "расстояния" между разрешенными зонами (т.е. ширина запрещенных зон) определяются энергией связи электронов с атомами решетки. Поэтому граничные уровни, образующие "дно" и "потолок" каждой разрешенной зоны, соответствуют чисто потенциальной энергии электронов, т.е. их неподвижному состоянию.

Любой уровень, расположенный внутри разрешенной зоны, соответствует сумме потенциальной и кинетической энергии. Кинетическая энергия возрастает по мере удаления от границы вглубь зоны и достигает максимума в ее средней части.

Проводимость в твердом теле возможна лишь тогда, когда возможен переход электрона на ближайший энергетический уровень, т.е. в проводимости могут участвовать электроны только тех зон, в которых есть

свободные уровни.

Уровни всегда имеются в верхней разрешенной зоне. Поэтому верхнюю зону твердого тела, не заполненную (или не полностью заполненную) электронами при нулевой абсолютной температуре, называют *зоной проводимости*.

Зону, ближайшую к зоне проводимости, называют *валентной*. При нулевой абсолютной температуре она полностью заполнена и, следовательно, электроны этой зоны не могут участвовать в проводимости.

Зонная структура твердого тела при нулевой температуре лежит в основе классификации металлов, полупроводников и диэлектриков (рис. 1.1).

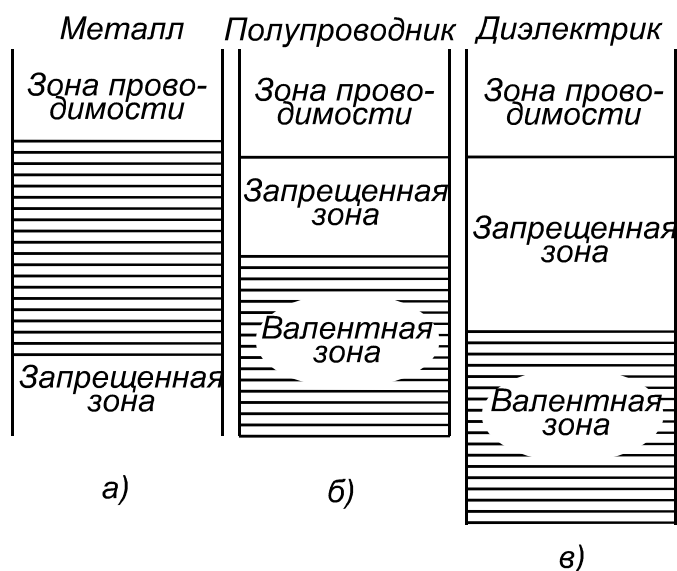


Рис. 1.1. Зонная структура различных материалов

У металлов (рис.1.1а) зона проводимости и валентная зона взаимно перекрываются, поэтому даже при нулевой температуре в зоне проводимости находится значительное количество электронов и, следовательно, имеет место проводимость. У полупроводников и диэлектриков (рис.1.1б, в) при нулевой абсолютной температуре зона проводимости пуста и проводимость отсутствует; в этом их качественное отличие от металлов. Различия между полупроводниками и диэлектриками в основном количественные и обусловлены значительно большей шириной запрещенной зоны у диэлектрика. У диэлектрика ширина запрещенной зоны больше 3В (3 эВ), у

полупроводника ширина запрещенной зоны составляет (0.1 – 3) В или (0.1 – 3) эВ.

Поскольку зона проводимости практически сплошная, энергия электронов в этой зоне может меняться непрерывно, как у изолированных электронов в вакууме, поэтому электроны в зоне проводимости называются *свободными*.

Таким образом, совокупность электронов в твердом теле можно уподобить электронному газу, который заключен в "сосуд", образованный внешними гранями кристалла. Наличие в этом "сосуде" множества неподвижных атомов – узлов решетки – приводит к тому, что свойства электронов в твердом теле отличаются от их свойств в свободном пространстве – вакууме.

Одно из важнейших отличий состоит в том, что масса электрона в кристалле отличается от его массы m_0 в вакууме. В теории твердого тела пользуются понятием эффективной массы m^* , которая зависит от ряда факторов (полная энергия, направление движения и др.).

Квантовая теория показывает, что для описания движения свободных носителей в кристалле можно использовать понятие эффективной массы электрона (m_n^*) и эффективной массы дырки (m_p^*), значения которых, как правило, не совпадают с массой электрона m_0 в вакууме. Для полупроводников наиболее широко применяемых в электронных приборах (кремний, германий, арсенид галлия, арсенид индия, антимонид индия, селен, теллурий и т.д.) $m_n^* < m_p^*$.

Электроны и дырки как свободные носители заряда в твердом теле характеризуются величиной квазиимпульса $P = \hbar k$, где $\hbar = h/2\pi$, $k = 2\pi/\lambda$ – волновой вектор. Скорость поступательного движения электрона определяется как $v = p/m = \hbar k/m$. Энергетический спектр электронов в кристалле имеет зонный характер. Внутри каждой зоны энергия W определяется соотношением $W = p^2/2m^* = \hbar^2 k^2/2m^*$. Дифференцируя это выражение по k , получим $dW/dk = \hbar^2 k/m^*$, откуда определяется

$$k = \frac{m^*}{\hbar^2} \frac{dW}{dk}. \quad (1.1)$$

Тогда импульс p можно определить, как

$$p = \frac{m^*}{\hbar} \frac{dW}{dk}. \quad (1.2)$$

Соответственно скорость определяется как

$$v = \frac{1}{\hbar} \frac{dW}{dk}. \quad (1.3)$$

В таком виде выражения для импульса и скорости поступательного движения оказываются справедливыми не только для свободных электронов, но и для электронов, движущихся в периодическом поле кристалла. Импульс, определяемый по формуле (1.2), называют квазиимпульсом электрона. Создадим в кристалле внешнее поле напряженностью E , это поле действует на электрон с силой $F=qE$, сообщая ему ускорение

$$a = \frac{dv}{dt} = \frac{1}{\hbar} \frac{d}{dt} \left(\frac{dW}{dk} \right) = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2W}{dk^2} \frac{dk}{dt}.$$

За время dt сила F производит работу

$$dA = Fvdt = \frac{F}{\hbar} \frac{dW}{dk} dt.$$

Эта работа идет на приращение энергии электрона $dW = \frac{F}{\hbar} \frac{dW}{dk} dt$. Отсюда

находим $\frac{dk}{dt} = \frac{F}{\hbar}$.

Тогда

$$a = \frac{1}{\hbar} \frac{d^2W}{dk^2} \frac{F}{\hbar} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{d^2W}{dk^2} F. \quad (1.4)$$

Формула (1.4) устанавливает связь между ускорением a и внешней силой F , действующей со стороны внешнего поля напряженностью E . Она отображает второй закон Ньютона. Из этой формулы следует, что под действием внешней силы электрон в периодическом поле кристалла

движется в среднем так, как двигался бы под действием этой силы свободный электрон, если бы он обладал массой

$$m_{\text{эфф}} = m^* = \frac{\hbar^2}{\frac{d^2W}{dk^2}}. \quad (1.5)$$

Однако, эффективная масса электрона, заключая в себе всю особенность, присущую движению электрона в периодическом поле кристалла, является своеобразной величиной. Прежде всего, она может быть, как положительной, так и отрицательной; по абсолютному значению она может быть, как во много раз больше, так и во много меньше массы покоя электрона. Электроны, располагающиеся у дна зоны проводимости, обладают положительной эффективной массой. Поэтому во внешнем поле, созданном в кристалле, они ведут себя нормально, ускоряясь в направлении действующей силы. Для электронов, находящихся у вершины зоны, эффективная масса является отрицательной. Такие электроны ведут себя во внешнем поле, созданном в кристалле, аномально: они ускоряются в направлении противоположном действию внешней силы.

Поясним понятие дырки с точки зрения зонной теории. Для этого предположим, что к полупроводнику приложено внешнее напряжение. При наличии электрического поля приходят в движение не только свободные электроны зоны проводимости, но и вся совокупность электронов валентной зоны (т.к. в ней имеются незаполненные верхние уровни). Это эквивалентно движению ограниченного (равного числу незаполненных уровней) количества фиктивных квазичастиц с положительным зарядом, которые получили название "дырок". Следовательно, дырка – это способ описания коллективного движения большого числа электронов в неполностью заполненной валентной зоне. Электрон – это частица, дырка – это квазичастица. Электрон может инжектироваться из полупроводника или из металла наружу, дырка может существовать только внутри полупроводника.

1.2 Зонная структура полупроводников и типы проводимости

При нулевой абсолютной температуре проводимость в собственном полупроводнике отсутствует, потому что зона проводимости пуста, а валентная зона заполнена. Образование свободных носителей заряда в полупроводниках связано с переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости. Для осуществления такого перехода электрон должен получить энергию, достаточную для преодоления запрещенной зоны. Эту энергию электрон получает от ионов кристаллической решетки, совершающих тепловые колебания. Таким образом, преодоление запрещенной зоны происходит обычно за счет тепловой энергии решетки. Концентрация носителей заряда, вызванная термическим возбуждением в состоянии теплового равновесия называется *равновесной*. Следовательно, при любой температуре, отличной от нуля возникают условия перехода электронов из верхней части валентной зоны в зону проводимости. В результате в зоне проводимости появляются свободные электроны, а в валентной зоне – незаполненные уровни, т.е. дырки (рис. 1.2).

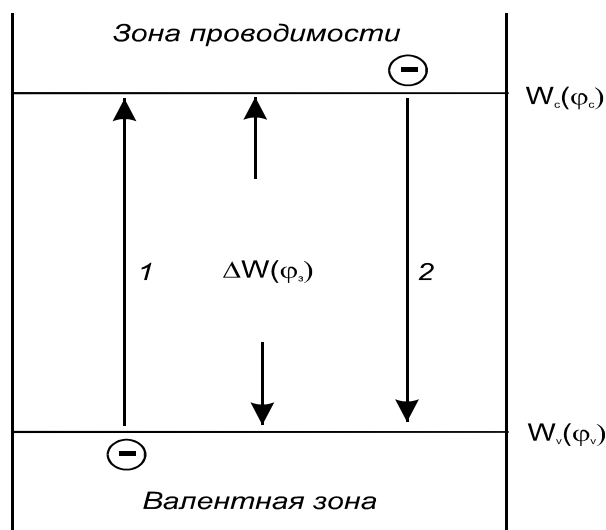


Рис. 1.2. Энергетическая диаграмма полупроводника

Процесс образования пары свободных носителей заряда – электрона и дырки под действием теплового возбуждения называется *тепловой*

генерацией.

На энергетической диаграмме полупроводника (рис.1.2) ей соответствует переход "1" электрона из валентной зоны, верхняя граница которой обозначена W_v или φ_v (энергия или потенциал потолка валентной зоны) в зону проводимости, нижняя граница которой обозначена W_c или φ_c (энергия или потенциал дна зоны проводимости).

Перевод электрона из валентной зоны в зону проводимости аналогичен возбуждению электрона в изолированном атоме, т.е. переводу его на один из верхних уровней. Такое возбужденное состояние является временным: через некоторое время электрон в атоме возвращается на исходный уровень, а в твердом теле – в валентную зону. При этом электрон и дырка исчезают как свободные носители зарядов (электрон переходит в связанное состояние). Этот процесс называется *рекомбинацией*. На энергетической диаграмме (рис. 1.2) ей соответствует переход "2".

Среднее время пребывания электрона в зоне проводимости называется *временем жизни*.

Собственная концентрация электронов и дырок n_i возрастает при уменьшении ширины запрещенной зоны $\Delta W_z = W_c - W_v$ и увеличении температуры T .

Если в полупроводнике имеются примеси других веществ, то дополнительно к собственной проводимости появляется еще примесная проводимость, которая в зависимости от рода примеси может быть электронной или дырочной.

Зонные диаграммы примесных полупроводников показаны на рис. 1.3 (а и б).

Так как процентное содержание примесных атомов обычно мало, то расстояния между ними относительно велики, и их можно рассматривать как изолированные атомы, уровни которых не превращаются в зоны. Эти примесные уровни изображены на диаграмме штрихами, каждый штрих соответствует атому примеси.



Рис. 1.3. Зонные диаграммы примесных полупроводников

Донорная примесь характерна тем, что ее валентные уровни располагаются в верхней половине запрещенной зоны (рис. 1.3 а); все эти уровни заполнены при температуре $T = 0K$. Акцепторная примесь характерна тем, что валентные уровни располагаются в нижней половине запрещенной зоны (рис. 1.3б); все эти уровни пусты при температуре $T = 0K$. Переходы электрона с донорного уровня в зону проводимости или из валентной зоны на акцепторный уровень требуют сравнительно небольшой энергии. Поэтому примесная проводимость оказывается гораздо больше собственной. Однако этот вывод относится только к сравнительно низким температурам. Дело в том, что по мере повышения температуры собственная проводимость растет непрерывно, а примесная имеет предел, соответствующий ионизации всех имеющихся примесных атомов. Таким образом, при достаточно высокой температуре проводимость полупроводника всегда бывает почти собственной.

Если увеличивать концентрацию примесей, то расстояние между примесными атомами уменьшается, и их энергетические уровни постепенно превращаются в зоны. Образовавшаяся примесная зона, расширяясь, в конце концов, сливается с ближайшей разрешенной зоной кристалла, и получается структура, близкая к металлу. Такой полупроводник называется *вырожденным или полуметаллом*.

Обычно в полупроводнике одновременно присутствуют и донорная и акцепторная примеси, но в разных концентрациях, соответственно N_d и N_a .

Рассматривая этот случай, следует учесть, что при $T = 0K$ система (кристалл с примесями) должна обладать минимальной энергией. Поэтому электроны с высоких донорных уровней переходят на более низкие акцепторные, которые пусты. Пусть $N_d > N_a$, тогда при $T = 0K$ все акцепторные уровни заполняются электронами (т.е. ионизируются), а число заполненных донорных уровней уменьшается до $N_d - N_a$. При повышении температуры именно эти уровни будут создавать электроны, т.к. уход электронов с акцепторных уровней требует гораздо большей энергии. Поэтому разность $N_d^* = N_d - N_a$ будет эффективной концентрацией доноров.

Если $N_d = N_a$, то полупроводник называется компенсированным; он имеет такую же удельную проводимость как собственный, но отличается от последнего по времени жизни и другим параметрам.

Имеются примеси, у которых энергетические уровни расположены в запрещенной зоне достаточно глубоко (рис.1.3в). Если примесные уровни расположены вблизи середины запрещенной зоны (уровни золота в кремнии), то существенно отличается как генерация свободных электронов, так и их рекомбинация путем двухступенчатых переходов: из зоны на уровень и уровня в другую зону (рис.1.4).

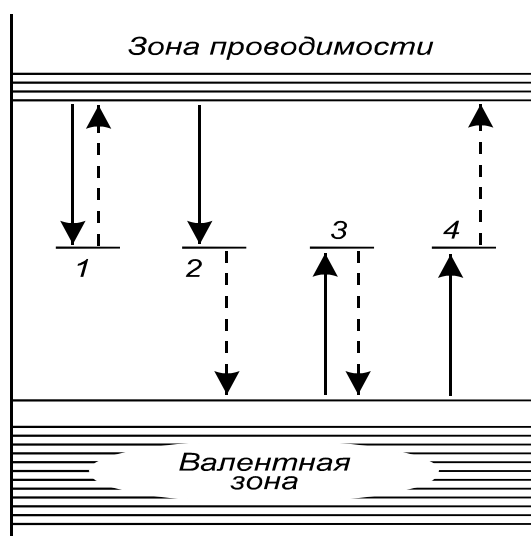


Рис. 1.4. Схема двухступенчатых переходов

Роль глубоких уровней может быть весьма существенной: они

представляют собой так называемые ловушки или центры захвата подвижных носителей. Электрон, попавший из разрешенной зоны на ловушку (непрерывные стрелки), остается на ней в течение некоторого времени - *времени релаксации*. После этого (штриховые стрелки), он может либо вернуться в ту же зону (варианты 1 и 3), либо перейти в другую (варианты 2 и 4). В первом случае происходит небольшое временное изменение количества свободных носителей - электронов (вариант 1) или дырок (вариант 3). Во втором случае происходит либо двухступенчатая рекомбинация (вариант 2), либо двухступенчатая генерация (вариант 4). Вероятность двухступенчатых процессов гораздо больше чем одноступенчатых. Поэтому в присутствии ловушек процессы генерации и рекомбинации идут значительно интенсивнее, и время жизни носителей оказывается значительно меньше.

1.3 Законы распределения носителей в зонах полупроводника

Разрешенные зоны содержат огромное количество уровней (10^{22} - 10^{23} 1/см³), на каждом из которых могут находиться электроны. Фактическое же количество электронов зависит от концентрации доноров и от температуры. Чтобы оценить фактическую концентрацию носителей в полупроводнике, нужно знать распределение уровней и вероятность заполнения этих уровней.

Вероятность нахождения электрона на том или ином уровне дается распределением Ферми-Дирака:

$$F_n(W) = \frac{1}{e^{\frac{W-W_F}{kT}} + 1}, \quad (1.6)$$

где k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, W – энергия уровня, W_F – энергия, называемая *уровнем Ферми*. С формальной точки зрения энергия уровня Ферми соответствует такому энергетическому уровню, вероятность заполнения которого равна 1/2.

Энергетические уровни распределены по высоте разрешенной зоны неравномерно. Вводят понятие плотности энергии – это число уровней,

отнесенных к единице объема твердого тела и к единице энергии. Вблизи "дна" и "потолка" каждой из разрешенных зон для узких интервалов энергии плотность энергий определяется формулой:

$$P(W) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2\pi m^*}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{W - W_{cp}} \left(\frac{\text{уровней}}{\text{Дж} \cdot \text{см}^3} \right) \quad (1.7)$$

где m^* – эффективная масса, h – постоянная Планка, W – полная энергия, которая отсчитывается от W_{cp} внутрь зоны. Величина W_{cp} является потенциальной энергией электрона или дырки, так как на границах зон скорость частиц, а значит и их кинетическая энергия равна нулю.

В дальнейшем удобно выражать энергию не в Дж, а в электрон-вольтах (эВ) или просто в вольтах (В).

$$F_n(\varphi) = \frac{1}{e^{\frac{\varphi - \varphi_F}{\varphi_T}} + 1}; P(\phi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{2\pi m^* q}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{\phi - \phi_{cp}} \frac{\text{уровней}}{\text{В} \cdot \text{см}^3}, \quad (1.8)$$

где φ_F – потенциал Ферми, $\varphi_T = \frac{kT}{q}$ – температурный потенциал, q – заряд электрона.

Введем следующие обозначения: φ_c – потенциал "дна" зоны проводимости, φ_v – потенциал "потолка" валентной зоны (рис1.2). Тогда ширина запрещенной зоны определяется как

$$\Phi_z = \varphi_c - \varphi_v \quad (1.9)$$

В невырожденных полупроводниках уровень Ферми φ_F всегда лежит в запрещенной зоне и удален от края дна зоны проводимости хотя бы на $2kT$. Для дырок в случае невырожденного полупроводника уровень Ферми лежит выше потолка валентной зоны хотя бы на $2kT$. Глубина его залегания определяется из условий:

$$\begin{aligned} W_c - W_F > kT & \quad \text{или} & \quad \varphi_c - \varphi_F > \varphi_T \\ W_v - W_F > kT & & \quad \varphi_v - \varphi_F > \varphi_T \end{aligned} \quad (1.10)$$

Тогда в распределении Ферми-Дирака единицей можно пренебречь и для классических (невырожденных) полупроводников вероятность заполнения уровня φ в зоне проводимости дается распределением Максвелла-Больцмана:

$$F_n(\varphi) = e^{-\frac{\varphi - \varphi_F}{\varphi_T}}. \quad (1.11a)$$

Вероятность не заполнения уровня в валентной зоне (т.е. наличия дырки на этом уровне) определяется функцией

$$F_p = e^{-\frac{\varphi_F - \varphi}{\varphi_T}}. \quad (1.11b)$$

Обозначим через $P(\varphi)$ плотность уровней в зоне проводимости вблизи уровня φ . Тогда $P(\varphi)d\varphi$ будет количеством уровней в диапазоне $d\varphi$. Умножив это количество на вероятность заполнения этих уровней $F_n(\varphi)$, получим концентрацию свободных электронов с энергиями от φ до $\varphi + d\varphi$. Полную концентрацию свободных электронов n получим путем интегрирования по всей ширине зоны проводимости:

$$n = N_c e^{-\frac{\varphi_c - \varphi_F}{\varphi_T}}. \quad (1.12a)$$

Здесь N_c – так называемая эффективная плотность уровней (состояний) в зоне проводимости - это максимально возможная концентрация электронов в зоне проводимости в невырожденном полупроводнике.

Аналогичным методом получается выражение для концентрации дырок:

$$p = N_v e^{-\frac{\varphi_F - \varphi_v}{\varphi_T}}. \quad (1.12b)$$

Здесь N_v – эффективная плотность уровней в валентной зоне, т.е. максимально возможная концентрация дырок в валентной зоне.

Используя формулы (1.12), определим уровень Ферми:

$$\varphi_F = \varphi_c + \varphi_T \ln \frac{n}{N_c}$$

$$\varphi_F = \varphi_V - \varphi_T \ln \frac{p}{N_V} \quad (1.13)$$

1.4 Концентрация носителей в собственном и примесном полупроводниках

Перемножая левые и правые части в формулах (1.12) и учитывая (1.9), нетрудно представить произведение концентраций электронов и дырок следующим образом:

$$np = N_c N_V e^{-\frac{\varphi_3}{\varphi_T}} \quad (1.14)$$

Как видим, при неизменной температуре произведение концентраций - величина постоянная, т.е. увеличение одной из концентраций сопровождается уменьшением другой.

В собственном полупроводнике концентрации электронов и дырок одинаковы. Обе они обозначаются n_i и называются *собственными концентрациями*. Подставляя $n=n_i$ и $p=n_i$ в (1.9) и извлекая, квадратный корень, получаем выражение для собственной концентрации:

$$n_i = \sqrt{N_c N_V} e^{-\frac{\varphi_3}{2\varphi_T}} \quad (1.15)$$

Отметим две важные особенности этого выражения. Во-первых, собственная концентрация очень сильно зависит от ширины запрещенной зоны. С уменьшением ширины запрещенной зоны увеличивается собственная концентрация. Например, для кремния $\varphi_3=1,1\text{В}$, собственная концентрация $n_i=2*10^{10} \text{ см}^{-3}$, для германия $\varphi_3=0,67\text{В}$, собственная концентрация $n_i=2*10^{13} \text{ см}^{-3}$. Во-вторых, собственная концентрация очень сильно зависит от температуры через величину φ_T , стоящую в показателе степени. Легко заметить, что влияние температуры тем сильнее, чем больше ширина запрещенной зоны.

Соотношение (1.14) часто записывают в более компактной форме через собственную концентрацию:

$$np = n_i^2. \quad (1.16)$$

Это соотношение говорит о том, что увеличение концентрации одного типа носителей сопровождается уменьшением другого типа носителей. Так для электронных полупроводников, у которых $n \gg n_i$, имеем $p \ll n_i$, а для дырочных полупроводников, у которых $p \gg n_i$, имеем $n \ll n_i$.

Используя формулы (1.16), (1.15) и (1.14), и полагая для простоты $N_c = N_v$, нетрудно выразить концентрации n и p через собственную концентрацию n_i :

$$n = n_i e^{\frac{\varphi_E - \varphi_F}{\varphi_T}}; \quad (1.17a)$$

$$p = n_i e^{\frac{\varphi_F - \varphi_E}{\varphi_T}}; \quad (1.17b)$$

где $\varphi_E = \frac{\varphi_c + \varphi_v}{2}$ – потенциал середины запрещенной зоны, который иногда называют электростатическим потенциалом полупроводника.

Используя выражения (1.17a) и (1.17b), легко получить уровень Ферми в двух формах:

$$\varphi_{F_n} = \varphi_E + \varphi_T \ln \frac{n}{n_i}; \quad (1.18a)$$

$$\varphi_{F_p} = \varphi_E - \varphi_T \ln \frac{p}{n_i}; \quad (1.18b)$$

Вторые члены в правых частях (1.18), характеризующие концентрации носителей, называются *химическим потенциалом*. Следовательно, уровень Ферми является суммой электрического и химического потенциалов. Отсюда еще одно его название – *электрохимический потенциал*.

Из выражений (1.18) можно сделать следующие выводы:

- в собственных полупроводниках, у которых $n = p = n_i$ уровень Ферми расположен в середине запрещенной зоны;

- в дырочных полупроводниках, у которых $p > n_i$, уровень Ферми лежит в нижней половине запрещенной зоны и тем ниже, чем больше концентрация носителей;
- в электронных полупроводниках, у которых $n > n_i$, уровень Ферми лежит в верхней половине запрещенной зоны и тем выше, чем больше концентрация дырок.
- с ростом температуры, когда примесный полупроводник постепенно превращается в собственный, уровень Ферми смещается к середине запрещенной зоны.

Одно из фундаментальных положений в физике полупроводников формулируется следующим образом: уровень Ферми одинаков во всех частях равновесной системы, какой бы разнородной она ни была. Это положение можно записать в виде равносильных выражений:

$$\varphi_F = const, \quad (1.19a)$$

$$grad(\varphi_F) = 0. \quad (1.19b)$$

Для того чтобы определить уровень Ферми по формулам (1.18), нужно знать концентрации свободных носителей. При оценке величин n и p используют условие нейтральности полупроводника: *в однородном полупроводнике не может быть существенных некомпенсированных объемных зарядов ни в равновесном состоянии, ни при наличии тока.* Поэтому в общем виде условие нейтральности для единичного объема записывают так:

$$p + N_{\partial}^* - (n + N_a^*) = 0. \quad (1.20)$$

Исходя из условия нейтральности, запишем для электронного полупроводника следующее соотношение:

$$n = N_{\partial}^* + p, \quad (1.21)$$

где N_{∂}^* - концентрация положительных донорных ионов. Выражая концентрацию дырок через концентрацию электронов (1.16) и решая

получившееся квадратное уравнение относительно n , находим концентрацию электронов в следующем виде:

$$n_n = \sqrt{\left(\frac{N_d^*}{2}\right)^2 + n_i^2} + \frac{N_d^*}{2}. \quad (1.22a)$$

Аналогичным путем можно найти концентрацию дырок в дырочном полупроводнике:

$$p_p = \sqrt{\left(\frac{N_a^*}{2}\right)^2 + n_i^2} + \frac{N_a^*}{2}. \quad (1.22б)$$

Индексы n и p означают принадлежность к полупроводнику с соответствующим типом проводимости.

Как правило, в рабочем температурном диапазоне примесных полупроводников все атомы примеси ионизированы. Тогда концентрации основных носителей запишутся в виде:

$$n_n = N_d, \quad p_p = N_a. \quad (1.23)$$

Концентрации неосновных носителей легко определить, воспользовавшись соотношением (1.11):

$$p_n = n_i^2 / N_d, \quad n_p = n_i^2 / N_a \quad (1.24)$$

Из выражения (1.24) следует, что при низких температурах концентрация неосновных носителей очень мала. Однако с ростом температуры концентрация неосновных носителей возрастает очень резко - пропорционально n_i^2 , т.е. значительно быстрее, чем даже концентрация собственных носителей. Так, в кремнии рост температуры на 50°C сопровождается увеличением концентрации неосновных носителей примерно в три раза.

1.5 Подвижность носителей

В отсутствии внешнего электрического поля свободные носители движутся хаотически, подобно молекулам газа. Длину l_n и время t_n свободного пробега определяют процессы рассеяния, причем $l_n = v_T t_n$, где

$$v_T = \sqrt{\frac{3kT}{m^*}}, \quad (1.25)$$

v_T - средняя скорость теплового хаотического движения; m^* - эффективная масса.

При хаотическом движении направления скоростей носителей равновероятны и электрический ток равен нулю.

Если в полупроводнике создано электрическое поле, то помимо хаотического движения появится направленное движение носителей. Направленное перемещение свободных носителей заряда в полупроводнике, обусловленное электрическим полем, называется *дрейфовым движением*. Скоростью дрейфа называется скорость, направленная вдоль вектора напряженности электрического поля, усредненная по всем носителям одного знака (электронам или дыркам).

Скорость дрейфа пропорциональна напряженности электрического поля

$$v_{др} = \mu E. \quad (1.26)$$

Коэффициент пропорциональности μ есть *подвижность* носителей, измеряемая в единицах $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. При напряженности поля 1 В/см подвижность численно равна дрейфовой скорости.

Подвижность обратно пропорциональна эффективной массе свободных носителей, поэтому в связи с различием эффективных масс электронов и дырок их подвижности тоже различаются. Как правило, *подвижность электронов больше подвижности дырок* (у кремния почти в три раза). Чем больше подвижность, тем больше скорость движения

носителей и тем выше быстродействие полупроводниковых прибора. Отсюда понятен интерес к материалам с большей подвижностью, чем у кремния. С другой стороны, подвижность пропорциональна времени свободного пробега $t_{п}$. Чем больше $t_{п}$, тем большую дополнительную скорость приобретает электрон (или дырка) между двумя актами рассеяния, двигаясь в электрическом поле, и тем больше будет дрейфовая скорость. Подвижность зависит от ряда факторов, важнейшими из которых являются температура, концентрация примесей и напряженность электрического поля. В слабых электрических полях дрейфовая скорость значительно меньше средней скорости теплового движения, тогда $v \approx v_T$. Длина свободного пробега определяется в основном рассеянием свободных носителей на колеблющихся атомах полупроводника (фононах) и ионизированных атомах примесей. Фононное рассеяние преобладает при малых концентрациях примесей, в этом случае длина свободного пробега, а значит, и подвижность уменьшаются с ростом температуры.

При повышенных концентрациях примесей и низких температурах основную роль играет механизм рассеяния на ионах примесей. Механизм рассеяния движущегося электрона непосредственным ионом поясняется на рис.1.4.

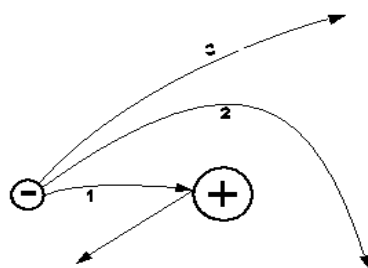


Рис. 1.4. Механизм рассеяния движущегося электрона

Если температура низкая, то тепловая скорость электрона мала (1.25). В результате притяжения электрон «падает» на ион (траектория 1), превращая его на некоторое время в нейтральный атом, после чего в

результате теплового возбуждения электрон отрывается от атома и начинает движение в случайном направлении, не связанном с первоначальным направлением. Это соответствует сильному рассеянию. По мере увеличения температуры скорость электрона увеличивается. Он уже не падает на ион, хотя направление движения изменяется (траектория 2). При еще большей температуре вследствие большой скорости направление движения не изменяется (траектория 3), что соответствует слабому рассеянию. Следовательно, при рассеянии свободных носителей на ионизированных примесях подвижность увеличивается с ростом температуры вследствие уменьшения времени их взаимодействия.

Таким образом, зависимость подвижности от температуры определяется механизмом рассеяния носителей. Если преобладает рассеяние на узлах решетки, то

$$\mu_L = \mu_{oL} \left(\frac{T_0}{T} \right)^c, \quad (1.26a)$$

если же преобладает рассеяние на ионах примеси, то

$$\mu_I = \mu_{oI} \left(\frac{T}{T_0} \right)^{3/2}. \quad (1.26б)$$

Значения μ_0 относятся к исходной (например, комнатной) температуре T_0 , а значения μ - к температуре T (имеются в виду абсолютные температуры). Показатель степени c зависит от материала и типа проводимости. Для кремния (электронного и дырочного) $c = 5/2$.

Результирующая подвижность близка к меньшей подвижности из двух составляющих μ_L и μ_I . Для кремния при температурах $> 0^0$ С меньшей оказывается составляющая μ_L ; поэтому зависимость $\mu(T)$ описывается формулой (1.26a): *подвижность уменьшается с ростом температуры.*

Зависимость подвижности от концентрации примеси сложная и в целом аналитически не описывается. Из двух составляющих подвижности μ_L

и μ_l первая не зависит от наличия примеси, а вторая характеризуется зависимостью $\mu \sim 1/N$. Поэтому при малых концентрациях примеси ($N < 10^{15} \text{ см}^{-3}$), когда $\mu_l > \mu_L$, результирующая подвижность определяется составляющей μ_L и зависимостью $\mu(N)$ можно пренебречь. В наиболее важной области $N > 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ обе составляющие подвижности оказываются сначала сравнимыми, а потому составляющая μ_l делается меньше и определяет результирующую подвижность. Для этого диапазона концентраций подвижность определяется как

$$\mu = \mu_0 (N_0 / N)^{1/3}, \quad (1.27)$$

где $N_0 \approx 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а μ_0 соответствует табличному значению (т.е. малым концентрациям примесей).

Зависимость подвижности от напряженности поля играет особую роль, так как зависимость $\mu(E)$ приводит к нарушению закона Ома в полупроводниках. В области слабых полей, когда напряженность поля меньше некоторой критической величины ($E < E_{кр}$), подвижность остается постоянной. С физической точки зрения критическая напряженность поля соответствует условию, когда направленная (дрейфовая) скорость носителей делается сравнимой с их хаотической (тепловой) скоростью. В сверхкритическом режиме, когда $E > E_{кр}$, подвижность зависит от напряженности поля следующим образом:

$$\mu = \mu_0 (E / E_{кр})^{1/2}. \quad (1.28)$$

Здесь значение μ_0 соответствует критической напряженности, т.е. есть справочное значение.

Суммарная скорость носителей в сверхкритическом режиме оказывается больше тепловой, а значит, их температура выше температуры полупроводника и окружающей среды.

Носители с повышенной температурой называют горячими. Горячие носители, сталкиваясь с фононами, повышают их энергию, т.е. «подогревают» кристаллическую решетку. Это приводит к новому явлению

- насыщению скорости носителей: скорость перестает зависеть от напряженности электрического поля, т.е. выполняется условие: $\mu E = \text{const}$. Соответственно зависимость $\mu(E)$ принимает вид: $\mu \sim E^{-1}$. Насыщение скорости означает насыщение (постоянство) тока в области достаточно больших напряжений.

1.6 Электропроводность

Движение носителей в электрическом поле называют дрейфом. Плотность дрейфового тока определяется как

$$J = \sigma E, \quad (1.29)$$

где σ - удельная проводимость.

Поскольку в полупроводниках имеется два типа подвижных носителей, удельная проводимость складывается из двух составляющих - электронной и дырочной:

$$\sigma = qn\mu_n + qp\mu_p, \quad (1.30)$$

где μ_n и μ_p - подвижности соответствующих носителей.

Главной составляющей в формуле (1.30) является та, которая связана с основными носителями. Составляющая, связанная с неосновными носителями, обычно не существенна. В собственном полупроводнике обе составляющие равноценны, т.е. $n=p=n_i$. Тогда

$$\sigma_i = qn_i(\mu_n + \mu_p). \quad (1.31)$$

Удельная проводимость зависит от ширины запрещенной зоны. Поскольку ширина запрещенной зоны в полупроводниках меняется в широком диапазоне, то вследствие этого в значительной мере меняется их удельная проводимость. По этой причине полупроводники классифицируют как вещества, имеющие при комнатной температуре удельную проводимость от 10^{-8} до $10^6 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, которая зависит в сильной степени от вида и количества примесей, структуры вещества, и внешних условий: температуры, электрических и магнитных полей и т.д. Для диэлектриков $\sigma < 10^6 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, для металлов $\sigma > 10^6 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$.

Для оценки удельной проводимости, а значит, и дрейфового тока необходимо, прежде всего, знать концентрации электронов и дырок. В рабочем температурном диапазоне примесных полупроводников (он ограничен снизу температурой полной ионизацией примесей, для кремния - 70-100°С, а сверху - критической температурой, при которой примесный полупроводник превращается собственный) можно считать, что концентрация основных носителей равна концентрации примесей, т.е. $n = N_d$, $p = N_a$. Тогда для примесных полупроводников - электронного и дырочного - пренебрегая в выражении (1.30) составляющими, связанными с неосновными носителями, получаем

$$\sigma_n = qN_d\mu_n \quad (1.32a)$$

$$\sigma_p = qN_a\mu_p \quad (1.32б)$$

Температурная зависимость собственной проводимости определяется температурной зависимостью собственной концентрации n_i (1.15). Эта зависимость очень сильная - экспоненциальная. Для примесных полупроводников в рабочем диапазоне температур концентрации N_d и N_a можно считать постоянными, следовательно, температурная зависимость проводимости определяется температурной зависимостью подвижности. Таким образом, зависимость проводимости от температуры для примесных полупроводников несравненно слабее, чем для собственного. Кроме того, проводимость с ростом температуры не увеличивается, а уменьшается.

Величина, обратная удельной проводимости, называется удельным сопротивлением:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\sigma_n + \sigma_p}. \quad (1.32в)$$

Здесь ρ – удельное сопротивление, обычно измеряемое в единицах [Ом·см].

Для типичных полупроводников, используемых в производстве интегральных схем, величина удельного сопротивления находится в диапазоне $\rho = (1 \div 10) \text{ Ом} \cdot \text{см}$.

В отраслевых стандартах для маркировки полупроводниковых пластин обычно используют следующее сокращенное обозначение типа: КЭФ-4,5. В этих обозначениях первые три буквы обозначают название полупроводника, тип проводимости, наименование легирующей примеси. Цифры после букв означают удельное сопротивление, выраженное во внесистемных единицах, – Ом·см. Например, ГДА-0,2 – германий, дырочного типа проводимости, легированный алюминием, с удельным сопротивлением $\rho = 0,2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$; КЭФ-4,5 – кремний, электронного типа проводимости, легированный фосфором, с удельным сопротивлением $\rho = 4,5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$.

1.7 Рекомбинация носителей

Общие сведения. Процессы генерации и рекомбинации носителей заряда неотъемлемы друг от друга, хотя и противоположны по содержанию, причем доминирующим в этих процессах является генерация, которая связана с воздействием таких факторов, как нагревание, освещение или облучение. Рекомбинация представляет собой внутреннюю реакцию системы на появление и возрастание числа носителей. Рекомбинация, противодействуя накоплению носителей, обуславливает их равновесные концентрации. Она лежит в основе фундаментального соотношения (1.16). Не меньшую роль играет рекомбинация в нестационарных процессах; благодаря ей свободные носители имеют конечное время жизни, и этот параметр во многом определяет длительность переходных процессов. Поэтому изучение механизма рекомбинации и ее количественных закономерностей необходимо для понимания и использования многих важнейших явлений в полупроводниках и в интегральных микросхемах.

Механизм рекомбинации. Различают непосредственную рекомбинацию, рекомбинацию на примесных центрах и поверхностную рекомбинацию.

Непосредственной рекомбинацией называют переход электрона из зоны проводимости непосредственно в валентную зону, где он занимает один из валентных уровней, т.е. "уничтожает" дырку. При этом должна выделяться энергия, равная ширине запрещенной зоны – $q\varphi_z$, т.е. такая же, какая была ранее затрачена на перевод электрона из валентной зоны в зону проводимости. Энергия может выделяться либо в виде фотона (излучательная рекомбинация), либо энергия передается кристаллической решетке, при этом образуются фононы (безызлучательная рекомбинация). В большинстве полупроводников, в том числе и в кремнии, вероятность излучательной рекомбинации на несколько порядков меньше, чем безызлучательной. Вероятность непосредственной рекомбинации свободного электрона со свободной дыркой очень мала, поскольку сравнительно большая энергия $q\varphi_z$ (порядка 1эВ) редко может воплотиться в одном фононе, а ее одновременное распределение между двумя фононами маловероятно.

Таким образом, непосредственная рекомбинация в целом не является главным механизмом рекомбинации в полупроводниках.

Главную роль следует отвести механизму рекомбинации с помощью центров рекомбинации, которые часто называют "ловушками". Напомним, что ловушка описывается совокупностью энергетических уровней, расположенных глубоко в запрещенной зоне, близко к ее середине, Данный вид рекомбинации – двухэтапный: сначала электрон переходит из зоны проводимости на уровень ловушки, а затем с уровня ловушки в валентную зону. На каждом этапе выделяется энергия, близкая к значению $\frac{1}{2}q\varphi_z$, т.е. вдвое меньше чем при непосредственной рекомбинации. Это обстоятельство резко повышает вероятность передачи энергии фонону, что и объясняет преимущественное значение данного механизма рекомбинации.

Роль ловушек могут играть примесные атомы, различные подвижные частицы и дефекты кристаллической решетки. Поэтому повышенная

скорость рекомбинации свойственная, в частности, поликристаллам, у которых внутренние грани составляющих их микрокристаллов образуют своеобразные дефекты решетки, и приповерхностным слоям любого монокристаллического полупроводника, где неизбежны нарушения периодичности решетки и разрывы ковалентных связей.

Рассмотрим количественные закономерности процессов рекомбинации и генерации носителей, причем сначала для простоты будем предполагать непосредственную рекомбинацию.

Непосредственная рекомбинация (равновесное состояние).

Вероятность непосредственной рекомбинации электрона с одной из дырок в единицу времени при единичной концентрации дырок можно записать следующим образом:

$$r = \sigma_{\text{эфф}} U_T, \quad (1.33)$$

где $\sigma_{\text{эфф}}$ – эффективное сечение захвата, оно характеризует тот объем вокруг дырки, попав в который, электрон неизбежно притянется к ней, несмотря на инерцию своего движения; U_T – средняя тепловая скорость электрона.

Очевидно, что неподвижный электрон никогда не встретится с дыркой; чем больше скорость электрона, тем более вероятна такая "встреча".

Величину r называют коэффициентом рекомбинации. Размерность коэффициента рекомбинации ($\text{см}^3/\text{с}$) соответствует данному определению.

Для дальнейших рассуждений обозначим:

n_0 – концентрация электронов в равновесном состоянии, т.е. число электронов в единице объема;

p_0 – концентрация дырок в равновесном состоянии.

Умножив коэффициент r на концентрацию дырок, т.е. rp_0 , получим полную вероятность рекомбинации электрона в единицу времени с любой из имеющихся дырок. Обратная величина будет средним интервалом между

актами рекомбинации, т.е. средним времени жизни электронов при непосредственной рекомбинации:

$$\tau_n = \frac{1}{rp_0} \quad (1.34a)$$

Путем аналогичных рассуждений получаем среднее время жизни дырки:

$$\tau_p = \frac{1}{rn_0} \quad (1.34б)$$

Если умножить вероятность рекомбинации одного электрона rp_0 на концентрацию электронов n_0 , получится общее количество актов рекомбинации в единицу времени и в единице объема, т.е. *скорость непосредственной рекомбинации* в равновесном состоянии:

$$R_0 = rn_0p_0 \quad (1.35)$$

Как видно из (1.34a) и (1.34б) равновесные времена жизни электронов и дырок в общем случае резко различны. Это объясняется тем, что скорости рекомбинации обоих носителей одинаковы (так как они рекомбинируют парами), а концентрации n_0 и p_0 могут различаться на несколько порядков, причем время жизни неосновных носителей всегда меньше, чем основных.

Заменяя в правой части (1.35) произведение rn_0 на величину $1/\tau_p$ или rp_0 на $1/\tau_n$, запишем скорости рекомбинации еще в одной распространенной форме.

$$R_0 = \frac{p_0}{\tau_p} = \frac{n_0}{\tau_n} \quad (1.36)$$

Следовательно, в равновесном состоянии должно выполняться соотношение (1.36).

Неравновесное состояние. В неравновесном состоянии, когда скорости генерации рекомбинации неодинаковы, происходит накопление (или

рассасывание) неравновесных носителей со скоростью, определяемой разностью $G - R$, где G – скорость генерации:

$$\frac{dn}{dt} = G_n - rnp; \quad (1.37a)$$

$$\frac{dp}{dt} = G_p - rnp; \quad (1.37b)$$

где G_n и G_p – скорости генерации электронов и дырок, rnp – скорость рекомбинации.

Неравновесные концентрации n и p можно представить в виде:

$$n = n_0 + \Delta n; \quad p = p_0 + \Delta p, \quad (1.38)$$

где Δn , Δp – избыточные концентрации.

Для сохранения нейтральности полупроводника избыточные концентрации электронов и дырок должны быть одинаковыми:

$$\Delta n = \Delta p \quad (1.39a)$$

Более того, при изменениях избыточных концентраций нейтральность тоже должна сохраняться; отсюда – условие равенства скоростей изменения концентраций:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt} \quad (1.39b)$$

Следовательно, должно иметь место равенство $G_n = G_p$, т.е. скорости генерации электронов и дырок одинаковы. Из выражений (1.39) следует, что *анализировать* порознь поведение избыточных электронов и избыточных дырок не имеет смысла, так как функции $\Delta n(t)$ и $\Delta p(t)$ совпадают. Поэтому ниже рассматривается только поведение электронов:

$$\frac{dn}{dt} = G - rnp \quad (1.40)$$

Запишем скорость генерации в виде:

$$G = G_0 + \Delta G = rn_0p_0 + \Delta G, \quad (1.41)$$

где G_0 – равновесное значение, равное равновесной скорости рекомбинации (1.35).

Преобразуем рекомбинационный член в правой части (1.40), подставляя (1.38) и учитывая (1.39):

$$rnp = r[n_0p_0 + \Delta n \cdot (n_0 + p_0) + \Delta n^2]$$

Положим $\Delta n \ll n_0 + p_0$; это дает основание пренебречь членом Δn^2 . Далее концентрации n_0 и p_0 в круглых скобках выразим через времена жизни с помощью (1.34), тогда

$$rnp = rn_0p_0 + \Delta n \cdot \left(\frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_n} \right)$$

Введем эквивалентное время жизни избыточных носителей:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_p} + \frac{1}{\tau_n} \quad (1.42)$$

После этого скорость рекомбинации запишется следующим образом:

$$rnp = rn_0p_0 + \frac{\Delta n}{\tau}$$

Подставляя в (1.40) полученное значение rnp , а также скорость генерации из (1.41), получаем уравнение накопления избыточных носителей в виде:

$$\frac{dn}{dt} = \Delta G - \frac{\Delta n}{\tau} \quad 1.43a)$$

Если принять $\Delta G = 0$, получаем уравнение рассасывания:

$$\frac{dn}{dt} = - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (1.43б)$$

Из структуры выражения (1.42) следует, что величина τ ближе к меньшему из двух времен жизни τ_n и τ_p . Например, для электронного полупроводника, у которого $n_0 \gg p_0$ и $\tau_n \gg \tau_p$, получаем $\tau \approx \tau_p$; для

дырочного полупроводника, наоборот, $\tau \approx \tau_n$. Следовательно, эквивалентное время жизни избыточных носителей определяется временем жизни неосновных носителей.

Если $\Delta G = const$ (ступенчатое изменение скорости G), то решением уравнения (1.43а) будет экспоненциальная функция

$$\Delta n(t) = \Delta g \cdot \tau + [\Delta n(0) - \Delta g \cdot \tau] \cdot e^{-t/\tau}, \quad (1.44a)$$

где $\Delta n(0)$ – начальное значение избыточной концентрации. Решением уравнения рассасывания (1.43б) также является экспоненциальная функция:

$$\Delta n(t) = \Delta n(0) \cdot e^{-t/\tau} \quad (1.44б)$$

Зависимость (1.44б) позволяет определить τ как интервал, в течение которого концентрация уменьшится в e раз. Уравнение рассасывания и его решение лежат в основе измерений времени жизни τ . Для этого величину Δn измеряют в разные моменты времени t_1 и t_2 ; тогда из (1.44б) следует:

$$\tau = \frac{t_2 - t_1}{\ln \frac{\Delta n(t_1)}{\Delta n(t_2)}} \quad (1.45)$$

Рекомбинация на ловушках. При ловушечном механизме рекомбинации скорость рассасывания избыточных носителей описывается формулой Шокли-Рида:

$$\frac{dn}{dt} = - \frac{np - n_0 p_0}{(n + n_t) \cdot \tau_p + (p + p_t) \cdot \tau_n} \quad (1.46)$$

Здесь n_t и p_t – параметры с размерностью концентрации, зависящие от расположения уровня ловушек в запрещенной зоне. Они выражаются формулами:

$$n_t = N_C \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_c - \varphi_t}{\varphi_T}\right), \quad (1.47a)$$

$$p_t = N_v \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_t - \varphi_v}{\varphi_T}\right), \quad (1.476)$$

у которых φ_t – потенциал уровня ловушек.

Концентрации n_t и p_t на несколько порядков меньше концентрации основных носителей. Однако собственную концентрацию они могут превышать в десятки раз.

τ_p и τ_n – времена жизни неосновных носителей:

$$\tau_n = \frac{1}{r_n \cdot N_t}; \quad (1.48a)$$

$$r_p = \frac{1}{r_p \cdot N_t}, \quad (1.48b)$$

где N_t – концентрация ловушек, r_p и r_n – коэффициенты рекомбинации для дырок и электронов.

Формулы (1.48) имеют ту же структуру, что и (1.34). Однако при непосредственной рекомбинации времена жизни отличались из-за различия в концентрациях носителей, а в данном случае они отличаются из различия в коэффициентах рекомбинации.

Приравнивая (1.46) и (1.43б), можем легко получить время жизни носителей. Подставляя значения n и p из (1.38), учитывая (1.39а) и полагая $\Delta n \ll n_0 + n_t$ и $\Delta p \ll p_0 + p_t$, получаем:

$$\tau = \frac{n_0 + n_t}{n_0 + p_0} \tau_p + \frac{p_0 + n_t}{n_0 + p_0} \tau_n \quad (1.49)$$

Для электронного полупроводника при выполнении свойственных ему неравенств $n_0 \gg p_0$ и $n_0 \gg n_t, p_t$ из (1.49) следует $\tau = \tau_p$. Для дырочного полупроводника при выполнении аналогичных неравенств следует: $\tau = \tau_n$. Следовательно, при ловушечной рекомбинации, как и при

непосредственной, *время жизни избыточных носителей определяется временем жизни неосновных носителей.*

Зависимость времени жизни от концентрации ловушек следует из выражений (1.48); чем больше концентрация ловушек, тем меньше время жизни.

Зависимость времени жизни от концентрации примеси рассмотрим на примере электронного полупроводника, у которого время жизни характеризуется первым слагаемым в правой части (1.49):

$$\tau = \frac{n_0 + n_t}{p_0 + n_0} \cdot \tau_p \quad (1.50)$$

Если концентрация доноров достаточно велика, то $n_0 \gg p_0, n_t$. Тогда время жизни не зависит от концентрации примеси: $\tau = \tau_p$. С уменьшением концентрации доноров неравенство $n_0 \gg n_t$ нарушается, и время жизни растет. В пределе, когда концентрация доноров приближается к нулю, полупроводник становится собственным и время жизни достигает максимального значения:

$$\tau \approx \frac{n_t}{2 \cdot n_i} \tau_p \gg \tau_p \quad (1.51)$$

Аналогичные результаты получаются и для дырочного полупроводника.

Следовательно, *у сильно легированных полупроводников время жизни меньше, чем у слабо легированных и собственных полупроводников.*

Зависимость времени жизни от температуры также следует из (1.49). Так, у электронного полупроводника, у которого при сравнительно "комнатных" температурах $n_0 = N_D = const$, зависимость $\tau(T)$ будет обусловлена функцией $n_t(T)$. Согласно (1.47), с ростом температуры концентрация n_t растет; следовательно, будет увеличиваться и время жизни. В области низких температур, когда $n_t > n_0$, зависимость $\tau(T)$ проявляется

слабо. Она становится существенной при температурах, соответствующих условию $n_i \approx n_0$ или, что то - же самое, $\varphi_F = \varphi_i$. При еще более высоких температурах, когда $n_i \gg n_0$, время жизни носителей возрастает столь же сильно (экспоненциально), как и концентрация n_i . В интервале $\pm 60^\circ \text{C}$ изменения времени жизни могут достигать 1-2 порядков. В области сверхкритических температур концентрация n_0 начинает увеличиваться, соответственно рост функции $\tau(T)$ замедляется, а затем переходит в спад. Аналогичные выводы относятся и к дырочным полупроводникам.

Из сказанного следует, что в полупроводниках с большой концентрацией примеси, т.е. с меньшим удельным сопротивлением, зависимость времени жизни от температуры сдвигается в область более высоких температур, а значит, в рабочем диапазоне она менее существенна.

Все рассмотренные зависимости приходится учитывать при анализе, как твердотельных элементов, так и электронных схем с их использованием.

Поверхностная рекомбинация. Физические процессы на поверхности полупроводника оказывают большое влияние на электрические характеристики и параметры полупроводниковых приборов и интегральных микросхем. Конструкция полупроводниковых кристаллов современных приборов и интегральных микросхем характеризуется очень малыми (1...3мкм) расстояниями активных областей, в которых происходит преобразование электрических сигналов, от поверхности кристалла. В полевых транзисторах важнейшие физические процессы, определяющие их принцип действия и электрические параметры, протекают непосредственно в приповерхностном слое.

Структура поверхности полупроводников характеризуется большим числом различных дефектов: вакантных узлов, примесей и различных адсорбированных веществ. Атомы полупроводника на поверхности имеют свободные химически активные валентные связи и при воздействии атмосферы вступают в реакцию с кислородом и парами воды, образуя

различные оксиды и гидраты. Кроме того, сама граница раздела является нарушением пространственной периодичности кристаллической решетки, т.е. представляет собой дефект. В результате в приповерхностном слое появляются энергетические уровни, расположенные в запрещенной зоне. Состояния, соответствующие этим уровням, представляют собой поверхностные ловушки. Захватывая подвижные носители заряда, они могут превращаться в положительные и отрицательные ионы, образуя поверхностный заряд.

Измерения показывают, что даже для чистых поверхностей плотность ловушек составляет 10^{15}см^{-2} . В реальных приборах на поверхность полупроводника наносятся тонкие диэлектрические пленки, и производится специальная термическая обработка с целью улучшения и стабилизации параметров приборов, а также защиты поверхности.

Свободные носители, движущиеся в приповерхностном слое, испытывают рассеяние на большом числе дефектов, расположенных у поверхности. Поэтому подвижность носителей вблизи поверхности ниже, чем в объеме. Для электронов в кремнии она составляет не более $500\dots700\dots\text{см}^2/(\text{вс})$, для дырок $200\dots300\dots\text{см}^2/(\text{вс})$, что в два раза меньше, вдали от поверхности.

Поверхностные ловушки могут принимать участие в процессе рекомбинации, что количественно оценивается с помощью специального параметра – скорости поверхностной рекомбинации S (см/с). Если у поверхности существует избыточная концентрация неосновных носителей, то ее произведение на скорость поверхностной рекомбинации S (см/с) дает число носителей, рекомбинирующих в единицу времени на единице поверхности.

Величина S зависит от качества обработки поверхности и наличия на ней защитных покрытий. В кремнии S изменяется от 50см/с для травленной поверхности до 10^4 см/с для шлифованной. На поверхности окисленного кремния $S < 10\text{см/с}$.

Поверхностная рекомбинация влияет на объемную концентрацию неравновесных носителей только в приповерхностном слое, толщина которого приблизительно равна диффузионной длине неосновных носителей. В этом случае поверхностную рекомбинацию можно учесть, если вместо объемного времени жизни использовать эффективное время жизни $\tau_{эфф}$ неравновесных носителей. В отличие от объемного времени жизни $\tau_{эфф}$ является интегральным параметром, характеризующим свойства приповерхностного слоя в целом, зависящим от его размеров, геометрии, граничных условий и от рассматриваемых процессов. Важнейшими для многих приборов (диодов, биполярных транзисторов и др.) являются процессы накопления и рассасывания неосновных носителей в слое, определяющие быстродействие.

Поверхностные ловушки принимают участие и в процессе генерации. Пусть в начальный момент концентрация неосновных носителей у поверхности меньше равновесной. Тогда генерация будет преобладать над рекомбинацией, причем число неосновных носителей, образующихся на единице поверхности в единицу времени пропорциональна S . Концентрация неосновных носителей возрастает, стремясь к равновесной концентрации.

В принципе, процессы рекомбинации в приповерхностном слое полупроводника не отличаются от процессов в объеме. Однако приповерхностный слой имеет особую зонную структуру (1.3г), а значит и количественно иные параметры, чем в объеме.

Это нельзя не учитывать при анализе и проектировании полупроводниковых приборов и ИС, тем более, что активные области ИС расположены вблизи поверхности.

Учитывая специфику приповерхностного слоя, обозначим поверхностное время жизни носителей через τ_s , а объемное – через τ_v .

Если рабочий участок элемента ИС расположен полностью в приповерхностном слое или полностью в объеме кристалла, то при анализе нужно использовать соответственно параметр τ_s или τ_v . Однако, если (как

обычно бывает), рабочий участок выходит на поверхность, т.е. частично расположен в объеме, а частично в приповерхностном слое, то принято пользоваться так называемым эффективным временем жизни τ , которое определяется следующим образом:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_S} + \frac{1}{\tau_v} \quad (1.51)$$

Именно этот параметр имеют в виду, когда анализируют транзисторы и другие элементы ИС.

Поскольку, как правило, $\tau_S < \tau_v$ (из-за большей концентрации ловушек вблизи поверхности), то эффективное время жизни ближе к величине τ_S . Последнее, однако, труднее поддается расчету и измерению, чем τ_v . Поэтому широкое распространение получил особый параметр – *скорость поверхностной рекомбинации* S (см/с), которая легче поддается измерению, чем время жизни τ_S . Скорость поверхностной рекомбинации существенно зависит от способа и качества обработки поверхности кристалл. Физический смысл параметра S состоит в следующем. Если избыточная концентрация носителей создана вблизи приповерхностного слоя (где интенсивность рекомбинации выше, чем в объеме полупроводника), то значительная часть избыточных носителей направится к поверхности, чтобы скомпенсировать убыль носителей в приповерхностном слое. Следовательно, между объемом и приповерхностным слоем возникнет поток носителей, скорость которого и определяется параметром S .

Связь между скоростью поверхностной рекомбинации S и приповерхностным временем жизни τ_S в общем случае установить трудно. Эта задача решена только в двух частных случаях: для бруска бесконечной длины и для тонкой пластинки, у которой толщина равна d и площадь бесконечно большая. В последнем случае, практически наиболее интересном случае получается соотношение

$$\tau_S = \frac{d^\eta}{4\eta D}, \quad (1.52)$$

где D – коэффициент диффузии носителей, а величина η определяется трансцендентным уравнением

$$\eta \cdot \operatorname{tg} \eta = \frac{Sd}{2D} \quad (1.53)$$

При условии $S < \frac{D}{d}$ соотношение между величинами S и τ_S переходит в явное

$$\tau_S = \frac{d}{2S} \quad (1.54)$$

1.8 Законы движения носителей в полупроводниках

В общем случае движение носителей в полупроводниках обусловлено двумя процессами: *диффузией* под действием градиента концентраций и *дрейфом* под действием градиента потенциала в электрическом поле. Поскольку в полупроводниках мы имеем дело с двумя типами носителей – дырками и электронами, полный ток состоит из четырех составляющих:

$$j = (j_n)_{др} + (j_n)_{диф} + (j_p)_{др} + (j_p)_{диф}, \quad (1.55)$$

где индексы "др" и "диф" относятся соответственно к дрейфовым и диффузионным составляющим тока.

При анализе удобнее пользоваться не токами, а плотностями токов j , что и сделано в формуле (1.55).

Плотности дрейфовых составляющих тока пропорциональны градиенту электрического потенциала φ , т.е. напряженности электрического поля E . В одномерном случае, когда движение носителей происходит только вдоль оси X , имеем:

$$(j_p)_{др} = -q p \mu_p \frac{\partial \varphi}{\partial x} = q p \mu_p E; \quad (1.56a)$$

$$(j_n)_{др} = -qn\mu_n \frac{\partial \varphi}{\partial x} = qn\mu_n E. \quad (1.56б)$$

Для диффузионных составляющих нужно вместо градиента электрического поля потенциала использовать градиенты химического потенциала соответствующих носителей. Химические потенциалы – это вторые слагаемые в правых частях формул ($\varphi_F = \varphi_E + \varphi_T \ln \frac{n}{n_i}$ и $\varphi_F = \varphi_E - \varphi_T \ln \frac{p}{n_i}$).

Продифференцируем эти слагаемые по x и подставим результаты вместо величины E в выражения (1.56). Тогда диффузионные составляющие токов запишутся следующим образом:

$$(j_n)_{диф} = q\mu_n \varphi_T \frac{dn}{dx} = qD_n \frac{dn}{dx}; \quad (1.57а)$$

$$(j_p)_{диф} = -q\mu_p \varphi_T \frac{dp}{dx} = -qD_p \frac{dp}{dx}. \quad (1.57б)$$

Константы D_n и D_p , которые вошли в выражения (1.57) называются коэффициентами диффузии электронов и дырок. Эти величины играют при диффузии ту же роль, что и подвижности при дрейфовом механизме движения. Связь между коэффициентами диффузии и подвижностями выражается *формулой Эйнштейна*:

$$D = \varphi_T \cdot \mu. \quad (1.58)$$

Сравнивая выражения (1.56) и (1.57), можно заметить, что дрейфовые составляющие токов пропорциональны концентрации носителей, тогда как диффузионные не зависят от концентраций, а определяются только *градиентами концентраций*.

Выражения (1.56) и (1.57) говорят о том, что для оценки полного тока (1.55) необходимо знать концентрации носителей и напряженность поля.

В общем случае концентрации p и n зависят от двух переменных: координаты x и времени t . Поэтому для определения токов нужно

предварительно найти функции $p(x, t)$ и $n(x, t)$. Эти функции являются решениями так называемых уравнений непрерывности потоков, которым в любой момент времени подчиняется движение носителей.

Для дырок и электронов уравнения непрерывности записываются в следующем виде:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\Delta G_p - \frac{p - p_0}{\tau_p} - \frac{1}{q} \operatorname{div}(j_p); \quad (1.59a)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\Delta G_n - \frac{n - n_0}{\tau_n} + \frac{1}{q} \operatorname{div}(j_n), \quad (1.59б)$$

где $p - p_0 = \Delta p$ и $n - n_0 = \Delta n$ – избыточные концентрации; Δg_p и Δg_n – скорости генерации под действием внешних факторов, например света.

Слагаемые в правых частях (1.59) соответствуют возможным причинам изменения концентрации носителей во времени. В частности, последние слагаемые можно рассматривать как скорости накопления или рассасывания носителей, обусловленные неравенством потоков, втекающих и вытекающих из некоторого элементарного объема.

Такое неравенство потоков характеризуется дивергенцией вектора плотности потока. В нашем случае плотность потока есть j/q . Дивергенция этого вектора в одномерном случае равна

$$\operatorname{div} \frac{j}{q} = \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left[(j)_{\text{diff}} + (j)_{\text{dr}} \right].$$

Подставляя сюда соотношения (1.56) и (1.57), получаем:

$$\frac{1}{q} \operatorname{div}(j_p) = -D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} + p \mu_p \frac{\partial E}{\partial x};$$

$$\frac{1}{q} \operatorname{div}(j_n) = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} + p \mu_n \frac{\partial E}{\partial x}.$$

С учетом этих выражений, а также при отсутствии внешних факторов ($\Delta g_n = 0$, $\Delta g_p = 0$) уравнения непрерывности (1.59) принимают следующую форму:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} - p \mu_p \frac{\partial E}{\partial x}; \quad (1.60a)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n E \frac{\partial n}{\partial x} + n \mu_n \frac{\partial E}{\partial x}. \quad (1.60b)$$

Если поле отсутствует или его ролью заведомо можно пренебречь ($E=0$), то выражения (1.60) упрощаются и носят название *уравнений диффузии*:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}; \quad (1.61a)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}. \quad (1.61b)$$

Они широко используются при анализе полупроводниковых приборов.

В тех случаях, когда полем пренебречь нельзя, пользуются полными уравнениями (1.60).

Если напряженность E меняется вдоль оси x (т.е. в полупроводнике имеется существенный объемный заряд) приходится дополнительно привлекать уравнение Пуассона, которое в одномерном случае имеет вид:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\lambda}{\varepsilon_0 \varepsilon}, \quad (1.62)$$

где λ - плотность заряда; ε_0 - электрическая постоянная; ε - относительная диэлектрическая проницаемость.

1.9 Кинетика носителей заряда в полупроводниках

Биполярная диффузия. Пусть на поверхность полупроводника падает рассеянный пучок света (рис 1.5).

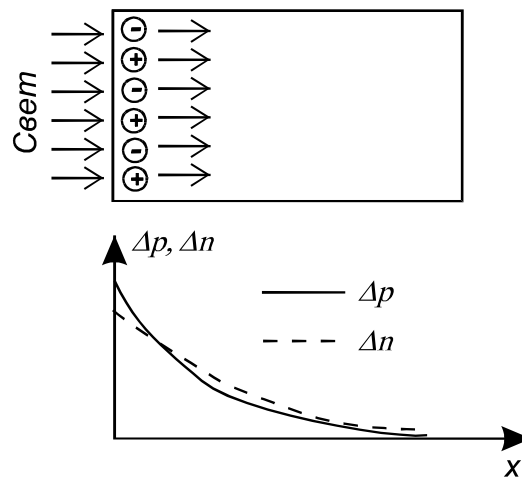


Рис. 1.5. Биполярная диффузия в полупроводнике

Тогда в тонком приповерхностном слое, в который проникает свет, будут генерироваться электронно-дырочные пары. Между поверхностью и объемом возникнут градиенты концентрации электронов и дырок, и избыточные носители начнут диффундировать в глубь полупроводника. Такое совместное движение обоих типов носителей называют *биполярной диффузией*.

Если бы подвижности (а значит, и коэффициенты диффузии) у электронов и дырок были одинаковы, то они двигались бы в виде единого нейтрального потока. На самом деле подвижности носителей различны, поэтому у электронного потока будет тенденция "обгонять" дырочный поток. В результате небольшого взаимного сдвига потоков образуется небольшой объемный заряд и соответствующее электрическое поле. Это поле тормозит поток электронов и ускоряет поток дырок. В конце концов, устанавливается стационарный режим, при котором избыточные электроны и дырки распределены в виде сдвинутых относительно друг друга "облачков", которые синхронно двигаются, так что *результрующий ток отсутствует*.

Концентрация носителей в "облачках" спадает с удалением от поверхности благодаря рекомбинации.

Описанные явления известны под названием *эффекта Дембера*, а электрическое поле и разность потенциалов, свойственные этому эффекту, называют *демберовским полем* и *демберовским напряжением*. Эффект Дембера существенен только при больших избыточных концентрациях и больших удельных сопротивлениях полупроводников.

Монополярная диффузия. На практике главную роль играет *монополярная диффузия*, характерная тем, что в приповерхностный слой полупроводника тем ли иным способом вводится только один тип носителей – неосновных (рис. 1.6). Процесс введения неосновных носителей называется *инжекцией*.

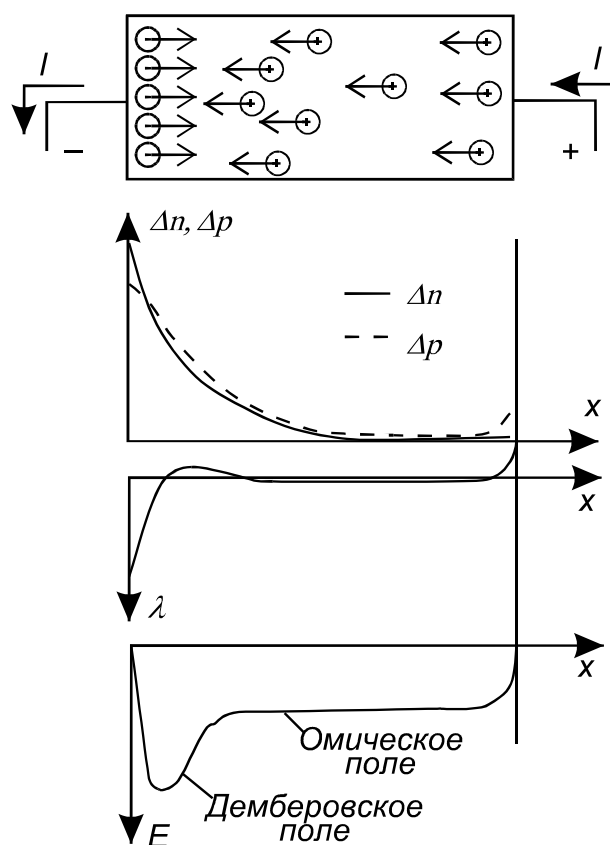


Рис. 1.6. Монополярная диффузия в полупроводнике

Пусть для определенности осуществляется инжекция электронов в дырочный полупроводник. Инжектированные электроны благодаря

градиенту концентрации будут диффундировать в глубь кристалла, т.е. появится электронный ток. Заряд избыточных электронов практически мгновенно будет компенсирован таким же зарядом дырок, притягиваемым из глубоких слоев. В результате вблизи инжектирующей поверхности образуется квазинейтральное электронно-дырочное "облачко", почти такое же, как при биполярной диффузии. Несмотря на это внешнее сходство монополярная диффузия принципиально отличается от биполярной следующими особенностями:

- наличие тока предполагает, что полупроводник является элементом замкнутой цепи; значит, помимо демберовского поля (сосредоточенного вблизи инжектирующей поверхности) во всей толще полупроводника действует "обычное" – омическое поле, обусловленное приложенным напряжением (рис. 1.6);

- потоки электронов и дырок направлены в разные стороны: электроны двигаются в глубь кристалла, а дырки в сторону инжектирующей поверхности, где происходит интенсивная рекомбинация и необходимо пополнение основных носителей;

- в связи с постоянством полного тока его электронная и дырочная составляющие меняются в разные стороны: с удалением от поверхности электронный ток убывает (из-за рекомбинации), а дырочный ток растет; поэтому вдали от поверхности дырочная составляющая – главная и имеет чисто дрейфовый характер (дырки двигаются в поле, созданном внешним напряжением); наоборот, в непосредственной близости от поверхности ток почти чисто электронный и обусловлен *диффузией*, так как напряженность поля здесь близка к нулю.

Строгое решение задачи о распределении носителей при диффузии затруднительно. Обычно эту задачу решают в так называемом диффузионном приближении и для малых избыточных концентраций, т.е. для низкого уровня инжекции.

Уровнем инжекции принято называть отношения концентраций избыточных носителей к равновесной концентрации основных носителей. В нашем случае избыточными носителями являются электроны, а основными – дырки, поэтому уровень инжекции определится как

$$\delta = \frac{\Delta n}{p_0} \approx \frac{\Delta p}{n_0} \quad (1.63)$$

Низким уровнем считается значение $\delta \ll 1$. При этом действительно неравенство

$$\Delta n \ll n_0 + p_0 \quad (1.64)$$

Условие низкого уровня инжекции обеспечивает линейность уравнений диффузии. В условиях нейтральности $\Delta n \approx \Delta p$, поэтому выражения (1.63) и (1.64) действительны для обоих типов носителей.

Если интерес представляют только избыточные концентрации (как обычно и бывает), то достаточно использовать одно из двух уравнений диффузии, поскольку второе дает такой же результат в силу условия нейтральности ($\Delta n \approx \Delta p$). На самом деле функции $\Delta n(x)$ и $\Delta p(x)$ несколько различаются из-за различия в коэффициентах диффузии, т.е. из-за эффекта Дембера. Однако в диффузионном приближении электрическими полями (в том числе и демберовским) пренебрегают.

Найдем избыточную концентрацию Δn из уравнения диффузии (1.57б). Для этого подставим $n = n_0 + \Delta n$ и опустим индекс n у коэффициента диффузии. Кроме того, поделим обе части на D . Тогда уравнение диффузии принимает вид

$$\frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{L^2} = \frac{1}{D} \cdot \frac{\partial \Delta n}{\partial t} \quad (1.65)$$

Стационарный вариант уравнения получится, если в правой части положить $\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = 0$:

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{L^2} = 0. \quad (1.66)$$

Величина L , входящая в уравнения (1.65) и (1.66), выражается следующим образом:

$$L = \sqrt{D\tau}. \quad (1.67)$$

Это – так называемая *средняя диффузионная длина*. Она характеризует то среднее расстояние, на которые носители успевают продиффундировать за время жизни. Поэтому отношение L/τ есть *средняя скорость диффузии носителей*.

Стационарное уравнение (1.66) – это обыкновенное линейное дифференциальное уравнение 2-го порядка. Его решение представляет собой сумму экспонент:

$$\Delta n(x) = A_1 e^{\frac{x}{L}} + A_2 e^{-\frac{x}{L}},$$

где коэффициенты A_1 и A_2 определяются из граничных условий. Примем $\Delta n(\infty) = 0$, т.е. предположим, что вдали от инжектирующей поверхности избыточные концентрации отсутствуют, и эта часть полупроводника находится в равновесном состоянии. При таком граничном условии $A_1 = 0$. Полагая $x = 0$, получаем $A_2 = \Delta n(0)$. Следовательно, распределение избыточной концентрации – экспоненциальное:

$$\Delta n(x) = \Delta n(0) e^{-\frac{x}{L}}. \quad (1.68)$$

Из этого выражения следует, что на расстоянии диффузионной длины избыточная концентрация уменьшается в e раз. На участке длиной $(3 \div 4) \cdot L$ концентрация уменьшится в $20 \div 50$ раз, т.е. становится пренебрежимо малой по сравнению с граничной.

Дифференцируя (1.68), получаем градиент концентрации:

$$\frac{d\Delta n}{dx} = -\frac{\Delta n(0)}{L} e^{-\frac{x}{L}} \quad (1.69a)$$

Как видим, градиент концентрации, а значит, и диффузионный ток спадают по мере удаления от поверхности в глубь кристалла. Градиент имеет максимальное (по модулю) значение при $x = 0$, т.е. на инжектирующей поверхности:

$$\left. \frac{d\Delta n}{dx} \right|_{x=0} = -\frac{\Delta n(0)}{L}. \quad (1.69b)$$

Нестационарное уравнение (1.65) – это линейное дифференциальное уравнение 2-го порядка в частных производных. Его можно решать разными способами. В инженерной практике наиболее распространен операторный метод.

При операторном методе функция времени $\Delta n(x, t)$ заменяется ее операторным изображением $\Delta n(x, s)$, а производная по времени - величиной

$$s[\Delta n(x, s) - \Delta n(x)_{t=0}], \quad (1.70)$$

где s - оператор Лапласа.

Пусть в начальный момент полупроводник находился в равновесном состоянии. Тогда в выражении (1.70) нужно положить $\Delta n(x) = 0$. После этого, заменяя в правой части (1.65) производную $\partial(\Delta n) / \partial t$ на ее изображение $s\Delta n$, получаем обыкновенное дифференциальное уравнение

$$\frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} - \frac{1}{L^2} \Delta n = \frac{s}{D} \Delta n. \quad (1.71)$$

Умножим и разделим его правую часть на τ , заменим произведение $D\tau$ на L^2 согласно (1.67) и объединим члены с Δn . В результате получаем операторное уравнение

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{1 + s\tau}{L^2} \Delta n = 0 \quad (1.72a)$$

Это же уравнение можно записать в более наглядном виде:

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{L^2(s)} = 0 \quad (1.726),$$

где введена *операторная диффузионная длина*

$$L(s) = \frac{L}{\sqrt{1 + s\tau}}. \quad (1.73)$$

Поскольку форма уравнения (1.726) совпадает с формой (1.66), то и решение для (1.726) должно по форме совпадать с (1.68):

$$\Delta n(x, s) = \Delta n(0) \exp(-x / L(s)). \quad (1.74)$$

Получилось операторное изображение искомой функции $\Delta n(x, s)$. Саму функцию (оригинал изображения) нужно искать в таблицах соответствия.

До сих пор избыточная концентрация Δn считалась положительной, поскольку в результате инжекции появляются дополнительные носители. Однако может быть и обратный процесс, когда из приповерхностного слоя полупроводника отбирается часть равновесных носителей. Такой процесс называется *экстракцией*.

Очевидно, что избыточная концентрация в случае экстракции будет отрицательной, так как количество носителей уменьшается по сравнению с равновесным состоянием. Кроме того, при экстракции возникает градиент концентрации другого знака, чем при инжекции, так что поток неосновных носителей направлен не в глубь кристалла, а к поверхности. Важной особенностью экстракции по сравнению с инжекцией является то, что избыточная концентрация оказывается ограниченной: она не может превышать значения равновесной концентрации неосновных носителей.

Комбинированное движение носителей. Если инжекция осуществляется в неоднородный полупроводник, в котором имеется внутреннее электрическое поле, то диффузия носителей будет сочетаться с дрейфом, т.е. движение будет *комбинированным*. Возникновение внутреннего электрического поля в неоднородном полупроводнике можно

объяснить следующим образом: пусть имеется дырочный полупроводник, состоящий из двух участков с разной концентрацией дырок. Очевидно, что на границе участков имеется градиент концентрации, а значит и градиент химического потенциала; следовательно, $\text{grad}(\varphi_F) \neq 0$. Такая система не равновесна: под действием градиента концентрации дырки будут диффундировать из участка с большей концентрацией в участок с меньшей концентрацией.

Если бы дырки были нейтральными частицами, процесс диффузии закончился бы выравниванием их концентраций. С учетом заряда дырок процесс протекает иначе.

На том участке, в который диффундируют дырки, накапливается положительный заряд, а на том участке, из которого дырки уходят, - отрицательный. В результате нарастает электрическое поле, препятствующее дальнейшей диффузии дырок. В конце концов, градиент химического потенциала будет компенсирован градиентом электрического потенциала, и результирующий градиент уровня Ферми делается равным нулю.

Такое равновесие, при котором имеются и градиент концентрации, и электрическое поле, но их влияние уравнивается, и направленное движение частиц отсутствует, называется *больцмановским равновесием*.

Для анализа этого случая нужно воспользоваться полным уравнением непрерывности (1.60). Если закон распределения примеси в неоднородном полупроводнике близок к экспоненциальному закону, то внутреннее электрическое поле является однородным, т.е. $E = \text{const}$. Воспользуемся этим для анализа комбинированного движения. Поскольку в области однородного поля нет объемных зарядов, следует в уравнении (1.60) положить $\partial E / \partial x = 0$. По той же причине можно считать полупроводник нейтральным и, следовательно, избыточные концентрации Δn и Δp одинаковыми. Это значит, что можно использовать одно из уравнений непрерывности. Считая полупроводник дырочным, выберем уравнение (1.60б) для неосновных

носителей - электронов. Наконец, ограничимся стационарным режимом, т.е. положим $\partial n/\partial t=0$. С учетом всех этих оговорок уравнение (1.60б) после деления обеих его частей на величину D и с учетом соотношения $D = \mu\varphi_T$ приводится к виду

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + \frac{E}{\varphi_T} \cdot \frac{d\Delta n}{dx} - \frac{\Delta n}{L^2} = 0 \quad (1.75)$$

Введем безразмерный коэффициент поля, характеризующий напряженность E :

$$\theta = \frac{EL}{2\varphi_T}. \quad (1.76)$$

С использованием этого коэффициента дифференциальное уравнение принимает следующий вид:

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} + 2\frac{\theta}{L} \cdot \frac{d\Delta n}{dx} - \frac{\Delta n}{L^2} = 0. \quad (1.77)$$

Решение для (1.77) будет таким же, как (1.68), но диффузионная длина L заменяется на величину

$$L_z = \frac{L}{\sqrt{\theta^2 + 1 + \theta}}, \quad (1.78)$$

т.е.

$$\Delta n(x) = \Delta n(0) \exp\left(-\frac{x}{L_z}\right). \quad (1.79)$$

Формула (1.79) выведена применительно к дырочному полупроводнику, у которого неосновные носители – электроны. Для электронного полупроводника, у которого неосновные носители – дырки, в знаменателе должен стоять минус.

Величину L_z называют *глубиной затягивания*. При комбинированном движении она играет ту же роль, что и длина диффузии при чисто диффузионном движении. Однако количественно эти два параметра

различаются; а именно, если поле *ускоряющее* (для электронов это значит $E < 0$ и $\theta < 0$), то $L_z > L$, т.е. носители проникают в кристалл глубже, чем в отсутствие поля. При тормозящем поле, наоборот, $L_z < L$ и носители проникают в кристалл на меньшую глубину.

Условие почти чисто диффузионного движения является $\theta < 0,2 \div 0,3$, а условие почти чисто дрейфового $\theta > 2 \div 3$.

1.10 Эффект поля

Эффектом поля называют *изменение концентрации носителей, а значит проводимости в приповерхностном слое полупроводника под действием электрического поля.*

Слой с повышенной (по сравнению с объемом) концентрацией основных носителей называют *обогащенным*, а слой с пониженной их концентрацией – *обедненным*.

Сущность эффекта. Пусть между металлической пластинкой и полупроводником, разделенными диэлектриком (например, воздухом), задано напряжение U (рис. 1.7).

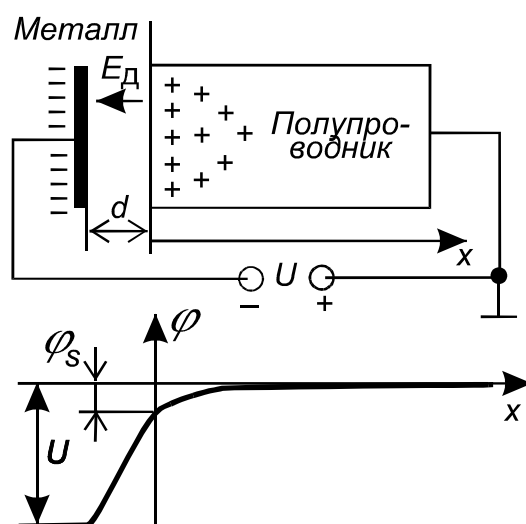


Рис. 1.7. Эффект поля

Ясно, что в системе металл-диэлектрик-полупроводника (МДП) протекание тока невозможно. Поэтому такая система равновесна и представляет собой своеобразный конденсатор, у которого одна из обкладок

полупроводниковая. На этой обкладке будет наведен такой же заряд, как и на металлической обкладке. Однако в отличие от металла *заряд в полупроводнике не сосредотачивается на поверхности, а распространяется на некоторое расстояние в глубь полупроводника.*

Электрическое поле, созданное напряжением U , распределяется между диэлектриком и полупроводником. Поле в диэлектрике E_0 постоянное (так как в диэлектрике нет объемных зарядов), а поле в полупроводнике заведомо непостоянное, так как заряд спадает от поверхности в глубь полупроводника.

Заряд в полупроводнике зависит от полярности приложенного напряжения. При отрицательной полярности наведенный заряд положительный. В дырочном полупроводнике положительный заряд обусловлен дырками, которые притянулись к поверхности, а в электронном полупроводнике – ионами доноров, от которых оттолкнулись электроны. Значит, в первом случае происходит *обогащение*, а во втором случае – *обеднение* приповерхностного слоя основными носителями. При положительной полярности напряжения, наоборот, в электронном полупроводнике происходит обогащение приповерхностного слоя электронами, а в дырочном – обеднение дырками и "обнажение" отрицательных ионов акцепторов.

Протяженность подвижных зарядов в обогащенном слое называют *длиной Дебая* или *дебаевской длиной*. Дебаевскую длину определяют также как *глубину проникновения электрического поля* в полупроводник.

Протяженность неподвижных зарядов ионов называют глубиной обедненного слоя.

Обогащенные и обедненные слои оказываются тем тоньше, чем больше концентрация примеси, а значит, концентрация основных носителей, т.е. тонкие слои свойственны низкоомным полупроводникам, а толстые – высокоомным.

Если принять потенциал в объеме полупроводника равным нулю, то потенциал поверхности будет отличен от нуля благодаря наличию зарядов между объемом и поверхностью. Разность потенциалов между поверхностью и объемом называют поверхностным потенциалом и обозначают через φ_S (рис. 1.7).

Следует отметить, что в отсутствие внешнего напряжения поверхностный потенциал не падает до нуля, а имеет конечную равновесную величину φ_{SO} . Она обусловлена наличием поверхностных состояний, которые способны захватывать или отдавать электроны на сравнительно длительное время. На величину φ_{SO} влияет также контактная разность потенциалов *между металлом и полупроводником*.

Поле в диэлектрике возрастает при уменьшении расстояния d (рис.1.7) и может наступить пробой диэлектрика. При этом структура МДП перестает быть аналогом конденсатора: обмен носителями через диэлектрик вызывает протекание тока, а значит, нарушает равновесное состояние. Наличие тока приводит к уменьшению зарядов на "обкладках" вплоть до их полного исчезновения при соприкосновении металла с полупроводником, когда в системе протекает обычный ток проводимости.

Эффект поля в собственном и примесном полупроводниках. В собственном полупроводнике длина Дебая определяется как

$$l_{Di} = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0\varphi_T}{2qn_i}}, \quad (1.80)$$

где n_i – собственная концентрация.

Особенностью эффекта поля в примесных полупроводниках по сравнению с собственным полупроводником является возможность получения как обогащенных, так и обедненных слоев.

Режим обогащения соответствует такой полярности приложенного напряжения, при которой основные носители притягиваются к поверхности. При этом дебаевская длина имеет вид

$$l_D = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0\varphi_T}{qN}}, \quad (1.81)$$

где N – концентрация ионизированной примеси (донорной или акцепторной).

Поскольку $N \gg n_i$, дебаевская длина значительно меньше, чем в собственном полупроводнике. Кроме того, она практически не зависит от материала. Полагая $N = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, получаем из (1.81) типичное значение $l_D \approx 0,04 \text{ мкм}$. Как видим, поле проникает в примесные полупроводники на ничтожную глубину.

Если применить формулу (1.81) к металлам (хотя это не совсем правомерно), то при свойственных им огромным концентрациям свободных носителей $10^{22} - 10^{23} \text{ см}^{-3}$ дебаевская длина лежит в пределах десятых долей нанометра.

Режим обеднения соответствует такой полярности приложенного напряжения, при которой основные носители отталкиваются от поверхности. В этом случае поверхностный потенциал может иметь гораздо большие значения, чем в режиме обогащения. Протяженность обедненного слоя определяется как

$$l_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0|\varphi_s|}{qN}}. \quad (1.82)$$

Хотя структура выражений (1.81) и (1.82) одинакова, между ними есть и существенная разница: дебаевская длина зависит только от свойств материала, тогда как протяженность обедненного слоя зависит еще и от приложенного напряжения, поскольку от него зависит потенциал φ_s . Обычно величина l_0 в несколько раз превышает величину l_D .

С ростом напряжения основные носители продолжают отталкиваться (а обедненный слой расширяться), но одновременно к поверхности притягиваются неосновные носители. Когда нарастающий заряд неосновных

носителей превысит заряд оставшихся основных, *изменится тип проводимости приповерхностного слоя*. Этот случай характеризуют термином инверсия типа проводимости, а слой, образованный неосновными носителями, называют *инверсионным слоем*.

ГЛАВА 2. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ

2.1 Основные определения

Электрическим переходом называется переходной слой между областями твердого тела с различными типами электропроводности или разными значениями удельной проводимости. Электрические переходы используются практически во всех полупроводниковых приборах и являются их важнейшими структурными элементами. Физические процессы в переходах лежат в основе принципа действия большинства полупроводниковых приборов.

Переход между областями полупроводника с электропроводностью p - и n – типа называют *электронно-дырочными или p - n переходами*. Чаще всего эти области создают в монокристалле полупроводника, используя различные технологические методы легирования, т.е. контролируемого введения примесей. Параметры и характеристики p – n переходов определяются распределением концентраций примесей и геометрией областей.

Поверхность, разделяющая области с дырочной и электронной проводимостью, называется *металлургической границей* перехода. Если она плоская, то и p - n -переход называется плоским. В реальных переходах имеются неплоские краевые эффекты, однако, если они слабо влияют на электрические параметры, то p - n -переход считают приближенно плоским и движение носителей заряда, изменение электрического поля и потенциала рассматриваются только вдоль одной координаты x , перпендикулярной металлургической границе.

Переходы между областями с различной концентрацией примесей одного типа называют электронно-электронными (n^+ - n) или дырочно-дырочными (p^+ - p). При этом сильнолегированную область с высокой концентрацией примесей (различие более, чем на порядок) отмечают значком «+» при букве, обозначающей проводимость.

Переходы между различными полупроводниками, отличающимися шириной запрещенной зоны, называют *гетеропереходами*. Полупроводники должны иметь близкие кристаллические структуры. Гетеропереходы могут быть типов p-n, n⁺-n и p⁺-p. Гетеропереходы широко применяются в излучающих и фотоэлектрических приборах (светодиоды, фотодиоды и др.). Свойство односторонней инжекции в p-n-гетеропереходах с сильнолегированной базой может быть использовано в биполярных транзисторах. Гетеропереходы между полупроводниками одного типа проводимости применяются для создания полевых сверхвысокочастотных транзисторов и сверхскоростных интегральных схем.

Распространенными являются электрические переходы *металл-полупроводник*. Они образуются, например, нанесением на тщательно очищенную поверхность полупроводника тонкой металлической пленки. В некоторых приборах используются переходы между металлом и диэлектриком, между диэлектриком и полупроводником.

2.2 Классификация p-n переходов

Электронно-дырочные переходы классифицируют по резкости металлургической границы и по соотношению удельных сопротивлений слоев.

Ступенчатыми переходами называют переходы с идеальной границей, по одну сторону которой находятся акцепторы с постоянной концентрацией N_a , а по другую – доноры с постоянной концентрацией N_d . Такие переходы наиболее просты для анализа и поэтому все реальные переходы стараются, если это возможно, рассматривать как ступенчатые.

Плавными переходами называют такие, у которых в районе металлургической границы концентрация одного типа примеси постепенно уменьшается, а другого типа – растет. Сама металлургическая граница в этом случае соответствует равенству примесных концентраций ($N_a = N_d$), т.е. лежит в том месте, где полупроводник является компенсированным. Все реальные p – n переходы – плавные, степень их приближения к ступенчатым

переходам зависит от градиента эффективной концентрации в районе металлургической границы.

По соотношению концентраций примесей в p – и n – слоях переходы делят на *симметричные, несимметричные и односторонние переходы*.

В симметричных переходах имеет место соотношение $p_p \approx n_n$, где p_p – концентрация дырок в p – слое; n_n – концентрация электронов в n – слое, т.е. концентрации основных носителей в обоих слоях почти одинаковы. Такие переходы используются сравнительно редко и не являются типичными. Гораздо большее распространение имеют несимметричные переходы, в которых выполняется неравенство $p_p \gg n_n$ или $n_n \gg p_p$ и концентрации различаются в несколько раз и более. Именно такие переходы будут анализироваться в дальнейшем, причем для определенности будет считаться, что слой n более низкоомный, чем слой p , т.е. $n_n \gg p_p$. Полученные выводы легко использовать при обратном соотношении концентраций.

В случае резкой асимметрии, называют односторонними и обычно обозначают символами $p^+ - n$ (или $n^+ - p$).

2.3 Структура p-n перехода

Концентрации примесей и свободных носителей в каждом из слоев $p - n$ перехода показаны на рис 2.1а.

N_a – концентрация акцепторной примеси;

N_d – концентрация донорной примеси;

p_p – концентрация дырок в p – слое;

n_n – концентрация электронов в n – слое;

n_p – концентрация электронов в p – слое;

p_n – концентрация дырок в n – слое.

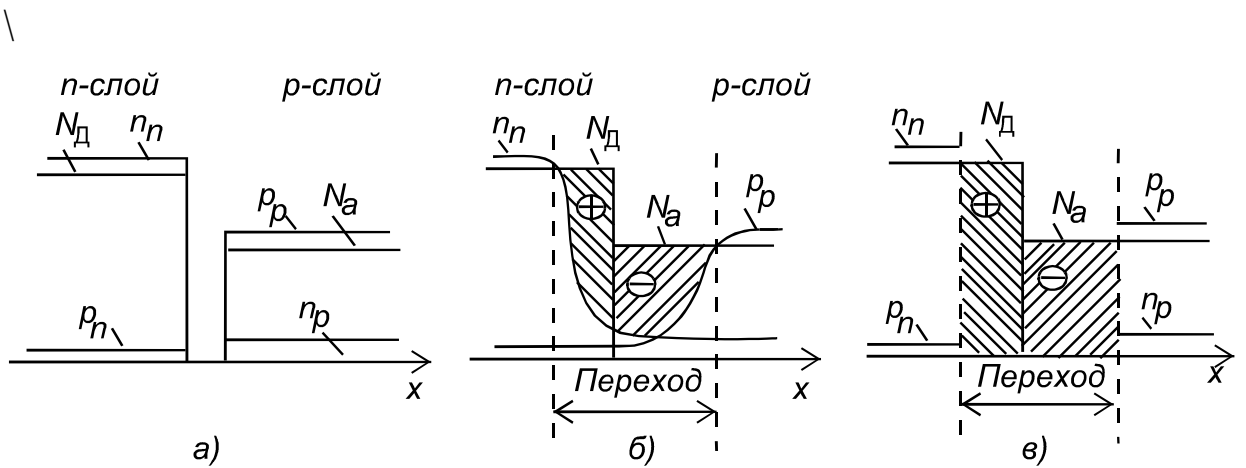


Рис. 2.1. Концентрации примесей и свободных носителей в каждом из слоев $p-n$ перехода

Поскольку здесь концентрация электронов в слое n значительно больше, чем в слое p , часть электронов диффундирует из слоя n в слой p . При этом в слое p вблизи границы окажутся избыточные электроны, которые будут рекомбинировать с дырками до тех пор, пока не будет выполнено условие равновесия $np = n_i^2$. Соответственно в этой области уменьшится концентрация свободных дырок и "обнажатся" некомпенсированные отрицательные заряды акцепторных атомов. Слева от металлургической границы "обнажатся" некомпенсированные положительные заряды ионов доноров, поскольку часть электронов перешла отсюда в слой p (рис 2.1б). Аналогичные рассуждения действительны для дырок слоя p , которые частично диффундируют в слой n . Однако в несимметричном переходе, в котором $n_n \gg p_p$, диффузия дырок в слой n малосущественна, поскольку разность концентраций $p_p - p_n$ значительно меньше разницы $n_n - n_p$, а именно этими разностями определяются градиенты концентраций и диффузионные токи.

Область образовавшихся пространственных зарядов и есть область $p-n$ перехода. Часто эту область называют *обедненным* слоем, имея в виду резко пониженную концентрацию подвижных носителей в обеих ее частях.

В большинстве случаев p - n - переход можно идеализировать так, как показано на рис. 2.1в.

Переход в целом нейтрален, т.е. положительный заряд в левой части и отрицательный заряд в правой части одинаковы. При этом условия различия в концентрациях акцепторной и донорной примесей неизбежно связано с различием в протяженности обоих зарядов: в слое с меньшей концентрацией примеси (в нашем случае в p слое), область объемного заряда должна быть шире. Следовательно, *несимметричный переход в основном сосредоточен в высокоомном слое.*

Пространственные заряды в переходе образуют электрическое поле, которое направлено так, что оно ограничивает диффузию носителей. В равновесном состоянии диффузионные потоки носителей, обусловленные градиентами концентраций, в любой точке равны дрейфовым потокам тех же носителей, обусловленных градиентом потенциала и направленных навстречу диффузионным потокам.

Рассмотрим $p - n$ переход с точки зрения зонной теории. В отсутствие контакта совокупность $p -$ и $n -$ слоев характеризуется диаграммой на рис. 2.2а.

При наличии контакта уровень Ферми должен быть единым, а это приводит к неизбежному искривлению зон, различию электростатических потенциалов φ_{Ep} и φ_{En} и образованию потенциального барьера (рис 2.2б). При этом основная масса электронов n - слоя диффундирует слева направо в область перехода, но не может преодолеть потенциальный барьер и, проникнув в переход на некоторую глубину, "отражается" и возвращается в n -слой (рис. 2.2в).

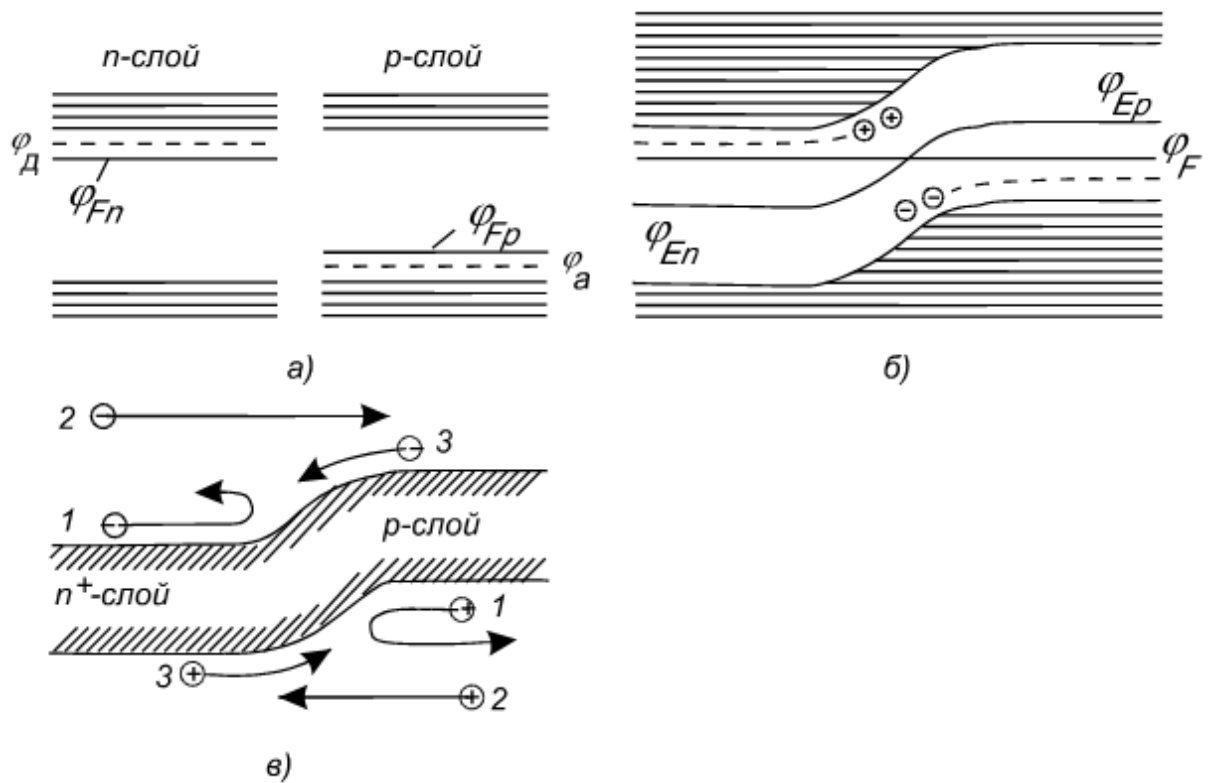


Рис. 2.2. $p-n$ переход с точки зрения зонной теории

Дырки n -слоя независимо от энергии беспрепятственно "всплывают" в p -слой и образуют поток слева направо. Этот поток уравнивается встречным потоком достаточно энергичных дырок p -слоя, способных преодолеть барьер. Аналогичная ситуация имеет место по отношению к электронам: электроны p -слоя свободно "скатываются" в n -слой. Этот поток уравнивается потоком наиболее энергичных электронов n -слоя. Основная масса дырок этого слоя, "пытающаяся" диффундировать в n -слой, отражается потенциальным барьером (рис.2.2в). Глубина проникновения отражаемых носителей в переход тем больше, чем выше их энергия.

В области перехода на рис. 2.2б показаны ионизированные атомы доноров слева и акцепторов справа. Как известно, уровни этих ионов расположены вдоль всего соответствующего слоя, но на рис.2.2б они показаны только в пределах перехода, чтобы подчеркнуть, что заряд ионов на этих участках не скомпенсирован. Действительно, расстояние между дном

зоны проводимости и уровнем Ферми увеличивается вправо, а значит, на участке p-n перехода быстро убывает вероятность заполнения этой зоны электронами и концентрация электронов резко падает. Аналогично обстоит дело и по отношению к акцепторным ионам. Очевидно, что ионы, показанные на рис. 2.2б соответствуют ионам, образующим пространственный заряд на рис. 2.1.

2.4 Анализ перехода в равновесном состоянии

Высота равновесного потенциального барьера определяется разностью электростатических потенциалов в p – и n – слоях (рис. 2.2б):

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_{Ep} - \varphi_{En}. \quad (2.1)$$

Потенциалы φ_{Ep} и φ_{En} легко получить из формул (1.13а) и (1.13б), подставляя соответственно $p = p_{p0}$ и $n = n_{n0}$ (индексы n и p обозначают принадлежность к тому или иному слою, а индекс 0 - равновесное состояние) Тогда

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_T \ln \frac{n_{n0} p_{p0}}{n_i^2} \quad (2.2)$$

Если положить $n_{n0} = N_d$ и $p_{p0} = N_a$ (где N_d и N_a – эффективные концентрации примесей), то

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_T \ln \frac{N_d N_a}{n_i^2}. \quad (2.3)$$

Очевидно, что при прочих равных условиях равновесная высота потенциального барьера тем выше, чем меньше собственная концентрация (т.е. чем больше ширина запрещенной зоны полупроводника).

Оценим $\Delta\varphi_0$ для кремния при комнатной температуре. Пусть $N_a = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, значение n_i для кремния определим из табл.1, тогда $\Delta\varphi = 33\varphi_T \approx 0,83\text{В}$.

Используя соотношение $np = n_i^2$, заменим в формуле (2.2) одну из концентраций основных носителей (n_{no} или p_{po}) на концентрацию неосновных носителей (n_{no} или p_{po}). Тогда

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_T \ln(n_{n0} / n_{p0}); \quad (2.4a)$$

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_T \ln(p_{p0} / p_{n0}) \quad (2.4б)$$

Таким образом, равновесная *высота потенциального барьера* определяется отношением концентраций одностипных носителей (электронов или дырок) по обе стороны перехода, на его границе .

Величину $\Delta\varphi_0$ иногда называют *диффузионным потенциалом* или контактной разностью потенциалов.

Чтобы рассчитать равновесную ширину перехода, воспользуемся идеализированным распределением зарядов (рис 2.3). При таком распределении зарядов (рис. 2.3а) плотности в каждой из двух частей перехода постоянны (рис.2.3б):

$$\text{в левой части (n – слое) } \lambda_n = qN_d ;$$

в правой части (p -слое) $\lambda_p = -qN_A$

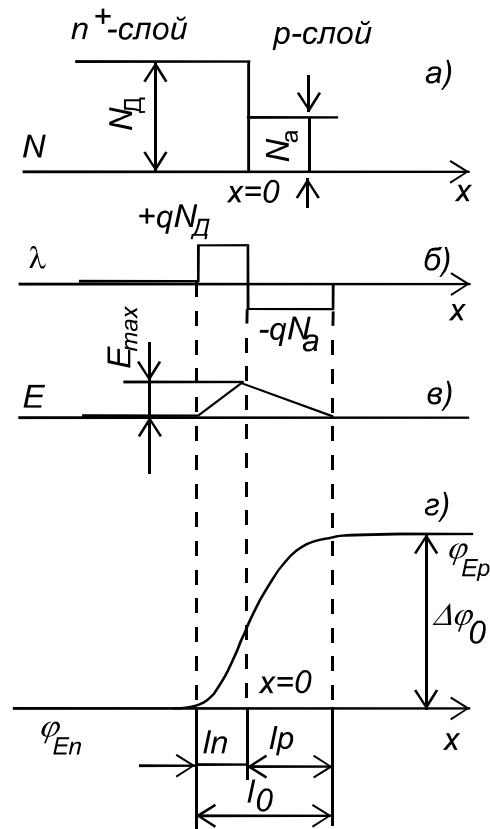


Рис. 2.3. Распределение зарядов в p - n переходе

Подставляя эти значения в уравнение Пуассона (1.58) и интегрируя его дважды для каждой из двух частей перехода, получаем линейное распределение напряженности E (рис.2.3в).

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\lambda}{\epsilon_0 \epsilon}, \quad E_n = \frac{qN_d}{\epsilon_0 \epsilon} \int_{-(x+l_n)}^0 dx = \frac{qN_d}{\epsilon_0 \epsilon} (l_n + x); \quad x \leq 0. \quad (2.5a)$$

$$E_p = -\frac{qN_a}{\epsilon_0 \epsilon} \int_{x-l_p}^0 dx = \frac{qN_a}{\epsilon_0 \epsilon} (l_p - x); \quad x \geq 0. \quad (2.5b)$$

Приравнивая значения $E(x)$ при $x = 0$ (на металлургической границе), получаем соотношение между составляющими ширины перехода в слоях p и n

$$\frac{l_n}{l_p} = \frac{N_a}{N_d} \quad (2.6)$$

Если переход несимметричен и $N_d \gg N_a$, то $l_n \ll l_p$ и, значит, $l_0 \approx l_p$, т.е. переход сосредоточен в высокоомном слое p . Функция $\varphi(x)$ имеет вид (рис.2.3г):

$$\varphi(x) = \varphi_{En} + \frac{qN_d}{2\varepsilon\varepsilon_0} (x + l_n)^2; \quad x \leq 0 \quad (2.7a)$$

$$\varphi(x) = \varphi_{Ep} - \frac{qN_a}{2\varepsilon\varepsilon_0} (l_p - x)^2; \quad x \geq 0 \quad (2.7б)$$

где φ_{Ep} и φ_{En} – электростатические потенциалы соответствующих слоев вне перехода.

Приравнивая значения $\varphi(x)$ при $x=0$ и учитывая соотношения $l_0 = l_p + l_n$ и $\Delta\varphi_0 = \varphi_{En} - \varphi_{Ep}$, получаем:

$$l_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\Delta\varphi_0}{q} \left(\frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_a} \right)}. \quad (2.8a)$$

Для несимметричного перехода при $N_d \gg N_a$ получаем:

$$l_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\Delta\varphi_0}{qN_a}}. \quad (2.8б)$$

Полагая $N_a = p_p$ и выражая концентрацию p_p через удельное сопротивление ρ_p , получаем:

$$l_0 = \sqrt{2\varepsilon_0\varepsilon\mu_p\rho_p\Delta\varphi_0}. \quad (2.9)$$

2.5 Анализ перехода в неравновесном состоянии

Если подключить источник ЭДС U между p – и n – слоями, то равновесие перехода нарушается и в цепи потечет ток. Поскольку удельное сопротивление обедненного слоя намного выше, чем удельные сопротивления нейтральных слоев, то внешнее напряжение практически полностью падает на переходе, а значит, изменение высоты потенциального барьера равно величине приложенной ЭДС.

Когда ЭДС U приложена плюсом к p – слою, высота потенциального барьера уменьшается и становится равной

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 - U. \quad (2.10a)$$

Такое включение перехода называется *прямым*. При отрицательном потенциале на p – слое высота потенциального барьера увеличивается:

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 + U. \quad (2.10б)$$

Такое включение называется *обратным*.

Вместе с высотой потенциального барьера меняются его ширина и граничные концентрации носителей.

Заменяя $\Delta\varphi_0$ на $\Delta\varphi$ и, подставляя значение $\Delta\varphi$ из (2.10а) в (2.8б) получаем:

$$l = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\Delta\varphi_0 - U)}{qN_{\text{л}}}} = l_0 \sqrt{\frac{\Delta\varphi_0 - U}{\Delta\varphi_0}}, \quad (2.11)$$

где l_0 – равновесная ширина потенциального барьера.

Как видим, переход сужается при прямом напряжении ($U > 0$) и расширяется при обратном ($U < 0$). Однако в первом случае полученное выражение является чисто качественным, так как погрешность, обусловленная идеализацией перехода (пренебрежением зарядов подвижных носителей) оказывается более существенной, чем в равновесном состоянии. При обратных напряжениях формула (2.10б) вполне приемлема. Если модуль обратного напряжения превышает величину $\Delta\varphi_0$ в 2-3 раза и более, можно пользоваться упрощенным вариантом формулы:

$$l \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0|U|}{qN_{\text{л}}}} = l_0 \sqrt{\frac{|U|}{\Delta\varphi_0}}, \quad (2.12)$$

Изменение высоты потенциально барьера сопровождается, вообще говоря, изменением всех четырех граничных концентраций. Однако, поскольку концентрации основных носителей значительно больше, чем неосновных, можно считать, что меняются только последние. Поэтому,

заменим в правых частях формул (2.4) концентрации n_{po} на n_p и p_{no} на p_n , а в левых частях – величину $\Delta\varphi_0$ на $\Delta\varphi$. Считая концентрации основных носителей n_{no} и p_{po} неизменными, получим связь между граничными концентрациями неосновных носителей в равновесном и неравновесном состояниях перехода:

$$p_n = p_{po} e^{-\frac{\Delta\varphi}{\varphi_T}} = \left(p_{po} e^{-\frac{\Delta\varphi_0}{\varphi_T}} \right) e^{\frac{U}{\varphi_T}}; \quad (2.13a)$$

$$n_p = n_{no} e^{\frac{\Delta\varphi}{\varphi_T}} = \left(n_{no} e^{\frac{\Delta\varphi_0}{\varphi_T}} \right) e^{\frac{U}{\varphi_T}}. \quad (2.13б)$$

Учитывая, что в скобках стоят равновесные граничные концентрации, запишем полученные выражения в следующей форме:

$$p_n = p_{no} e^{\frac{U}{\varphi_T}}; \quad (2.14a)$$

$$n_p = n_{po} e^{\frac{U}{\varphi_T}}. \quad (2.14б)$$

При прямых напряжениях граничные концентрации оказываются больше равновесных. Значит, в каждом из слоев появляются избыточные носители, т.е. происходит *инжекция*.

При обратных напряжениях граничные концентрации уменьшаются по сравнению с равновесными, т.е. имеет место *экстракция*.

Избыточные концентрации на границах перехода найдем, вычитая из p_n и n_p соответственно p_{no} и n_{po} :

$$\Delta p_n = p_{no} \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right); \quad (2.15a)$$

$$\Delta n_p = n_{po} \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right). \quad (2.15б)$$

Поделив (2.15а) на (2.15б), заменив в правой части концентрации неосновных носителей концентрациями основных носителей с помощью соотношения $n_p = n_i^2$ и считая концентрации основных носителей равными концентрациям соответствующих примесей, получим:

$$\frac{\Delta p_n}{\Delta n_p} = \frac{N_a}{N_d}. \quad (2.16)$$

Отсюда следует, что у несимметричных переходов концентрация избыточных носителей в высокоомном слое гораздо больше, чем в низкоомном слое. Можно сказать, что *в несимметричных переходах инжекция имеет односторонний характер*. Главную роль играют носители, инжектируемые из низкоомного слоя в высокоомный.

Инжектирующий слой (с меньшим удельным сопротивлением) называют *эмиттером*, а слой с большим удельным сопротивлением, в который инжектируются неосновные для него носители, - *базой*.

При обратных напряжениях, т.е. в режиме экстракции, граничные концентрации неосновных носителей согласно (2.14) меньше равновесных и могут быть сколь угодно малы. При этом избыточные концентрации согласно (2.15) - отрицательны, по модулю они не превышают равновесных значений n_{po} и p_{no} .

Исследуем границы применимости соотношений (2.14) и (2.15), которые были получены путем простой замены равновесной величины $\Delta\varphi_0$ на неравновесную, а также в предположении неизменных концентраций основных носителей n_{no} и p_{po} . Последнее предположение соответствует условию низкого уровня инжекции в базе. Что касается замены $\Delta\varphi_0$ на $\Delta\varphi$, то в ее основе лежит понятие квазиравновесного состояния перехода при наличии внешнего напряжения.

2.6 Гетеропереходы

Гетеропереходом принято называть контакт, образованный двумя различными полупроводниками, отличающимися шириной запрещенной

зоны, например, pGe-nGaAs (ширина запрещенной зоны GaAs $\varphi_3=1,4В$, ширина запрещенной зоны Ge $\varphi_3=0,67В$). Полупроводники должны иметь близкие кристаллические структуры, т.е. у этих материалов с высокой точностью должны совпадать два параметра: температурный коэффициент расширения и постоянная решетки. С учетом вышесказанного, количество материалов для гетеропереходов ограничено. Наиболее распространенными из них являются германий Ge, арсенид галлия GaAs, фосфид индия InP, четырехкомпонентный раствор InGaAsP.

Отличия свойств гетеропереходов от обычных p-n переходов, в которых используется один и тот же тип полупроводника (например, pSi-nSi), вытекают из энергетических диаграмм. Рассмотрим p-n гетеропереход переход, у которого ширина запрещенной зоны n-полупроводника $E_{з1}$ больше, чем у p-полупроводника $E_{з2}$. На рис.2.4а показаны энергетические диаграммы обоих полупроводников в отдельности при одном и том же уровне начала отсчета энергий. Важным параметром, характеризующим пару полупроводников, является разность энергий дна зоны проводимости $\Delta E_c = \Delta E_{c1} - \Delta E_{c2}$ (ΔE_{c1} и ΔE_{c2} равны разности энергий между потолком зоны проводимости и уровнем вакуума, можно считать, что $\Delta E_{c1} \approx E_{c1}$ и $\Delta E_{v1} \approx E_{v1}$). Тогда $\Delta E_c = E_{c1} - E_{c2}$. Разность энергий потолка валентной зоны выражается через ΔE_v : $\Delta E_v = E_{з1} - E_{з2} - \Delta E_c$.

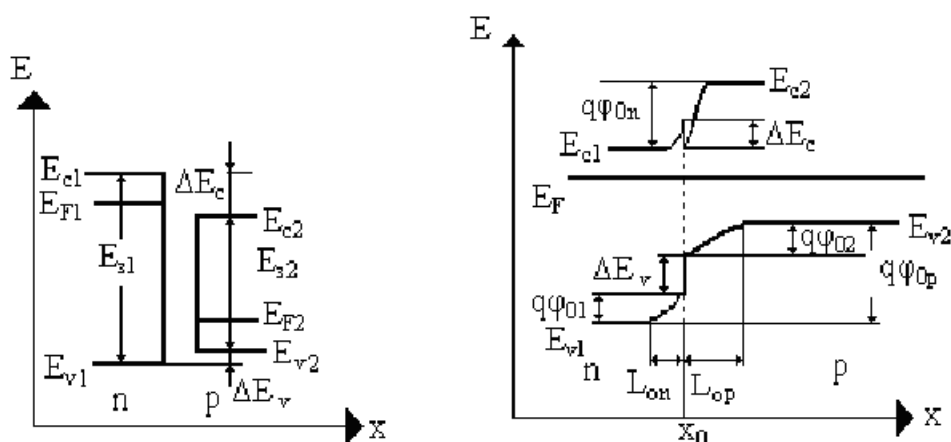


Рис. 2.4 Энергетические диаграммы гетеропереходов

На рис. (2.4б) показана энергетическая диаграмма гетероперехода. На металлургической границе x_0 образуются разрывы границ зон, равные ΔE_c и ΔE_v . Изгибы границ зон вблизи x_0 связаны с образованием обедненных слоев толщиной L_{on} и L_{op} , содержащих объемные заряды ионов доноров и акцепторов. Значение изгибов ($q\phi_{01}$, $q\phi_{02}$) равно внутренней разности потенциалов, образующейся в обедненных слоях. Сумма $\phi_0 = \phi_{01} + \phi_{02}$ представляет собой контактную разность потенциалов, которая не совпадает с высотой потенциального барьера для гетероперехода. Как видно из рис. 2.4б, высота потенциального перехода для электронов, движущихся из n- в p-область, будет равна $\phi_{0n} = \phi_0 - \Delta E_c/q$ а для дырок, движущихся из p- в n-область, $\phi_{0p} = \phi_0 + \Delta E_v/q$. Таким образом, для электронов барьер ниже, чем для дырок, на величину $\phi_{0p} - \phi_{0n} = (E_{c1} - E_{v2})/q$. Поэтому при приложении прямого напряжения будет преобладать инжекция электронов, даже если p-область имеет одинаковую (а иногда и большую) концентрацию примесей, чем n-область. Таким образом, можно получить коэффициент инжекции, близкий к единице (т.е. одностороннюю инжекцию), если база (в данном случае p-область) легирована сильнее эмиттера. Этим гетеропереход отличается от обычных p-n переходов, в которых используется один и тот же тип полупроводника.

Гетеропереходы могут возникать между полупроводниками одного типа проводимости, создавая переходы n-n⁺, p-p⁺.

Гетеропереходы широко применяются в излучающих и фотоэлектрических приборах (светодиоды, фотодиоды и др.). Свойство односторонней инжекции в p-n-гетеропереходах с сильнолегированной базой может быть использовано в биполярных транзисторах. Гетеропереходы между полупроводниками одного типа проводимости применяются для создания полевых сверхвысокочастотных транзисторов и сверхскоростных интегральных схем.

2.7 Контакт металл-полупроводник

Контакты между проводником и металлом широко используются для формирования внешних выводов от полупроводниковых областей приборов и создания быстродействующих диодов. Тип контакта металл-полупроводник определяется работой выхода электронов из металла и полупроводника, знаком поверхностного заряда на границе раздела, а также типом проводимости полупроводника и концентрацией примесей в нем.

Выпрямляющий контакт в состоянии равновесия. Выпрямляющим называется контакт, прямое сопротивление которого меньше обратного. Для получения выпрямляющего контакта между металлом и полупроводником n-типа работа выхода электронов из полупроводника должна быть меньше, чем из металла, или должна быть велика плотность отрицательного поверхностного заряда. Если работа выхода из полупроводника меньше, чем у металла, то при образовании контакта часть электронов переходит из полупроводника в металл; в полупроводнике появляется обедненный слой, содержащий положительный заряд ионов доноров. В обедненном слое возникает электрическое поле, препятствующее диффузии электронов к контакту. Как и для p-n-перехода равновесное состояние характеризуется определенными значениями напряженности поля, высоты потенциального барьера и толщины обедненного слоя, который целиком расположен в полупроводнике вследствие предельно высокой концентрации свободных электронов в металле. При отсутствии поверхностного заряда равновесная высота потенциального барьера была бы равна разности работ выхода из металла и полупроводника. Однако реально в полупроводнике n-типа существует отрицательный поверхностный заряд, плотность которого, отнесенная к заряду электрона составляет от 10^{10} 10^{14} см⁻² (для кремния) до 10^{13} см⁻² (для арсенида галлия). Под действием этого заряда электроны выталкиваются из приповерхностного слоя полупроводника, что также способствует образованию обедненного слоя. Поэтому высота потенциального барьера определяется не только разностью работ выхода, но

плотностью поверхностного заряда, а при очень высокой плотности поверхностного заряда (арсенид галлия) практически не зависит от вида металла. В контакте металла с полупроводником р-типа отрицательный поверхностный заряд способствует обогащению приповерхностного слоя полупроводника дырками. Поэтому при отрицательном поверхностном заряде обедненный слой для полупроводника р-типа можно получить только в том случае, когда работа выхода из металла меньше, чем их полупроводника. При этом электроны из металла переходят в валентную зону полупроводника, что приводит к уменьшению концентрации дырок в приповерхностной области.

Теоретическая оценка высоты потенциального барьера очень сложна, на практике используются экспериментальные величины $\phi_{мп}$, приведенные в Таблице 2.1.

Таблица 2.1

Высота потенциальных барьеров для различных материалов

Полупроводник	Тип	Высота барьера $\phi_{мп}$ для разных металлов. В				
		Al	Au	Pt	Ag	In
Si	n	0,72	0,8	0,9	0,78	
	p	0,58	0,34		0,54	
GaAs	n	0,8	0,9	0,84	0,88	
	p		0,42		0,63	
Ge	n	0,48	0,59	0,9	0,54	0,64
	p		0,3		0,5	0,55

Если к контакту металл-полупроводник подключить источник напряжения, то равновесное состояние нарушается – в цепи потечет ток. При прямом напряжении U (плюс к металлу) потенциальный барьер, препятствующий переходу электронов из полупроводника в металл, понижается пропорционально U . Прямой ток через контакт образуют

электроны полупроводника, энергия которых достаточна для преодоления пониженного потенциального барьера.

При обратном напряжении (минус - к металлу) потенциальный барьер повышается пропорционально $|U|$. Обратный ток J_0 образуется электронами, переходящими из металла в полупроводник, энергия которых достаточна для преодоления потенциального барьера.

Прямой ток через контакт обусловлен движением основных носителей, и инжекция неосновных носителей, характерная для $p-n$ перехода, здесь практически отсутствует.

ГЛАВА 3. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ

3.1 Исходные предпосылки

Диоды являются электропреобразовательными полупроводниковыми приборами, имеющими два вывода. Основная масса диодов содержит кристалл полупроводника с одним электрическим переходом и омическими контактами к нему. Существуют диоды, не содержащие электрического перехода (диоды Ганна), а также имеющие два и три перехода р-і-п-диод, диодный тиристор.

Большинство диодов выполняются на основе несимметричного р-п-перехода или переход металл-полупроводник.

Электрический переход можно использовать для реализации различных схемных функций. Например, нелинейность вольтамперной характеристики используется для выпрямления переменного тока, детектирования, преобразования и умножения частоты радиосигналов, формирования импульсов в цифровых устройствах и других целей. Зависимость барьерной емкости от напряжения позволяет применять диод как конденсатор, управляемый напряжением, в устройствах обработки радиосигналов и в параметрических усилителях и генераторах. В принципе с помощью одного и того же диода можно реализовать различные схемные функции, изменяя режим работы. Однако для эффективного выполнения одной заданной функции требуются соответствующие структура перехода и конструкция диода.

Несмотря на то, что диод представляет собой один из простейших полупроводниковых приборов, процессы, происходящие в нем, достаточно сложны.

Для того чтобы выяснить главные особенности диода, проведем сначала упрощенный анализ.

Будем считать $p-n$ переход несимметричным и n – слой значительно больше легированным, чем p – слой. При этом инжекция и экстракция носят

односторонний характер. Анализ существенно упрощается, если принять следующие допущения:

1) Слой базы является ярко выраженным дырочным полупроводником, что дает возможность анализировать процессы с помощью одного из уравнений непрерывности (1.56), полагая $\partial E/\partial x = 0$.

2) Концентрация электронов, инжектируемых в базу, невелика, т.е. выполняется условие низкого уровня инжекции. При этом полная концентрация электронов в базе ($n = n_o + \Delta n$) остается значительно меньше концентрации дырок ($p = p_o + \Delta p$). Следовательно, можно пренебречь дрейфовой составляющей электронного тока в базе. По аналогичным причинам можно пренебречь дрейфовой составляющей дырочного тока в эмиттере. Это дает право вместо уравнения непрерывности (1.56) пользоваться уравнением диффузии.

3) Падение напряжения в базе, а тем более в низкоомном эмиттере, значительно меньше внешнего напряжения, так что последнее можно считать приложенным непосредственно к переходу.

4) Ширина перехода настолько мала, что процессами генерации и рекомбинации в области перехода можно пренебречь.

5) Обратные напряжения значительно меньше напряжения пробоя.

6) Отсутствуют всякого рода поверхностные утечки, шунтирующие переход, а, следовательно, и токи утечки, которые добавляются к токам, обусловленным инжекцией и экстракцией.

3.2 Вольтамперная характеристика диода

Чтобы получить статическую вольтамперную характеристику диода, нужно найти стационарные распределения электронов в базе. Для этого воспользуемся стационарным вариантом уравнения диффузии, который получается из общего уравнения диффузии (1.71б), если в правой части

уравнения положить $\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = 0$, после чего оно приводится к виду:

$$\frac{d^2 \Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{L^2} = 0. \quad (3.1)$$

Его решение представляет собой сумму экспонент:

$$\Delta n(x) = A_1 e^{\frac{x}{L}} + A_2 e^{-\frac{x}{L}}, \quad (3.2)$$

где коэффициенты A_1 и A_2 определяются из граничных условий. Обозначим толщину базы через w . Примем $x = w$, тогда

$$\Delta n(x = w) = 0, \quad (3.3a)$$

поскольку концентрации носителей на омическом контакте сохраняют равновесное значение независимо от распределения концентраций в базе.

Полагая $x = 0$ и учитывая допущение п.3, выразим вторую граничную концентрацию $\Delta n(0)$ через приложенное напряжение в помощью (2.15б).

$$\Delta n(0) = n_o \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right). \quad (3.3б)$$

При граничных условиях (3.3) коэффициенты A_1 и A_2 имеют значения:

$$A_1 = -\frac{\Delta n(0)}{2 \operatorname{sh}\left(\frac{w}{L}\right)} e^{-\frac{w}{L}}; \quad A_2 = \frac{\Delta n(0)}{2 \operatorname{sh}\left(\frac{w}{L}\right)} e^{\frac{w}{L}}, \quad (3.4)$$

а распределение $\Delta n(x)$ принимает вид:

$$\Delta n(x) = n_o \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right) \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{w-x}{L}\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{w}{L}\right)} \quad (3.5)$$

В случае толстой базы [$w > (2 \div 3)L$] можно положить $w \rightarrow \infty$. Тогда коэффициенты A_1 и A_2 упрощаются:

$$A_1 = 0; \quad A_2 = \Delta n(0),$$

а распределение электронов оказывается экспоненциальным:

$$\Delta n(x) = n_o \left(e^{\frac{U}{\phi_T}} - 1 \right) e^{-\frac{x}{L}}. \quad (3.6a)$$

В случае тонкой базы ($w < 0,5L$) можно положить в выражении (3.5) $\text{sh}\left(\frac{w-x}{L}\right) \approx \frac{w-x}{L}$ и $\text{sh}\left(\frac{w}{L}\right) \approx \frac{w}{L}$. Тогда получаем распределение электронов почти линейное:

$$\Delta n(x) = n_o \left(e^{\frac{U}{\phi_T}} - 1 \right) \cdot \left(1 - \frac{x}{w} \right). \quad (3.6b)$$

Такое распределение более характерно для реального диода. Найдем аналитическое выражение для вольтамперной характеристики диода. В общем случае ток состоит из электронной и дырочной составляющих, т.е. плотность тока можно записать как:

$$j(x) = j_n(x) + j_p(x), \quad (3.7)$$

где $j_n(x)$ – распределение плотности электронного тока в базе; $j_p(x)$ – распределение плотности дырочного тока в эмиттере;

Дифференцируя (3.5) по координате x и подставляя в (1.57б), получаем распределение плотности электронного тока в базе:

$$j_n(x) = -\frac{qD_{n\delta}}{L_{n\delta}} \left(e^{\frac{U}{\phi_T}} - 1 \right) \frac{\text{ch}\left(\frac{w_\delta - x}{L_{n\delta}}\right)}{\text{sh}\left(\frac{w_\delta}{L_{n\delta}}\right)}. \quad (3.8a)$$

Здесь для определенности введены индексы для базового слоя и для электронов. По аналогии можно записать для плотности дырочного тока в эмиттерном слое:

$$j_p(x) = \frac{qD_{p\varepsilon}}{L_{p\varepsilon}} \left(e^{\frac{U}{\phi_T}} - 1 \right) \frac{\text{ch}\left(\frac{w_\varepsilon - x}{L_{p\varepsilon}}\right)}{\text{sh}\left(\frac{w_\varepsilon}{L_{p\varepsilon}}\right)}, \quad (3.8b)$$

где $L_{pэ}$ – диффузионная длина для дырок в эмиттере, а координата x отсчитывается от перехода в глубь эмиттера.

Полагая $x = 0$ в формулах (3.8), умножая обе части на площадь S и складывая тока $J_n(0)$ и $J_p(0)$, получаем искомую вольтамперную характеристику идеализированного диода:

$$J = J_0 \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right), \quad (3.9a)$$

где

$$J_0 = \frac{qD_{nб}S}{L_{nб} \operatorname{th}\left(\frac{w_б}{L_{nб}}\right)} n_{0б} + \frac{qD_{pэ}S}{L_{pэ} \operatorname{th}\left(\frac{w_э}{L_{pэ}}\right)} p_{0э}. \quad (3.9б)$$

Ток J_0 называется тепловым током, поскольку он отражает сильную температурную зависимость, или "обратным током насыщения", происхождение которого связано с тем, что при отрицательном напряжении $|U| \gg \varphi_T$ обратный ток идеализированного диода равен $-J_0$ и не зависит от напряжения.

Статическая вольтамперная характеристика идеализированного диода представлена на рис. 3.1.

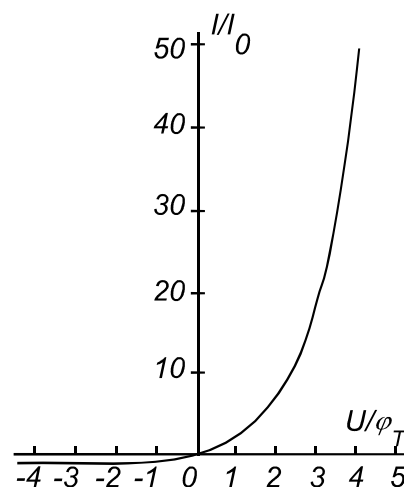


Рис. 3. 1. Статическая вольтамперная характеристика идеализированного диода

Введем понятие *коэффициента инжекции*. С помощью этого параметра можно оценить относительную роль главной электронной составляющей тока в диоде. Он определяется как:

$$\gamma = \frac{J_n(0)}{J_p(0) + J_n(0)} = \frac{J_n(0)}{J(0)}. \quad (3.10a)$$

Для удобства дальнейшего анализа коэффициент инжекции γ можно выразить через удельные сопротивления эмиттера и базы и представить в следующем виде:

$$\gamma \approx 1 - \frac{\rho_\varepsilon}{\rho_\delta}. \quad (3.10б)$$

Для этого нужно использовать формулы (3.8) при $x = 0$, перейти от коэффициентов диффузии к подвижностям, от концентраций неосновных носителей к концентрациям основных, а затем – к удельным сопротивлениям

Как видим, электронная составляющая тока в одностороннем переходе является основной. Поэтому первым слагаемым в (3.9) можно пренебречь, и тепловой тока заменяем как

$$J_0 = q \frac{DS}{L \operatorname{th}\left(\frac{w}{L}\right)} n_0. \quad (3.11a)$$

В частности, для тонкой базы, когда $w \ll L$ и $\operatorname{th}\left(\frac{w}{L}\right) \approx \frac{w}{L}$

$$J_0 = q \frac{DS}{w} n_0. \quad (3.11б)$$

Для толстой базы ($w \gg L$, $\operatorname{th}\left(\frac{w}{L}\right) \approx 1$)

$$J_0 = q \frac{DS}{L} n_0. \quad (3.11в)$$

Поскольку концентрация n_0 пропорциональна n_i^2 , а собственная концентрация n_i у кремния гораздо меньше, чем у германия, то тепловой ток у кремниевых диодов значительно меньше, чем у германиевых диодов.

Одной из важных особенностей характеристики (3.9а) является крутая (экспоненциальная) прямая ветвь.

Поэтому большие прямые токи порядка нескольких ампер и выше получаются у полупроводниковых диодов при напряжении не более 1В. В связи с большой крутизной прямой ветви обычно удобнее формулу (3.9а) преобразовать к следующему виду:

$$U = \varphi_T \ln\left(\frac{J}{J_0} + 1\right) \quad (3.12)$$

Из этой формулы видно, что прямые напряжения у кремниевых диодов значительно больше, чем у германиевых, поскольку тепловой ток у первых на несколько порядков меньше. Различие в прямых напряжениях германиевых и кремниевых диодов составляет обычно 0,3–0,4В. Поэтому вольтамперные характеристики обоих типов диодов, построенные в одинаковом абсолютном масштабе по оси токов, имеют заметно разную форму (рис.3.2): кремниевым диодом свойственен кажущийся сдвиг характеристики по оси напряжений на несколько десятых долей вольта.

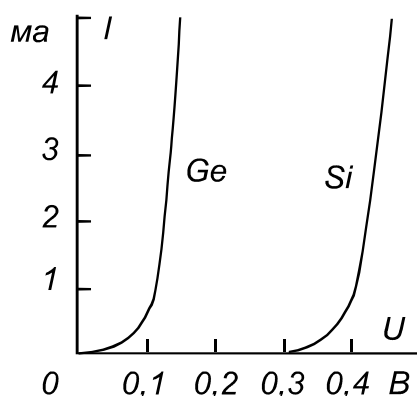


Рис. 3.2. Вольтамперные характеристики германиевых и кремниевых диодов

3.3 Характеристические сопротивления

Нелинейность характеристики удобно оценивать, сопоставляя сопротивления диода в прямом и обратном направлениях. Для этого вводят понятия *дифференциального сопротивления* и *сопротивления постоянному току*.

Дифференциальное сопротивление r_δ определяется как:

$$r_\delta = \frac{dU}{dJ}, \quad (3.13)$$

Его легко представить как функцию тока, если найти производную от выражения (3.12), т.е.

$$r_\delta = \frac{\varphi_T}{I + I_0} \approx \frac{\varphi_T}{I} \quad (3.14a)$$

Приближенное выражение действительно только для прямой ветви при условии $J \gg J_0$.

Используя выражение для тока 3.9а, дифференциальное сопротивление можно представить как

$$r_\delta = \frac{\varphi_T}{J_0} e^{-\frac{U}{\varphi_T}}. \quad (3.14б)$$

На обратной ветви (при $U < 0$) величина r_δ резко возрастает и при $|U| \gg \varphi_T$ может считаться бесконечно большой. На прямой ветви величина r_δ , наоборот, быстро уменьшается и, например, при токе $J > 5 \div 10$ мА составляет несколько ом.

Для определения сопротивления постоянному току R_δ воспользуемся формулой (3.12) и получим зависимость такого сопротивления от тока:

$$R_\delta = \frac{U}{J} = \frac{\varphi_T}{J} \ln\left(\frac{J}{J_0} + 1\right). \quad (3.15a)$$

Из формулы (3.9а) получаем зависимость этого сопротивления от тока:

$$R_{\partial} = \frac{U}{J_0 \left(e^{\frac{U}{\varphi_T}} - 1 \right)}. \quad (3.15б)$$

Отсюда следует, что на обратной ветви характеристики, когда $|U| \gg \varphi_T$, сопротивление R_{∂} прямо пропорционально напряжению:

$$R_{\partial} = \frac{|U|}{J_0}. \quad (3.15в)$$

В нулевой точке ($J = 0$; $U = 0$) сопротивления r_{∂} и R_{∂} имеют одно и то же значение:

$$r_{\partial 0} = R_{\partial 0} = \frac{\varphi_T}{J_0}. \quad (3.16)$$

В области прямых токов сопротивление R_{∂} всегда больше сопротивления r_{∂} , а в области обратных токов оно всегда меньше сопротивления r_{∂} . Обычно под прямым сопротивлением диода $R_{пр}$ понимают сопротивление R_{∂} , соответствующее номинальному прямому току (или напряжению), указанному в справочнике. Под обратным сопротивлением диода $R_{обр}$ обычно подразумевают сопротивление R_{∂} при номинальном обратном напряжении диода.

3.4 Обратная характеристика реального диода

Опыт показывает, что реальный обратный ток диода не остается постоянным и намного превышает величину J_0 , определяемую по формуле (3.9б). Главные причины отклонения реальной обратной характеристики от идеализированной заключается в термогенерации носителей в области перехода, поверхностных утечках, а также в явлениях, которые при достаточно большом обратном напряжении приводят к пробоею перехода. Таким образом, обратный ток реального диода состоит из трех компонент:

- тепловой ток;
- ток термогенерации;

– ток утечки.

Тепловой ток. Для анализа теплового тока реального диода запишем формулу (3.9б) в несколько иной форме:

$$J_0 = q(SL_{n\delta}) \frac{n_{0\delta}}{\tau_{\delta}} + q(SL_{p\epsilon}) \frac{p_{0\epsilon}}{\tau_{\epsilon}}. \quad (3.17)$$

Поскольку множители $n_{0\delta} / \tau_{\delta}$ и $p_{0\epsilon} / \tau_{\epsilon}$ суть скорости генерации электронов в базе и дырок в эмиттере, выражение (3.17) можно трактовать следующим образом: тепловой ток обусловлен генерацией неосновных носителей в объемах SL , прилегающих к переходу, откуда эти носители диффундируют в область потенциального барьера и уносятся полем в другой слой (рис. 3.3).

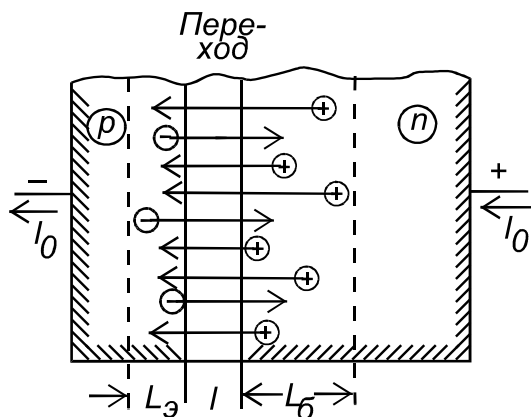


Рис. 3.3. Тепловой ток в полупроводниковом диоде

В равновесном состоянии эти потоки компенсируются встречными потоками аналогичных носителей, имеющих достаточную энергию для преодоления потенциального барьера.

Особый интерес представляет температурная зависимость теплового тока. Если пренебречь дырочной составляющей, то согласно выражению (3.11в) тепловой ток зависит от температуры через параметры D , τ , n_0 . Из них главную роль играет равновесная концентрация неосновных носителей n_0 . Принимая во внимание выражение для теплового тока

$$J_o = \frac{qDS}{L \text{ th } \frac{\omega}{L}} n_o, \text{ а также } n_o = \frac{n_i^2}{N_a}, \text{ где } n_i = \sqrt{N_c N_v} e^{-\frac{\varphi_3}{2\varphi_T}}, \text{ получаем}$$

выражение для теплового тока в виде

$$J_o(T) = \frac{qDS}{L \text{ th } \frac{\omega}{L}} \frac{N_c N_v}{N_a} e^{-\frac{\varphi_3}{\varphi_T}}. \quad (3.18)$$

Обозначим

$$J_{00} = \frac{qDS}{L \text{ th } \frac{\omega}{L}} \frac{N_c N_v}{N_a}, \text{ тогда}$$

$$J_o(T) = J_{00} e^{-\frac{\varphi_3}{\varphi_T}}. \quad (3.19)$$

Считается, что величина J_{00} мало зависит от температуры.

На практике всегда известен тепловой ток при некоторой (обычно "комнатной") температуре T_0 и требуется определить его значение при другой температуре T . Из формулы (3.19) легко получить

$$\frac{J_o(T)}{J_o(T_0)} = e^{\varphi_3 \left(\frac{1}{\varphi T_0} - \frac{1}{\varphi T} \right)}.$$

Преобразуем выражение, стоящее в степени экспоненты:

$$\varphi_3 \left(\frac{1}{\varphi T_0} - \frac{1}{\varphi T} \right) = \frac{\varphi_3 q}{k} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) = \frac{\varphi_3 q}{k} \cdot \frac{\Delta T}{T_0 T}.$$

Введем обозначение: $a = \frac{\varphi_3 q}{k T_0}$

Тогда получаем простое соотношение:

$$J_o(T) = J_o(T_0) e^{\frac{a \Delta T}{T}}, \quad (3.20)$$

где φ_3 – ширина запрещенной зоны. Для кремния (*Si*) $\varphi_3 = 1,11\text{В}$, а для германия (*Ge*) $\varphi_3 = 0,67\text{В}$.

Иногда удобно функцию $J_0(T)$ характеризовать так называемой температурой удвоения T^* , т.е. приращением температуры, вызывающим удвоение теплового тока.

Для этого в формуле (3.20) заменим степень числа e степенью числа 2, т.е.

$$J_0(T) \approx J_0(T_0) \cdot 2^{\frac{\Delta T}{T^*}}. \quad (3.21)$$

Температуру удвоения T^* найдем, приравняв выражения

$$e^{\frac{a\Delta T}{T}} = 2^{\frac{\Delta T}{T^*}}, \text{ отсюда } T^* = T \frac{\ln 2}{\alpha}.$$

На практике очень распространено правило: тепловой ток удваивается на каждые 10^0 С приращения температуры, что соответствует значению $\frac{a}{T} = 0,07$ (полагаем, что абсолютная температура в рабочем диапазоне меняется, не очень сильно, т.е. $T \approx T_0 \approx 300^0$ К).

Ток термогенерации. В идеализированном диоде мы считаем переход бесконечно узким и, следовательно, могли пренебречь генерацией и рекомбинацией носителей в этой области. Реальный переход имеет конечную ширину, поэтому указанные процессы играют немаловажную роль.

Составляющую обратного тока, обусловленную этим явлением, называют *током термогенерации*.

Процессы генерации и рекомбинации носителей происходят во всех частях диода – как в нейтральных слоях n и p , так и в областях перехода. В равновесном состоянии скорости генерации и рекомбинации везде одинаковы, поэтому направленных потоков носителей нет. Когда к переходу приложено обратное напряжение, область перехода дополнительно обедняется носителями. Поэтому рекомбинация здесь замедляется и процесс генерации оказывается неуравновешенным. Избыточные генерируемые

носители уносятся электрическим полем в нейтральные слои: электроны в n -слой, дырки в p -слой. Эти потоки и образуют обратный ток термогенерации J_G (рис.3.4).

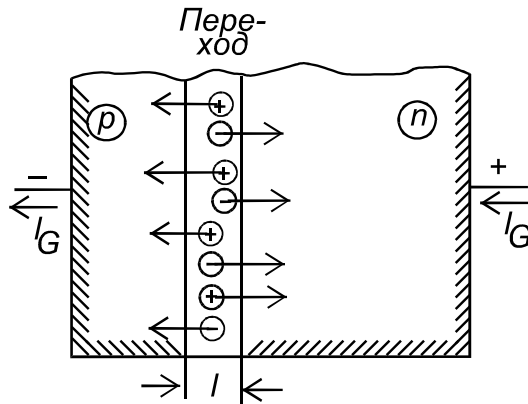


Рис. 3.4. Обратный ток термогенерации

Чтобы найти ток J_G , нужно знать скорость генерации носителей. Ее получают из формулы Шокли-Рида

$$\frac{dn}{dt} = -\frac{np - n_0p_0}{(n + n_t)\tau_p + (p + p_t)\tau_n}. \quad (3.22)$$

Для простоты полагают, что уровни ловушек расположены точно в середине запрещенной зоны (тогда $n_t = p_t = n_i$) и что при обратном напряжении концентрации свободных носителей в области перехода равны нулю ($n = p = 0$).

При таких условиях вышеприведенная формула дает скорость генерации в виде

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n_i}{\tau},$$

где $\tau = \tau_n + \tau_p$ – суммарное время жизни. Умножая скорость генерации на объем $p-n$ перехода (Sl) и на элементарный заряд q (переносимый каждой частицей), получаем

$$J_G = \frac{qSl}{\tau} n_i. \quad (3.23)$$

Что касается температурной зависимости тока J_G , то ее можно легко оценить, подставляя в (3.23) значение $n_i = \sqrt{N_v N_c} e^{-\frac{\varphi_3}{2\varphi_T}}$. Тогда ток термогенерации запишется в форме

$$J_G = J_{G0} e^{-\frac{\varphi_3}{2\varphi_T}}, \quad (3.24)$$

где J_{G0} слабо зависит от температуры.

Сравнивая (3.19) и (3.24), видим, что зависимость $J_G(T)$ более слабая, чем $J_0(T)$.

Сравним токи I_G и I_0 . Разделив (3.23) на первый член (3.17), выразив концентрации через удельные сопротивления и полагая для простоты $\tau = 2\tau_0$ и $\mu_n = \mu_p$, получим:

$$\frac{I_G}{I_0} \approx \frac{\rho_i}{\rho_0} \frac{l}{L}. \quad (3.25)$$

Для германия при $\rho_0 = 5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, $l = 1 \text{ мкм}$, $L = 150 \text{ мкм}$ и комнатной температуре отношение токов составит 0,1. Для кремния при прочих равных условиях отношение токов около 1000. Таким образом, при комнатной температуре ток термогенерации в германиевых диодах пренебрежимо мал и их обратный ток близок к тепловому току; наоборот, в кремниевых диодах ток термогенерации является главным компонентом обратного тока.

Ток утечки. Причинами возникновения тока утечки являются:

- поверхностные утечки, которые являются результатом "загрязнения" поверхности;
- поверхностные энергетические уровни, которые способствуют активной генерации-рекомбинации;
- молекулярные или ионные пленки, шунтирующие переход.

При повышении напряжения ток утечки растет сначала почти линейно, а затем более сильно. Почти линейный начальный участок $J_y(U)$ можно охарактеризовать эквивалентным сопротивлением утечки R_y . Ток

утечки зависит от температуры сравнительно слабо. Поэтому (по сравнению с токами J_0 и J_G) величину J_y можно считать постоянной. Если при комнатной температуре $J_y \ll J_0 + J_G$, то ролью тока утечки можно пренебречь. Обратные характеристики реальных диодов представлены на рис. 3.5.

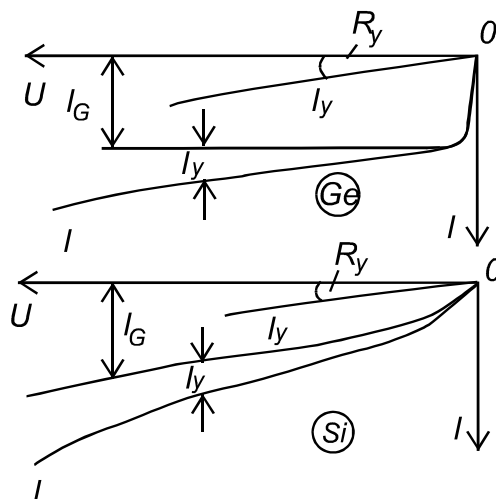


Рис. 3.5. Обратные характеристики реальных диодов

3.5 Эквивалентная схема диода по постоянному току при обратном смещении

Для расчетов полупроводниковый диод удобно представлять в виде линейной эквивалентной схемы, показанной на рис. 3.6а.

Соответствующая формула для такой идеализированной характеристики имеет вид:

$$J = J_{\text{обр}} + \frac{U}{r_{\text{обр}}}, \quad (3.25)$$

где $J_{\text{обр}}$ – ток, получаемый путем экстраполяции характеристики до пересечения с осью токов (рис. 3.6б); $r_{\text{обр}}$ – сопротивление, характеризующее "средний" наклон кривой.

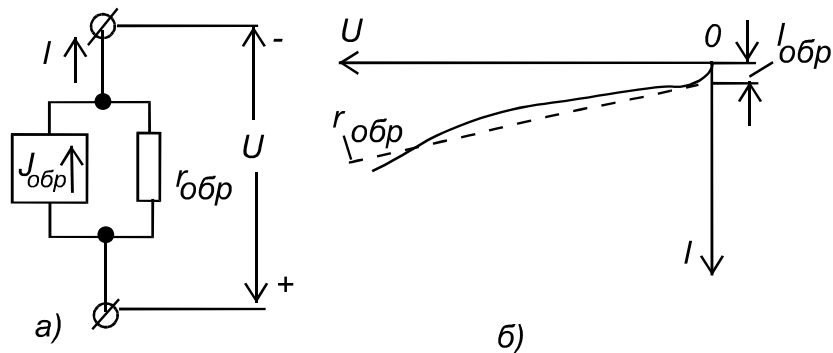


Рис. 3.6. Линейная эквивалентная схема диода (а) и его вольтамперная характеристика (б)

Параметры эквивалентной схемы определяются по данным справочников или путем измерений.

3.6 Пробой р-п перехода

Определим напряженность поля в р-п переходе. Ширина р-п перехода связана с приложенным напряжением выражением (2.11). Если $U \gg \Delta\phi_k$, то из (2.11) следует

$$U = \frac{qN_a l^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon} \quad (3.26)$$

Среднюю напряженность поля р-п перехода можно получить, разделив напряжение на переходе на его ширину l :

$$E = \frac{qN_a l}{2\varepsilon_0 \varepsilon}, \quad (3.26a)$$

или подставив вместо l его значение из (2.11), получим:

$$E = \sqrt{\frac{qN_a U}{2\varepsilon_0 \varepsilon}} \quad (3.27)$$

Из (3.27) видно, что с ростом обратного напряжения напряженность поля в р-п переходе будет увеличиваться, причем тем больше, чем выше концентрация примесей в полупроводнике.

Рост напряженности поля в р-п переходе ограничен резким возрастанием обратного тока при достижении некоторого критического

значения напряженности поля. Это явление называют пробоем p-n перехода, а напряжение, при котором оно происходит, - напряжением пробоя. Напряжение пробоя можно выразить через критическую напряженность поля. Для этого преобразуем (3.27), подставив $\rho_p = \frac{1}{q\mu_p N_a}$:

$$U_{np} = 2\varepsilon_0 \varepsilon \mu_p \rho_p E_{кр}^2, \quad (3.28)$$

где $E_{кр}$ - критическая напряженность поля, ρ_p - удельное сопротивление p-слоя или базы.

Различают три механизма пробоя p-n перехода при достаточно больших обратных напряжениях: *туннельный, лавинный и тепловой*. Первые два связаны с увеличением напряженности электрического поля в переходе, а третий - с увеличением рассеиваемой мощности и соответственно температуры.

В основе туннельного пробоя лежит туннельный эффект, т.е. "просачивание" электронов сквозь тонкий потенциальный барьер. Туннельный переход сквозь барьер происходит без изменения энергии электрона. Вероятность туннельного эффекта увеличивается при уменьшении ширины p-n перехода, которая зависит от удельного сопротивления полупроводника (2.9). Следовательно, напряжение туннельного пробоя будет увеличиваться с ростом удельного сопротивления базы (3.28).

Поэтому для *повышения пробивного напряжения нужно использовать базы из достаточно высокоомного материала*. Именно поэтому у высоковольтных диодов делают базу из как можно более высокоомного материала.

Для U_{np} можно записать эмпирические выражения:

$$\text{для германия} \quad U_{np} \approx 100\rho_n + 50\rho_p; \quad (3.29a)$$

$$\text{для кремния} \quad U_{np} \approx 40\rho_n + 8\rho_p. \quad (3.29б)$$

Кроме того, из формул (3.29) видно, что напряжение туннельного пробоя зависит от типа проводимости базы: для базы типа n оно больше, чем для базы типа p, так как $\mu_n > \mu_p$.

В основе лавинного пробоя лежит процесс "размножения" носителей в сильном электрическом поле, действующем в области перехода. Электрон и дырка, ускоренные электрическим полем на длине свободного пробега, могут разорвать одну из ковалентных связей нейтрального атома полупроводника. В результате рождается новая пара электрон - дырка и процесс повторяется уже с участием новых носителей. Обратный ток при этом, естественно возрастает. При достаточно большой напряженности поля, когда исходная пара носителей в среднем порождает более одной новой пары, ионизация приобретает лавинный характер, подобно самостоятельному разряду в газе. При этом ток будет ограничиваться только внешним сопротивлением.

Напряжение лавинного пробоя связано с удельным сопротивлением базы полуэмпирическим соотношением

$$U_M = a\rho_\delta^m, \quad (3.30)$$

где ρ_δ имеет размерность Ом*см, а значения a и m - характеристические числа, определяемые из таблиц, причем $a \gg 1$, $m < 1$. Например, если полупроводник германиевый электронный, то $a=83$, $m=0,6$. Зависимость $U_M(\rho_\delta)$ более слабая, чем $U_Z(\rho_\delta)$. Поэтому при высоких значениях удельного сопротивления базы ρ_δ , когда $U_M < U_Z$, пробой носит лавинный характер, а при низких значениях удельного сопротивления базы ρ_δ , когда $U_Z < U_M$ - туннельный, (где U_M - напряжение лавинного пробоя, U_Z - напряжение туннельного пробоя). Граничное значение пробивного напряжения, выше которого пробой лавинный, а ниже - туннельный, составляет 5В.

Одной из отличительных особенностей лавинного и туннельного пробоев является *разный знак температурного коэффициента пробивного*

напряжения. Это объясняется тем, что напряжение туннельного пробоя находится в прямой зависимости от ширины запрещенной зоны, поэтому уменьшение величины φ_z с ростом температуры вызывает уменьшение U_z . Напряжение лавинного пробоя находится в обратной зависимости от подвижности, поэтому уменьшение величины μ с ростом температуры вызывает увеличение U_M .

Тепловой пробой обусловлен выделением тепла в переходе при протекании обратного тока. С ростом температуры обратные токи резко возрастают, соответственно увеличивается мощность, рассеиваемая в переходе; это вызывает дополнительный рост температуры и т.д.

Напряжение теплового пробоя имеет следующую структуру:

$$U_T \approx 3 / (\varphi_z R_t I_{обр}), \quad (3.31)$$

где R_t - тепловое сопротивление перехода, $I_{обр}$ - обратный ток при комнатной температуре.

Например, если $\varphi_z = 0,7B$; $R_t = 0,5\text{град} / \text{мвт}$; и $I_{обр} = 20\text{мкА}$, то $U_T \approx 400B$. Величина U_T быстро уменьшается с ростом температуры окружающей среды, так как при этом сильно растет обратный ток.

3.7 Прямая характеристика реального диода

Рассмотрим главные причины, по которым реальная характеристика диода отличается от идеализированной характеристики.

Ток рекомбинации. В равновесном состоянии токи термогенерации и рекомбинации в переходе взаимно компенсируются. При прямом смещении перехода крутизна потенциального барьера уменьшается и носители, не способные преодолеть барьер, проникают в переход гораздо глубже. Соответственно увеличиваются вероятность их рекомбинации и ток рекомбинации I_R , который подобно току генерации пропорционален собственной концентрации n_i , а потому его величина и доля его в общем прямом токе диода существенно зависят от материала. Ток рекомбинации, так же как и ток термогенерации, играет главную роль в кремниевых

диодах. В германиевых диодах его роль может стать заметной при пониженной температуре, когда тепловой ток сильно уменьшается.

Сопротивление базы. Будем считать, что в отсутствие инжекции или при малом ее уровне сопротивление базы определяется обычной формулой:

$$r_{\delta} = \rho_{\delta} \frac{w}{S}, \quad (3.32)$$

w - толщина базы; S - площадь поперечного сечения.

Падение напряжения на базе составляет:

$$U_{\delta} = I r_{\delta} = j \rho_{\delta} w. \quad (3.33)$$

Это напряжение является той поправкой, которую нужно внести в формулы (3.9а) и (3.12):

$$I = I_0 \left(e^{\frac{U_{\delta} - I r_{\delta}}{\varphi_T}} - 1 \right) \quad (3.34)$$

$$U_{\delta} = \varphi_T \ln\left(\frac{I}{I_0} + 1\right) + I r_{\delta}. \quad (3.35)$$

Влияние объемного сопротивления базы на прямую характеристику реального диода показано на рис.3.7, из которого видно, что существует два участка: экспоненциальный и линейный (омический). Происхождение омического участка можно объяснить следующим образом: с ростом прямого тока высота потенциального барьера уменьшается, стремясь в пределе к нулю. Следовательно, при больших токах наличие перехода делается все менее существенным, и диод превращается в двухслойную пластинку, в которой главную роль играет слой базы.

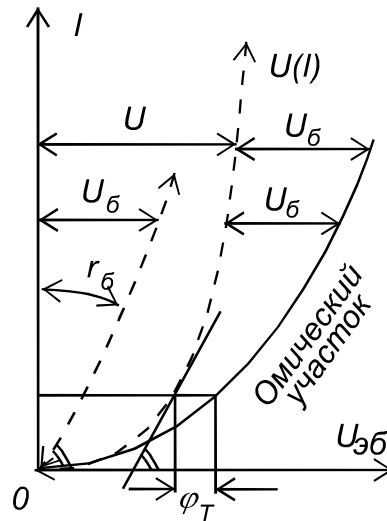


Рис. 3.7. Влияние объемного сопротивления базы на прямую характеристику реального диода

Оценим величину тока, при котором наступает вырождение экспоненциальной характеристики. Для этого проще всего положить дифференциальное сопротивление r_d равным сопротивлению r_b . Тогда

$r_d = \frac{\varphi_T}{I_s} = r_b$. Откуда следует критерий вырождения:

$$I_s = \frac{\varphi_T}{r_b} \quad (3.36)$$

Падение напряжения в базе при токе I_s составляет $U_b = I_s r_b = \varphi_T$. Даже у мощных диодов, имеющих сопротивление около 1 Ом, ток вырождения не превышает 20-30 мА, т.е. соответствует начальному участку характеристики (рис.3.7). Отсюда следует, что омический участок может составлять значительную, а иногда и основную рабочую часть характеристики.

Зависимость прямого напряжения от температуры. Рассмотрим сначала идеализированный диод, пользуясь формулой (3.12), в которой от температуры зависят параметры φ_T и I_0 .

Зависимость $U(T)$ удобно характеризовать разностью $\Delta U = U(T) - U(T_0)$, которая оказывается пропорциональной температуре: $\Delta U = \varepsilon_n \Delta T$, где

температурный коэффициент напряжения ε (ТКН) - почти постоянная величина.

Пренебрегая единицей в формуле (3.12), подставляя I_0 из выражения (3.19) и логарифмируя, получаем:

$$U = \varphi_T \ln \frac{I}{I_{00}} + \varphi_3 \quad (3.37)$$

Ток I_{00} и потенциал φ_3 слабо зависят от температуры, поэтому, полагая $\varphi_3 = const$; $\ln(I / I_{00}) = const$ и дифференцируя U по T , легко получить ТКН перехода в следующем виде:

$$\varepsilon_n = \frac{dU}{dT} = \frac{U - \varphi_3}{T} < 0 \quad (3.38)$$

Отрицательный знак ТКН обусловлен очевидным соотношением

$$U < \Delta\varphi_0 < \varphi_3. \quad (3.39)$$

Модуль ТКН, как следует из (3.38), растет с уменьшением прямого напряжения, а значит, и прямого тока. В пределе, при $U \rightarrow 0$, получается максимальное значение φ_3/T . Наоборот, с увеличением тока модуль ТКН уменьшается и в пределе, при $U \rightarrow \varphi_0$ имеет минимальное значение $(\varphi_3 - \varphi_0)/T$. Для германия и кремния максимальный ТКН получается разным (соответственно около 2 и около 3 мВ/К.), а минимальный ТКН - почти одинаковым (около 1,2 мВ/К). Последнее объясняется тем, что напряжения φ_3 и $\Delta\varphi_0$ у германиевых и кремниевых диодов различаются примерно на одну и ту же величину 0,3В. Поскольку в действительности $U < \Delta\varphi_0$, можно считать типичным значением ТКН для обоих типов диодов величину $\varepsilon_n = 1,6$ мВ/К.

Опыт показывает, что с ростом тока ТКН уменьшается сильнее, чем следует из формулы (3.38). Более того, при некотором достаточно большом токе ТКН делается равным) и далее меняет знак, т.е. становится положительным, Такие отклонения от формулы (3.38) объясняются наличием сопротивления базы, которое увеличивается с ростом температуры. Таким образом, ТКН, вообще говоря, определяется двумя

приращениями (ΔU и ΔU_{δ}), имеющими разные знаки. Роль приращения ΔU_{δ} становится определяющей на омическом участке характеристики, т.е. при достаточно больших токах.

Оценим ТКН, обусловленный базовым сопротивлением. Для этого продифференцируем функцию (1.32) по T , учитывая зависимость (1.26а). В результате получим:

$$\frac{d\rho_{\delta}}{dT} = c \frac{\rho_{\delta}(T)}{T}.$$

Поскольку при заданном токе имеют место соотношения $dU_{\delta} = I dr_{\delta}$ и $dr_{\delta} \sim d\rho_{\delta}$, легко прийти к следующему выражению для ТКН базы

$$\varepsilon_{\delta} = \frac{dU_{\delta}}{dI} = c \frac{I r_{\delta}(T)}{I}.$$
 (3.40)

Приравнивая величины $|\varepsilon_n|$ и ε_{δ} , можно найти ток I_{ε} , при котором суммарный ТКН меняет знак:

$$I_{\varepsilon} = \frac{1}{c} \varepsilon_n T / r_{\delta}.$$
 (3.41)

На рис. 3.8 показаны прямые характеристики кремниевого диода при трех температурах. Как видим, прямые характеристики пересекаются, что происходит вследствие изменения величины и знака ТКН по мере возрастания прямого тока.

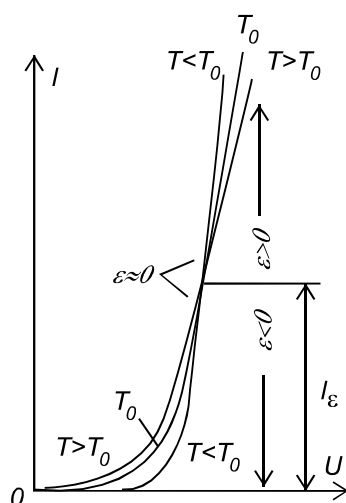


Рис. 3.8. Прямые характеристики кремниевого диода при трех температурах

Работа диода при высоком уровне инжекции. Формула (3.9а) была выведена из условия низкого уровня инжекции, при котором можно пренебречь дрейфовой составляющей тока инжектированных носителей. Кроме того, низкий уровень инжекции означает, что удельное сопротивление вблизи перехода сохраняет исходное значение, поскольку концентрации избыточных носителей относительно малы.

Количественной характеристикой уровня инжекции является соотношение:

$$\delta = \frac{\Delta n(0)}{p_0}, \quad (3.42)$$

где $\Delta n(0)$ - граничная концентрация избыточных электронов; p_0 - равновесная концентрация дырок в базе ($\Delta n(0) \ll p_0$).

В условиях квазинейтральности, когда $\Delta n \cong \Delta p$, низкий уровень инжекции ($\delta \ll 1$) означает, что $\Delta p \ll p_0$, т.е. распределение дырок в базе не нарушено.

С ростом тока и напряжения уровень инжекции повышается, растут избыточные концентрации электронов и компенсирующих дырок и процессы в базе существенно изменяются.

Оценим величину тока, до которой действительны диффузионное приближение и, следовательно, функция (3.9а). Сравнивая (3.3б) и (3.9а), получаем:

$$\frac{\Delta n(0)}{I} = \frac{n_{p0}}{I_0}. \quad (3.43)$$

Определяя $\Delta n(0)$ из формулы (3.43) и подставляя в выражение (3.42), получаем уровень инжекции в следующей форме:

$$\delta = \frac{n_{p0} I}{p_0 I_0} = \frac{I}{I_\delta}, \quad (3.44)$$

где $I_{\delta} = I_0 \frac{P_0}{n_{p0}}$ – тот «масштабный» ток, относительно которого оценивается

уровень инжекции. Назовем его *граничным током*. Используя формулы (3.11a), (1.54) и (1.27б), получаем

$$I_{\delta} = \sigma_{\delta} \frac{\varphi_T}{bLth(w/L)} S, \quad (3.45a)$$

где $b = \mu_p / \mu_n$.

В случае толстой базы, когда $th(w/L) \approx 1$,

$$I_{\delta} = \sigma_{\delta} \frac{\varphi_T}{bL} S. \quad (3.45б)$$

В случае тонкой базы, когда $th(w/L) \approx w/L$,

$$I_{\delta} = \sigma_{\delta} \frac{\varphi_T}{bw} S. \quad (3.45в)$$

Если в выражениях (3.45) положить $b=1$, то граничный ток можно определить как дрейфовый ток в базе под действием поля $\frac{\varphi_T}{Lth(w/L)}$.

Сравнивая (3.41) и (3.45), нетрудно заметить, что токи I_b и I_{δ} близки друг другу, т.е. вырождение экспоненциальной характеристики в омическую совпадает с переходом от низкого к высокому уровню.

Эквивалентная схема диода при прямом смещении.

Несмотря на сложную структуру прямой характеристики, для практических расчетов ее можно аппроксимировать ломаной линией, как показано на рис. 3.9а. Погрешность такой аппроксимации, как видно из рисунка, существенна лишь на начальном участке, при малых токах.

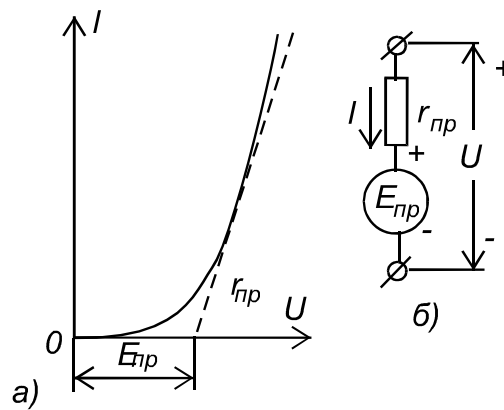


Рис. 3.9. Прямая характеристика диода (а) и эквивалентная схема диода при прямом смещении (б)

Формула для идеализированной характеристики очень проста:

$$I = \frac{U - E_{np}}{r_{np}} \quad (3.46)$$

Ей отвечает простая эквивалентная схема, показанная на рис.3.9б. Параметры r_{np} и E_{np} можно определить по справочным кривым.. Можно также без большой погрешности принять $E_{np} = (0,5 - 0,7) \Delta\phi_0$, а $r_{np} = r_{\delta}$, измерив r_{δ} на переменном токе при достаточно большом смещении.

3.8 Барьерная и диффузионная емкости диода

Полупроводниковый диод инерционен по отношению к достаточно быстрым изменениям тока или напряжения, поскольку новое распределение носителей устанавливается не сразу. Как известно, внешнее напряжение меняет ширину перехода, а значит, и величину объемных зарядов ионизированных доноров и акцепторов в переходе. Кроме того, при инжекции или экстракции меняются заряды в области базы (роль зарядов в эмиттере мало существенна). Следовательно, диод обладает емкостью, которую можно считать подключенной параллельно р-п переходу. Эту емкость можно разделить на две составляющие: *барьерную емкость*, отражающую перераспределение зарядов в переходе, и *диффузионную емкость*, отражающую перераспределение зарядов в базе. Такое разделение в общем условное, но оно удобно на практике, поскольку соотношение обеих

емкостей различно при разных полярностях приложенного напряжения. При прямом напряжении главную роль играют избыточные заряды в базе и соответственно - диффузионная емкость. При обратном напряжении избыточные заряды в базе малы и главную роль играет барьерная емкость. Заметим заранее, что обе емкости не линейны: диффузионная емкость зависит от прямого тока, а барьерная - от обратного напряжения.

Определим величину барьерной емкости, считая переход несимметричным типа n^+p . Тогда протяженность отрицательного заряда в базе p -типа можно считать равной всей ширине перехода: $\ell_p = \ell$. Запишем модуль этого заряда:

$$|Q| = qNS\ell, \quad (3.47)$$

где N - концентрация примеси в базе; S - площадь перехода. Такой же (но положительный) заряд будет в эмиттерном слое.

Представим, что эти заряды расположены на обкладках воображаемого конденсатора, емкость которого можно определить как

$$C_{\bar{\sigma}} = \frac{dQ}{dU}$$

Учитывая выражение ширины перехода при обратном включении, и дифференцируя заряд Q по напряжению, окончательно получаем:

$$C_{\bar{\sigma}} = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon S}{\ell_0} \sqrt{\frac{\Delta\varphi_0}{|U|}}, \quad (3.48)$$

где ℓ_0 и $\Delta\varphi_0$ соответственно ширина и высота потенциального барьера при равновесном состоянии.

При определении диффузионной емкости будем учитывать, что перераспределение заряда в базе происходит за счет инжекции неосновных носителей в базу. Поскольку база p -типа, то неосновными носителями являются электроны. Тогда для толстой базы приращение концентрации определится из формулы (3.6а), в которой при условии $|U| \gg \varphi_T$ можно пренебречь единицей.

Определим Q_∂ как

$$Q_\partial = Sq \int_0^w \Delta n(x) dx = Sq \int_0^w n_{p0} e^{U/\varphi_T} e^{-x/L} dx = Sq n_{p0} e^{U/\varphi_T} L(1 - e^{-w/L}).$$

При $w \gg L$

$$Q_\partial = Sq e^{U/\varphi_T} L n_{p0} \quad (3.49)$$

Тогда

$$C_\partial = \frac{dQ}{dU} = \frac{Sq n_0 L e^{U/\varphi_T}}{\varphi_T}. \quad (3.50a)$$

Учитывая значение теплового тока (3.11в) для толстой базы и связь $L = \sqrt{D\tau}$, окончательно получим:

$$C_\partial = \frac{I_\partial \tau}{\varphi_T}, \quad (3.50б)$$

где $I_\partial = q \frac{DS}{L} n_{p0} e^{U/\varphi_T}$ – диффузионный электронный ток в толстой базе;

τ – время жизни неосновных носителей в базе.

В случае тонкой базы с учетом формулы (3.6б) при условии $U \gg \varphi_T$ Q_∂ определится как

$$Q_\partial = qSn_0 e^{U/\varphi_T} \int_0^w \left(1 - \frac{x}{w}\right) dx = \frac{qSn_0 e^{U/\varphi_T} w}{2}. \quad (3.51)$$

Дифференцируя заряд Q_∂ по напряжению, и учитывая значение теплового тока для тонкой базы (3.11б), окончательно получаем:

$$C_\partial = \frac{I_\partial t_\partial}{\varphi_T}, \quad (3.52)$$

где $I_\partial = \frac{qDS}{w} n_0 e^{U/\varphi_T}$ – диффузионный электронный ток в тонкой базе;

$t_{\partial} = \frac{w^2}{2D}$ – среднее время диффузии или время пролета носителей через тонкую базу при чисто диффузионном механизме движения.

Эквивалентная схема диода по переменному току.

Имея в виду, что диод обладает емкостью, можно составить его полную эквивалентную схему для переменного тока (рис.3.10а).

Сопротивление R_0 в этой схеме представляет суммарное сравнительно небольшое сопротивление n - и p - областей и контактов этих областей с выводами. Нелинейное сопротивление $r_{нл}$ при прямом включении равно R_{np} , т.е. невелико, а при обратном напряжении $r_{нл} = r_{обр}$, т.е. оно очень большое. Следует иметь в виду, что существует еще емкость C_v между выводами диода, которая может заметно шунтировать диод на очень высоких частотах. На СВЧ может также проявляться индуктивность выводов.

Приведенная эквивалентная схема в различных частотных случаях может быть упрощена. На низких частотах емкостное сопротивление очень велико и емкость можно не учитывать. Тогда при прямом смещении в эквивалентной схеме остаются лишь сопротивления R_0 и r_{np} (рис.3.10б), а при обратном напряжении – только сопротивление $r_{обр}$, так как $R_0 \ll r_{обр}$ (рис.3.10в).

На высоких частотах емкости имеют сравнительно небольшое сопротивление. Поэтому при прямом напряжении получается схема по рис.3.10г, (если частота не очень высокая, то $C_{диф}$ практически не влияет), при обратном – рис. 3.10д.

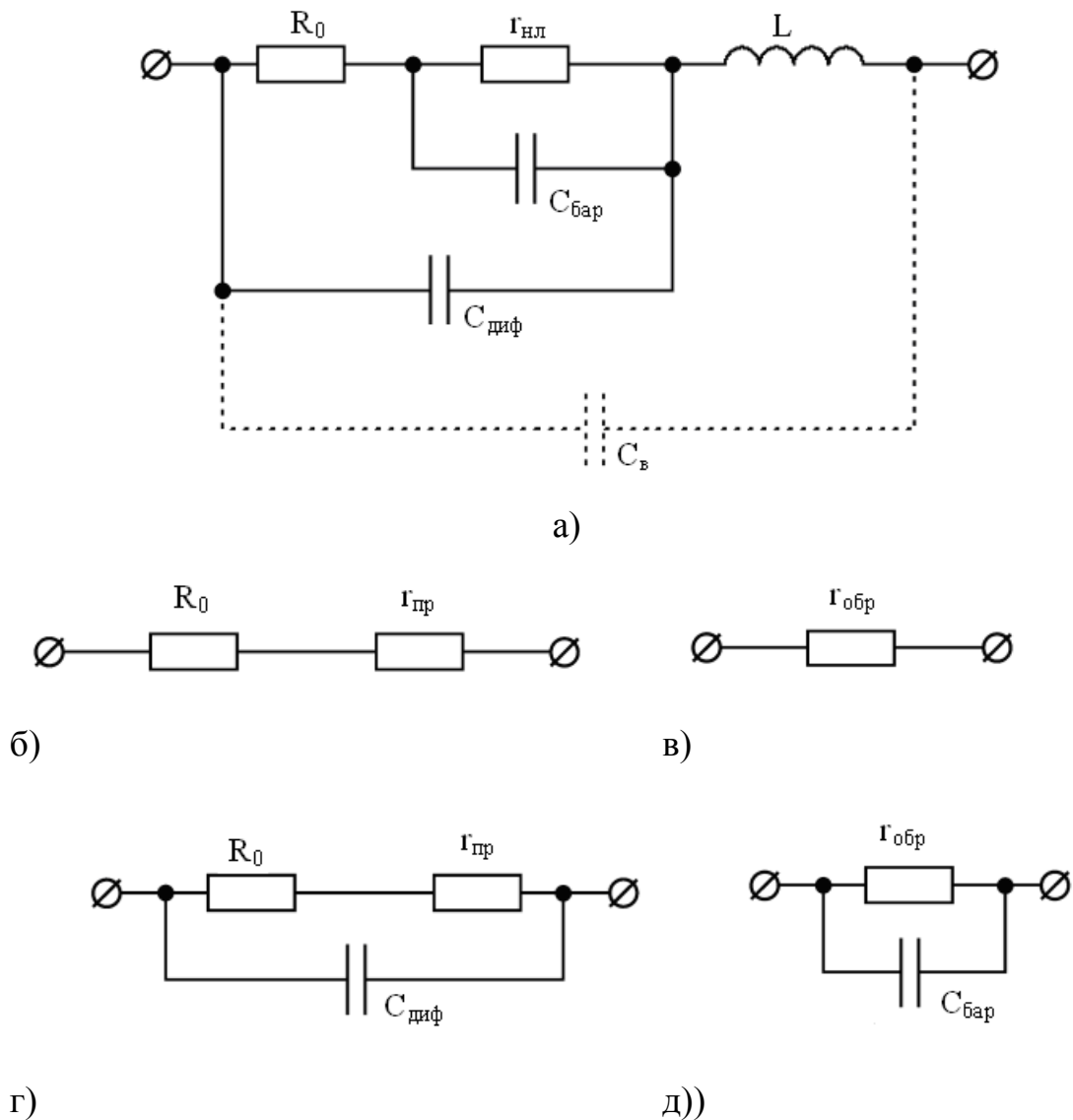


Рис.3.10. а) Полная эквивалентная схема диода б) эквивалентная схема на низких частотах при прямом смещении; в) эквивалентная схема на низких частотах при обратном смещении; г) эквивалентная схема на высоких частотах при прямом смещении; д) эквивалентная схема на высоких частотах при обратном смещении.

3.9 Классификация диодов

Классификация диодов проводится в основном:

- 1) по технологическим методам создания электрических переходов и диодных структур
- 2) по выполняемой функции диодов.

По технологии изготовления диоды могут быть точечными и плоскостными. Основные характеристики точечных диодов: площадь p - n -перехода мала, имеют малую емкость (менее 1 пФ), малые токи (не более 1 или десятков мА). Применяются на высоких частотах вплоть до свч. Технология: к пластинке германия n -типа или кремния n -типа приваривается при помощи большого импульса тока вольфрамовая нить, покрытая акцепторной примесью (для германия- индий, для кремния- алюминий).

Плоскостные диоды: технология изготовления может быть либо сплавление, либо диффузия. При сплавлении на очищенную поверхность полупроводниковой пластинки обычно n -типа помещается таблетка металлического акцепторного материала, например алюминий, если полупроводник кремний. При нагревании до $600...700^{\circ}\text{C}$ она расплавляется и растворяет в себе прилегающий слой кремния, температура плавления которого значительно выше. После охлаждения у поверхности пластинки слой кремния p^+ -типа, насыщенный алюминием (эмиттер p -типа, база- n -типа). Диффузия: примесные атомы поступают обычно из газовой среды в полупроводниковую пластинку через ее поверхность при высокой температуре (около 1000°) и распространяются вглубь вследствие диффузии, т.е. теплового движения. Процесс осуществляется в специальных диффузионных печах, где с высокой точностью поддерживается температура и время процесса. Чем больше время и температура, тем дальше примеси проникают в глубь пластины. Диффузионный p - n -переход получается плоским, а его площадь велика и равна площади исходной пластины, рабочие токи достигают десятков ампер.

По выполняемой функции различают диоды выпрямительные, импульсные, преобразовательные, переключательные, детекторные диоды, стабилитроны, варикапы и т.д. Отдельные классы диодов могут подразделяться на подклассы в зависимости от диапазона рабочих частот (низкочастотные, высокочастотные, СВЧ-диоды, диоды оптического диапазона). Различают диоды также по полупроводниковому материалу:

наиболее широко применяется кремний, вытесняющий распространенный ранее германий. Кремниевые диоды имеют большую максимальную рабочую температуру ($\text{Si} - 125 \dots 150^\circ\text{C}$, $\text{Ge} - 70 \dots 80^\circ\text{C}$) и на несколько порядков меньший обратный ток. Непрерывно увеличивается число диодов на арсениде галлия (в частности, металл-полупроводниковых), превосходящих по параметрам кремниевые диоды.

Рассмотрим некоторые типы диодов и их основные параметры.

1. *Выпрямительные низкочастотные диоды.* Они используются в источниках питания для выпрямления переменного тока.

Основными электрическими параметрами диода являются величины $U_{\text{пр.ср}}$ при заданном $I_{\text{пр.ср}}$, а также $I_{\text{обр.ср}}$ при заданном амплитудном (максимальном) значении обратного напряжения ($U_{\text{обр.макс}}$) ($U_{\text{пр.ср}}$ и $I_{\text{обр.ср}}$ – средние значения прямого напряжения и обратного тока за период). Для кремниевых диодов с p-n переходом, имеющих наибольшее распространение, $U_{\text{пр.ср}}$ не превышает 1..1,5В при $T=20^\circ\text{C}$. С ростом температуры эта величина уменьшается, причем ТКН зависит от значения прямого тока; с ростом тока уменьшается, а при большом токе может стать даже положительным. Обратный ток кремниевых диодов при $T=20^\circ\text{C}$, как правило, не превышает десятых долей мкА, и увеличивается с ростом температуры (температура удвоения около 10°C). При $T=20^\circ\text{C}$ обратным током можно пренебречь. Напряжение пробоя кремниевых диодов составляет сотни вольт и увеличивается с ростом температуры.

Прямое напряжение кремниевых диодов с переходом металл-полупроводник примерно в два раза меньше, чем в диодах с p-n переходом. А обратный ток несколько больше и сильнее зависит от температуры, удваиваясь на каждые 6..8 $^\circ\text{C}$.

При выборе типа диода учитывают предельно допустимый выпрямленный ток, обратное напряжение и температуру. В зависимости от допустимого тока различают диоды малой (<300мА), средней (<1А) и большой (>10А) мощности. Предельное обратное напряжение ограничено

пробоем перехода и лежит в пределах от 50 до 1500В. Для увеличения допустимого обратного напряжения диоды соединяют последовательно. Несколько последовательно соединенных диодов, изготовленных в едином технологическом цикле и заключенных в общий корпус, называют выпрямительным столбом. Максимальная рабочая температура кремниевых диодов достигает 125..150⁰С и ограничена ростом обратного тока.

Маломощные диоды с небольшой площадью р-п перехода (менее 1мм²) создают методом сплавления, мощные – с большой площадью - методом диффузии. Силовые диоды с р-п переходом могут работать до частот обычно не более 1кГц, а диоды с переходом металл- полупроводник – до частот в сотни кГц.

Германиевые диоды имеют прямое напряжение примерно в 1,5..2 раза меньше, чем кремниевые (обычно не более 0,5 В) из-за меньшей ширины запрещенной зоны. Оно в основном определяется падением напряжения на сопротивлении базы, в этом случае ТК $U_{пр} > 0$. Обратный ток при $T=20^0$ С на 2..3 порядка больше, чем в кремниевых диодах, и сильнее зависит от температуры. Удваиваясь на каждые 8⁰С, в связи с этим максимальная рабочая температура значительно ниже (70...80⁰С).

Тепловой механизм пробоя ведет к тому, что германиевые диоды выходят из строя даже при кратковременных импульсных перегрузках. Это является существенным недостатком. Напряжение пробоя уменьшается с ростом температуры.

2. *Выпрямительные высокочастотные диоды.* Эти диоды используются на частотах до десятков и сотен мегагерц в различных радиотехнических устройствах: детекторах, преобразователях частоты, смесителях, ограничителях и др. В работе всех этих устройств используются нелинейные свойства диода. Выпрямительные высокочастотные диоды универсальны, т.е. один и тот же диод может выполнять различные схемные функции. Поэтому электрические параметры являются общими и не отражают специфики применения в тех или иных устройствах. К ним

относятся статические параметры, связанные с ВАХ, - прямое напряжение и обратный ток, и динамические параметры – емкость диода при обратном напряжении и время восстановления обратного сопротивления. Динамические параметры характеризуют быстродействие; чем меньше их значения, тем выше частота, на которой может работать диод. Для снижения емкости необходимо уменьшить площадь перехода; емкости высокочастотных диодов, как правило, не превышают 10 пФ и указываются на заданной частоте. Время восстановления обратного сопротивления определяется переходными процессами в диоде. Иногда приводят обобщенный динамический параметр – граничную частоту, на которой средний выпрямленный ток уменьшается до определенного уровня по сравнению с его значением на низкой частоте. Снижение среднего выпрямленного тока с увеличением частоты происходит из-за роста обратного тока, обусловленного емкостью. Для повышения граничной частоты необходимо снижать барьерную емкость (площадь перехода), диффузионную емкость (снижать время жизни неосновных носителей в базе или использовать переход металл- полупроводник), паразитную емкость выводов и сопротивление базы. Снижение сопротивление базы требуется для увеличения емкости перехода.

Из-за малой площади перехода предельно допустимые прямые токи высокочастотных диодов невелики (обычно менее 100мА), пробивные напряжения, как правило, не превышают 100В.

3. *Импульсные диоды.* Предназначены для работы в импульсном режиме, т.е. в устройствах формирования и преобразования импульсных сигналов, ключевых и цифровых схемах.

Важнейшим параметром импульсных диодов является время восстановления обратного сопротивления. Оно характеризует переходный процесс переключения диода из состояния с заданным прямым током $I_{пр}$ в состояние с заданным обратным напряжением $U_{обр}$. На рис.3.11. показаны временные диаграммы напряжения и тока через диод.

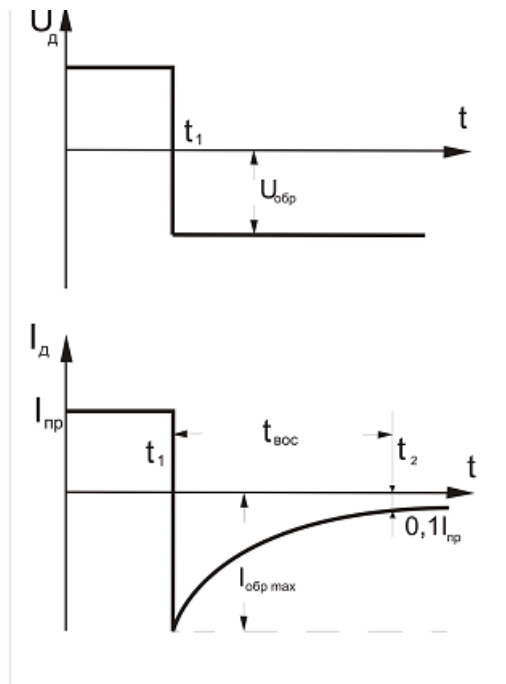


Рис.3.11. Временные диаграммы напряжения и тока через диод

Время восстановления $t_{вос}$ отсчитывается от момента t_1 изменения напряжения на диоде с прямого на обратное до момента t_2 , когда обратное напряжение достигнет значения $0,1I_{пр}$. Время восстановления в диоде с р-п переходом определяется временем рассасывания заряда, накопленного в базе до переключения (до момента t_1), а также процессом перезаряда барьерной емкости. В импульсных диодах время восстановления должно быть как можно меньше; необходимо снижать время жизни неосновных носителей в базе, для чего кремниевые диоды с р-п переходом легируются золотом. Однако при большой концентрации атомов золота возрастает генерация (обратный ток), а, кроме того, увеличивается сопротивление базы, так как золото является в кремнии также и акцептором и уменьшает эффективную концентрацию доноров в базе $N_{\delta}^* = N_{\delta} - N_a$. Поэтому для кремниевых диодов не удастся получить время восстановления порядка менее 1нс. В арсениде галлия время жизни гораздо меньше, чем в кремнии, и в диодах с р-п переходом удастся получить $t_{вос}$ порядка 0,1 нс. Снижение барьерной емкости достигается уменьшением площади перехода. Наименьшее время восстановления ($t_{вос} < 0,1нс$) имеют диоды с переходом металл-

полупроводник, в которых отсутствует накопление неосновных носителей при протекании прямого тока. В них время восстановления порядка C_{gr6} определяется процессом перезаряда барьерной емкости перехода через сопротивление базы.

Для всех импульсных диодов указывается емкость при определенном обратном напряжении и частоте переменного сигнала, используемого при измерении. Минимальные значения емкости составляют $0,1 \dots 1$ пФ.

К специфическим параметрам импульсных диодов относятся максимальный импульсный обратный ток $I_{обр.и.макс}$ и максимальное импульсное сопротивление $r_{пр.и.макс}$, равное отношению максимального прямого напряжения в процессе его установления к прямому току. Значения этих величин желательно иметь как можно меньше.

Для импульсных диодов важны также и статические параметры, определяющие установившиеся значения тока и напряжений в схемах. К ним относятся прямое напряжение при заданном прямом токе и обратный ток при определенном обратном напряжении.

4. *Стабилитроны.* Стабилитроном называется полупроводниковый диод, предназначенный для стабилизации напряжений в схемах. Стабилитроны используются в источниках питания, ограничителях, фиксаторах уровня, источниках опорного напряжения и других устройствах. Принцип действия стабилитронов основан на использовании лавинного или туннельного пробоя в p-n переходе.

На рис.3.12 дана типичная вольтамперная характеристика стабилитрона при обратном напряжении.

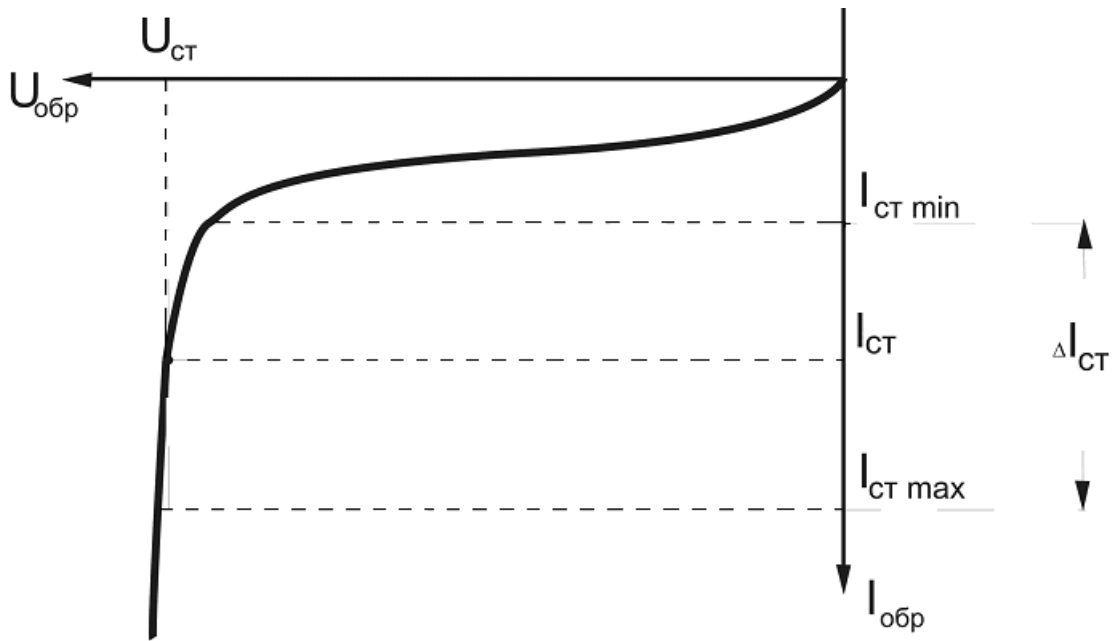


Рис.3.12. Типичная вольтамперная характеристика стабилизатора при обратном напряжении

На участке пробоя – рабочем участке ВАХ напряжение очень слабо зависит от тока. Минимальное значение рабочего тока $I_{ст.мин}$ соответствует началу «вертикального» участка ВАХ, где достигается малое дифференциальное сопротивление $r_{диф} = \Delta U / \Delta I$. Максимальный ток $I_{ст.макс}$ определяется допустимой рассеиваемой мощностью. Основным параметром – напряжение стабилизации $U_{ст}$, практически равное напряжению пробоя, задается при определенном значении тока $I_{ст}$ на рабочем участке.

Схема включения стабилизатора приведена на рис.3.13.

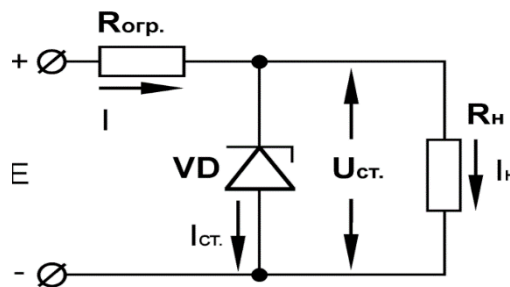


Рис.3.13. Схема включения стабилизатора

Здесь $R_{огр}$ – ограничивающий резистор; R_n – резистор нагрузки, напряжение на котором $U_n = U_{ст}$. Ток, протекающий через ограничивающий резистор, равен $I = (E - U_{ст}) / R_{огр}$, а ток через стабилитрон $I_{ст} = I - I_n$, где $I_n = U_{ст} / R_n$, что соответствует рабочей точки с на рис.3.11. Если напряжение источника питания отклоняется на величину $\pm \Delta E$ от номинального значения, ток через стабилитрон изменяется на $\Delta I_{ст} = \Delta E / R_{огр}$ при $r_{диф} \ll (R_{огр} \parallel R_n)$ и рабочая точка перемещается в пределах участка $C'C''$; напряжение на нагрузке изменяется на очень малую величину

$$\Delta U = \frac{\Delta E \frac{r_{диф}}{R_{огр}}}{1 + \frac{r_{диф}}{(R_{огр} \parallel R_n)}} \quad (3.32)$$

Если изменяется ток нагрузки на величину ΔI_n , то примерно так же изменится ток через стабилитрон и $\Delta U = -r_{диф} \Delta I_n$. Знак «-» означает, что увеличении тока нагрузки ток стабилитрона уменьшается. Для получения хорошей стабилизации дифференциальное сопротивление должно быть как можно меньше.

Напряжение пробоя p-n перехода уменьшается с ростом концентрации примесей базы. Для приборов различных типов $U_{ст}$ может составлять от 3 до 200В.

Влияние температуры оценивается температурным коэффициентом напряжения стабилизации ТКН, который характеризует изменение напряжения $U_{ст}$ при изменении температуры на один градус, т.е.

$$TKH = \frac{\Delta U_{ст}}{U_{ст} \Delta T} \quad (3.33)$$

Температурный коэффициент напряжения может быть от 10^{-5} до 10^{-3} K^{-1} . Значение $U_{ст}$ и знак ТКН зависят от удельного сопротивления основного полупроводника. Стабилитроны на напряжение до 7В изготавливаются из кремния с малым удельным сопротивлением, т.е. с большой концентрацией примесей. В этих стабилитронах p-n переход имеет малую толщину, в нем

действует поле с высокой напряженностью и пробой происходит главным образом за счет туннельного эффекта. При этом ТКН получается отрицательным. Если же применен кремний с меньшей концентрацией примесей, то р-п переход будет толще. Его пробой возникает при более высоких напряжениях и является лавинным. Для таких стабилитронов характерен положительный ТКН.

Температурный коэффициент стабилизации высоковольтных стабилитронов может быть уменьшен на 1..2 порядка, с помощью термостабилизации. Для этого обратному включенному р-п переходу стабилитрона соединяют последовательно с одним или двумя р-п переходами, включенными в прямом направлении. Известно, что прямое напряжение на р-п переходе уменьшается при повышении температуры, что компенсирует увеличение напряжения пробоя. Такие термокомпенсированные стабилитроны называются прецизионными. Они применяются в качестве источников опорного напряжения.

Наиболее часто стабилитрон работает в таком режиме, когда напряжение источника нестабильно, а сопротивление нагрузки R_n постоянно. Для установления и поддержания правильного режима стабилизации в этом случае сопротивление $R_{огр}$ должно иметь определенное значение. Обычно $R_{огр}$ рассчитывают для средней точки с характеристики стабилитрона. Если напряжение E меняется от E_{min} до E_{max} , то можно $R_{огр}$ найти по следующей формуле

$$R_{огр} = \frac{E_{cp} - U_{ct}}{I_{cp} + I_n}, \quad (3.34)$$

где $E_{cp} = 0,5(E_{min} + E_{max})$ – среднее напряжение источника;

$I_{cp} = 0,5(I_{min} + I_{max})$ – средний ток стабилитрона;

$I_n = U_{ct}/R_n$ – ток нагрузки.

Если напряжение E станет изменяться в ту или другую сторону, то будет изменяться ток стабилитрона и напряжение на нем, а, следовательно, и на нагрузке будет почти постоянным. Поскольку все изменения

напряжения источника должны поглощаться ограничительным резистором, то наибольшее изменение этого напряжения, равное $E_{\max} - E_{\min}$, должно соответствовать наибольшему возможному изменению тока, при котором еще сохраняется стабилизация, т.е. $I_{\max} - I_{\min}$. Отсюда следует, что если значение E изменяется на ΔE , то стабилизация будет осуществляться только при соблюдении условия

$$\Delta E \leq (I_{ct\max} - I_{ct\min}) R_{огр}. \quad (3.35)$$

Второй возможный режим стабилизации применяется в том случае, когда $E = const$, а R_n изменяется в пределах от $R_{n\min}$ до $R_{n\max}$. Для такого режима $R_{огр}$ можно определить по средним значениям токов по формуле

$$R_{огр} = \frac{E - U_{ct}}{I_{cp} + I_{нср}}, \quad (3.36)$$

$$I_{нср} = 0,5(I_{n\min} + I_{n\max}), \text{ причем } I_{n\min} = U_{ct}/R_{n\max} \text{ и } I_{n\max} = U_{ct}/R_{n\min}.$$

Для получения более высоких стабильных напряжений применяется последовательное соединение стабилитронов, рассчитанных на одинаковые токи.

5. Варикапы. Варикапами называют диоды, принцип действия которых основан на зависимости барьерной емкости р-п перехода от обратного напряжения. Таким образом. Варикапы представляют собой конденсаторы переменной емкости, управляемые не механически, а электрически, т.е. изменением обратного напряжения. Они применяются в качестве элементов с электрически управляемой емкостью в схемах перестройки частоты колебательного контура, деления и умножения частоты, частотной модуляции, управляемых фазовращателей и др.

Простейшая схема включения варикапа для настройки частоты колебательного контура представлена на рис.3.14.

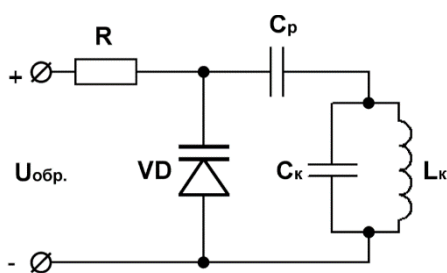


Рис.3.14. Схема включения варикапа для настройки частоты колебательного контура

Управляющее напряжение U подается на варикап VD через высокоомный резистор R , который уменьшает шунтирование варикапа и колебательного контура источником напряжения. Для устранения постоянного тока через элемент индуктивности колебательный контур подключается параллельно варикапу через разделительный конденсатор C_p большой емкости. Изменяя величину обратного напряжения и, следовательно, емкость варикапа и суммарную емкость колебательного контура, изменяют резонансную частоту последнего.

Основным полупроводниковым материалом для изготовления варикапа служит кремний, используется также арсенид галлия, обеспечивающий меньшее сопротивление базы.

К электрическим параметрам варикапа относятся емкость при номинальном, максимальном и минимальном напряжениях, измеренная на заданной частоте, коэффициент перекрытия по емкости, добротность, частотный диапазон, температурные коэффициенты емкости и добротности. В разных типах варикапов номинальная емкость может лежать в пределах от несколько единиц до несколько сотен пикофард.

ГЛАВА 4. БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

4.1 Введение

Транзистором называют полупроводниковый прибор с одним или несколькими электрическими переходами, пригодный для усиления мощности электрических сигналов и имеющий три или более выводов. По принципу действия транзисторы разделяют на два основных класса: *биполярные и полевые (униполярные)*.

В основе работы биполярных транзисторов лежит инжекция неосновных носителей заряда. Поэтому неотъемлемой составной частью биполярных транзисторов являются $p-n$ -переходы. Термин «биполярный» призван подчеркнуть роль обоих типов носителей заряда (электронов и дырок) в работе этого класса транзисторов. В полевых (униполярных) транзисторах используется движение основных носителей заряда.

В данной главе рассматриваются физические процессы в биполярном транзисторе, а также его основные характеристики и параметры. Униполярные транзисторы изучаются в следующей главе.

Биполярный транзистор представляет собой двухпереходный прибор (рис.4.1). Переходы образуются на границах тех трех слоев, из которых состоит транзистор. В зависимости от типа проводимости крайних слоев различают транзисторы $p-n-p$ и $n-p-n$ со взаимно противоположными рабочими полярностями.

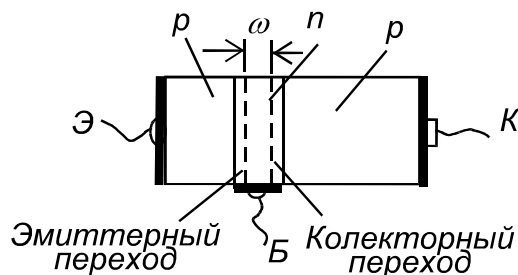


Рис. 4.1. Биполярный транзистор

Условные обозначения обоих типов транзисторов, рабочие полярности напряжений и направления токов показаны на рис. 4.2 (а – транзистор $p-n-p$), (б – транзистор $n-p-n$).

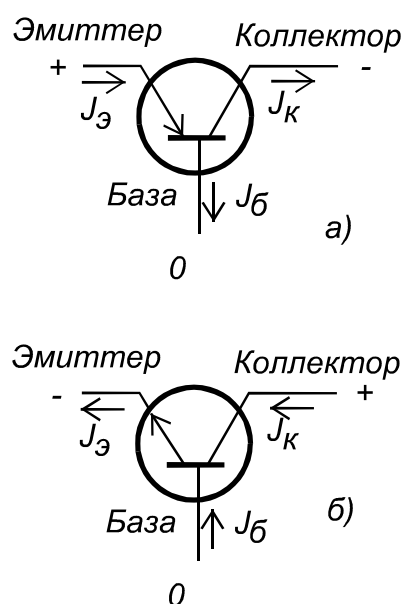


Рис. 4.2. Условные обозначения двух типов транзисторов, рабочие полярности напряжений и направления токов (а – транзистор $p-n-p$), (б – транзистор $n-p-n$).

Переход, работающий в прямом направлении, называется эмиттерным, а соответствующий крайний слой – *эмиттером*, т.е. это область транзистора, назначением которой является инжекция носителей заряда в базу. Такое название, как и у диодов, отражает факт инжекции неосновных носителей через переход. Средний слой называется базой. В процессе диффузии через базу инжектированные неосновные носители рекомбинируют с основными носителями в базе. Для восполнения прорекомбинированных основных носителей в базе через внешний контакт должны подойти такое же количество носителей. Таким образом, ток базы это рекомбинационный ток. Второй переход, нормально смещенный в обратном направлении, называется коллекторным, а соответствующий крайний слой – *коллектором*. Продиффундировавшие через базу без рекомбинации носители попадают в электрическое поле обратно смещенного коллекторного $p-n$ перехода и

экстрагируются в коллектор, т.е. он выполняет функцию «собираения» инжектированных носителей, прошедших через слой базы. Для того, чтобы такое «собираение» было возможным, база должна иметь достаточно малую толщину ω ($\omega \ll L$, где L – диффузионная длина неосновных носителей). У современных транзисторов она обычно не превышает 1 мкм, тогда как диффузионная длина лежит в пределах $5 \div 10$ мкм.

Через запертый коллекторный переход будет создаваться обратный ток I_{k0} , образованный потоком неосновных для коллекторной области носителей заряда. Этот ток называется начальным током коллектора (или неуправляемым током коллектора) и измеряется при отключенном проводе эмиттера.

Таким образом, в биполярном транзисторе реализуются четыре физических процесса:

- 1) инжекция из эмиттера в базу;
- 2) диффузия через базу;
- 3) рекомбинация в базе;
- 4) экстракция из базы в коллектор.

Основные свойства транзистора определяются процессами в базе. Если база однородная, то движение носителей в ней чисто диффузионное. Если же база неоднородная, то в ней есть внутреннее электрическое поле, и тогда движение носителей будет комбинированным: диффузия сочетается с дрейфом.

Транзисторы с однородной базой называют *бездрейфовыми* (или *диффузионными*), а с неоднородной – *дрейфовыми*.

Последние транзисторы имеют в настоящее время наибольшее распространение в интегральных микросхемах.

Транзистор, показанный на рис 4.1а, характерен тем, что его крайние слои (эмиттер и коллектор) имеют проводимость p -типа, а средний слой (база) – проводимость n -типа. Транзисторы с такой структурой называют $p-n-p$ транзисторами. В микроэлектронике главную роль играют

транзисторы $n - p - n$ типа (рис.4.1б), у которых эмиттер и коллектор имеют проводимость n -типа, поэтому они и будут основой последующего анализа. По принципу действия они ничем не отличаются от $p - n - p$ -транзисторов, однако им свойственны другие полярности рабочих напряжений, а также ряд количественных особенностей.

4.2 Способы включения транзистора

При *нормальном включении* транзистора на эмиттерном переходе действует прямое напряжение, а на коллекторном – обратное. При этом электроны инжектируются из эмиттера в базу, проходят ее почти без рекомбинации (поскольку ширина базы мала) и беспрепятственно попадают в коллектор, находящийся под положительным потенциалом.

Таким образом, при нормальном включении коллектор собирает поступившие в базу неосновные носители.

При указанной полярности напряжения коллектор способен собирать только электроны, поэтому ток эмиттера должен содержать в основном электронную составляющую. Для этого эмиттер легируют значительно сильнее, чем базу.

В нормальном включении токи коллектора и эмиттера почти одинаковы с точностью до небольшого тока базы. Последний компенсирует убыль основных носителей (дырок) в результате рекомбинации, которая имеет место даже при очень малой толщине базы, а также в результате небольшой инжекции дырок из базы в эмиттер.

Сопротивление обратно смещенного коллекторного перехода очень велико – несколько МОм и более. Поэтому в цепь коллектора можно включать большие сопротивления нагрузки, не изменяя величину коллекторного тока. Соответственно в цепи нагрузки может выделяться значительная мощность. Сопротивление прямо смещенного эмиттерного перехода, напротив, мало. Например, при токе 1 мА оно составляет всего 25 Ом. Поэтому при почти одинаковых токах мощность, потребляемая в цепи эмиттера, оказывается несравненно меньше, чем мощность, выделяемая в

цепи нагрузки. Следовательно, транзистор способен усиливать мощность, т.е. является усилительным прибором.

Необходимо подчеркнуть, что транзистор представляет собой, вообще говоря, обратимый прибор, т.е. эмиттер и коллектор можно поменять местами, сохранив в той или иной мере работоспособность прибора. Такой вывод вытекает из однотипности крайних слоев. Однако в связи с несимметричностью слоев (площадь эмиттерного слоя меньше, чем площадь коллекторного слоя), а также различием материалов эмиттера и коллектора в большинстве типов транзисторов нормальное и инверсное включение неравноценны. Передача тока при инверсном включении значительно хуже, чем при нормальном. Причины этого следующие. Во-первых, в связи с малым легированием коллектора мала электронная составляющая коллекторного тока. Во-вторых, площадь реального коллектора значительно больше эмиттера, поэтому на эмиттер попадает лишь небольшая часть электронов, инжектированных коллектором.

Особое место в работе транзистора занимает режим *насыщения* или *режим двойной инжекции*. В этом режиме на обоих переходах – эмиттерном и коллекторном – действуют прямые напряжения. Следовательно, эмиттер и коллектор инжектируют носители в базу навстречу друг другу и одновременно каждый из них собирает носители, дошедшие от другого.

Если оба перехода смещены в обратном направлении, то через транзистор будет протекать минимальный тепловой ток. Такой режим называется *режимом отсечки*.

Выше подразумевалось, что оба напряжения на эмиттере и коллекторе (U_E и U_K) отсчитываются относительно базы, принятой за основной электрод, общий для входной и выходной цепей транзистора. Такое включение транзистора (рис.4.3а), позволяющее строго и наглядно изучить его физические свойства и параметры, называют включением с *общей базой* и обозначают ОБ. Но оно не обеспечивает усиления по току и обладает малым входным сопротивлением, что делает ее не оптимальной для

большинства применений. Основное применение в схемах находит другое включение - с *общим эмиттером* (рис.4.3б); обозначают такое включение буквами ОЭ. Третий вариант включения – схема с *общим коллектором* (ОК, рис. 4.3в).

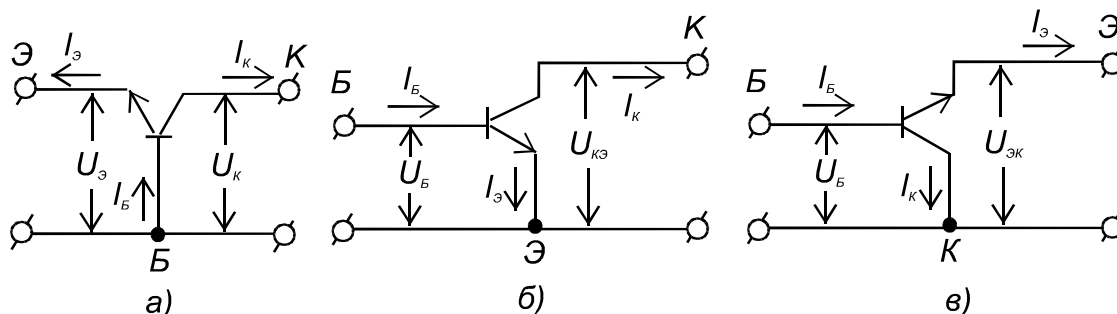


Рис. 4.3.

Рис. 4.3. – Схемы включения биполярного транзистора: а) – с общей базой; б) с общим эмиттером; в) с общим коллектором

4.3 Распределение носителей в базе

Для того чтобы рассчитать токи, межэлектродные напряжения и избыточные заряды в транзисторе, необходимо знать распределения избыточных концентраций, т.е. функции $\Delta n(x)$ или $\Delta p(x)$. Эти функции рассматриваются ниже применительно к бездрейфовому транзистору $n - p - n$ типа.

В стационарном режиме концентрация носителей, инжектированных в базу, описывается диффузионным уравнением:

$$\frac{d^2(\Delta n_{\bar{\sigma}})}{dx^2} - \frac{\Delta n_{\bar{\sigma}}}{L^2} = 0, \quad (4.1)$$

где $L = \sqrt{D\tau}$ – средняя диффузионная длина.

Общее решение этого уравнения имеет вид:

$$\Delta n_{\bar{\sigma}}(x) = A_1 e^{\frac{x}{L}} + A_2 e^{-\frac{x}{L}}. \quad (4.2)$$

Коэффициенты A_1 и A_2 определяются с помощью граничных условий, характеризующих эмиттерную и коллекторную границы базы.

При записи граничных условий для нормального включения транзистора примем, что на коллекторном переходе задано обратное напряжение U_K , а на эмиттерном переходе – прямой ток J_{ε} , точнее – его электронная составляющая $J_{\varepsilon n}$.

Будем считать, что толщина базы, равная ω , расстояние x отсчитывается от эмиттерной границы к коллекторной границе, т.е. на границе эмиттер-база $x = 0$, а на границе база-коллектор $x = \omega$.

Для определения первого граничного условия воспользуемся выражением для плотности тока:

$$j_n = -qD_n \frac{dn}{dx} = \frac{J_{\varepsilon n}}{S}, \quad (4.3)$$

где S – площадь эмиттерного перехода диффузии электронов в базе.

Знак минус в правой части отражает тот факт, что у $n-p-n$ транзисторов прямой, т.е. положительный ток эмиттера означает инжекцию электронов в базу; при этом градиент их концентрации должен быть отрицательным.

Тогда первое граничное условие запишется как:

$$\left. \frac{d(\Delta n)}{dx} \right|_{x=0} = -\frac{J_{\varepsilon n}}{qD_n S} = \frac{A_1 - A_2}{L}, \text{ откуда}$$

$$A_1 - A_2 = -\frac{J_{\varepsilon} \cdot L}{qD_n S}. \quad (4.4)$$

Полагая $|U_K| \gg \varphi_T$, получаем из (3.3б) $\Delta n = -n_o$. Поскольку в базе p -типа равновесная концентрация электронов очень мала, пренебрежем величиной n_o и запишем второе граничное условия в виде

$$\Delta n_o \Big|_{x=\omega} = 0, \text{ т.е.}$$

$$A_1 e^{\frac{\omega}{L}} + A_2 e^{-\frac{\omega}{L}} = 0. \quad (4.5)$$

Решая совместно уравнения (4.4) и (4.5), можно найти коэффициенты A_1 и A_2 :

$$A_1 = -\frac{J_{эн}L}{qD_nS} \cdot \frac{e^{-\frac{w}{L}}}{2ch\frac{w}{L}}; \quad A_2 = \frac{J_{эн}L}{qD_nS} \cdot \frac{e^{\frac{w}{L}}}{2ch\frac{w}{L}}.$$

Общее решение запишется как:

$$\Delta n_{\bar{o}}(x) = J_{эн} \frac{L_n}{qD_nS} \cdot \frac{sh\frac{w-x}{L}}{ch\frac{w}{L}}. \quad (4.6)$$

Поскольку в транзисторах выполняется неравенство $w \ll L$, полученное выражение можно упростить, воспользовавшись соотношениями, действительными для малых аргументов $sh(z) \approx z, ch(z) \approx 1$.

Тогда

$$\Delta n_{\bar{o}}(x) = J_{эн} \frac{w}{qD_nS} \left(1 - \frac{x}{w}\right), \quad (4.7a)$$

$$\text{при } x=0 \quad \Delta n_{\bar{o}}(0) = J_{эн} \frac{w}{qD_nS} \quad (4.7б)$$

Следовательно, бездрейфовым транзисторам с однородной базой свойственно почти линейное распределение избыточных носителей (рис.4.4).

Интегрируя функцию $\Delta n(x)$ в пределах от 0 до w , получим величину избыточного заряда в базе:

$$\Delta Q_{\bar{o}} = J_{эн} \frac{w^2}{2D_n}. \quad (4.8)$$

Как видим, избыточный заряд пропорционален току эмиттера, а при заданном токе уменьшается с уменьшением толщины базы.

4.4 Модуляция толщины базы

Как известно, ширина $p-n$ перехода зависит от напряжения на нем. Поскольку эмиттерный переход смещен в прямом направлении, его ширина мала и изменения этой ширины при изменениях $U_{э}$ не имеют существенного значения. Коллекторный же переход, смещенный в обратном направлении, имеет сравнительно большую ширину, и изменения ее при изменениях

напряжения U_K важны для работы транзистора, а именно, поскольку коллекторный переход сосредоточен в базе (как более высокоомном слое), приращения его ширины оказываются практически равными приращениям толщины базы. В результате получается зависимость $w = f(U_K)$, которую называют *модуляцией толщины базы* или *эффектом Эрли*.

Основные следствия этого эффекта:

- изменения толщины базы влияет на ту долю инжектированных электронов, которая доходит до коллектора, избежав рекомбинации. Значит, при неизменном токе эмиттера модуляция толщины базы приводит к изменениям тока коллектора. Соответственно коэффициент передачи эмиттерного тока оказывается функцией коллекторного напряжения, а коллекторный переход имеет конечное дифференциальное сопротивление;
- модуляция толщины базы сопровождается изменением заряда электронов в базе; иначе говоря, имеет место зависимость заряда от коллекторного напряжения, т.е. коллекторный переход обладает некоторой диффузионной емкостью дополнительно к обычной барьерной емкости;
- модуляция толщины базы меняет время диффузии электронов через базу, тем самым коллекторное напряжение влияет на частотные свойства транзистора;
- поскольку тепловой ток эмиттерного перехода $J_{э0}$ при тонкой базе обратно пропорционален ее толщине (3.11б), напряжение U_K , модулируя толщину базы, модулирует также ток $J_{э0}$, а вместе с ним согласно (3.9а) всю вольтамперную характеристику эмиттерного перехода. Следовательно, если одна из входных величин ($J_э$ или $U_э$) задана, то вторая оказывается функцией коллекторного напряжения. Такое влияние называют *внутренней обратной связью по напряжению*.

4.5 Статические характеристики транзистора

Модель Мотта-Эберса. Для вывода основных характеристик транзистора реальный транзистор можно заменить его идеализированной эквивалентной схемой (рис.4.5).

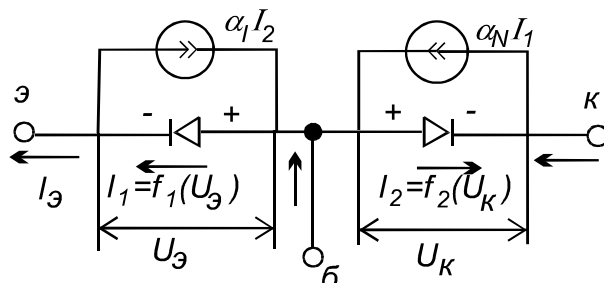


Рис. 4.5. Идеализированная эквивалентная схема транзистора

На этой схеме $n-p-n$ транзистор представлен в виде двух полупроводниковых диодов, имитирующих эмиттерные и коллекторные переходы, параллельно которым включены источники тока $\alpha_I J_2$ и $\alpha_N J_1$, учитывающие взаимодействие переходов в реальных транзисторах. Эквивалентная схема получается, если пренебречь эффектом модуляции толщины базы вместе с его следствиями, а также сопротивлением базы.

Если эмиттерный переход смещен в прямом направлении и через него проходит ток J_1 , то ток в коллекторном переходе оказывается меньше за счет рекомбинации части носителей в базе. В схеме это учтено генератором тока $\alpha_N J_1$, где $\alpha_N < 1$ – коэффициент передачи эмиттерного тока. Индекс "N" означает нормальное включение транзистора. Если транзистор работает в инверсном включении (отрицательное смещение на коллекторе и положительное на эмиттере), то прямому коллекторному току J_2 соответствует эмиттерный ток $\alpha_I J_2$, втекающий в эмиттер. Коэффициент α_I есть коэффициент передачи коллекторного тока, а индекс "I" означает инверсное включение. Таким образом, в общем случае токи эмиттера и коллектора складываются из двух компонентов: инжектируемого (J_1 или J_2) и собираемого ($\alpha_I J_2$ или $\alpha_N J_1$):

$$J_{\mathcal{E}} = J_1 - \alpha_N J_2; \quad (4.9a)$$

$$J_K = \alpha_N J_1 - J_2. \quad (4.9б)$$

Будем считать, что ВАХ каждого из $p-n$ -переходов описывается выражениями:

$$J_1 = J'_{\mathcal{E}O} \left(e^{U_{\mathcal{E}}/\varphi_T} - 1 \right); \quad (4.10a)$$

$$J_2 = J'_{KO} \left(e^{U_K/\varphi_T} - 1 \right), \quad (4.10б)$$

где $J'_{\mathcal{E}O}$ и J'_{KO} – тепловые токи соответствующих переходов. Каждый из них можно измерить, задавая обратное напряжение $|U| \gg \varphi_T$ на данном переходе и закорачивая второй переход. Однако на практике принято измерять тепловые токи, не закорачивая, а обрывая цепь второго перехода. Соответствующие значения обозначают через $J_{\mathcal{E}O}$ и J_{KO} .

С помощью формул (4.9) нетрудно установить связь между тепловыми токами, измеренными в режиме холостого хода и в режиме короткого замыкания второго перехода:

$$J'_{\mathcal{E}O} = \frac{J_{\mathcal{E}O}}{1 - \alpha_N \alpha_I}; \quad (4.11a)$$

$$J'_{KO} = \frac{J_{KO}}{1 - \alpha_N \alpha_I}. \quad (4.11б)$$

Именно величины $J_{\mathcal{E}O}$ и J_{KO} принято называть тепловыми токами переходов в транзисторах.

Подставляя токи J_1 и J_2 из (4.10а,б) в соотношения (4.9а,б), найдем аналитические выражения для статических ВАХ транзистора:

$$J_{\mathcal{E}} = J'_{\mathcal{E}O} \left(e^{U_{\mathcal{E}}/\varphi_T} - 1 \right) - \alpha_I J'_{KO} \left(e^{U_K/\varphi_T} - 1 \right); \quad (4.12a)$$

$$J_K = \alpha_N J'_{\mathcal{E}O} \left(e^{U_{\mathcal{E}}/\varphi_T} - 1 \right) - J'_{KO} \left(e^{U_K/\varphi_T} - 1 \right). \quad (4.12б)$$

Ток базы легко записать как разность токов $J_{\mathcal{E}}$ и J_K :

$$J_B = (1 - \alpha_N) J'_{\mathcal{E}O} \left(e^{U_{\mathcal{E}}/\varphi_T} - 1 \right) + (1 - \alpha_I) J'_{KO} \left(e^{U_K/\varphi_T} - 1 \right). \quad (4.12в)$$

Выражения (4.12а,б,в) называются *формулами Молла-Эберса*. Они являются математической моделью транзистора и составляют основу для анализа его статических режимов

Можно показать, что в транзисторах выполняется соотношение:

$$\alpha_N J_{ЭО} = \alpha_I J_{КО}. \quad (4.13)$$

Оно позволяет упрощать выражения, полученные на основе формул (4.12а,б,в).

Идеализированные статические характеристики схемы ОБ. Как известно, для схемы ОБ (рис.4.3а) характерны заданные значения тока эмиттера и коллекторного напряжения. Поэтому характеристиками схемы ОБ называют функции $J_K = f(U_K) \Big|_{J_{Э} = const}$ и $U_{Э} = f(J_{Э}) \Big|_{U_K = const}$. Одно из таких семейств, представляющих функцию $J_K = f(U_K)$ с параметром $J_{Э}$ (рис. 4.6а) называют семейством *выходных или коллекторных характеристик*; второе, представляющее функцию $U_{Э} = f(J_{Э})$ с параметром U_K (рис. 4.6б) – семейством *входных или эмиттерных характеристик*.

Оба семейства легко получаются из формул (4.12а,б,в) и записываются в виде:

$$J_K = \alpha_N J_{Э} - J_{КО} \left(e^{U_K/\varphi_T} - 1 \right); \quad (4.14а)$$

$$U_{Э} = \varphi_T \ln \left[\frac{J_{Э}}{J'_{ЭО}} + 1 + \alpha_N \left(e^{U_K/\varphi_T} - 1 \right) \right] \quad (4.14б)$$

Из рис. 4.6а ясно видны два резко различных режима работы транзистора: *нормальный активный режим*, соответствующий обратным напряжениям на коллекторном переходе (первый квадрант), и *режим двойной инжекции или насыщения*, соответствующий прямым напряжениям на коллекторном переходе (второй квадрант). Активный режим характерен для усилительных схем, а режим двойной инжекции – для ключевых (импульсных) схем.

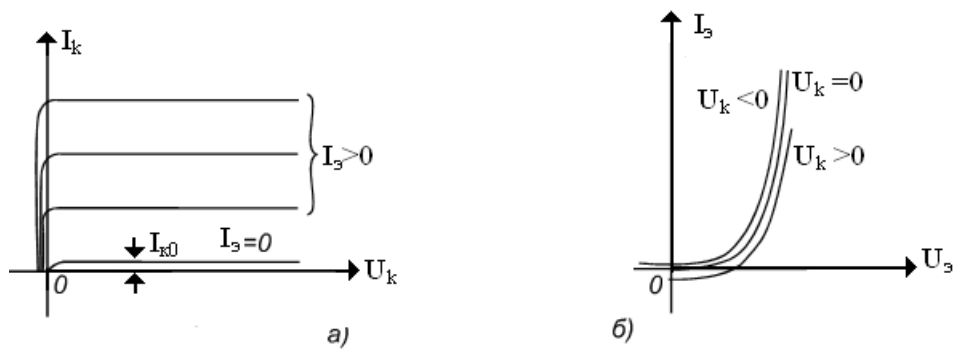


Рис. 4.6. Режимы работы транзистора

Для активного режима формулы (4.14а,б) упрощаются, так как при $|U_k| \gg \varphi_T$ исчезают экспоненциальные члены. Если, кроме того, пренебречь величиной $1 - \alpha_N$, то формулы (4.14а,б) можно записать как:

$$J_K = \alpha_N J_э + J_{KO}; \quad (4.15а)$$

$$U_э = \varphi_T \ln \frac{J_э}{J_{э0}}. \quad (4.15б)$$

Из выражений (4.15а,б) следует, что в активном режиме коллекторное напряжение не влияет ни на выходную (коллекторную), ни на входную (эмиттерную) характеристики.

Для режима двойной инжекции характерен спад коллекторного тока при неизменном эмиттерном токе. Это результат встречной инжекции со стороны коллектора.

Реальные статические характеристики. В формулах Молла-Эберса не учитывается целый ряд факторов, таких, как эффект Эрли, пробой перехода, зависимость α от тока и др. Поэтому характеристики на рис.4.6 в значительной степени идеализированы. Реальные коллекторные и эмиттерные характеристики показаны на рис. 4.7 а,б.

Кривые коллекторного семейства (рис.4.7а) имеют конечный, хотя и очень небольшой наклон, который в области, близкой к пробую, резко увеличивается. Расстояние между кривыми немного уменьшается при больших токах из-за уменьшения α .

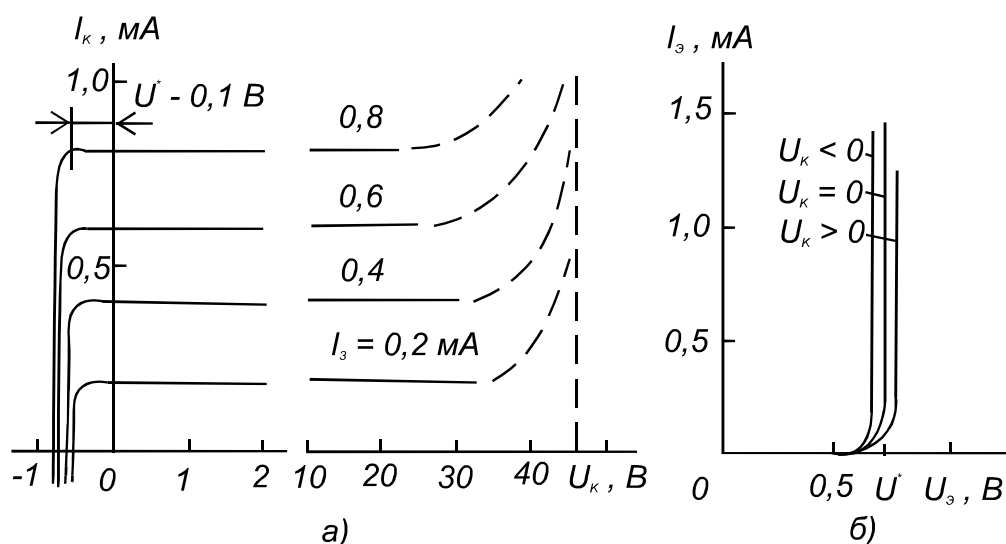


Рис. 4.7. Кривые коллекторного семейства

При нагреве транзистора, кривые смещаются вверх в область больших токов из-за роста тока J_{KO} .

В активном режиме (1-ый квадрант), усредняя нелинейное сопротивление r_k , можно охарактеризовать коллекторное семейство ОБ достаточно строгим соотношением:

$$J_K = \alpha J_{\text{Э}} + J_{KO} + \frac{U_K}{r_k} \quad (4.16)$$

Кривые эмиттерного семейства (рис.4.7б) образуют довольно плотный «пучок», потому что влияние коллекторного напряжения на эмиттерное напряжение (внутренняя обратная связь – следствие эффекта Эрли) очень мало.

При нагреве транзистора кривые смещаются влево в область меньших напряжений. При одном и том же эмиттерном токе эмиттерные напряжения у кремниевых транзисторов на $0,3 \div 0,4$ В больше, чем у германиевых, но все же обычно не превышают $0,6 \div 0,7$ В.

Эквивалентная схема транзистора для постоянных составляющих.
 Воспользуемся схемой, представленной на рис.4.5.

Пусть, например, транзистор работает в активном режиме, т.е. заданы $J_{\mathcal{E}} > 0$ и $U_{KB} < 0$, причем $|U_{KB}| \gg \varphi_T$. В этом случае согласно (4.10б) имеем $J_2 = -J'_{KO}$. Соответственно токи генераторов на рис. 4.5 будут равны $-\alpha_I J'_{KO}$ и $\alpha_N (J_{\mathcal{E}} - \alpha_I J'_{KO})$. Первым из них для простоты пренебрегаем (это вполне допустимо, если $J_{\mathcal{E}} \gg \alpha_I J'_{KO}$), а постоянную составляющую $-\alpha_N \alpha_I J'_{KO}$ объединим с током J'_{KO} , также протекающую через коллекторный диод. В результате, учитывая (4.11б), получим эквивалентную схему, показанную на рис. 4.8 и соответствующую выражению (4.15а). Такая схема полезна для расчета режима усилительных каскадов.

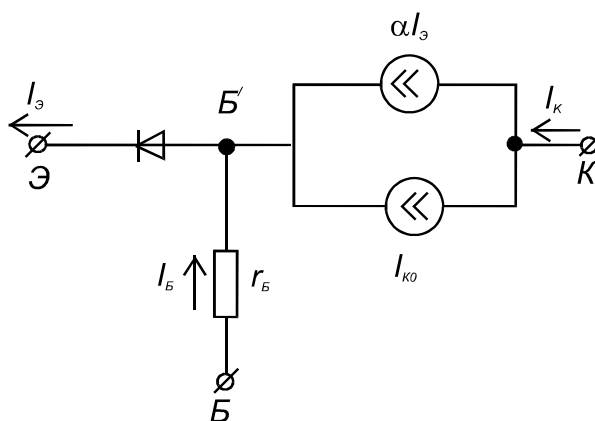


Рис. 4.8. Эквивалентная схема транзистора для постоянных составляющих

4.6 Статические параметры транзистора

Большому классу так называемых линейных электронных схем свойственен такой режим работы транзистора, при котором на фоне сравнительно больших постоянных токов и напряжений действуют малые переменные составляющие. Именно эти составляющие представляют в таких схемах основной интерес. Постоянные и переменные составляющие анализируются и рассчитываются отдельно. При анализе постоянных составляющих, исходя из вышесказанного, используется нелинейная физическая модель Молла-Эберса. При анализе переменных составляющих

пользуются специальными малосигнальными моделями (эквивалентными схемами), состоящими из линейных элементов. Эти элементы отображают те производные, которые связывают между собой малые приращения токов и напряжений.

Для схемы ОБ малосигнальную эквивалентную схему транзистора легко получить из рис.4.8, заменяя эмиттерный диод дифференциальным сопротивлением $r_э$. Генератор постоянного тока $I_{к0}$ исключим, поскольку нас интересуют переменные составляющие. Введем вместо него дифференциальное сопротивление коллекторного сопротивления $r_к$. Обратную связь по напряжению отразим генератором ЭДС $\mu_{ЭК}U_к$, включенным последовательно с сопротивлением $r_э$. Для учета частотных зависимостей включим параллельно сопротивлениям $r_э$ и $r_к$ емкости $C_э$ и $C_к$. Таким образом, малосигнальная эквивалентная схема принимает такой вид, как показано на рис. 4.9. Точка Б' на схеме называется внутренней базовой точкой в отличие от внешнего зажима базы Б.

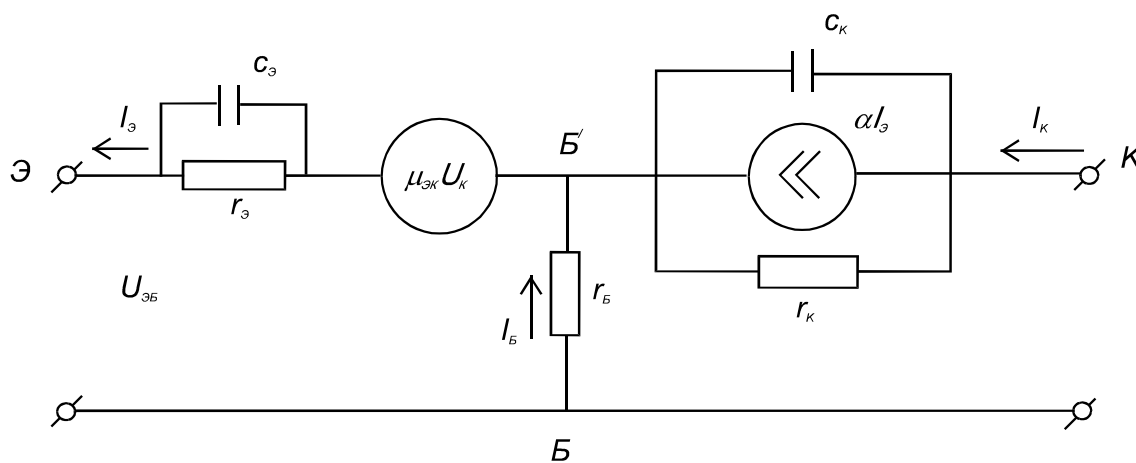


Рис. 4.9.

Рис. 4.9. Малосигнальная эквивалентная схема транзистора

К числу основных параметров относятся следующие параметры:

- 1) Дифференциальный коэффициент передачи эмиттерного тока в цепь коллекторного:

$$\alpha = \left. \frac{dJ_K}{dK_{\mathcal{E}}} \right|_{U_K = \text{const}} . \quad (4.17)$$

2) Дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода:

$$r_{\mathcal{E}} = \left. \frac{dU_{\mathcal{E}}}{dJ_{\mathcal{E}}} \right|_{U_K = \text{const}} . \quad (4.18)$$

3) Дифференциальное сопротивление коллекторного перехода:

$$r_K = \left. \frac{dU_K}{dJ_K} \right|_{J_{\mathcal{E}} = \text{const}} . \quad (4.19)$$

4) Коэффициент внутренней обратной связи по напряжению:

$$\mu_{\mathcal{E}K} = \left. \frac{dU_{\mathcal{E}}}{dU_K} \right|_{J_{\mathcal{E}} = \text{const}} . \quad (4.20)$$

5) Объемное сопротивление базы $r_{\mathcal{B}}$.

6) Тепловой ток:

$$J_{KO} = J_K \Big|_{J_{\mathcal{E}}=0} \quad U_K \gg \varphi_T \quad (4.21)$$

Параметры, характеризующие переходные и частотные свойства транзистора будут определены ниже.

Коэффициент передачи эмиттерного тока. Помимо дифференциального коэффициента передачи эмиттерного тока, который определяется формулой (4.17), существует интегральный коэффициент, который определяется не через приращения dJ_K и $dJ_{\mathcal{E}}$, а через полные токи J_K и $J_{\mathcal{E}}$.

Чтобы отличать интегральный коэффициент передачи тока от дифференциального, будем его обозначать черточкой сверху, т.е.

$$\bar{\alpha} = \frac{J_K - J_{KO}}{J_{\mathcal{E}}} . \quad (4.22a)$$

Если бы α не зависел от тока $J_{\mathcal{E}}$, то, как следует из (4.17), дифференциальный коэффициент передачи был бы равен интегральному:

$\alpha = \bar{\alpha}$. На самом деле $\bar{\alpha}$ является функцией эмиттерного тока, и поэтому, продифференцировав (3.7а) по току $J_{\mathcal{E}}$, получим следующее соотношение:

$$\alpha = \bar{\alpha} + J_{\mathcal{E}} \frac{d\bar{\alpha}}{dJ_{\mathcal{E}}}. \quad (4.22б)$$

Как видим, α может быть больше или меньше, чем $\bar{\alpha}$, в зависимости от знака производной $d\bar{\alpha}/dJ_{\mathcal{E}}$. Соотношение (4.22б) позволяет вычислить α , если известна функция $\bar{\alpha}(J_{\mathcal{E}})$, но практически коэффициенты α и $\bar{\alpha}$ измеряются раздельно.

Определим коэффициент передачи тока через физические параметры транзистора. Очевидно, что эта задача будет линейной только в том случае, если пренебречь зависимостью $\bar{\alpha}(J_{\mathcal{E}})$ и тем самым считать $\alpha = \bar{\alpha}$.

Запишем коэффициент α в следующем виде:

$$\alpha = \frac{J_K}{J_{\mathcal{E}}} = \frac{J_{\mathcal{E}n}}{J_{\mathcal{E}}} \cdot \frac{J_K}{J_{\mathcal{E}n}},$$

где $J_{\mathcal{E}n}$ – электронная составляющая эмиттерного тока.

Каждый из двух множителей в правой части имеет свой физический смысл и свое название.

Первый множитель

$$\gamma = \frac{J_{\mathcal{E}n}}{J_{\mathcal{E}}} = \frac{J_{\mathcal{E}n}}{J_{\mathcal{E}n} + J_{\mathcal{E}p}} \quad (4.23а)$$

называется *коэффициентом инжекции*. Он характеризует долю полезного тока инжекции электронов из эмиттера в базу в полном токе эмиттера. Напомним, что мы рассматриваем $n-p-n$ транзистора. У $p-n-p$ транзистора полезной составляющей будет дырочная. Только эта составляющая способна дойти до коллектора и составить коллекторный ток.

Второй множитель

$$\chi = \frac{J_K}{J_{\mathcal{E}n}} \quad (4.23б)$$

называется *коэффициентом переноса*. Он характеризует долю инжектированных носителей, избежавших рекомбинации на пути к коллектору. Только такие носители образуют коллекторный ток.

Таким образом, коэффициент передачи эмиттерного тока можно записать в виде

$$\alpha = \gamma \cdot \chi. \quad (4.24)$$

На низких частотах коэффициент инжекции в транзисторах не имеет специфики по сравнению с диодами и приближенно можно определить как

$$\gamma \approx 1 - \frac{\rho_3}{\rho_6}, \quad (4.25)$$

где ρ_3 – удельное сопротивление эмиттера, ρ_6 – удельное сопротивление базы.

Как видим, коэффициент инжекции тем ближе к единице, чем меньше удельное сопротивление эмиттера по сравнению с удельным сопротивлением базы. Поэтому эмиттерный слой всегда стараются легировать как можно сильнее, так что он, как правило, оказывается полуметаллом. При этом расчетные значения γ могут составлять 0,9999 и более.

Типичные значения коэффициента инжекции с учетом рекомбинации в эмиттерном переходе составляют 0,99 – 0,997 в нормальном токовом режиме и 0,98 – 0,985 в микрорежиме.

Для того, чтобы найти коэффициент переноса χ из выражения (4.22б), нужно предварительно рассчитать ток J_K . Для бездрейфовых транзисторов это можно сделать, воспользовавшись распределением (4.6), т.е.

$$\Delta n_6(x) = J_{Эн} \frac{L}{qD_n S} \cdot \frac{\text{sh}[(\omega - x)/L]}{\text{ch}(\omega/L)}.$$

Определив градиент концентрации при $x = \omega$, подставив его в выражение для плотности тока $(j_n)_{\text{диф}} = qD_n \cdot dn/dx$, и умножив на площадь перехода S , найдем ток J_K :

$$J_K = \frac{J_{\text{Э}}}{\text{ch}(\omega/L)} \quad (\text{знак "минус" опущен, поскольку отрицательному}$$

градиенту электронов соответствует положительное направление тока J_K).

Дифференцируя $dI_k/dI_{\text{Э}}$, находим коэффициент переноса:

$$\chi = \frac{1}{\text{ch}(\omega/L)}. \quad (4.26a)$$

Выражение (4.26a) – одно из фундаментальных в теории транзисторов.

Учитывая соотношение $\omega \ll L$, можно разложить правую часть (4.26a) в ряд с точностью до двух первых членов и получить более удобное выражение:

$$\chi = \frac{1}{1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\omega}{L}\right)^2}. \quad (4.26б)$$

Поскольку второй член знаменателя много меньше единицы, можно воспользоваться еще одним приближением:

$$\chi = 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{w}{L}\right)^2 \quad (4.26в)$$

Выражения (4.26а,б,в) показывают, что коэффициент переноса тем ближе к единице, чем больше диффузионная длина и чем меньше ширина базы. Однако увеличение диффузионной длины (т.е. времени жизни), сопровождается ухудшением частотных свойств транзистора. Поэтому главным направлением в развитии транзисторов является уменьшение ширины базы.

Например, при $w = (0,2 \div 0,3)L$ получается значения $\chi = 0,95 - 0,98$.

Таким образом, коэффициент передачи эмиттерного тока в общем случае определяется как

$$\alpha = \gamma \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{L} \right)^2 \right]. \quad (4.27)$$

Общей тенденцией при разработке транзисторов является приближение коэффициента передачи α к единице, поскольку при этом улучшаются усилительные свойства в схеме ОЭ.

В случае бездрейфовых транзисторов толщину базы w не удается сделать менее 20-30 мкм, поэтому определяющую роль обычно играет коэффициент переноса. У дрейфовых транзисторов величина w достигает до 1-2 мкм и главную роль нередко играет коэффициент инжекции. Следует отметить, что при одинаковой толщине базы у дрейфовых транзисторов коэффициент переноса значительно ближе приближается к единице, чем у бездрейфовых транзисторов. С физической точки зрения увеличение коэффициента переноса у дрейфовых транзисторов объясняется тем, что носители в ускоряющем поле двигаются быстрее и тем самым уменьшается вероятность их рекомбинации.

Сопротивление эмиттерного перехода. Для определения этого сопротивления воспользуемся выражением (4.15б), т.е. $U_{\text{Э}} = \varphi_T \ln \frac{J_{\text{Э}}}{J'_{\text{Э0}}}$.

Тогда

$$r_{\text{Э}} = \frac{dU_{\text{Э}}}{dJ_{\text{Э}}} = \frac{\varphi_T}{J_{\text{Э}}}. \quad (4.28)$$

Как видим, это сопротивление обратно пропорционально току $J_{\text{Э}}$. При токе $J_{\text{Э}} = 1 \text{ мА}$ оно составляет около 25 Ом. При меньших токах сопротивление $r_{\text{Э}}$ увеличивается до сотен и тысяч Ом.

Сопротивление коллекторного перехода. Величина $r_{\text{к}}$ обусловлена эффектом модуляции толщины базы (эффектом Эрли). Поэтому сначала

оценим количественно этот эффект. Примем, что коллекторный переход полностью сосредоточен в базе; тогда

$$d\omega = -dl,$$

где l – ширина перехода, определяемая выражением $l \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{qN_a}|U|}$ при $|U| \gg \Delta\varphi_0$.

Дифференцируя это выражение по $|U|$ и полагая $|U| = U_K$, приходим к следующему результату:

$$d\omega = -\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2qN_a}} \cdot \frac{dU_K}{\sqrt{U_K}}. \quad (4.29)$$

Как видно, эффект модуляции выражен тем сильнее, чем меньше напряжение U_K и чем больше удельной сопротивление базы, которое обратно пропорционально концентрации акцепторов N_a .

$$\text{Теперь воспользуемся выражением, } J_K - J_{KO} = \alpha J_{\mathcal{E}} = \gamma \left(1 - \frac{\omega^2}{2L^2}\right) J_{\mathcal{E}}$$

подставив в него (4.27).

Дифференцируя J_K по ω (при $J_{KO} = const$) и подставляя $d\omega$ из соотношения (4.29), получим следующее выражение для коллекторного сопротивления:

$$r_k = \frac{dU_K}{dJ_K} = \sqrt{\frac{2qN_a}{\varepsilon\varepsilon_0}} \cdot \frac{L^2}{\omega} \cdot \frac{\sqrt{U_K}}{\gamma J_{\mathcal{E}}}. \quad (4.30)$$

Коэффициент обратной связи по напряжению. Коэффициент

определяется как $\mu_{\varepsilon k} = \left. \frac{dU_{\varepsilon\delta}}{dU_{k\delta}} \right|_{J_{\mathcal{E}}=const}$ в активном режиме. Обратная связь

обусловлена эффектом Эрли, т.е. $w=f(U_k)$. Напряжение U_k , модулируя толщину базы, модулирует всю вольт-амперную характеристику эмиттерного перехода. Следовательно, если одна из входных величин (I_b или

U_3) задана, то вторая оказывается функцией коллекторного напряжения. На рис. 4.10 показано влияние модуляции базы на U_3 при $I_3 = \text{const}$. Из рис. 4.10 легко видеть, что приращение граничной концентрации электронов определяется соотношением

$$\frac{d\Delta n(0)}{\Delta n(0)} = \frac{dw}{w}.$$

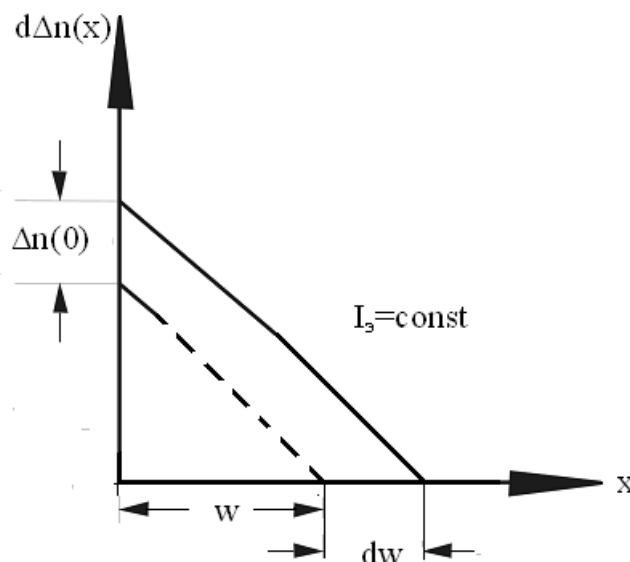


Рис.4.10. Влияние модуляции базы на U_3 при $I_3 = \text{const}$

Далее, используя формулу (3.5) для граничной концентрации $\Delta n(0) = n_{p0}[\exp(U_{эб} / \varphi_T) - 1]$ и беря производную по U_3 , находим

$$\frac{d\Delta n(0)}{\Delta n(0)} = \frac{dU_3}{\varphi_T}$$

Приравнивая правые части обоих соотношений и, подставляя dw из (4.29), нетрудно получить:

$$\mu_{эж} = -\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2qN_a}} \cdot \frac{\varphi_T}{\omega\sqrt{U_K}}. \quad (4.31)$$

Знак минус говорит о том, что увеличение коллекторного напряжения (по модулю) уменьшает эмиттерное напряжение. Для современных транзисторов $\mu_{эж}$ мало, порядка $10^{-4} \div 10^{-3}$. Малая величина $\mu_{эж}$ означает слабое влияние $U_{КБ}$ на входные характеристики транзистора

Объемное сопротивление базы. Идеализируем структуру сплавного бездрейфового транзистора так, как показано на рис. 4.11.

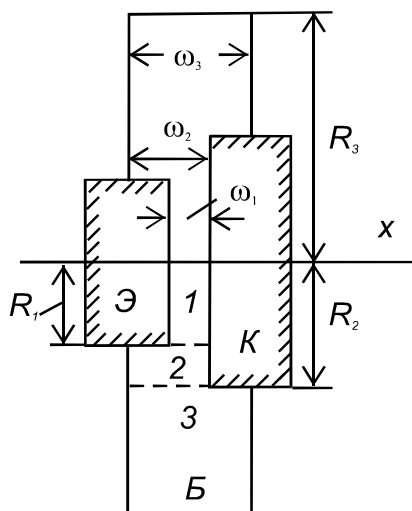


Рис. 4.11. Идеализированная структура сплавного бездрейфового транзистора

Базовый ток, если считать, что он протекает от центра базы к периферии, встречает различные сопротивления на трех разных участках.

Первый – внутренний участок (активная область базы) является диском с толщиной ω_1 и радиусом R_1 . Второй и третий участки (промежуточная и пассивная области базы) являются кольцами с толщиной ω_2 и ω_3 , и внешними радиусами R_2 и R_3 .

Сопротивления колец в радиальном направлении выражаются формулами

$$r_{\delta 2} = \frac{\rho_{\delta}}{2\pi\omega_2} \ln(R_2/R_1); \quad r_{\delta 3} = \frac{\rho_{\delta}}{2\pi\omega_3} \ln(R_3/R_2),$$

где ρ_{δ} – удельное сопротивление базы.

Сопротивление диска, у которого внутренний диаметр равен нулю, нельзя рассчитать по аналогичной формуле. Поэтому для оценки сопротивления первого участка воспользуемся следующим приемом: найдем падение напряжения вдоль радиуса активной области базы и поделим это напряжение на ток базы.

Стационарный ток базы обусловлен рекомбинацией и поэтому пропорционален объему активной области $\pi R_1^2 \omega_1$. Если внутри активной области выделить цилиндрический объем с радиусом $R < R_1$, то ток $J_B(R)$ будет пропорционален объему $\pi R^2 \omega_1$. Следовательно, $J_\delta(R) = J_\delta \frac{R^2}{R_1^2}$.

Сопротивление элементарного кольца с внутренним радиусом R и внешним радиусом $R + dR$ имеет величину

$$dr_{\delta 1} = \rho_\delta \frac{dR}{2\pi R \omega_1}.$$

Интегрируя элементарное падение напряжения $J_\delta(R) dr_{\delta 1}$ в пределах от 0 до R_1 и деля на ток J_δ , получим искомое сопротивление:

$$r_{\delta 1} = \frac{0,5 \rho_\delta}{2\pi \omega_1}.$$

Суммируя полученные выражения, запишем полное сопротивление базы:

$$r_\delta = \frac{\rho_\delta}{2\pi} \left(\frac{0,5}{\omega_1} + \frac{1}{\omega_2} \ln \frac{R_2}{R_1} + \frac{1}{\omega_3} \ln \frac{R_3}{R_2} \right). \quad (4.32)$$

Практически у всех транзисторов главную роль играет внутренний участок (активная область базы), имеющий наименьшую толщину.

Отметим, что выражение (4.32) и вывод относительно главной роли сопротивления $r_{\delta 1}$ действительны лишь при достаточно малых токах, когда можно пренебречь модуляцией сопротивления базы инжектированными носителями. При высоких уровнях инжекции удельное сопротивление активной области базы заметно уменьшается, так что результирующая составляющая величина r_δ становится близкой к сопротивлению пассивной области.

4.7 Динамические параметры транзистора

Инерционность транзистора при быстрых изменениях входных токов обусловлена пролетом инжектированных носителей через базу, а также наличием барьерных и диффузионных емкостей эмиттерного и коллекторного переходов.

Коэффициент передачи эмиттерного тока. Основным интерес при анализе переходных и частотных характеристик транзистора представляет коэффициент передачи тока α . Поскольку согласно (4.24) коэффициент α состоит из двух множителей – коэффициента инжекции и коэффициента переноса, рассмотрим эти множители отдельно.

1. *Коэффициент инжекции.* На высоких частотах коэффициент инжекции уменьшается. Это объясняется тем, что происходит заряд барьерной емкости $C_{эб}$ основными носителями и поэтому они не передаются в коллекторную цепь. Следовательно, увеличение емкостного тока на высоких частотах равносильно уменьшению коэффициента инжекции:

$$\bar{\gamma} = \gamma \frac{-jX_{cэ}}{-jX_{cэ} + r_э} = \frac{\gamma}{1 + j\omega C_э r_э} = \frac{\gamma}{1 + j\omega \tau_γ}, \quad (4.33a)$$

где $\tau_γ = C_э r_э$ – постоянная времени.

Обозначив $j\omega = S$, переходим к изображению коэффициента инжекции:

$$\gamma(S) = \frac{\gamma}{1 + S\tau_γ}. \quad (4.33б)$$

Постоянная времени $\tau_γ$ и предельная частота $\omega_γ$ (на уровне 0,7) связаны соотношением:

$$\tau_γ = \frac{1}{\omega_γ}. \quad (4.34)$$

Как видим, частотные и переходные свойства γ улучшаются с увеличением рабочего тока, так как при этом уменьшается $r_э$.

2. *Коэффициент переноса.* Для определения коэффициент переноса воспользуемся нестационарным уравнением диффузии:

$$\frac{\partial^2(\Delta n)}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{L^2} = \frac{1}{D} \cdot \frac{\partial(\Delta n)}{\partial t}. \quad (4.35)$$

Это линейное дифференциальное уравнение 2-го порядка в частных производных. Его можно решать разными способами. В инженерной практике наиболее распространен операторный метод.

При операторном методе функция времени (в нашем случае $\Delta n(x, t)$) заменяется ее операторным изображением $\Delta n(x, S)$, а производная по времени величиной

$$\frac{\partial(\Delta n)}{\partial t} \rightarrow S[\Delta n(x, S) - \Delta n(x)|_{t=0}], \quad (4.36)$$

где S – оператор Лапласа.

Пусть в начальный момент полупроводник находился в равновесном состоянии. Тогда в выражении (4.36) нужно положить $\Delta n(x) = 0$.

После этого заменяя в правой части (4.35) производную $\partial(\Delta n)/\partial t$ на ее изображение $S \cdot \Delta n$, получаем обыкновенное дифференциальное уравнение:

$$\frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} - \frac{\Delta n}{L^2} = \frac{S}{D} \Delta n.$$

Умножим и разделим его правую часть на τ , произведение $D\tau = L^2$ и объединим члены с Δn . В результате получаем операторное уравнение:

$$\frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} - \frac{1 + S\tau}{L^2} \Delta n = 0. \quad (4.37a)$$

Это же уравнение можно записать в более наглядном виде:

$$\frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} - \frac{\Delta n}{[L(S)]^2} = 0, \quad (4.37b)$$

где введена *операторная диффузионная длина*

$$L(S) = \frac{L}{\sqrt{1 + S\tau}}. \quad (4.38)$$

Поскольку $\Delta n = n - n_0$, то уравнение (4.37б) в окончательном виде запишется как

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n}{[L(S)]^2} = -\frac{n_0}{[L(S)]^2} \quad (4.39)$$

Как видим, уравнение (4.39) отличается от уравнения (4.6) только заменой L на $L(S)$. Значит при тех же граничных условиях искомая функция $\chi(S)$ будет определяться выражением (4.26а) с заменой L на $L(S)$, т.е.

$$\chi(S) = \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{\omega}{L(S)}}. \quad (4.40)$$

Воспользуемся разложением гиперболического косинуса в ряд с точностью до двух первых членов. В этом случае изображение $\chi(S)$ приводится к виду:

$$\begin{aligned} \chi(S) &= \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{\omega}{L(S)}} = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega^2}{[L(S)]^2}} = \frac{1}{1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega^2}{L^2} (1 + S\tau)} = \\ &= \frac{\chi}{1 + \frac{\chi}{2} \cdot \frac{\omega^2}{L^2} S\tau} = \frac{1}{1 + S\tau_\chi}, \end{aligned} \quad (4.41)$$

где $\tau_\chi = \chi \frac{\omega^2}{2L^2} \tau$ – постоянная времени коэффициента χ .

Подстановка $L^2 = D\tau$ приводит к выводу, что τ_χ практически равна среднему времени диффузии :

$$\tau_\chi = \chi \frac{\omega^2}{2D} = \chi t_D. \quad (4.42)$$

Заменяя оператор S на $j\omega$, получаем частотную зависимость χ :

$$\chi(j\omega) = \frac{\chi}{1 + j\omega\tau_\chi}. \quad (4.43)$$

Если по данному изображению найдем оригинал, то получим временную зависимость χ :

$$\chi(t) = \chi(1 - e^{-t/\tau_\chi}). \quad (4.43б)$$

Формулы (4.43) говорят о том, что частотные и переходные свойства транзистора улучшаются, прежде всего, с уменьшением толщины базы, а также с увеличением коэффициента диффузии, т.е. подвижности носителей больше, чем у германия и кремния. Ясно также, что кремниевые транзисторы при прочих равных условиях уступают германиевым диодам по динамическим свойствам из-за меньшей подвижности носителей.

Запишем общее выражение для комплексного коэффициента передачи тока эмиттера в цепь коллектора:

$$\bar{\alpha} = \bar{\gamma}\bar{\chi} = \frac{\gamma}{1 + j\omega\tau_\gamma} \cdot \frac{\chi}{1 + j\omega\tau_\chi} = \frac{\gamma\chi}{1 + j\omega(\tau_\gamma + \tau_\chi) - \omega^2\tau_\chi\tau_\gamma} \approx \frac{\alpha}{1 + j\omega\tau_\alpha}, \quad (4.44)$$

где $\tau_\alpha = \tau_\gamma + \tau_\chi$, а $\omega^2\tau_\gamma\tau_\chi \rightarrow 0$ (величина второго порядка малости).

Модуль коэффициента передачи тока эмиттера в цепь коллектора:

$$|\bar{\alpha}| = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega\tau_\alpha)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega/\omega_\alpha)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + (f/f_\alpha)^2}}. \quad (4.45)$$

Частотные свойства транзистора характеризуются предельной частотой. Это частота, на которой модуль коэффициента передачи тока эмиттера в цепь коллектора уменьшается в $\sqrt{2}$ раз по сравнению со среднечастотным значением, т.е. при $f = f_\alpha$ $|\bar{\alpha}|/\alpha = 1/\sqrt{2}$.

В зависимости от этой частоты различают низкочастотные транзисторы ($f_\alpha < 3МГц$), среднечастотные транзисторы ($3МГц < f_\alpha < 30МГц$), высокочастотные транзисторы ($30МГц < f_\alpha < 300МГц$) и СВЧ-транзисторы ($f_\alpha > 300МГц$).

Барьерные емкости. Эти емкости не имеют особой специфики по сравнению с емкостями $p-n$ перехода (диода) и могут быть рассчитаны по формулам

$$C_{кб} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{l_0} S_K \sqrt{\frac{\Delta\varphi_0}{\Delta\varphi_0 + U_K}}; \quad (4.46a)$$

$$C_{эб} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0}{l_0} S_{Э} \sqrt{\frac{\Delta\varphi_0}{\Delta\varphi_0 + U_{Э}}}. \quad (4.46б)$$

Поскольку $S_K \gg S_{Э}$, то $C_{кб} \gg C_{эб}$.

Диффузионные емкости. Наличие диффузионной емкости эмиттерного перехода обусловлено изменением заряда неравновесных носителей при изменении напряжения, приложенного к эмиттерному переходу. Рассматривая эмиттерный переход как диод, включенный в прямом направлении, можно воспользоваться формулой для определения диффузионной емкости диода:

$$C_{диф} = \frac{J_{диф} \cdot t_D}{\varphi_T}.$$

Заменяя в этой формуле $J_{диф}$ на $J_{Э}$, получаем выражение для диффузионной емкости эмиттерного перехода:

$$C_{эд} = \frac{J_{Э} \cdot t_D}{\varphi_T} = \frac{t_D}{r_э}. \quad (4.47)$$

Полная емкость эмиттерного перехода:

$$C_{э} = C_{эб} + C_{эд}. \quad (4.48)$$

У коллекторного перехода диффузионная составляющая емкости определяется изменением ширины коллекторного перехода, а значит величиной заряда при изменении U_K . Выражение для $C_{кд}$ при $\omega/L \ll 1$ с учетом формул (4.29), (4.30) может быть записано

$$C_{кд} = J_{Э} \frac{\omega}{D} \cdot \frac{d\omega}{dU_K} = J_{Э} \frac{\omega}{D} \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{2qN_a}} \cdot \frac{1}{\sqrt{U_K}} = \frac{\tau}{r_k} \quad (4.49)$$

Полная емкость коллекторного перехода:

$$C_k = C_{кб} + C_{кд}. \quad (4.50)$$

Из простого сравнения формул (4.47) и (4.50), видим, что $r_э \ll r_к$, следовательно, $C_{эд} \gg C_{кд}$.

Оценка показывает, что в нормальном режиме работы транзистора при расчетах можно пренебречь барьерной емкостью эмиттера по сравнению с диффузионной емкостью эмиттера и диффузионной емкостью коллектора по сравнению с барьерной емкостью коллектора.

4.8 Характеристики и параметры транзистора при включении с общим эмиттером

Статические характеристики и параметры. При включении ОЭ (рис. 4.12) входным током является ток базы, который примем за параметр коллекторного семейства характеристик.

Главные отличительные черты включения ОЭ от включения ОБ сводятся к следующему:

- Кривые коллекторного семейства не пересекают ось ординат и полностью расположены в I квадранте. Это легко понять из соотношения $|U_{кэ}| = |U_{кб}| + U_э$; кривые ОЭ получаются путем сдвига кривых ОБ (рис.4.7а) на величину $U_э$, которая тем больше, чем больше ток.

- Кривые коллекторного семейства менее регулярны, чем в схеме ОБ: они имеют гораздо больший, неодинаковый наклон и заметно сгущаются при больших токах. Ток при оборванной базе (когда $J_б = 0$) намного больше тока $J_{кО}$ при оборванном эмиттере и зависит от выходного напряжения. Входной ток базы $J_б$ может иметь не только положительную, но небольшую отрицательную величину (т.е. для $n - p - n$ транзистора вытекать из базы).

- Напряжение пробоя $U_β$ меньше, чем в схеме ОБ.
- Кривые базового семейства по сравнению с эмиттерным семейством не только имеют другой масштаб тока, но сдвинуты вниз на величину тока

J_{KO} , который протекает в базе тогда, когда ток $J_{\mathcal{E}} = 0$. Кроме того, кривые несколько более линейны, чем при включении ОБ.

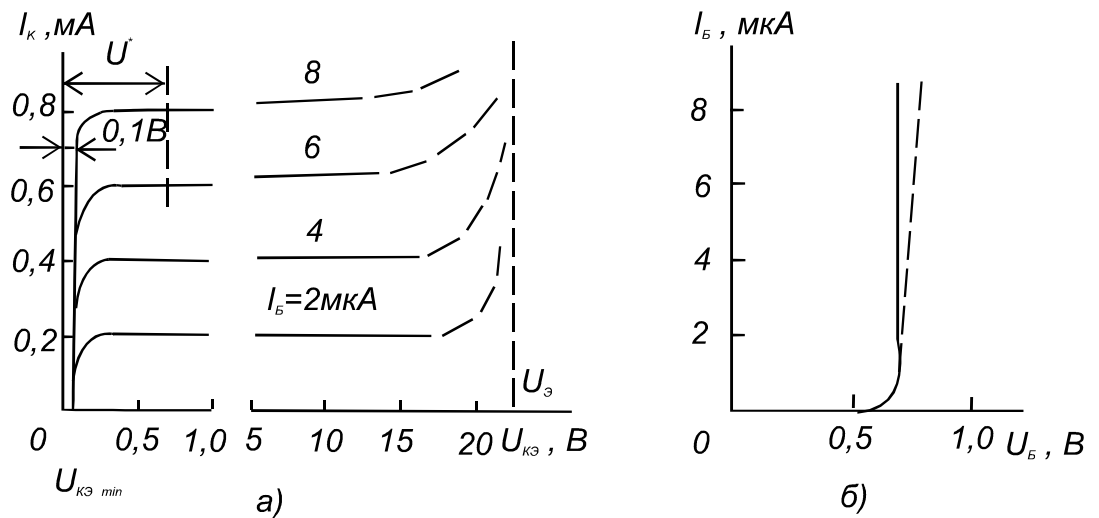


Рис. 4.12. Кривые коллекторного семейства характеристик

Влияние коллекторного напряжения на ток базы можно понять из того, что приращение $\Delta U_{KЭ}$, во-первых, вызывает приращение ЭДС обратной связи $\mu_{KЭ} \cdot \Delta U_K$ и, во-вторых, частично падает на эмиттерном переходе. Оба эти влияния направлены навстречу друг другу, причем главную роль играет второе. Поэтому с ростом (по модулю) напряжения $U_{KЭ}$ кривые (рис. 4.12) сдвигаются вправо – в сторону больших напряжений U_B .

В аналитическом виде семейство коллекторных характеристик ОЭ при работе транзистора в активном режиме ($U_K < 0$) получается из выражения (4.16), если в правую часть подставить очевидное соотношение $J_{\mathcal{E}} = J_K + J_B$ и выразить ток коллектора через ток базы:

$$J_K = \frac{\alpha}{1 - \alpha} J_B + \frac{J_{KO}}{1 - \alpha} + \frac{U_K}{r_K(1 - \alpha)}.$$

Коэффициент при токе J_B является *интегральным* коэффициентом передачи базового тока. Для этого важнейшего параметра введем специальное обозначение:

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}. \quad (4.51)$$

Тогда функцию $J_K(J_B)$ можно записать в следующей форме:

$$J_K = \beta J_B + J_{KO}^* + \frac{U_K}{r_K^*}, \quad (4.52)$$

где

$$J_{KO}^* = (1 + \beta) J_{KO}; \quad (4.53)$$

$$\overline{r_K^*} = \frac{\overline{r_K}}{1 + \beta}. \quad (4.54)$$

Часто последним членом в (4.52) пренебрегают; тогда получается

$$J_K = \beta J_B + J_{KO}^*. \quad (4.55)$$

Минимальное значение коллекторного тока ($J_K = J_{KO}$) получается при токе базы $J_B = -J_{KO}$. Следовательно, в диапазоне от $J_B = 0$ до $J_B = -J_{KO}$ транзистор по схеме ОЭ управляется отрицательным входным током.

Величина β , входящая в формулы (4.52) и (4.55), является интегральной, так как связывает между собой полные токи J_K и J_B .

Из формулы (4.53) можно получить значение интегрального коэффициента передачи:

$$\overline{\beta} = \frac{J_K - J_{KO}}{J_B + J_{KO}}. \quad (4.56)$$

Дифференциальный коэффициент передачи определяется как:

$$\beta = \left. \frac{dJ_K}{dJ_B} \right|_{U_K = const}.$$

Учитывая соотношение $dJ_B = dJ_{\text{Э}} - dJ_K$, можно показать, что формула (4.51) действительная не только для интегрального, но и для дифференциального коэффициента передачи, т.е.

$$dJ_B = dJ_{\mathcal{E}} - dJ_K \quad \Rightarrow \quad \frac{dJ_K}{dJ_B} = \left(\frac{dJ_{\mathcal{E}}}{dJ_K} - 1 \right) \quad \Rightarrow$$

$$\beta \left(\frac{1}{\alpha} - 1 \right) = 1 \quad \Rightarrow \quad \beta = \frac{\beta}{1 - \alpha}.$$

Связь между величинами β и $\bar{\beta}$ устанавливается тем же путем, что и в случае α :

$$J_K = \beta J_B + J_{KO}(1 + \beta) \Rightarrow \frac{dJ_K}{dJ_B} = \frac{d\bar{\beta}}{dJ_{\mathcal{E}}}(J_B + J_{KO}) + \bar{\beta} \frac{dJ_B}{dJ_B} \Rightarrow$$

$$\beta = \bar{\beta} + \frac{d\bar{\beta}}{dJ_{\mathcal{E}}}(J_B + J_{KO}). \quad (4.57)$$

В дальнейшем мы пренебрежем зависимостью β от тока, за исключением специальных случаев, и будем использовать обозначение β как для дифференциальной, так и для интегральной величины.

Учитывая, что $\alpha \approx 1$, из (4.51) легко сделать вывод, что $\beta \gg 1$.

По аналогии с α выразим β через физические параметры транзистора.

Для этого в формулу (4.51) подставим значение $\alpha = \gamma \left(1 - \frac{\omega^2}{2L^2} \right)$:

$$\beta = \frac{\gamma \left(1 - \frac{\omega^2}{2L^2} \right)}{1 - \gamma \left(1 - \frac{\omega^2}{2L^2} \right)} = \frac{\gamma}{\left(1 - \frac{\omega^2}{2L^2} \right)^{-1} - \gamma}.$$

Используя разложение бинома Ньютона, получаем:

$$\beta = \frac{\gamma}{1 + \frac{\omega^2}{2L^2} - \gamma} = \frac{\gamma}{1 - \gamma + \frac{\omega^2}{2L^2}}.$$

Как правило, $1 - \gamma \ll \frac{\omega^2}{2L^2}$, тогда окончательно получаем:

$$\beta = 2 \frac{L^2 \cdot \gamma}{\omega^2} = \frac{2D\tau}{\omega^2} \approx \frac{\tau}{t_D} \Big|_{\text{при } \gamma=1} . \quad (4.58)$$

Как следует из формулы (4.58) β зависит от режима и температуры: зависимость β от тока скрыта в параметрах γ и τ ; зависимость от напряжения – в параметре ω , а зависимость от температуры – в параметрах D и τ .

Нетрудно убедиться, что формуле (4.55) соответствует эквивалентная схема для постоянных составляющих, показанная на рис. 4.13 (для $n - p - n$ транзистора).

Динамические параметры. При включении транзистора по схеме ОЭ частотные и временные зависимости свойственны не только коэффициенту β , но и коллекторному сопротивлению, которое согласно (4.54) зависит от β .

Для выяснения частотной зависимости β подставим $\bar{\alpha} = \frac{\alpha}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\alpha}}$ в (4.51).

$$\bar{\beta} = \frac{\frac{\alpha}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\alpha}}}{1 - \frac{\alpha}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\alpha}}} = \frac{\frac{\alpha}{1 - \alpha}}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\alpha(1 - \alpha)}} = \frac{\beta_0}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\beta}} .$$

Здесь $\beta_0 = \frac{\alpha}{1 - \alpha}$ – не зависит от частоты;

$$\omega_\beta = (1 - \alpha)\omega_\alpha = \frac{\omega_\alpha}{1 + \beta_0} - \quad (4.59a)$$

предельная частота для схемы ОЭ.

Постоянная времени:

$$\tau_{\beta} = \frac{1}{\omega_{\beta}} = \frac{(1+\beta)}{\omega_{\alpha}} = (1+\beta)\tau_{\alpha}. \quad (4.59б)$$

Если положить $\gamma = 1$, тогда $\alpha = \chi$; $\tau_{\alpha} = \tau_{\chi}$. Для τ_{β} получаем:

$$\tau_{\beta} = \frac{\tau_{\alpha}}{1-\alpha} = \frac{\tau_{\chi}}{1-\chi}.$$

Выражения (4.59а,б) показывают, что временные и частотные характеристики в схеме ОЭ хуже, чем в схем ОБ. Этот недостаток в значительной мере сглаживается тем, что в схеме ОЭ происходит усиление входного тока.

В области достаточно высоких частот ($\omega > 3\omega_0$) модуль $\bar{\beta}$ можно записать:

$$|\bar{\beta}| = \frac{\beta}{\omega/\omega_{\beta}}; \quad |\bar{\beta}|\omega = \beta\omega_{\beta} = const. \quad (4.60)$$

Если $|\bar{\beta}| = 1$, то $\omega = \omega_{гр}$ – граничная частота, т.е.

$$\omega_{гр} = \beta\omega_{\beta} = \frac{\alpha}{1-\alpha} \cdot \omega_{\alpha}(1-\alpha) = \alpha\omega_{\alpha}. \quad (4.61)$$

Так как выполняется соотношение (4.60), то можно записать

$$, f_{гр} = |h_{21Э}| \cdot f_{изм} \quad (4.62)$$

где $|h_{21Э}| = |\bar{\beta}|$, $f_{изм}$ – частота, на которой измерен модуль $|h_{21Э}|$.

Из (4.61) видно, что $f_{гр}$ совпадает с f_{α} . На самом деле экспериментально определенная $f_{гр}$ не совпадает с f_{α} . Для диффузионных транзисторов $f_{гр} \approx 1,2f_{\alpha}$, а для дрейфовых – $f_{гр} \approx 1,6f_{\alpha}$.

Теперь рассмотрим коллекторное сопротивление схемы ОЭ, которое отличается от значения r_k . В самом деле, в схеме ОБ при заданном токе $J_{Э}$ приращение выходного напряжения $dU_{КБ}$ падает полностью на коллекторном переходе (если пренебречь сопротивлением базы). В ОЭ при заданном токе J_B приращение выходного напряжения $dU_{КЭ}$ распределяется

между обоими переходам. В результате изменение тока J_K сопровождается таким же изменением тока $J_{\mathcal{O}}$ и соответствующим изменением эквивалентного генератора $\alpha J_{\mathcal{O}}$. Если положить $C_K = 0$, то согласно (4.16) приращение dJ_K выразится операторной суммой:

$$dJ_K(S) = \frac{dU_K(S)}{r_K} + \alpha(S)dJ_{\mathcal{O}}(S),$$

где $dJ_{\mathcal{O}} = dJ_K$.

Отсюда изображение эквивалентного сопротивления коллекторного перехода в схеме ОЭ будет иметь вид:

$$r_K^*(S) = \frac{dU_K(S)}{dJ_K(S)} = r_K [1 - \alpha(S)] = \frac{r_K}{1 + \beta(S)}. \quad (4.63)$$

При медленных изменениях коллекторного напряжения (или низкой частоте) вместо изображения можно использовать действительные величины; тогда сопротивления r_K^* выражается формулой, аналогичной (4.52):

$$r_K^* = r_K (1 - \alpha) = \frac{r_K}{1 + \beta}. \quad (4.64)$$

Сопротивление r_K^* в десятки раз меньше, чем сопротивление r_K . Кроме того, величина r_K^* имеет сложные зависимости от режима и температуры.

Аналогичную методику можно использовать для определения коллекторной емкости в схеме ОЭ. Положим для простоты $r_K = \infty$. Тогда для переходных процессов роль сопротивления r_K будет играть емкостное сопротивление $X_C = 1/(SC_K)$. Заменив в формуле (4.16) величину r_K на X_C , выражаем приращение тока операторной суммой:

$$dJ_K(S) = \frac{dU_K(S)}{X_C} + \alpha(S)dJ_{\mathcal{O}}(S).$$

При заданном базовом токе, когда $dJ_{\mathcal{E}} = dJ_K$, легко получаем эквивалентное реактивное сопротивление коллекторной цепи в схеме ОЭ:

$$\frac{dU_K(S)}{dJ_K(S)} = X_C^* = X_C [1 - \alpha(S)].$$

Отсюда следует изображение эквивалентной емкости:

$$C_K^*(S) = \frac{C_K}{1 - \alpha(S)} = C_K [1 + \beta(S)] \quad (4.65)$$

При медленных изменениях тока (или низкой частоте) получаем действительную величину:

$$C_K^* = \frac{C_K}{1 - \alpha} = C_K (1 + \beta). \quad (4.66)$$

Заметим, что постоянная времени коллекторного перехода одинакова в схемах ОБ и ОЭ:

$$\tau_K = C_K \cdot r_K = C_K^*(S) \cdot r_K^*(S) = C_K^* \cdot r_K^*. \quad (4.67)$$

Тот факт, что величины r_K^* и C_K^* являются операторными, имеет большое значение при анализе быстрых переходных процессов и не может не учитываться.

Эквивалентная схема для переменных составляющих после проведенного анализа и с учетом общей схемы (рис. 4.13) может быть изображена так, как показано на рис. 4.14.

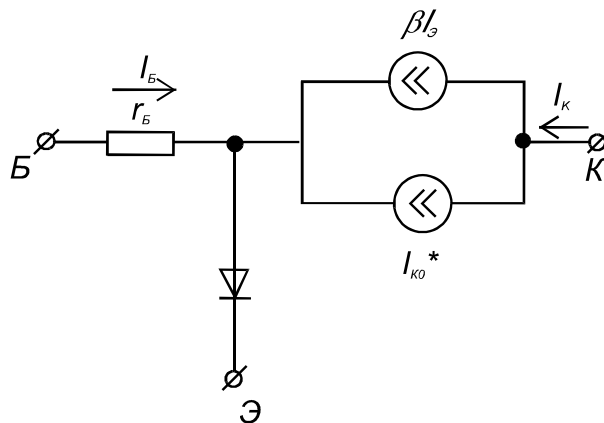


Рис. 4.13. Общая эквивалентная схема

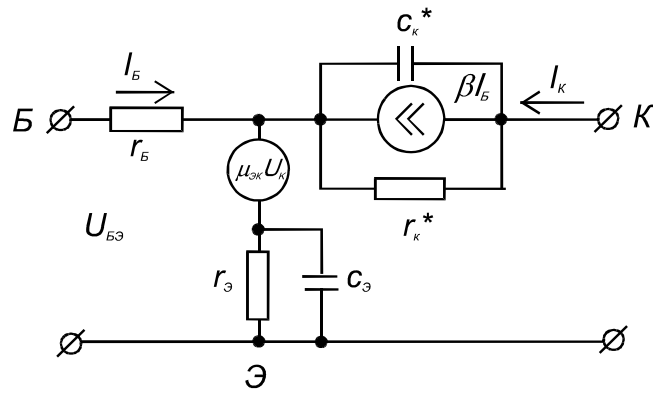


Рис. 4.14. Эквивалентная схема для переменных составляющих

4.9 Схема с общим коллектором

Эта схема имеет много общего со схемой ОЭ, потому что в обеих схемах управляющим током является ток базы, а выходные токи $J_Э$ и $J_К$ как известно, различаются незначительно. Поэтому семейство выходных характеристик будет практически таким же, как и на (рис. 4.12), если ток коллектора заменить током эмиттера. Что касается входного семейства, то оно представляется кривыми, показанными на рис. 4.12б, но сдвинутыми вправо на величину напряжения на коллекторном переходе, которое в данном случае играет роль входного напряжения.

Переходные и частотные свойства схемы ОК почти совпадают со свойствами схемы ОЭ, так как они определяются коэффициентом передачи:

$$\frac{dJ_Э}{dJ_К} = 1 + \beta, \text{ мало отличающимся от } \beta.$$

Эквивалентная схема для переменных составляющих представлена на рис. 4.15.

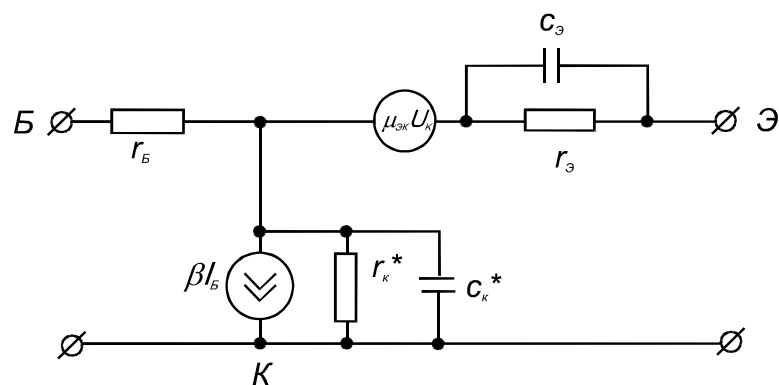


Рис. 4.15. Эквивалентная схема для переменных составляющих

Рассмотрим особенности усилительных каскадов при различных схемах включения транзисторов.

Каскад с общим эмиттером обладает следующими свойствами:

- 1) позволяет получить наиболее высокий коэффициент усиления по напряжению и большой коэффициент усиления по току;
- 2) имеет невысокое входное и относительно большое выходное сопротивление;
- 3) имеет более узкий диапазон частот, в котором обеспечивается равномерное усиление по сравнению с усилительным каскадом ОБ.
- 4) вносит фазовый сдвиг 180^0 в диапазоне средних (рабочих частот).

Каскад с общей базой обладает следующими свойствами:

- 1) имеет малые нелинейные искажения;
- 2) хорошие частотные и переходные характеристики;
- 3) обладает низким входным и выходным сопротивлениями;
- 4) коэффициент усиления меньше единицы;
- 5) коэффициент усиления по напряжению зависит от сопротивления нагрузки.

Каскад с общим коллектором обладает следующими свойствами:

- 1) имеет высокое входное и малое выходное сопротивления;
- 2) большой коэффициент по току;
- 3) коэффициент усиления по напряжению стремится к единице.

4) отсутствует фазовый сдвиг 180° в диапазоне средних (рабочих частот).

4.10 Составные транзисторы. Схема Дарлингтона

Составной транзистор — объединение двух или более биполярных транзисторов с целью увеличения коэффициента усиления по току. Такой транзистор используется в схемах, работающих с большими токами (например, в схемах стабилизаторов напряжения, выходных каскадов усилителей мощности) и во входных каскадах усилителей, если необходимо обеспечить большой входной импеданс. Как отмечалось в предыдущем разделе, значение коэффициента β характеризует качество биполярного транзистора, поскольку, чем больше коэффициент β , тем эффективнее работает транзистор. Коэффициент усиления по току биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером β определяется следующим соотношением $\beta = 2 \cdot (L^2/W^2)$. Для увеличения значения коэффициента β нужно либо уменьшать ширину базы биполярного транзистора или W , или увеличить диффузионную длину L_p . Так как диффузионная длина определяется как $L = \sqrt{D\tau}$, то нужно увеличить либо подвижность носителей μ , либо время жизни τ_p . Это достаточно трудно, так как необходимо использовать материалы с высокой подвижностью для электронов (например, GaAs, InP), причем только в транзисторах n-p-n.

Между тем, имеется схемотехническое решение, когда определенным образом соединенные два биполярных транзистора имеют характеристики как один транзистор с высоким коэффициентом передачи β эмиттерного тока. Такая комбинация получила название *составного транзистора* или схемы Дарлингтона (рис.4.16а). В составном транзисторе база первого транзистора T_1 соединена с эмиттером второго транзистора T_2 $dI_{e1} = dI_{e2}$. Коллекторы обоих транзисторов соединены и этот вывод является коллектором составного транзистора. База первого транзистора играет роль базы составного транзистора $dI_b = dI_{b1}$, а эмиттер второго транзистора - роль эмиттера составного транзистора $dI_{e2} = dI_e$.

Покажем, что составной транзистор действительно имеет коэффициент β , значительно больший, чем у обоих его компонентов. Задавая приращение тока $dI_6 = dI_{61}$, получаем:

$$dI_{\beta 1} = (1 + \beta_1)dI_6 = dI_{62};$$

$$dI_k = dI_{k1} + dI_{k2} = \beta_1 dI_6 + \beta_2 [(1 + \beta_1)dI_6],$$

откуда, деля dI_k на dI_6 , находим дифференциальный коэффициент передачи тока базы в цепь коллектора:

$$\beta_{\Sigma} = \beta_1 + \beta_2 + \beta_1 \beta_2. \quad (4.68a)$$

Поскольку всегда $\beta \gg 1$, можно считать:

$$\beta_{\Sigma} \approx \beta_1 \beta_2. \quad (4.68b)$$

Легко видеть, что величина β_{Σ} может составлять несколько тысяч при использовании рядовых транзисторов. Для этого, однако, оба транзистора должны находиться в нормальном режиме по *постоянным составляющим токов и напряжений*. Между тем очевидное из рис.4.16а соотношение $I_{\beta 1} = I_{62}$ означает, что оба однотипных транзистора не могут одновременно находиться в нормальном режиме, так как $I_{\beta 1} = I_{62} \ll I_{\beta 2}$. Следовательно, транзистор T_2 работает со значительно большими токами, чем транзистор T_1 , и при использовании формул (4.16) нужно учитывать зависимость параметров β от режима. Практически при использовании однотипных транзисторов их режим выравнивают с помощью простейших стабилизаторов тока, которые задают в узловую точку Э₁ – Б₂ неизменный ток, равный разности желательных значений $I_{\beta 1}$ и I_{62} .

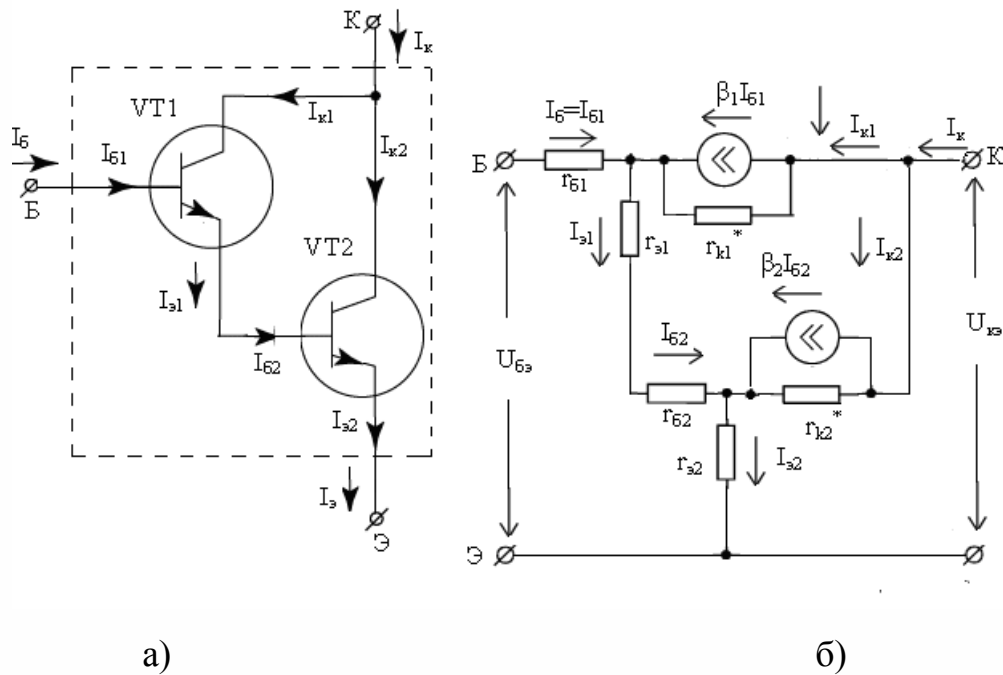


Рис. 4.16. Электрическая и эквивалентная схемы составного транзистора (схема Дарлингтона)

Рассмотрим входное сопротивление составного транзистора. Для этого нужно найти параметр h_{11} , т.е. входное сопротивление составного транзистора при коротком замыкании на выходе. Для этого воспользуемся эквивалентной схемой, представленной на рис.4.16б. По определению

$$h_{11} = \left. \frac{U_{\text{бэ}}}{I_{\text{б}}} \right|_{U_{\text{кэ}}=0}.$$

Будем считать, что $r_{\text{к}}^* \gg r_{\text{э}}$. Из рис. 4.16б нетрудно получить:

$$U_{\text{бэ}} = I_{\text{б}} [r_{\text{б}1} + (1 + \beta_1)r_{\text{э}1} + r_{\text{б}2} (1 + \beta_1 + (1 + \beta_1)(1 + \beta_2)r_{\text{э}2})].$$

Тогда

$$h_{11} = \frac{U_{\text{бэ}}}{I_{\text{б}}} = r_{\text{б}1} + (1 + \beta_1)r_{\text{э}1} + (1 + \beta_1)[r_{\text{б}2} + (1 + \beta_2)r_{\text{э}2}] \quad (4.69)$$

Используя формулы, связывающие h -коэффициенты с собственными параметрами транзистора, окончательно получим:

$$h_{11} = h_{11}^{(1)} + (1 + h_{21}^{(1)})h_{11}^{(2)}, \quad (4.70)$$

где $h_{11}^{(1)} = r_{\text{б}1} + (1 + \beta_1)r_{\text{э}1}$ - входное сопротивление первого транзистора;

$h_{11}^{(2)} = r_{e2} + (1 + \beta_2)r_{e2}$ - входное сопротивление второго транзистора;

$h_{21}^1 = \beta_1$ - коэффициент передачи тока базы в цепь коллектора первого транзистора.

Достоинства и недостатки составных транзисторов

Высокие значения коэффициента усиления и входного сопротивления в составных транзисторах реализуются только в статическом режиме, поэтому составные транзисторы нашли широкое применение во входных каскадах операционных усилителей. В схемах на высоких частотах составные транзисторы уже не имеют таких преимуществ — граничная частота усиления по току и быстродействие составных транзисторов меньше, чем эти же параметры для каждого из транзисторов *VT1* и *VT2*.

4.11 Разновидности дискретных транзисторов

Существующие типы транзисторов классифицируются по методу изготовления, применяемым материалам, особенностям работы, назначению, мощности, диапазону рабочих частот и другим признакам. Исключительно широкое распространение получили биполярные транзисторы, имеющие два p-n перехода. Следует различать два вида таких транзисторов: *бездрейфовые* и *дрейфовые*.

Бездрейфовые транзисторы имеют по всей базовой области одну и ту же концентрацию примеси. Вследствие этого в базе не возникает электрического поля, и носители в ней совершают диффузионное движение от эмиттера к коллектору. При диффузионном переносе скорость направленного движения носителей $v_{diff} = L_p/\tau_p$ невысока и меньше скорости дрейфа носителей в ускоряющем электрическом поле, время переноса носителей через базу будет большим. Для повышения быстродействия транзисторов необходимо уменьшить время пролета, а, следовательно, увеличить скорость движения инжектированных носителей в базе. Одним из способов этого будет переход от диффузионного к дрейфовому механизму переноса в базе.

Дрейфовые транзисторы. В дрейфовых транзисторах используется принцип встраивания электрического поля в базу. Этот принцип реализуется путем неоднородного легирования базы.

Рассмотрим неоднородно легированный полупроводник р-типа, в котором концентрация примеси меняется по координате x . На рис.4.17 представлено схематическое изображение неоднородно легированного полупроводника р- типа и его зонная диаграмма.

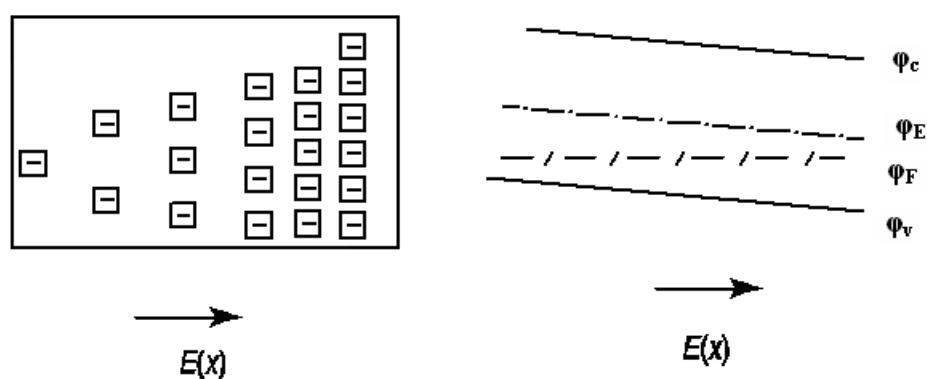


Рис.4.17. Схематическое изображение неоднородно легированного полупроводника р- типа и его зонная диаграмма

В таком полупроводнике возникает градиент концентрации свободных носителей. Градиент концентрации свободных носителей приводит к возникновению диффузионного тока $j_{диф} = qD \frac{dp}{dx}$. Этот ток вызовет перераспределение свободных носителей, в то время как ионизованные акцепторы останутся на своих прежних местах. Вследствие этого возникает электрическое поле E , препятствующее дальнейшему разделению дырок и вызывающее появление дрейфовой компоненты электрического тока. В стационарных условиях в неоднородно легированном полупроводнике существуют электрическое поле $E(x)$ и равные по величине, но противоположные по направлению дрейфовая j_E и диффузионная j_D компоненты тока:

$$j = j_{\text{диф}} + j_{\text{др}} = -qD \frac{dp}{dx} + \mu q E(x) p(x) = 0 \quad (4.71)$$

Таким образом, из уравнения (4.69) следует, что величина электрического поля $E(x)$ будет:

$$E(x) = \frac{D}{\mu} \cdot \frac{1}{p(x)} \cdot \frac{dp(x)}{dx}. \quad (4.72)$$

Используя соотношение Эйнштейна $D/\mu = kT/q$, получаем:

$$E(x) = \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{p(x)} \cdot \frac{dp(x)}{dx} = \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{N_A(x)} \cdot \frac{dN_A(x)}{dx}. \quad (4.73)$$

В случае экспоненциального распределения легирующей примеси $N_A(x) = N_0 \exp(-x/L)$ получим выражение для электрического поля. Продифференцируем выражение для концентрации:

$$\frac{dN_A(x)}{dx} = -N_0 \frac{1}{L} e^{-x/L} = -\frac{N_A}{L}. \quad (4.74)$$

Подставляя выражение (4.74) в уравнение (4.72), получаем для электрического поля

$$E(x) = -\frac{kT}{qL}. \quad (4.75)$$

Из полученного соотношения следует, что при экспоненциальном законе распределения примеси в полупроводнике возникает постоянное электрическое поле E , значение которого определяется уравнением (4.75).

Рассмотрим эту ситуацию применительно к биполярному транзистору n - r - n типа. В случае неоднородно легированной базы электрическое поле в базе направлено от коллекторного перехода к эмиттерному. При инжекции неосновных носителей (электронов) они будут ускоренно двигаться в электрическом поле и добавят к диффузионному процессу переноса через базу дополнительно дрейфовый перенос.

Для того чтобы точно найти распределение инжектированных носителей по базе биполярного транзистора $n(x)$, нужно решить уравнение непрерывности с учетом дрейфовой и диффузионной компонент тока. Будем

рассматривать только стационарный случай, когда $dn/dt = 0$, и для простоты - экспоненциальный закон распределения примеси по базе.

$$D_n \frac{d^2 n}{dx^2} + \frac{E}{\varphi_T} \cdot \frac{dn}{dx} - \frac{\Delta n}{L_n^2} = 0 \quad (4.76)$$

Введем параметр $\eta = w/2L$ - коэффициент неоднородности базы. Уравнение (4.74) перепишем, учитывая, что электрическое поле $E = (kT/q) \cdot (1/L)$.

С учетом этого уравнение непрерывности приобретает следующий вид:

$$\frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{2\eta}{w} \cdot \frac{dn}{dx} - \frac{\Delta n}{L_n^2} = 0. \quad (4.77)$$

Граничные условия для этого уравнения имеют следующий вид исходя из того, что заданы эмиттерный ток $J_{эп} = \gamma J_э$ и коллекторное напряжение U_k :

$$\begin{aligned} \frac{dn}{dx} &= -\frac{I_{эп}}{qDS}, (x=0) \\ n(x) &= n_0 e^{\beta U_k}, (x=w). \end{aligned}$$

Рассмотрим физический смысл коэффициента неоднородности базы η . Для этого проведем следующее преобразование выражения:

$$N_A(x) = N_A(0) \cdot e^{-w/L}$$

$$\frac{N_A(x)}{N_A(0)} = e^{-x/L}.$$

Извлечем квадратный корень и прологарифмируем это выражение.

$$\text{Получаем } -\frac{w}{2L} = \ln \left[\frac{N_A(w)}{N_A(0)} \right]^{1/2}.$$

Следовательно,

$$\eta = \frac{w}{2L} = -\frac{1}{2} \ln \frac{N_A(w)}{N_A(0)} = \frac{1}{2} \ln \frac{N_A(0)}{N_A(w)}. \quad (4.78)$$

Из соотношения (4.78) следует, что коэффициент неоднородности базы η определяется логарифмом отношения концентрации примеси на границах базы.

Оценим значение коэффициента неоднородности η . Максимальное значение концентрации в базе может составлять $N_A(0) = 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При более высоких концентрациях $N_A(0)$ будет уменьшаться эффективность эмиттера γ . Минимальное значение концентрации в базе $N_A(W)$ ограничивается или собственной концентрацией свободных носителей, или значением концентрации неконтролируемой примеси и составляет $N_A(W) = 10^{12} \text{ см}^{-3}$. При этих параметрах максимальное значение коэффициента неоднородности η будет $\eta = 5$, реальные же значения $\eta = 2 \div 4$. Решение уравнения (4.77) с граничными условиями после ряда упрощений дает следующее выражение для распределения инжектированных дырок в базе дрейфового транзистора:

$$n(x) = \frac{I_{\text{эп}} w}{qDS} \cdot \frac{1 - e^{-2\eta(1-x/L)}}{2\eta}. \quad (4.79)$$

На рисунке 4.18 представлено распределение концентрации $p_n(x)$ по толщине базы, рассчитанное при разных значениях коэффициента неоднородности η .

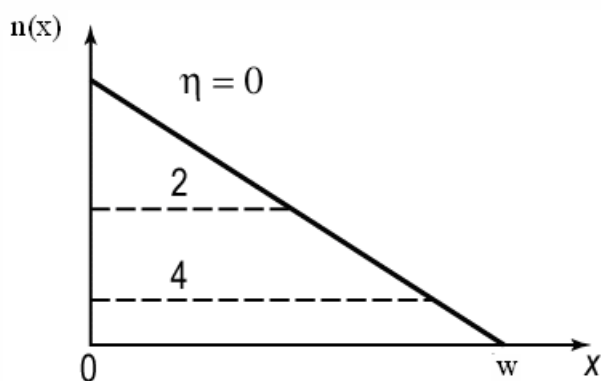


Рис.4.18 Распределение концентрации $p_n(x)$ по толщине базы, рассчитанное при разных значениях коэффициента неоднородности η

Рассчитаем коэффициент переноса k для дрейфового транзистора, аналогично, как и для диффузионного БТ, измеряя отношения токов в начале и в конце базы. Получаем:

$$\chi = \frac{1}{1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{w}{L^2} k(\eta)}. \quad (4.80)$$

В уравнении (4.77) сомножитель $k(\eta)$ аппроксимируется соотношением: $k(\eta) \approx 1/(1+\eta)$.

При значениях $\eta = 2 \div 5$, значения коэффициента $k(\eta)$ будут равны $k(\eta) = 0,33 \div 0,20$.

Из уравнения (4.80) следует, что в дрейфовых транзисторах при прочих равных условиях коэффициент переноса χ возрастает по сравнению с коэффициентом в диффузионных транзисторах.

Оценим динамические параметры дрейфового транзистора. Сравним время переноса через базу в биполярном транзисторе при дрейфовом $t_{др}$ и диффузионном $t_{диф}$ переносе.

$$t_{др} = \frac{w}{\mu E} = \frac{w \frac{kT}{q} L}{D \frac{kT}{q}} = \frac{wL}{D}; \quad t_{диф} = \frac{w^2}{2D}.$$

Отношение времен:

$$\frac{t_{др}}{t_{диф}} = \frac{w^2 L}{D} \cdot \frac{2D}{w} = \frac{2L}{w} = \frac{1}{\eta}. \quad (4.81)$$

Для нахождения времени пролета при наличии обоих механизмов сложим обратные величины:

$$\frac{1}{t_{np}} = \frac{1}{t_{др}} + \frac{1}{t_{диф}} = \frac{1}{t_{диф}} + \frac{\eta}{t_{диф}} = \frac{1+\eta}{t_{диф}}; \quad t_{np} = \frac{t_{диф}}{1+\eta}. \quad (4.82)$$

Таким образом, время переноса в дрейфовых транзисторах будет в $3 \div 5$ раз меньше, чем в диффузионных транзисторах.

Определим, как изменяется коэффициент передачи тока базы в цепь коллектора β . Для бездрейфовых транзисторов: $\beta_{\text{бездр}} = \frac{\tau}{t_{\text{диф}}}$, где $t_{\text{диф}} = \frac{w^2}{2D}$.

Для дрейфовых транзисторов: $\beta_{\text{др}} = \frac{\tau}{t_{\text{нр}}}$, где $t_{\text{нр}} = \frac{t_{\text{диф}}}{1 + \eta}$. Найдем отношение:

$$\frac{\beta_{\text{др}}}{\beta_{\text{бездр}}} = 1 + \eta. \quad (4.83)$$

Отсюда следует, что коэффициент усиления по току β в дрейфовых транзисторах возрастает в 3÷5 раз по сравнению с коэффициентом в бездрейфовых транзисторах.

Таким образом, в дрейфовых транзисторах электрическое поле в базе ускоряет неосновные носители при их движении к коллектору, поэтому уменьшается время пролета через базу, повышается предельная частота и коэффициент усиления тока. Электрическое поле в базе создается за счет неодинаковой концентрации примесей базовой области, что может быть достигнуто при диффузионном методе изготовления р-п перехода.

Рассмотрим теперь основные типы транзисторов, различающиеся по конструкции и принципу изготовления переходов.

Бездрейфовые транзисторы могут иметь *сплавные переходы*, полученные по такой же технологии, как у диодов. В сплавных транзисторах невозможно сделать очень тонкую базу, и поэтому они предназначены только для низких и средних частот. Мощные сплавные транзисторы имеют увеличенную площадь переходов. Сплавные транзисторы выпускаются на мощность от нескольких милливатт до десятков ватт. Их достоинство в том, что на коллекторном и эмиттерном переходе можно допустить обратное напряжение 50-70В для германия и 70- 150В для кремния. Сравнительно малые сопротивления эмиттера, базы и коллектора позволяют получать в сплавных транзисторах большие токи в импульсном режиме. Однако предельную частоту f_{α} не удается сделать выше 20МГц. Недостатком

сплавных транзисторов является также значительный разброс параметров и характеристик.

Дрейфовые транзисторы делаются на предельные частоты, в десятки раз более высокие, нежели у сплавных транзисторов. Это объясняется, прежде всего, уменьшением времени пролета носителей в базе. Как правило, при изготовлении дрейфовых транзисторов применяется метод диффузии, при котором база может быть сделана очень тонкой. Коллекторный переход получается плавным, и тогда его емкость гораздо меньше, чем емкость сплавных переходов. За счет малой толщины базы коэффициенты усиления α и β значительно выше, чем у сплавных транзисторов. Важно также, что метод диффузии позволяет изготавливать транзисторы более точно, с меньшим разбросом параметров и характеристик.

Сплавно-диффузионные транзисторы отличаются тем, что у них базовая область и коллекторный переход изготовлены методом диффузии, а эмиттерный переход – методом вплавления. Такие транзисторы имеют рабочие частоты до сотен мегагерц, но рассчитанные на небольшие мощности (100-150мВт). Эмиттерный переход в них получается малой толщины, и поэтому может выдержать только низкие обратные напряжения.

Конверсионные транзисторы интересны тем, что у них может быть получен тонкий базовый слой большой площади, необходимый для изготовления более мощных высокочастотных транзисторов. В конверсионных транзисторах диффузионный эмиттерный переход образуется за счет обратной диффузии примеси из полупроводника в металл эмиттерного электрода. Для этой цели служит пластинка германия (исходный материал) содержащая одновременно донорные и акцепторные примеси. В качестве последней примеси применяется медь, которая при вплавлении эмиттерного сплава энергично диффундирует из германия в эмиттер. Благодаря этому в слое германия, прилегающем к эмиттеру, резко снижается концентрация акцепторной примеси и образуется слой базы с

электронной проводимостью. Такой процесс перемены типа проводимости называют конверсией.

Транзисторы конверсионного типа имеют малую емкость коллектора и могут работать при относительно высоких напряжениях коллекторного перехода. Эти транзисторы обладают хорошей стабильностью и малым разбросом параметров, а также удобны в производстве. Их недостаток – низкое максимальное обратное напряжение эмиттерного перехода.

В *мезатранзисторах* применяется мезаструктура. Такие транзисторы изготавливаются сразу в большом количестве из одной пластины исходного полупроводника, что уменьшает разброс параметров. На поверхности этой пластины, которая должна служить коллектором, методом диффузии создают слой базы толщиной в несколько микрометров. Для каждого транзистора в этот слой вплавляют маленькие капли сплавов для образования эмиттерной области и вывода от базы. Такие транзисторы имеют малые емкости переходов (C_k мене 2 пФ), малое сопротивление r_b и могут работать на частотах до сотен мегагерц.

Наилучшими из диффузионных являются *планарные транзисторы*. Такие транзисторы обладают хорошими качествами и получили большое распространение. Они удобны в производстве и могут быть изготовлены на различные мощности с высокими предельными частотами.

Планарно-эпитаксиальные транзисторы являются дальнейшим развитием планарных транзисторов. У планарных транзисторов велико сопротивление коллекторной области, что невыгодно. Например, при импульсной работе в режиме насыщения у транзистора большое сопротивление насыщения. Если уменьшить удельное сопротивление материала коллектора, то возрастает емкость C_k и снижается пробивное напряжение коллекторного перехода. Эти недостатки устраняются в эпитаксиальных транзисторах.

Существует ряд других особых типов транзисторов. Наибольший интерес представляют *лавинные транзисторы*, работающие в режиме

размножения носителей, т.е. при напряжении $U_{кб}$, превышающем допустимое напряжение для нормальной работы в режиме усиления. При некоторых условиях лавинные транзисторы имеют отрицательное выходное сопротивление и $\alpha > 1$. Это позволяет применять их в импульсных устройствах для генерации коротких импульсов и переключения.

ГЛАВА 5. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

5.1 Введение

Работа полевых транзисторов основана на использовании только одного типа носителей - основных (электронов или дырок). Процессы инжекции и диффузии в таких транзисторах практически отсутствуют, во всяком случае, не играют принципиальной роли. Основным механизмом движения носителей является дрейф в электрическом поле.

Для того чтобы управлять током в полупроводнике при постоянном электрическом поле, нужно менять либо удельную проводимость полупроводникового слоя, либо его площадь. На практике используется и тот и другой способ, причем в основе обоих способов лежит эффект поля.

Проводящий слой, по которому проходит рабочий ток, называется каналом. Каналы могут быть приповерхностными и объемными. Приповерхностные каналы представляют собой либо обогащенные слои, обусловленные наличием донорных примесей в диэлектрике, либо инверсионные слои, образующиеся под действием внешнего поля. Объемные же каналы представляют собой участки однородного полупроводника, отделенные от поверхности обедненным слоем.

Транзисторы с приповерхностным каналом имеют классическую структуру металл-диэлектрик-полупроводник. Их называют МДП-транзисторами. В частном случае, если диэлектриком является окисел (двуокись кремния SiO_2), используется название МОП-транзисторы.

Транзисторы с объемным каналом характерны тем, что обедненный слой создается с помощью р-п перехода. Поэтому их часто называют полевые транзисторы с управляющим р-п переходом. Однако это название длинное и неудобное. Поэтому в литературе их просто называют полевыми транзисторами. Исходя из вышесказанного, можно предложить следующую классификацию полевых транзисторов, которая вместе с условными обозначениями представлена на рис. 5.1.

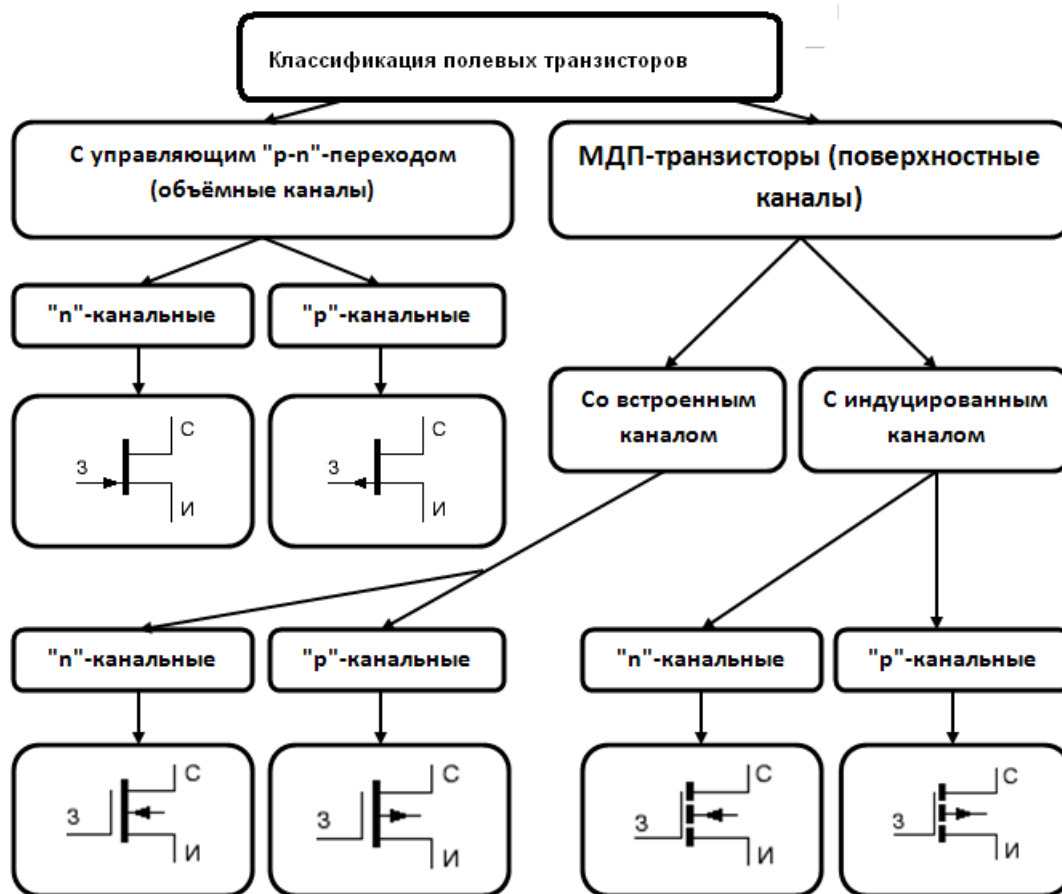


Рис.5.1. Классификация полевых транзисторов

Здесь: И – исток, С – сток, З – затвор. Функциональное назначение этих электродов будет описано ниже.

Рассмотрим основные различия между биполярными и полевыми транзисторами.

- В биполярных транзисторах существенную роль играют два типа носителей заряда: основные и неосновные.

- В биполярном транзисторе управление выходным током осуществляется с помощью входного тока базы или эмиттера, что неизбежно связано со сравнительно малым входным сопротивлением. В ряде случаев это не является недостатком, а скорее преимуществом. Например, при малом входном сопротивлении всякого рода наводки посторонних напряжений оказываются значительно меньшими, чем при высоком входном сопротивлении. Однако иногда крайне важно иметь очень большое входное

сопротивление. Благодаря управлению электрическим полем входное сопротивление полевых транзисторов для постоянного тока и на низких частотах переменного тока может быть очень большим: $10^{12} - 10^{13}$ Ом.

- Технология изготовления полевых транзисторов значительно проще, чем биполярных. Особенно важно, что полевые транзисторы в микросхемах занимают значительно меньшую площадь на один транзистор и потребляют гораздо меньший ток. Это позволяет создавать большие и сверхбольшие интегральные микросхемы (БИС и СБИС).

- В биполярных транзисторах с увеличением температуры увеличивается число генерируемых неосновных носителей, а, следовательно, возрастает ток. В полевых транзисторах ток зависит от концентрации основных носителей и их подвижности. Концентрация зависит от степени легирования и не зависит от температуры. Вследствие тепловых колебаний кристаллической решетки с ростом температуры подвижность носителей в канале падает, что приводит к уменьшению тока и крутизны характеристик транзистора. Полевой транзистор в отличие от биполярного транзистора, температурно устойчив, так как повышение температуры вследствие прохождения тока вызывает увеличение сопротивления канала. Наряду с полевыми транзисторами, в которых наблюдается уменьшение стокового тока с ростом температуры, выпускаются полевые транзисторы, у которых ток стока возрастает с повышением температуры, а также транзисторы, имеющие нулевой температурный коэффициент при некотором значении напряжения на затворе. Различный характер температурных характеристик объясняется тем, что изменение температуры влияет не только на подвижность носителей и связанное с этим объемное рассеяние, но и на поверхностное рассеяние в канале, имеющее обратную температурную зависимость. При температурах, близких к абсолютному нулю, кремниевые и германиевые биполярные транзисторы работать не могут, тогда как униполярные транзисторы работают.

Полевые транзисторы – наиболее распространенный сегодня класс транзисторов. На основе кремниевых МОП-транзисторов в настоящее время создаются сложные интегральные схемы: микропроцессоры, цифровые сигнальные процессоры, запоминающие устройства ЭВМ. Полевые транзисторы с барьером Шоттки используются для создания низко шумящих и мощных усилителей в СВЧ технике. Полевые транзисторы с управляющим р-п переходом используются в радиоэлектронике в качестве низко шумящих усилителей с высоким входным сопротивлением, электронных ключей, стабилизаторов тока и как резисторы, управляемые напряжением.

5.2 Полевой транзистор с управляющим р-п переходом

Принцип действия. Схематическое изображение строения полевого транзистора с управляющим р-п переходом дано на рис.5.2.

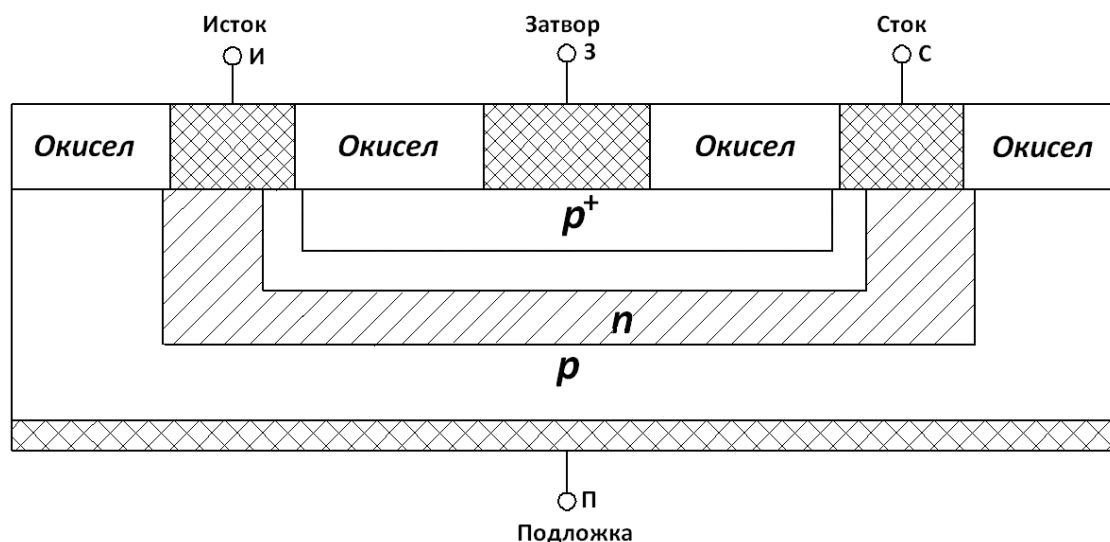


Рис.5.2. Схематическое изображение строения полевого транзистора с управляющим р-п переходом

В пластинке кристаллического кремния с проводимостью р-типа диффузией донорной примеси через окно в слое окисла SiO_2 образована область с проводимостью n-типа. Затем в этой области диффузией акцепторной примеси образована область с проводимостью р-типа с сильным легированием. Последующими операциями в изолирующем слое окисла образованы окна для контактных электродов и с помощью

металлизации созданы контакты и выводы электродов истока «И», затвора «З», стока «С» и подложки «п». Обычно подложка соединяется с истоком.

Между истоком и стоком сформирован проводящий канал n-типа. Толщина канала (обозначим ω) составляет порядка 1 мкм, длина канала (L) несколько мкм, а ширина, перпендикулярная плоскости чертежа (Z) зависит от мощности транзистора. Структура полевого транзистора представлена на рис. 5.3.

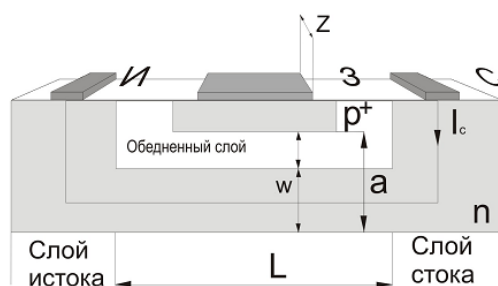


Рис.5.3. Структура полевого транзистора

Между каналом и затвором имеет место плоскостной p-n переход. Для нормальной работы транзистора этот переход должен оставаться запертым, поэтому напряжение на затворе относительно истока для канала n-типа должно быть отрицательным или равным нулю. Глубина обедненного слоя

меняется в соответствии с общим выражением $l = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(\Delta\varphi_0 - U)}{qN}}$ ($U < 0$).

Чем больше обратное напряжение, тем глубже обедненный слой и тем соответственно меньше толщина канала ω . Таким образом, меняя обратное напряжение на затворе, можно менять поперечное сечение канала. При наличии напряжения на стоке будет меняться ток стока, т.е. выходной ток транзистора.

Усиление мощности обеспечивается малой величиной входного тока. У полевых транзисторов входным током является обратный ток p-n перехода затвора. Для кремниевых p-n переходов небольшой площади обратный ток

составляет до 10^{-11} А и менее. Определим зависимость толщины и сопротивления канала от управляющего напряжения на затворе при нулевом напряжении на стоке. Толщина канала согласно рис. 5.3 можно записать следующим образом:

$$\omega = a - l, \quad (5.1)$$

где a - расстояние от дна n -слоя до металлургической границы перехода. Пренебрегая равновесной высотой потенциального барьера $\Delta\phi_0$ в выражении для глубины обедненного слоя l , получаем зависимость толщины канала от напряжения на затворе:

$$\omega = a - \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon U_{зи}}{qN}}. \quad (5.2)$$

Под $U_{зи}$ здесь понимается модуль напряжения на затворе.

Из условия $\omega=0$ можно найти напряжение отсечки, при котором обедненный слой перекрывает весь канал, и ток в канале прекращается:

$$U_{зиотс} = \frac{qNa^2}{2\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (5.3)$$

Как видим, толщина рабочего слоя a и концентрация примеси N в канале должны быть достаточно малы. В противном случае напряжение отсечки будет настолько большим, что полное управление током (начиная с нулевого значения) окажется практически невозможным.

Используя выражение для $U_{зиотс}$ (5.3), толщину канала можно записать в следующей форме:

$$\omega = a \left(1 - \sqrt{\frac{U_{зи}}{U_{зиотс}}} \right). \quad (5.4)$$

Такая толщина сохраняется по всей длине канала. Сопротивление канала в этом случае равно

$$R_k = \frac{\rho l}{az \left(1 - \sqrt{\frac{U_{зи}}{U_{зиотс}}} \right)}, \quad (5.5a)$$

где z - ширина канала; ρ – удельное сопротивление n – слоя.

При $U_{зи} = 0$ получается минимальное значение

$$R_0 = \frac{\rho L}{az}. \quad (5.56)$$

Например, при $\rho = 1 \text{ Ом} \cdot \text{См}$, $a = 2 \text{ мкм}$ и $U_{зи} = 0$, $R_0 = 0,5 \text{ кОм}$. При $U_{зи}/U_{зиотс} = 0,5$ сопротивление R_0 возрастает до $1,8 \text{ кОм}$.

Статические характеристики. В рабочем режиме, когда $U_c \neq 0$, канал не является эквипотенциальным слоем; в разных точках потенциал различен: он меняется от $U_x = 0$ около истока до $U_x = +U_c$ около стока. Поэтому обратное напряжение на p - n переходе $U_{обр} = U_x + U_{зи}$ будет увеличиваться в направлении от истока к стоку (рис.5.4.а). В наиболее узком месте (около стока) напряжение на переходе равно $U_z + U_c$. С ростом U_c это напряжение, в конце концов, делается равным $U_{зиотс}$, толщина канала вблизи стока станет равной нулю, т.е. образуется «горловина» канала (рис.5.4б). В отличие от случая $U_{зи} = U_{зиотс}$ это, разумеется, не приводит к отсечке тока, так как само «смыкание» является увеличением тока.

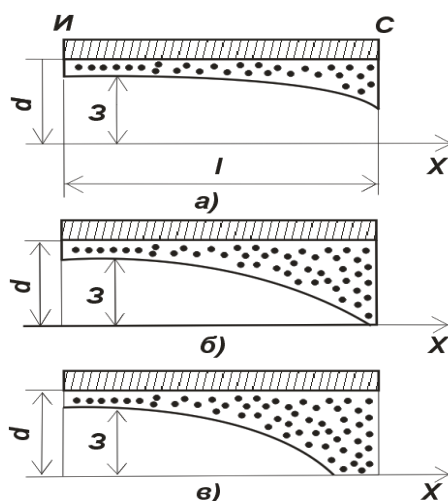
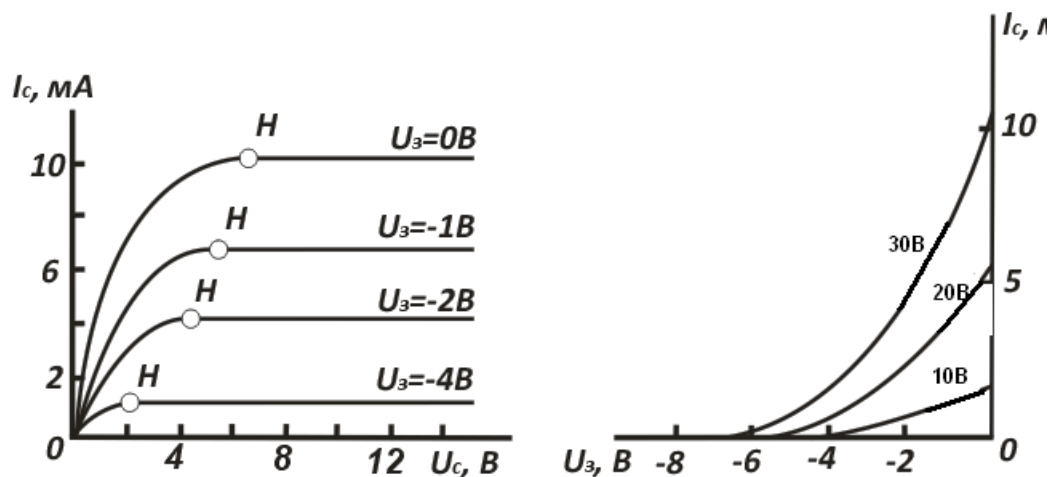


Рис.5.4. Распределение напряжения канале полевого транзистора

Вместо отсечки тока происходит отсечка его приращения, т. е. резкое возрастание дифференциального сопротивления канала. При этом на кривой $I_c = f(U_{cu})$, которая называется стоковой характеристикой, начиная с некоторой точки H , получается практически горизонтальный участок

(рис.5.5). Такой режим можно назвать насыщением, а напряжение $U_{сн}$, при котором он наступает, - напряжением насыщения. Эта величина получается из условия $U_{зиотс} = U_{сн} + U_{зи}$ и равно

$$U_{сн} = U_{зиотс} - U_{зи}. \quad (5.6)$$



а)

б)

Рис.5.5. Стоковые характеристики

Поэтому напряжение $U_{сн}$ уменьшается с ростом $U_{зи}$.

В режиме насыщения, когда $U_c > U_{сн}$, потенциал «горловины» сохраняет значение $U_{сн}$ (в противном случае канал должен был бы еще больше сужаться, что невозможно), но «горловина» сдвигается относительно стока (рис.5.4в). В режиме насыщения происходит модуляция длины канала по аналогии с эффектом Эрли в биполярных транзисторах.

В соответствии с изложенным принципом работы полевого транзистора его стоковые характеристики $I_c = f(U_{си})$ имеют вид, показанный на рис.5.5а.

Получим аналитическое выражение ВАХ полевого транзистора на крутом участке (линейная область). Для этого следует учесть, что сопротивление канала меняется вдоль оси x , поскольку меняется толщина

канала ω . Функцию $\omega(x)$ получим, заменяя $U_{зи}$ на $U_{зи} + U_x$ в формуле (5.4). Тогда падение напряжения на элементарном участке dx

$$dU_x = J_c \frac{\rho dx}{a \left(1 - \sqrt{\frac{U_{зи} + U_x}{U_{зиотс}}} \right) \cdot z}.$$

Ток I_c остается неизменным в любом сечении. Поэтому, разделяя переменные и интегрируя обе части соответственно в пределах от 0 до U_c и от 0 до L , можно представить искомую функцию $I_c = f(U_{cu})$ в следующем виде:

$$I_c = \frac{1}{R_{k0}} \left[U_c + \frac{2}{3} \cdot \frac{U_{зи}^{3/2} - (U_{зи} + U_c)^{3/2}}{U_{зиотс}^{1/2}} \right]. \quad (5.7)$$

Здесь через R_{k0} обозначено минимальное дифференциальное сопротивление канала (5.5б).

Ток стока в области насыщения получается подстановкой $U_{сн}$ из (5.6) в (5.7):

$$I_c = \frac{1}{R_{k0}} \cdot \left[\frac{1}{3} U_{зиотс} - U_{зи} \left(1 - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{U_{зи}}{U_{зиотс}}} \right) \right]. \quad (5.8)$$

Выражение (5.8) хорошо аппроксимируется квадратичной зависимостью:

$$I_c = I_{снач} \left(1 - \frac{U_{зи}}{U_{зиотс}} \right)^2, \quad (5.9)$$

где $I_{снач}$ - ток насыщения стока при $U_{зи}=0$.

В справочной литературе обычно указываются пределы изменения тока насыщения стока и пределы изменения напряжения отсечки.

Семейство стоко-затворных ВАХ характеристик представлено на рис.5.5б.

Важными особенностями ВАХ на рис. 5.5 состоят в следующем:

- ток протекает при нулевом напряжении на затворе;
- напряжение на затворе может иметь только одну полярность, в данном случае отрицательную. В противном случае напряжение на р-п

переходе будет прямым, начнется инжекция неосновных носителей и транзистор перестанет быть униполярным прибором.

Малосигнальные параметры. В усилительной технике используются пологие участки ВАХ – область насыщения. Этой области свойственны наименьшие нелинейные искажения сигналов и оптимальные значения малосигнальных параметров, существенных для усиления.

Малосигнальными параметрами являются:

1) *Крутизна характеристики:*

$$S = \left(\frac{dI_c}{dU_{зи}} \right)_{U_{cu} = const} \quad (5.10a)$$

Она определяет влияние изменения напряжения на затворе на изменение тока стока. Числовое значение крутизны зависит от напряжения на затворе. С увеличением $U_{зи}$ ток стока и крутизна уменьшаются. Беря производную от (5.9), находим значение крутизны в области насыщения:

$$S = -\frac{2I_{сннa}}{U_{зиотс}} \left(1 - \frac{U_{зи}}{U_{зиотс}} \right). \quad (5.10б)$$

Вводя обозначение

$$S_{\max} = -2 \frac{I_{снaч}}{U_{зиотс}}, \text{ получаем } S = S_{\max} \left(1 - \frac{U_{зи}}{U_{зиотс}} \right). \quad (5.11)$$

Знак минус в определении крутизны обусловлен тем, что под $U_{зи}$ понимается абсолютная величина. Заметим, что крутизна при нулевом напряжении на затворе ($U_{зи}=0$) равна максимальной проводимости канала, т.е.

$$S_{\max} = \frac{1}{R_{k0}}. \quad (5.12)$$

2) *Выходное сопротивление*

$$r_c = \left(\frac{dU_{cu}}{dI_c} \right)_{U_{зи} = const}. \quad (5.13)$$

Согласно выражению (5.9) стоковый ток в области насыщения не зависит от напряжения сток-исток и r_c должно быть равно бесконечности. Однако реальные стоковые характеристики имеют положительный наклон, что обусловлено модуляцией длины канала: с ростом $U_{си}$ длина канала L уменьшается, уменьшается сопротивление канала $R_{к0}$, и ток стока несколько возрастает. Поэтому r_c имеет конечную величину. Например, значение выходного сопротивления маломощных полевых транзисторов обычно лежит в пределах 10 – 100кОм.

3) Коэффициент усиления:

$$\mu = \left(\frac{dU_{cu}}{dU_{zu}} \right)_{U_c = const} . \quad (5.14)$$

Параметры S , r_c и μ связаны между собой соотношением $\mu = Sr_c$.

4) Цепь затвора характеризуется входным сопротивлением транзистора:

$$R_{вх} = \left(\frac{dU_{zu}}{dI_3} \right)_{U_{cu} = const} . \quad (5.15)$$

В качестве параметров указывают напряжение отсечки $U_{зютс}$; ток насыщения стока $I_{снач}$ при короткозамкнутом истоке и затворе ($U_{зи}=0$); емкости: затвор – сток $C_{зс}$, затвор – исток $C_{зи}$, сток – исток $C_{си}$, подложка – исток $C_{пи}$, граничную частоту

$$f_{зр} = 1/(2\pi\tau), \quad (5.16a)$$

Где $\tau = R_k C_3$ - постоянная времени цепи затвора.

Емкость затвора определяется как

$$C_3 = C_{зи} + C_{зс} + C_{зподл} \quad (5.16б)$$

Из-за довольно высокой емкости затвора и низкой крутизны вольтамперной характеристики кремниевые полевые транзисторы с

управляющим р-п переходом имеют невысокую предельную частоту и применяются в основном для усиления сигналов в области низких и средних частот. Это объясняется невысокой подвижностью электронов в кремнии. Поэтому было предложено использовать новые полупроводниковые материалы с более высокой подвижностью электронов, в частности арсенид галлия (GaAs).

Чтобы сохранить основные преимущества полевых транзисторов (работа на основных носителях заряда) и использовать новые более перспективные материалы, была предложена другая конструкция полевого транзистора – *полевой транзистор с барьером Шоттки*. В настоящее время именно такую конструкцию имеют СВЧ полевые транзисторы из GaAs. В этих приборах с длиной канала 0,25 мкм получена граничная частота $f_{cp} = 106 ГГц$.

Устройство полевого транзистора с барьером Шоттки качественно похоже на устройство рассмотренного выше полевого транзистора с управляющим р-п переходом. Отличием является то, что в этом транзисторе затвором является контакт металл-полупроводник, а тонкий слой проводящего полупроводника с характерной концентрацией $n \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ получен эпитаксиальным наращиванием на полуизолированную подложку, изготовленную из GaAs.

Подобно биполярным транзисторам, полевые транзисторы используют в трех основных схемах включения: с общим истоком (ОИ), общим стоком (ОС) и общим затвором (ОЗ). Усилительный каскад по схеме ОИ аналогичен схеме ОЭ. Схема ОС подобна эмиттерному повторителю и называется истоковым повторителем. Схема ОЗ аналогична схеме ОБ. Схема не усиливает тока, поэтому коэффициент усиления по мощности во много раз меньше, чем в схеме ОИ. Эта схема имеет малое входное сопротивление, так как входным током является ток стока. Фаза напряжения при этом не инвертируется.

5.3 Полевые транзисторы с изолированным затвором

Полевые транзисторы с изолированным затвором имеют структуру металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) или металл-окисел-полупроводник (МОП).

Конструкция n-канального кремниевого транзистора с изолированным затвором показана на рис.5.6. На подложке p-типа проводимости диффузией или ионной имплантацией сначала создают две области n⁺-типа, которые будут служить *истоком* и *стоком*. После этого на поверхности кремния создается тонкий (толщиной $d=15-1200\text{Å}$) изолирующий слой из собственного окисла (в транзисторах с МОП-структурой) или другого диэлектрика (в транзисторах МДП-структурой), на который затем наносится проводящий (металлический или поликремниевый) электрод – затвор.

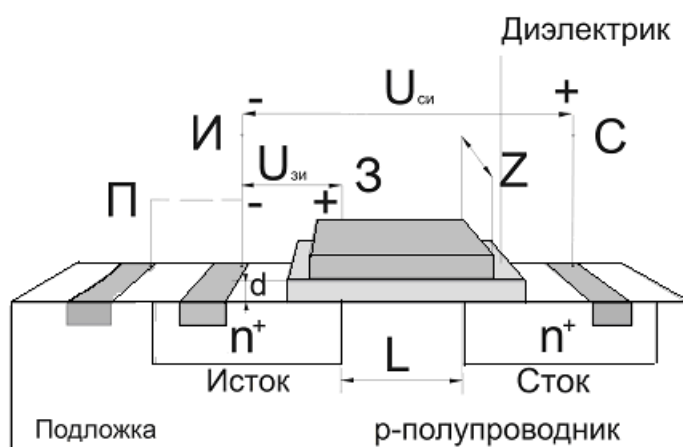


Рис.5.6. Конструкция n-канального кремниевого транзистора с изолированным затвором

Такие транзисторы работают следующим образом. Пусть затвор соединен с истоком, т.е. $U_{зи}=0$. При этом канал отсутствует и на пути между стоком и истоком оказываются два встречновключенных p-n⁺ - перехода. Поэтому при подаче напряжения $U_{си}$ ток в цепи ничтожно мал. Если на затвор подать отрицательное напряжение $U_{зи}<0$, то приповерхностный слой обогатится дырками; при этом ток мало изменится. Если же на затвор подавать все большее положительное смещение $U_{зи}>0$, то вначале образуется

обедненный слой (объемный заряд акцепторов), а затем инверсионный слой электронов, т.е. проводящий канал. После этого ток стока принимает конечное значение и зависит от напряжения на затворе. Это и есть рабочий режим транзистора. Поскольку входной ток (в цепи затвора) ничтожно мал, получается значительное усиление мощности, гораздо большее, чем у биполярного транзистора.

Каналы, отсутствующие в равновесном состоянии и образующиеся под действием внешнего напряжения, называют *индуцированными*. Толщина этих каналов практически неизменная (1-2нм), поэтому модуляция его проводимости обусловлена изменениями концентрации носителей. Напряжение на затворе, при котором образуется канал, называется *пороговым напряжением*, и обозначают U_0 . Длина канала L равна расстоянию между слоями истока и стока, а ширина Z – протяженности этих слоев (рис.5.6).

Если выбрать подложку n-типа, а слои истока и стока p⁺-типа, то получится транзистор с индуцированным каналом p-типа. Он характерен обратными полярностями порогового и рабочих напряжений: $U_{зи} < 0$, $U_{си} < 0$, $U_0 < 0$.

Электронные схемы, в которых используется сочетание транзисторов с n- и p-каналами, называют комплементарными схемами.

В принципе механизм работы транзисторов с n- и p-каналами одинаковы. Однако есть и некоторые различия. Во-первых, n-канальные транзисторы более быстродействующие, так как подвижность их рабочих носителей – электронов примерно в три раза выше, чем дырок. Во-вторых, у n- и p-канальных транзисторов структура приповерхностного слоя в равновесном состоянии оказывается различной, и это отражается на величине порогового напряжения.

Различие в структуре приповерхностного слоя объясняется разным влиянием электронов, поступающих в него от донорных примесей, имеющих в диэлектрике. В подложке n-типа эти электроны создают

обогащенный слой, который препятствует образованию канала р-типа; соответственно, пороговое напряжение у р-канальных транзисторов увеличивается. В подложке р-типа те же электроны, рекомбинируя с дырками, создают обедненный слой, т.е. способствуют образованию п-канала; соответственно пороговое напряжение у п-канальных уменьшается.

Нередко концентрация электронов, поступивших из диэлектрика настолько велика, что в подложке р-типа образуется не только обедненный, но и инверсионный слой, т.е. п-канал. Поскольку такой канал существует при нулевом напряжении на затворе, его уже нельзя считать индуцированным (т.е. наведенным полем затвора). Значит, величина порогового напряжения теряет смысл. В транзисторах этого типа канал называется *встроенным*, а вместо порогового напряжения вводят параметр – *напряжение отсечки*. Это напряжение, при котором электроны равновесного инверсионного слоя отталкиваются от поверхности и канал исчезает. Такие транзисторы работают при обеих полярностях напряжения затвора: при положительной полярности канал обогащается носителями, и ток стока увеличивается, при отрицательной полярности канал обедняется носителями, и ток стока уменьшается. Однако транзисторы с индуцированным каналом имеют гораздо большее распространение, хотя они работают только при одной полярности напряжения на затворе, - той, при которой возникает канал.

В дальнейшем рассматриваются только транзисторы с индуцированным п-каналом, как более перспективные.

Статические характеристики. Рассмотрим влияние тока на структуру канала. Если напряжение, $U_{си}=0$, то поверхность полупроводника эквипотенциальная, поле в диэлектрике однородное и толщина образовавшегося канала одинакова на всем протяжении (рис.5.7а). Если же , $U_{си}>0$, то протекает ток и потенциал поверхности возрастает от истока к стоку. Значит, разность потенциалов между затвором и поверхностью в направлении стока уменьшается. Соответственно уменьшаются

напряженность поля в диэлектрике и удельный заряд электронов в канале. Поэтому сечение канала вблизи точки $x=L$ сужается (рис.5.7б).

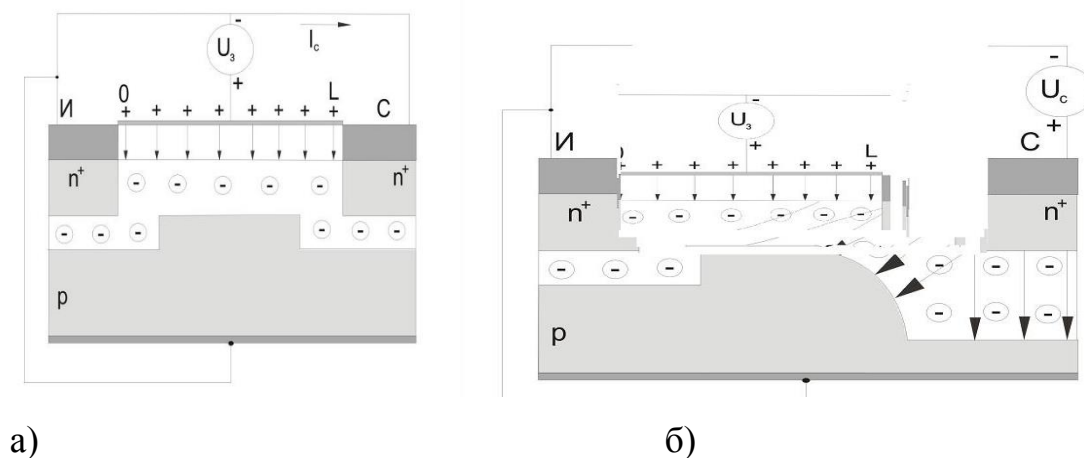


Рис.5.7. Влияние тока на структуру канала

При некотором критическом напряжении на стоке, которое называют *напряжением насыщения* — разность потенциалов между затвором и поверхностью в точке $x=L$ делается равным 0. Одновременно в этой точке делаются равными нулю напряженность поля в диэлектрике и удельный заряд носителей в канале. Образуется так называемая «горловина» канала.

Напряжение насыщения имеет вид

$$U_{сн} = U_{зи} - U_0. \quad (5.17)$$

После образования «горловины» канала ток в рабочей цепи практически перестает зависеть от напряжения на стоке — наступает насыщение тока, откуда название $U_{сн}$.

Аналитическое описание ВАХ с учетом аппроксимации можно представить следующим образом:

$$I_c = b \left[(U_{зи} - U_0) - 0,5U_{зи}^2 \right]. \quad (5.18)$$

Здесь b — удельная крутизна МДП–транзистора (один из его основных параметров):

$$b = \mu C_0 \frac{Z}{L}, \quad (5.19)$$

где μ - приповерхностная подвижность носителей (она обычно в 2-3 раза меньше объемной подвижности); Z - ширина канала; L -длина канала; C_0 – удельная емкость затвор-канал, определяет управляющую способность затвора, поэтому является одним из важных параметров МДП-транзистора:

$$C_0 = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{d}, \quad (5.20)$$

где d -толщина диэлектрика; ϵ - диэлектрическая проницаемость окисла.

Выражение (5.18) справедливо только при условии $U_{си} < U_{сн}$, т.е. на начальных крутых участках ВАХ (рис.5.8а). Если $U_{си} > U_{сн}$, то ток стока не меняется и остается равным тому значению, которое он имел при $U_{си} = U_{сн}$. Поэтому, подставляя (5.17) в (5.18), получаем выражение для области насыщения, т.е. для пологих участков ВАХ:

$$I_c = \frac{b(U_{зи} - U_0)^2}{2}. \quad (5.21)$$

Этому выражению соответствует на рис.5.8б кривая с параметром $U_{сн}$.

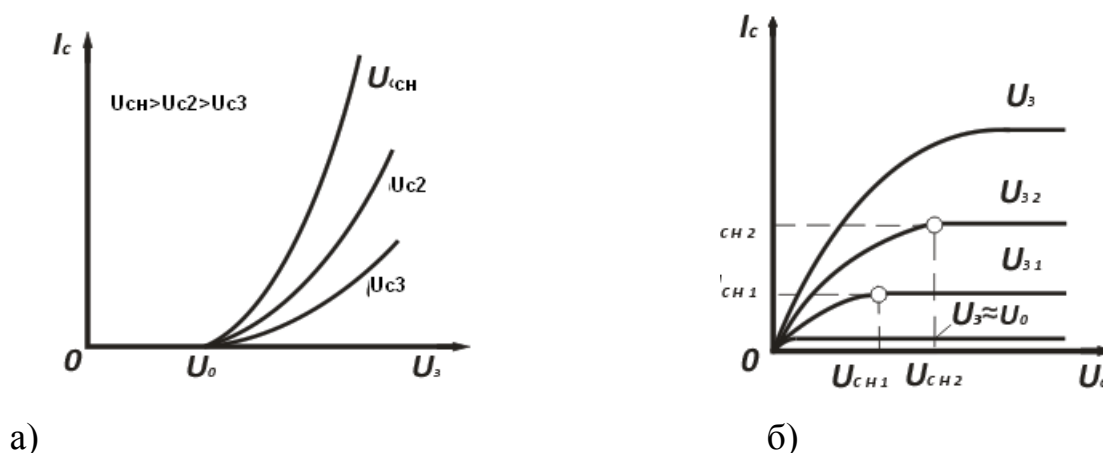


Рис. 5.8. Стоковые характеристики

Обычно номинальным током МДП-транзистора считается ток при напряжении $U_{зи} = 2U_0$, т.е.

$$I_{сном} = 0,5bU_0^2. \quad (5.22)$$

Как видим, чем меньше пороговое напряжение, тем меньше рабочий ток. Номинальному напряжению согласно (5.17) соответствует напряжение

насыщения $U_{сн}=U_0$. Следовательно, малые значения U_0 обеспечивают малые токи и малые рабочие напряжения транзистора.

Малосигнальные параметры. В усилительной технике используются пологие участки ВАХ – область насыщения. Этой области свойственны наименьшие нелинейные искажения сигналов и оптимальные значения малосигнальных параметров, существенных для усиления.

Малосигнальными параметрами МДП – транзистора являются:

$$\text{крутизна } S = \left(\frac{dI_c}{dU_{zu}} \right)_{I_c = \text{const}} ;$$

$$\text{внутреннее сопротивление } r_c = \left(\frac{dU_{cu}}{dI_c} \right)_{U_{zu} = \text{const}} ;$$

$$\text{коэффициент усиления } \mu = \left(\frac{dU_{cu}}{dU_{zu}} \right)_{I_c = \text{const}} .$$

Эти три параметра связаны соотношением

$$\mu = S r_c. \quad (5.23)$$

Крутизна в области насыщения определяется из выражения (5.21);

$$S = b(U_{zu} - U_0) = \mu C_0 \frac{Z}{L} (U_{zu} - U_0). \quad (5.24)$$

Для повышения крутизны необходимо уменьшить толщину подзатворного диэлектрика и длину канала, а также увеличить подвижность носителей заряда в канале и его ширину. Эти требования учтены в конструкциях современных МОП – транзисторов. Большинство из них имеют канал n-типа, длина канала уменьшилась от первоначальных ≈ 50 мкм до 0,1 мкм, а толщина диэлектрика от 1200 ангстрем до 15-20 ангстрем. Кроме того, из формулы (5.24) следует, что в области насыщения для получения высокой крутизны необходимо увеличивать разность напряжений $U_{zu}-U_0$, т.е. желательно, чтобы полевой транзистор работал в области больших токов.

Внутреннее сопротивление представляет собой выходное дифференциальное сопротивление в пологой области и определяется эффектом модуляции длины канала.

Частотные и временные свойства МДП – транзисторов. Частотные свойства усилительных транзисторов определяются временем пролета канала и емкостями, присущими их физической структуре. Время пролета определяется как:

$$t_{np} = \frac{L}{v_{\partial p}}, \quad (5.25)$$

где $v_{\partial p} = \mu E$ - дрейфовая скорость носителей заряда;

$$E = \frac{U_{зи} - U_0}{L} - \text{напряженность электрического поля.}$$

Используя формулы (5.12), (5.19) – (5.21) и (5.24), время пролета можно записать как

$$t_{np} = R_{k0} C_з, \quad (5.26)$$

т.е. время пролета канала численно равно постоянной времени заряда емкости затвор-канал через резистор, сопротивление которого равно сопротивлению канала при нулевом напряжении сток-исток. Конечность времени пролета канала отражается комплексной крутизной

$$\bar{S} = \frac{S}{1 + j \frac{f}{f_s}}, \quad (5.27)$$

где f_s - предельная частота крутизны, на которой модуль крутизны в схеме с общим истоком уменьшается в $\sqrt{2}$ раз по сравнению со статической крутизной.

Частота f_s связана с временем пролета соотношением

$$f_s = \frac{1}{2\pi t_{np}}. \quad (5.28)$$

Частота f_S лежит обычно в диапазоне СВЧ. Например, для $L=2\text{мкм}$, $\mu=500\text{см}^2/\text{Вс}$, $U_{зи}-U_0=1\text{В}$ получим $t_{пр}=0,08\text{нс}$, $f_S=2\text{ГГц}$.

5.4 Эквивалентные схемы полевых транзисторов

При работе с переменными сигналами малых амплитуд полевой транзистор, как и биполярный, можно представить в виде линейного активного четырехполюсника. Вследствие высокого входного сопротивления полевых транзисторов наиболее удобной как для измерения, так и для использования является система Y-коэффициентов. Параметры, приведенные выше, позволяют построить эквивалентные схемы для полевых транзисторов. В качестве примера построим эквивалентную схему для полевого транзистора с управляющим р-п переходом с общим истоком (рис.5.9).

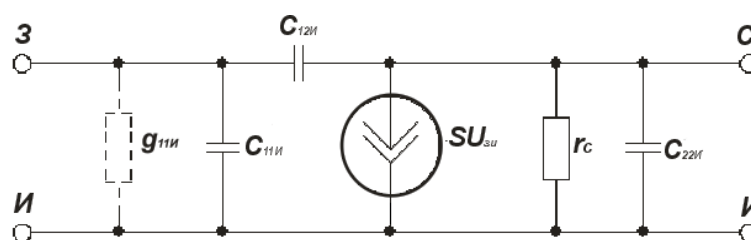


Рис.5.9 Эквивалентная схема для полевого транзистора с управляющим р-п переходом с общим истоком

Здесь $C_{11и}=C_{зи}$ – емкость затвор-исток; $C_{12и}=C_{зс}$ – емкость затвор-сток; $C_{22и}=C_{си}$ – емкость сток-исток; S -статическая крутизна; $C_{11и}=C_{зи}$ – емкость затвор-исток; $g_{11и}$ -активная проводимость входной цепи. $g_{11и}=\text{Re}y_{11}$, т.е. вещественная часть входной проводимости y_{11} , которая, в свою очередь, равна

$$y_{11} = \left(\frac{I_3}{U_{зи}} \right)_{U_{си}=\text{const}} \quad (5.29)$$

С вещественной входной проводимостью $g_{11и}$ приходится считаться лишь на высоких частотах, поэтому она изображена пунктирными линиями.

На практике для МДП-транзистора используют упрощенную эквивалентную схему, показанную на рис.5.10, где $C_{11и} = C_{зи} + C_{зп}$, $C_{12и} = C_{зс}$, $C_{22и} = C_{си}$. Кроме того, считают, что по переменному току между истоком и подложкой существует короткое замыкание.

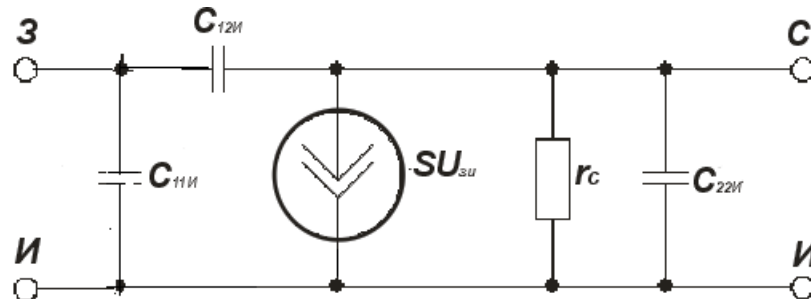


Рис.5.10 Упрощенная эквивалентная схема МДП-транзистора

ГЛАВА 6. ЭЛЕМЕНТЫ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

6.1 Введение

Элементами интегральных схем (ИС) называют их неделимые составные части – те, которые нельзя специфицировать и поставлять как отдельные изделия.

Основные особенности элементов ИС:

1) они имеют электрическую связь с общей подложкой, а иногда и друг с другом. Поэтому математические и физические модели (эквивалентные схемы) элементов ИС несколько отличаются от моделей дискретных аналогов;

2) все элементы ИС получаются в едином технологическом процессе. Например, все резисторы пленочной ИС получаются одновременно и, следовательно, характеризуются одинаковой толщиной и одинаковым удельным сопротивлением (разница может быть только в длине и ширине слоя);

3) при изготовлении элементов ИС имеется меньше «степеней свободы», чем при изготовлении их дискретных аналогов. В результате параметры элементов ИС в значительной мере коррелированы (взаимосвязаны) и ограничены, чего нет у дискретных компонентов;

4) появились такие элементы ИС, которые не имеют аналогов в дискретной электронике: многоэмиттерные и многоколлекторные транзисторы, транзисторы с барьером Шоттки, и другие. Традиционные компоненты – диоды конденсаторы и т.п. изменились конструктивно, изменился диапазон их параметров. В ИС отсутствуют аналоги таких традиционных компонентов, как индуктивности и тем более трансформаторы.

Главными элементами биполярных п/п ИС являются п-р-п транзисторы. Главными элементами МДП- транзисторных ИС являются п-канальные транзисторы.

6.2 Интегральные n-p-n транзисторы

Многоэмиттерный транзистор (МЭТ). В первом приближении МЭТ можно рассматривать как совокупность отдельных транзисторов с соединенными базами и коллекторами (рис.6.1). Количество эмиттеров может быть 5-8 и более.

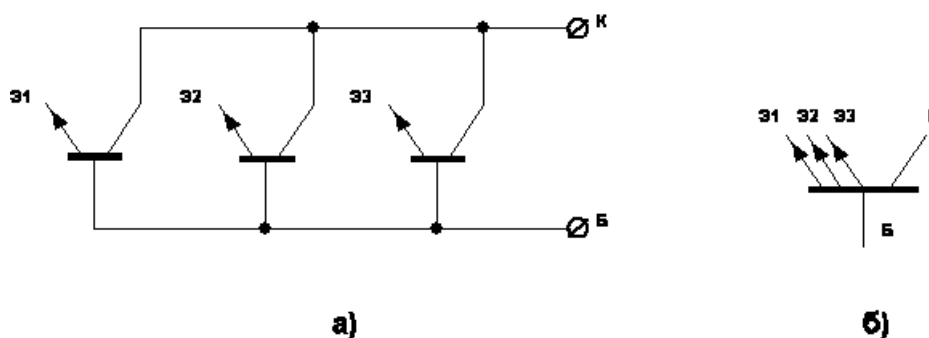


Рис. 6.1. Многоэмиттерный транзистор

Особенности МЭТ как единой структуры:

1) каждая пара смежных эмиттеров вместе с разделяющим их p-слоем базы образует горизонтальный транзистор n^+p-n^+ . Если на одном из эмиттеров действует прямое напряжение, а на другом – обратное, то первый будет инжектировать электроны, а второй будет собирать те, которые инжектированы через боковую поверхность эмиттера и прошли без рекомбинации расстояние между эмиттерами. Такой транзисторный эффект является для МЭТ паразитным. В обратно смещенном переходе, который должен быть запертым, будет протекать ток. Чтобы избежать горизонтального транзисторного эффекта, расстояния между эмиттерами должны превышать диффузионную длину носителей в базовом слое. Если транзистор легирован золотом, то диффузионная длина не превышает 2-3 мкм и практически оказывается достаточным расстоянием между эмиттерами 10-15 мкм.

2) МЭТ должен иметь как можно меньший инверсионный коэффициент передачи тока (α_i). В противном случае в инверсионном

режиме, когда эмиттеры находятся под обратном напряжением, а коллектор под прямым напряжением, носители, инжектируемые коллектором, будут в значительной мере достигать эмиттеров. В цепи последних, несмотря на их обратное включение, будет протекать ток. Чтобы уменьшить α_i , искусственно увеличивают сопротивление пассивной области базы. При этом инжекция электронов из коллектора в активную область будет незначительной, и паразитные токи через эмиттеры будут практически отсутствовать.

Многоколлекторные транзисторы (МКТ). В первом приближении МКТ можно рассматривать как совокупность отдельных транзисторов с соединенными базами и эмиттерами (рис.6.2). Количество коллекторов может быть 5-8 и более. Основной проблемой при разработке МКТ является увеличение α_N

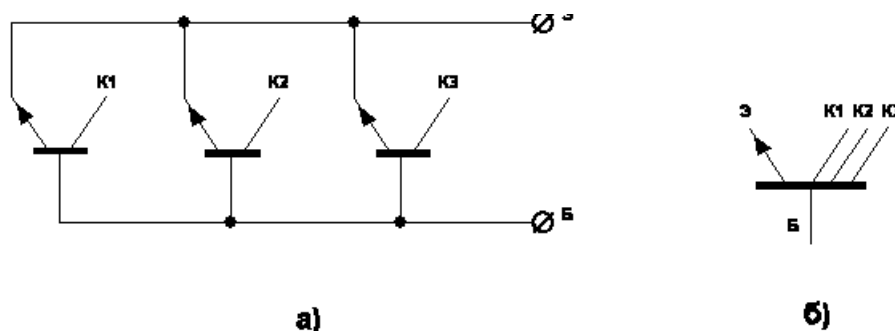


Рис.6.2. Многоколлекторные транзисторы

Транзистор с барьером Шоттки. Это биполярный транзистор, у которого коллекторный переход шунтирован диодом Шоттки, который имеет контакт металл –полупроводники и обладает выпрямительными свойствами. Его достоинство – отсутствие диффузионной емкости, и за счет этого рабочие частоты достигают десятки ГГц. На рис. 6.3 показана схема транзистора с барьером Шоттки. При работе такого транзистора в режиме ключа значительно повышается быстродействие.

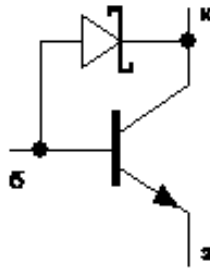


Рис.6.3. Транзистор с барьером Шотки

Супербета транзисторы. Такие транзисторы имеют сверхтонкую базу ($w=0,2 - 0,3$ мкм). При такой толщине базы коэффициент передачи по току составляет $\beta=3000 - 5000$ и более. Получение сверхтонкой базы представляет серьезную технологическую проблему. Необходимо заметить, что дальнейшее уменьшение толщины базы до $0,1$ мкм и менее связано не столько с технологическими проблемами, сколько с принципиально физическими проблемами.

6.3 Особенности устройств цифровых интегральных схем на биполярных транзисторах

В схемотехнике современных цифровых интегральных схем на биполярных транзисторах широко используются многоэмиттерные и многоколлекторные транзисторы. Применение таких транзисторов упрощает реализацию логических функций в этих ИС. Например, с помощью МЭТ в микросхемах транзисторно-транзисторной логики (ТТЛ) реализуется функция «И-НЕ» (рис.6.4). Действительно, низкий уровень напряжения на выходе логического элемента (логический 0) получается только тогда, когда на все эмиттеры МЭТ VT1 (входы логического элемента) подан высокий уровень напряжения (логическая 1) и соответствующие эмиттерные p-n переходы закрыты. При подаче на любой из входов элемента напряжения низкого уровня транзистор VT1 входит в режим насыщения, выходной транзистор закрывается и на выходе логического элемента устанавливается высокий уровень напряжения. Использование МЭТ для реализации

логической функции одновременно решает и проблему электрической развязки входов логического элемента, поскольку в электронной схеме эти входы обычно подключены к выходам разных логических элементов, состояние которых должно оставаться независимым.

В микросхемах интегральной инжекционной логики (И²Л) основу составляют МЭТ. Рассмотрим логический элемент И²Л более подробно. В конструкцию его базовой ячейки заложены две принципиально новые идеи: *новый способ подачи смещения на базу* усилительного транзистора, позволяющий вообще отказаться от использования резисторов, которые обычно занимают значительную площадь на поверхности кристалла; и *функциональная интеграция* рабочих областей транзисторов разного типа проводимости, при которой отпадает необходимость изолировать транзисторы друг от друга и создавать отдельные контакты к каждому их выводу (контакты также требуют дополнительного места на поверхности кристалла).

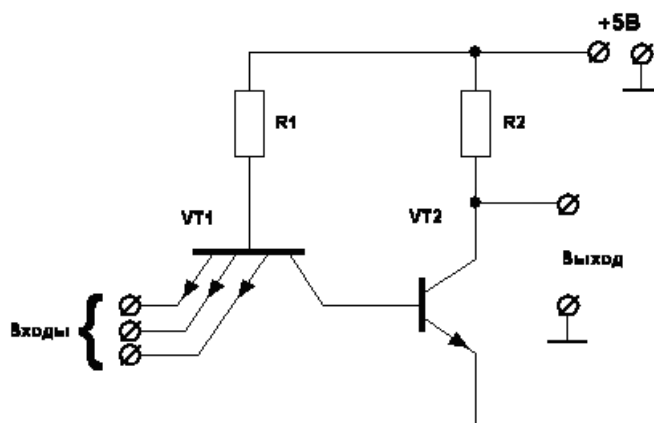


Рис.6.4. Реализация функции «И-НЕ» с помощью МЭТ в микросхемах транзисторно-транзисторной логики (ТТЛ)

Рассмотрим логический элемент И²Л более подробно. В конструкцию его базовой ячейки заложены две принципиально новые идеи: *новый способ подачи смещения на базу* усилительного транзистора, позволяющий вообще отказаться от использования резисторов, которые обычно занимают

значительную площадь на поверхности кристалла; и *функциональная интеграция* рабочих областей транзисторов разного типа проводимости, при которой отпадает необходимость изолировать транзисторы друг от друга и создавать отдельные контакты к каждому их выводу (контакты также требуют дополнительного места на поверхности кристалла). Все это позволило увеличить плотность упаковки в микросхемах И²Л (число элементов, размещаемых на единице площади кристалла) в 10-30 раз по сравнению с другими типами биполярных ИС.

Базовый элемент И²Л (рис.6.5) представляет собой комбинацию горизонтального p-n-p –транзистора (так называемого *инжектора*) VT1 и вертикального усилительного n-p-n-транзистора VT2, который обычно делается многоколлекторным для реализации необходимых логических функций с помощью «проводного ИЛИ». Усилительный транзистор имеет «скрытый» эмиттер, сильно легированный коллектор и базу. При подаче на эмиттерный переход p-n-p –транзистора прямого смещения, инжектируемые из p⁺-области дырки попадают в p-область, которая одновременно является коллектором транзистора VT1 и базой транзистора VT2. Эти дырки создают в базе n-p-n-транзистора заряд, вызывающий открывание этого транзистора, если только вывод базы транзистора не соединен с общим проводом какого-либо другого логического элемента.

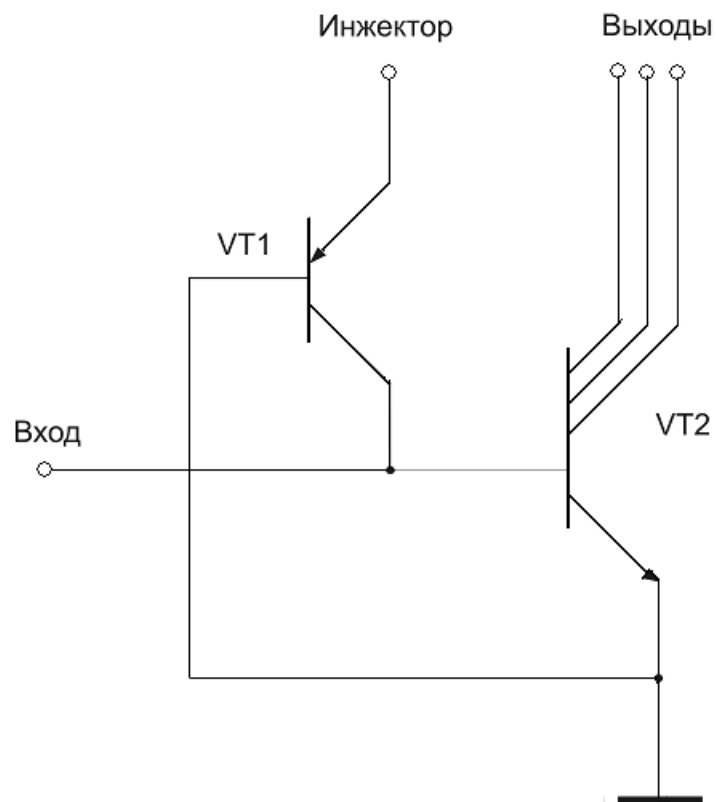


Рис.6.5. Базовый элемент И²Л

Логические элементы И²Л нашли широкое применение при создании цифровых ИС на биполярных транзисторах. В качестве примера можно привести выпускаемые отечественной промышленностью микромощные статические запоминающие устройства серии К541 и микропроцессорные комплекты серий К583, К584. Элементы И²Л обладают достаточно высоким быстродействием; в современных элементах задержка распространения составляет 320 пс/вентиль, а произведение времени задержки на среднюю мощность потребления (которое иногда называют энергией переключения) – 0,02пДж.

Интегральные диоды. Интегральный диод представляет собой диодное включение интегрального транзистора. Пять возможных вариантов диодного включения показаны на рис.6.6.

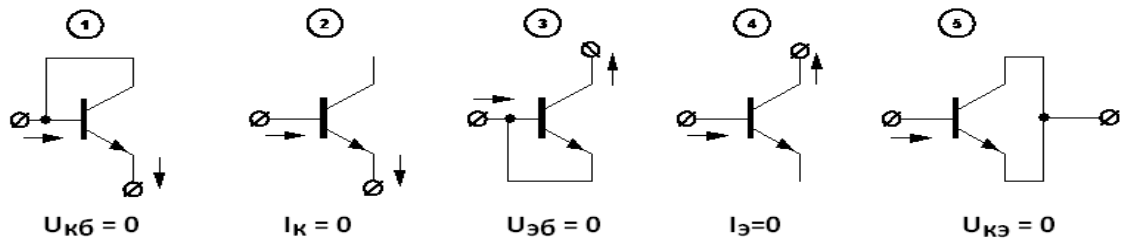


Рис.6.6. Пять возможных вариантов диодного включения

В таблице 6.1 приведены типичные параметры этих вариантов. Для них приняты следующие обозначения: до черточки стоит обозначение анода, после черточки-катода; если два слоя соединены, их обозначения пишутся слитно.

Из таблицы 6.1 видно, что варианты различаются как по статическим так и по динамическим параметрам.

Пробивные напряжения $U_{пр}$ зависит от используемого перехода; они меньше у тех вариантов, в которых используется эмиттерный переход.

Обратные токи $I_{обр}$ – это токи термогенерации в переходах. Они зависят от объема перехода и, следовательно, меньше у тех вариантов, у которых используется только эмиттерный переход, имеющий наименьшую площадь.

Емкость диода C_d (т.е. емкость между анодом и катодом) зависит от площади используемых переходов; поэтому она максимальна при их параллельном соединении (вариант Б-ЭК). Паразитная емкость на подложку C_0 шунтирует на «землю» анод или катод.

Время восстановления обратного тока t_v (т.е. время переключения диода из открытого в закрытое состояние) минимально у варианта БК-Э; у этого варианта заряд накапливается только в базовом слое (так как коллекторный переход закорочен). У других вариантов заряд накапливается не только в базе, но и в коллекторе, так что для рассасывания заряда требуется большее время.

Типичные параметры интегральных диодов

Параметры.	Тип диода				
	БК-Э	Б-Э	БЭ-К	Б-К	Б-ЭК
$U_{пр}$ (В).	7-8	7-8	40-50	40-50	7-8
$I_{обр}$ (нА)	0,5-1	0,5-1	15-30	15-30	20-40
$C_{диф}$ (пФ)	0,5	0,5	0,7	0,7	1,2
C_0 (пФ)	3	1,2	3	3	3
T_B (нс)	10	50	50	75	100

6.4 МДП- транзисторы в полупроводниковых интегральных схемах

МДП-транзисторы являются наиболее распространенными элементами интегральных схем. По сравнению с биполярными транзисторами они занимают значительно меньшую площадь на кристалле, а также обладают рядом схемотехнических преимуществ: обратимостью, возможностью использования в качестве резисторов, бесконечно большим выходным сопротивлением и широким набором различных типов на одном кристалле со встроенными и индуцированными n- и p-каналами и различными пороговыми напряжениями. МДП-транзистор с небольшим усложнением его структуры превращается в элемент цифровой памяти. Все это дает возможность создавать сверхбольшие ИС с оптимальными параметрами, по степени интеграции, намного превышающие ИС на биполярных транзисторах.

Статические и динамические запоминающие устройства. Большая доля выпускаемых в настоящее время полевых транзисторов входит в состав ИС запоминающих устройств. Микросхемы динамических запоминающих устройств и энергонезависимой памяти – это те направления разработок МОП БИС, в которых используются самые передовые конструкции элементов, технологические приемы и методы проектирования.

Из-за большой площади, занимаемой ячейкой статического ОЗУ, создание ОЗУ большой емкости на основе таких ячеек оказывается экономически неэффективным. Кроме того, статические ОЗУ, построенные на n-МОП-транзисторах, обычно потребляют значительную мощность. По этим причинам для создания ОЗУ большой емкости сотрудниками фирм IBM и Intel была разработана конструкция ячейки *динамической памяти*.

Работа динамических запоминающих устройств (DRAM) основана на хранении информации в виде зарядов на запоминающих конденсаторах. Первые микросхемы с ячейкой памяти, построенной на трех МОП-транзисторах (Intel), были выпущены в 1970г., а микросхемы с ячейкой памяти, содержащей всего один транзистор в 1972г. Последнее решение используется в настоящее время для производства практически всех микросхем динамических ОЗУ. Резкое уменьшение числа элементов в ячейке памяти позволяет разместить в микросхеме динамического ОЗУ намного больше ячеек, чем в микросхеме статического ОЗУ.

На рис 6.7 показана электрическая схема одностранзисторной ячейки динамического ОЗУ на полевом транзисторе с каналом n-типа.

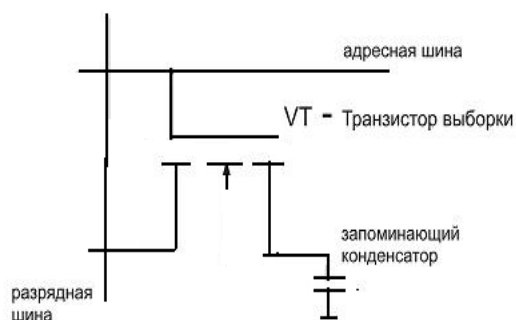


Рис.6.7. Электрическая схема одностранзисторной ячейки динамического ОЗУ на полевом транзисторе с каналом n-типа

При подаче сигнала логической 1 на адресную шину транзистор открывается, и конденсатор подключается к разрядной шине. При операции записи на разрядной шине устанавливается требуемый потенциал, и конденсатор заряжается через открытый транзистор, а при операции чтения

перетекающий на разрядную шину заряд с конденсатора считывается зарядочувствительным усилителем.

Недостатком всех конструкций динамических ОЗУ является стекание заряда с конденсатора через обратно смещенный р-n-переход сток-подложка и по каналу закрытого транзистора. Поэтому в ЗУ этого типа приходится проводить периодическую регенерацию зарядов на конденсаторах (с периодичностью от 1 до 100мс), для чего в конструкции микросхем предусмотрена специальная схема регенерации. Поскольку при каждой операции чтения данных заряд с конденсатора перетекает на разрядную шину, имеющую существенно большую емкость, и напряжение на конденсаторе уменьшается приблизительно в 10 раз, то после каждой операции чтения необходимо проводить регенерацию (считывание информации является разрушающим). Из-за невысоких уровней сигнала и необходимости регенерации динамические ОЗУ имеют примерно в 10 раз более низкое быстродействие по сравнению со статическими ОЗУ. Достоинствами динамических ОЗУ являются низкая потребляемая мощность (основное потребление энергии происходит в момент зарядки конденсаторов) и заметно более низкая стоимость в расчете на единицу информации (по сравнению со статическими ОЗУ).

Одной из проблем, появившихся при разработке микросхем динамических ОЗУ большой емкости, является то, что с увеличением числа ячеек возникают все большие трудности в размещении запоминающих конденсаторов. Разработчики считают, что независимо от размеров запоминающего элемента емкость конденсатора должна оставаться практически на одном уровне (приблизительно 0,04пФ). Чтобы создать такой конденсатор с рабочим напряжением 1,5В и диэлектриком из SiO₂, необходима площадь обкладок $\approx 5\text{мкм}^2$. Трудность в размещении конденсаторов возникла уже в микросхемах емкостью 4Мбит, площадь ячейки памяти в которых составляла приблизительно 10 мкм^2 . В современных микросхемах эта площадь уменьшилась почти в 100 раз.

КМОП-структуры. По мере усложнения ИС и увеличения их уровня интеграции постепенно возрастала потребляемая микросхемами мощность. В тоже время стало появляться все больше задач, которые требовали разработки ИС со сверхнизким потреблением энергии (создание микросхем для переносных устройств с батарейным питанием). Решением проблемы является создание комплементарной *МОП- структуры* (КМОП), в которой одновременно используются МОП-транзисторы с каналами n- и p-типа. Рассмотрим устройство КМОП-структуры на примере наиболее простого логического элемента – инвертора. Электрическая схема инвертора показана на рис.6.8.

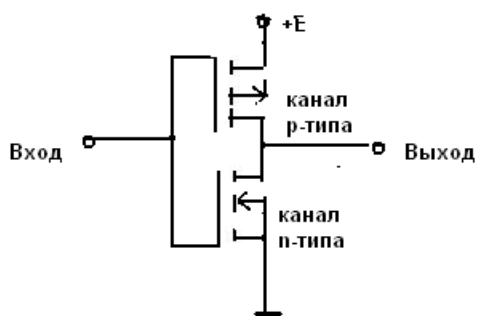


Рис.6.8. Электрическая схема инвертора

Основной идеей КМОП-структуры является последовательное включение МОП-транзисторов с каналами n- и p-типа. Концентрация и тип легирующей примеси, вводимой в приповерхностный слой кремния для изменения $V_{пор.}$, выбираются так, чтобы при подаче на соединенные вместе затворы транзисторов любого напряжения транзисторы никогда бы не оказывались одновременно в открытом состоянии. Так при подаче на вход инвертора напряжения, отвечающего уровню логического нуля ($U_0 \approx 0$) n-канальный транзистор закрыт, а p-канальный открыт, что формирует на выходе схемы напряжение, отвечающее логической 1 ($U_1 \approx E$). При подаче на вход схемы уровня логической 1 p-канальный транзистор закрыт, а n-канальный транзистор открыт, что формирует на выходе схемы уровень логического 0. Поскольку один из транзисторов всегда закрыт, то через

логический элемент в статическом режиме протекает лишь малый ток утечки р-п переходов, образованных областями стока и истока с подложкой. Заметный ток через структуру протекает лишь в момент переключения элемента, так как при этом происходит перезарядка емкости выходной цепи до напряжения, отвечающему новому логическому уровню. Соответствующее время переключения определяется произведение этой емкости на сопротивление канала открытого транзистора, которое обычно лежит в пределах 0,1-10кОм. Недостатками КМОП- структур по сравнению со схемами на п-МОП-транзисторах являются более высокая входная емкость, связанная с необходимостью подключения входа логического элемента одновременно к двум транзисторам, и примерно вдвое большая площадь, занимаемая логическим элементом.

Основной проблемой, присущей описанной конструкции КМОП-структуры, является возможность возникновения в ней так называемого *эффекта защелкивания*. Оказывается, если подать (даже кратковременно) в выходную цепь этой структуры напряжение, выходящее за пределы $0-E_{п}$, то один из стоковых р-п переходов может открыться и перевести структуру в состояние, при котором через нее протекает большой ток, грозящей вывести ее из строя.

Структуры BiCMOS

В конце 60 годов у разработчиков появилась идея объединить в одной микросхеме все лучшее, что позволяет достигнуть технология биполярных ИС и технология КМОП-структур. Первыми гибридными структурами, полученными в результате такого объединения и получившими название BiCMOS-структур, были операционные усилители, которые были разработаны в 1973 году. В это время логические КМОП ИС работали при напряжении питания 5В и имели разность напряжений логических уровней U_{0-1} в несколько раз выше, чем биполярные ИС. Поэтому для уменьшения динамической мощности рассеяния наиболее быстродействующие части цифровых ИС в это время было выгоднее создавать на основе биполярных

приборов, а более медленные, но требующие экономии энергии схемы – на КМОП-структурах.

ГЛАВА 7. ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В АНАЛОГОВОЙ МИКРОСХЕМОТЕХНИКЕ

7.1 Общий анализ статического режима (режима по постоянному току) усилительного каскада на биполярном транзисторе

В режиме покоя усилительного каскада, когда нет сигнала, выбирается рабочая точка, обеспечивающая выбранный режим работы транзистора. После того как рабочая точка выбрана, нужно обеспечить ее в реальной схеме с помощью источников питания, смещения и режимных резисторов. Такие расчеты можно выполнить аналитически. Поскольку наибольшее распространение имеют каскады, в которых транзистор работает по схеме с общим эмиттером (ОЭ), возьмем за основу эквивалентную схему ОЭ для постоянных составляющих (рис.7.1)

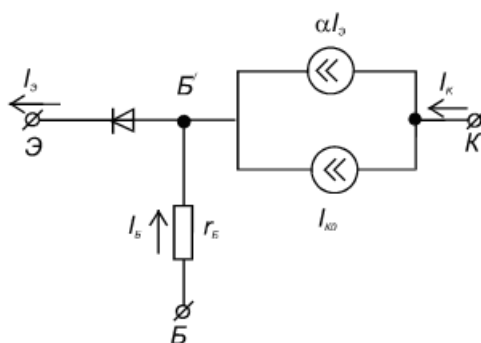


Рис.7.1. Эквивалентная схема биполярного транзистора (ОЭ) для постоянных составляющих

Введем в нее для общности источники Э.Д.С. и внешние сопротивления в цепи всех трех электродов. Тогда получится обобщенная эквивалентная схема каскада (рис.7.2), действительная для постоянных составляющих токов и напряжений при любом включении транзистора (ОБ, ОЭ, ОК). Обобщенная схема позволяет найти токи и напряжения в каскаде.

$$E_k = I_k R_k - U_{k\bar{o}} - U_{\bar{o}}, \quad U_{\bar{o}} = E_{\bar{o}} - I_{\bar{o}} R_{\bar{o}} \dots \quad (7.4)$$

$$E_k = I_k R_k + U_{k\varepsilon} - U_{\varepsilon}, \quad U_{\varepsilon} = E_{\varepsilon} - I_{\varepsilon} R_{\varepsilon}. \quad (7.5)$$

7.2 Стабильность рабочей точки усилительного каскада на БТ

Всякое смещение рабочей точки, характеризуемое приращениями ΔI_k и ΔU_k вызывают изменение дифференциальных параметров транзистора, поскольку они зависят от режима. Большие смещения ΔI_k и ΔU_k могут привести к существенным нелинейным искажениям и даже к частичной или полной отсечке сигнала. Поэтому стабилизация рабочей точки с помощью того или иного вида обратной связи по постоянному току является одной из важнейших задач при проектировании транзисторных каскадов.

На рабочий ток, а значит, и на стабильность рабочей точки влияют следующие причины: тепловой ток I_{k0} напряжение эмиттерного перехода и коэффициент передачи тока β . Все они зависят от температуры, а также подвержены временному дрейфу.

Полное приращение коллекторного тока имеет вид:

$$\Delta I_k = \frac{\partial I_k}{\partial I_{k0}} \Delta I_{k0} + \frac{\partial I_k}{\partial U_{\varepsilon\bar{o}}} \Delta U_{\varepsilon\bar{o}} + \frac{\partial I_k}{\partial \beta} \Delta \beta.$$

Это приращение можно найти, используя следующую формулу:

$I_k = \beta I_{\bar{o}} + (1 + \beta) I_{k0}$. Запишем это выражение в следующем виде:

$$\Delta I_k = \Delta \beta I_{\bar{o}} + \beta \Delta I_{\bar{o}} + (1 + \beta) \Delta I_{k0} + \Delta \beta I_{k0}. \quad (7.6)$$

Подставим сюда приращение $\Delta I_{\bar{o}}$, выраженное с помощью (7.1):

$$\Delta I_{\bar{o}} = -\frac{\Delta U_{\varepsilon\bar{o}}}{R_{\varepsilon} + R_{\bar{o}}} - \gamma_{\bar{o}} \Delta I_k, \quad (7.7)$$

И решим это уравнение относительно ΔI_k . Тогда

$$\Delta I_k = \frac{\beta}{1 + \gamma_{\bar{o}} \beta} \left[\frac{\Delta I_{k0} (1 + \beta)}{\beta} - \frac{\Delta U_{\varepsilon\bar{o}}}{R_{\bar{o}} + R_{\varepsilon}} + \frac{(I_{\bar{o}} + I_{k0}) \Delta \beta}{\beta} \right].$$

Величина, вынесенная за квадратные скобки, носит название *коэффициента неустойчивости* и обозначается буквой S :

$$S = \frac{\beta}{1 + \beta\gamma_6}. \quad (7.8)$$

Используя это обозначение, а также учитывая, что $I_6 + I_{к0} = I_3 / (1 + \beta)$, запишем полное приращение ΔI_k следующим образом:

$$\Delta I_k = S \left[\frac{\Delta I_{к0}(1 + \beta)}{\beta} - \frac{\Delta U_{эб}}{R_6 + R_3} + \frac{I_3 \Delta \beta}{\beta(1 + \beta)} \right]. \quad (1.9)$$

7.3 Усилительный каскад на БТ с общим эмиттером

Принципиальная полная схема резисторного усилителя на биполярном транзисторе показана на рис. 7.3.

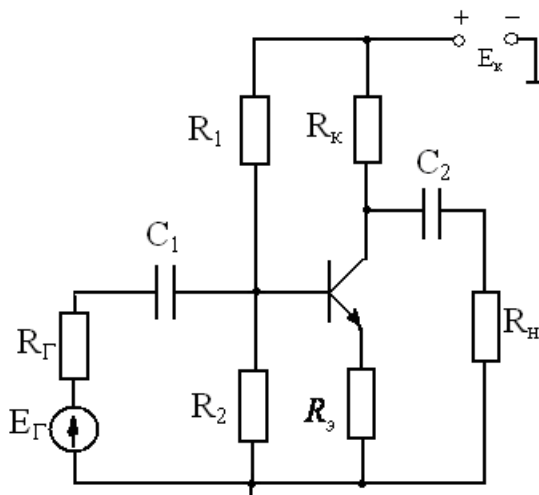


Рис.7.3. Принципиальная полная схема резисторного усилителя на биполярном транзисторе

Рассмотрим назначение всех элементов, образующих схему каскада. Резисторы R_1 , R_2 , R_3 , R_k обеспечивают работу транзистора в выбранном режиме по постоянному току. Резистор R_3 и делитель R_1 , R_2 составляют цепь отрицательной обратной связи, предназначенную для стабилизации рабочей точки транзистора по температуре и разбросу параметров. Включение резистора R_3 в цепь эмиттера изменяет работу каскада и при усилении

переменного сигнала. Переменный ток эмиттера создает на резисторе R_3 падение напряжения $u_3=i_3R_3$, которое уменьшает усиливаемое напряжение, подводимое к базе, ведь $u_{бэ}=u_{вх}-u_3$. При этом снижается и коэффициент усиления каскада, поскольку действует отрицательная обратная связь по переменному току. Для ее исключения резистор R_3 шунтируют конденсатором C_3 достаточно большой емкости. Конденсаторы C_1 и C_2 препятствуют передаче постоянной составляющей как в цепь источника сигнала, так и в нагрузку. В качестве нагрузки может выступать последующий усилительный каскад, тогда роль R_n и C_n играют входное активное сопротивление и входная емкость этого каскада.

7.4 Расчет усилительного каскада на БТ по постоянному току

Будем считать заданными режимные величины $I_3 \approx I_k$, $U_{кэ}$, $U_{бэ}$, $I_б$. Из параметров транзистора следует знать β ($h_{21э}$), его зависимость от температуры и величину разброса; входное сопротивление транзистора в рабочей точке $h_{11э}$. Наконец должны быть заданы рабочий диапазон температуры и либо допустимый сдвиг рабочей точки в этом диапазоне ($\Delta I_{к,доп}$ или $\Delta I_{к,доп}/I_k$), либо коэффициент неустойчивости S .

На рис. 7.4 схема усилительного каскада, позволяющая производить расчет основных параметров усилительного каскада R_1 , R_2 , R_3 , R_k , обеспечивающих положение рабочей точки и ее стабилизацию по температуре и разбросу параметров. Запишем основные уравнения, используя схему, представленную на рис. 7.2.

$$E_k = I_k (R_k + R_3) + U_{кэ} \quad (7.10).$$

$$E_б = E_k \frac{R_2}{R_2 + R_1} \quad (7.11).$$

$$E_б = U_{бэ} + I_k R_3 \quad (7.12).$$

$$R_б = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \quad (7.13).$$

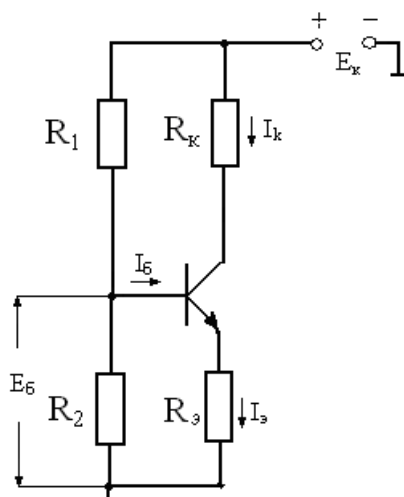


Рис.7.4. Схема усилительного каскада для расчета основных параметров усилительного каскада $R_1, R_2, R_э, R_k$

На рабочий ток транзистора, а значит, и на стабильность рабочей точки влияют следующие основные причины: тепловой ток $I_{к0}$, напряжение на эмиттерном переходе $U_{эб}$ и интегральный коэффициент передачи тока β . Полное приращение коллекторного тока определяется как

$$\Delta I_k = S \left[\frac{\Delta I_{к0} (1 + \beta)}{\beta} - \frac{\Delta U_{эб}}{R_э + R_б} + \frac{I_k \Delta \beta}{\beta(1 + \beta)} \right] \quad (7.14),$$

где $S = \frac{\beta}{1 + \gamma_б \beta_б}$ - коэффициент нестабильности ; (7.15)

$\gamma_б = \frac{R_э}{R_э + R_б}$ - коэффициент токораспределения, показывающий какая часть тока I_k ответвляется в базу.

Очевидно, что приращение ΔI_k будет тем меньше, чем меньше коэффициент нестабильности S . Из формулы (7.16) видно, что для получения максимальной стабильности нужно стремиться к выполнению условия $\gamma_б \approx 1$ или вытекающего из него неравенства $R_э \gg R_б$. Это условие служит надежным ориентиром при проектировании стабильных транзисторных каскадов, однако выполнение его не всегда возможно и необходимо. Часто

вполне удовлетворительные результаты дают значения $R_9/R_6=0,5-1$, которым соответствует $S=2-5$.

При выполнении условия $\beta \gg \gamma_6$ $S = 1 + \frac{R_6}{R_9}$, откуда

$$R_6 = (S-1)R_9. \quad (7.16)$$

Решая совместно уравнения (7.14) и (7.16), получим формулу для определения R_9 :

$$R_9 = \frac{\Delta U_{69}}{S \left[\frac{\Delta I_{к0}(\beta+1)}{\beta} + \frac{I_{к}\Delta\beta}{\beta(1+\beta)} \right] - \Delta I_{к}}. \quad (7.17)$$

Введем обозначения:

$$B = S \left[\frac{\Delta I_{к0}(1+\beta)}{\beta} + \frac{I_{к}\Delta\beta}{(1+\beta)} \right], \quad (7.18)$$

$$A = \frac{E_{к} - U_{к9}}{I_{к}}. \quad (7.19)$$

Тогда

$$R_9 = \frac{\Delta U_{69}}{B - \Delta I_{к}}. \quad (7.20)$$

Используя выражения (7.10) и (7.19), получим формулу для определения $R_к$:

$$R_{к} = A - R_9. \quad (1.21)$$

Применение формулы (1.20), требует определенных ограничений на выбор $\Delta I_{к}$. Потенциал базы фиксируется с помощью делителя напряжения R_1, R_2 , которые по переменному току включены параллельно входу каскада. Уменьшение R_1, R_2 уменьшает входное сопротивление каскада, а, следовательно, уменьшает коэффициент усиления усилителя. Поэтому желательно выполнять соотношение $R_6 > h_{119}$. Используя соотношения (1.16) и (1.20), получаем первое ограничение на выбор $\Delta I_{к}$:

$$\Delta I_k > B - \frac{(S-1)\Delta U_{эб}}{h_{11э}}. \quad (1.22)$$

С другой стороны, очевидно, что $R_k > 0$. Используя соотношения (7.20) и (7.21), получаем второе ограничение на выбор ΔI_k :

$$\Delta I_k < B - \frac{\Delta U_{эб}}{A}. \quad (7.23)$$

Таким образом, получаем общие границы выбора ΔI_k :

$$B - \frac{(S-1)\Delta U_{эб}}{h_{11э}} < \Delta I_k < B - \frac{\Delta U_{эб}}{A}. \quad (7.24)$$

До сих пор мы использовали приращения $\Delta I_{к0}$, $\Delta U_{эб}$, $\Delta \beta$, не оговаривая, какими причинами они обусловлены: разбросом параметров от транзистора к транзистору, временной «ползучестью» или температурным дрейфом. На практике чаще всего приходится учитывать влияние температуры, а для $\Delta \beta$ - разброс параметров. Зная температурный диапазон, можно рассчитать величины $\Delta I_{к0}$, $\Delta U_{эб}$ соответственно по формулам:

$$\Delta I_{к0} = I_{к0} \left(e^{\frac{a\Delta T}{T}} - 1 \right), \text{ где } a = \frac{\varphi_3 q}{kT_0}. \quad (7.25)$$

$$\Delta U_{эб} = |\varepsilon| \Delta T. \quad (7.26)$$

В эти формулах φ_3 - ширина запрещенной зоны: для германия $\varphi_3=0,67\text{В}$, для кремния $\varphi_3=1,11\text{В}$; q - заряд электрона; k - постоянная Больцмана; $|\varepsilon| = 1,6\text{мВ} / \text{К}$ - температурный коэффициент напряжения.

7.5 Анализ и расчет усилительного каскада на БТ по переменному току

Анализ и расчет усилителей обычно ведутся с использованием эквивалентных схем по переменному току. При этом транзистор заменяется физической эквивалентной Т-образной схемой для транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером, источник питания E_k по переменному току коротко замкнут. Исходя из вышесказанного, общая эквивалентная схема представлена на рис.7.5

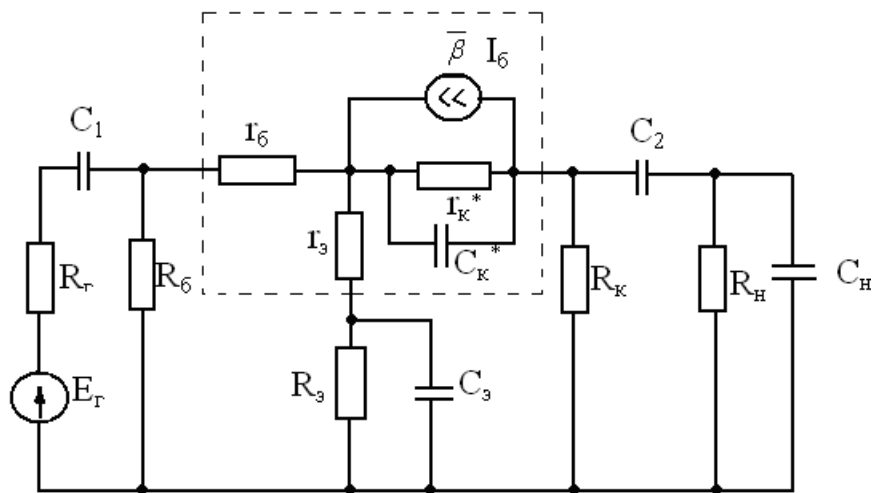


Рис.7.5. Общая эквивалентная схема усилительного каскада на БТ

Для упрощения расчета весь диапазон рабочих частот можно разбить на три области (нижних, средних верхних частот) и рассматривать отдельно поведение АЧХ в этих областях.

Средние частоты

Начнем расчет усилительного каскада с области средних частот, в которой можно считать схему, состоящей только из активных элементов и не учитывать временных и частотных искажений. Внешние емкости C_1 , C_2 и C_3 будем предполагать бесконечно большими, емкости $C_к$ и $C_н$ равными нулю, сопротивление нагрузки $R_н$ и источника сигнала R_r чисто активными, а коэффициент передачи β действительной величиной. Тогда эквивалентная схема каскада будет такой, как показана на рис.7.6 .

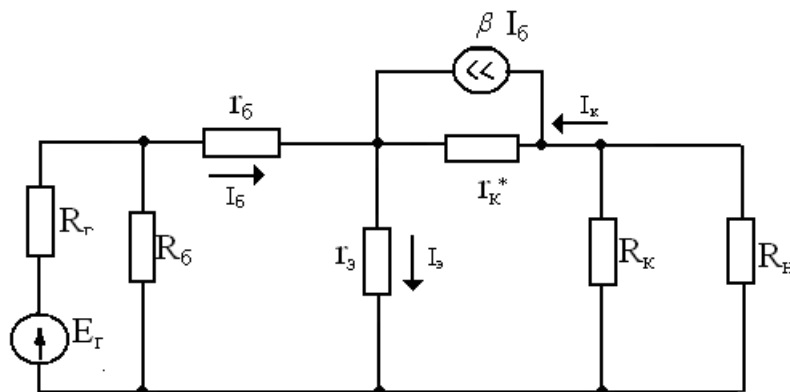


Рис.7.6. Эквивалентная схема усилительного каскада на средних частотах

С целью упрощения расчетов в области средних частот основные параметры усилительного каскада обычно рассчитывают с помощью h -коэффициентов транзистора. В упрощенной схеме замещения (рис.7.7) транзистор формально представляется как активный четырехполюсник, на входе которого действуют напряжение $U_{вх}$ и ток $I_{вх}$, а на выходе - напряжение $U_{вых}$ и ток $I_{вых}$ и для транзистора известны h -коэффициенты в рабочей точке. Сопротивление $R_б = R_1 \parallel R_2$ показывает наличие базового делителя, резисторы R_1, R_2 которого по переменному току соединены параллельно. Резисторы $R_к, R_н$ также соединены параллельно и их можно заменить сопротивлением $R'_н = R_к \parallel R_н$.

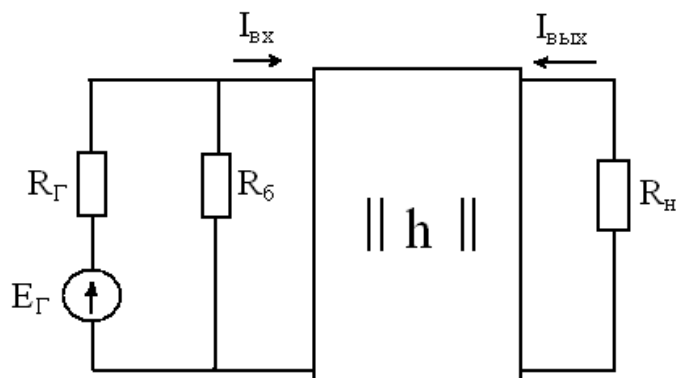


Рис. 7.7. Упрощенная схема замещения

Исходя из общих уравнений четырехполюсника и применяя их для малых сигналов (почти линейных участков), запишем для анализируемой схемы (рис.7.5) следующую систему уравнений, которая позволит определить основные параметры усилительного каскада в области средних частот:

$$\begin{cases} U_{вх} = h_{11э} I_{вх} + h_{12э} U_{вых} \\ I_{вых} = h_{21э} I_{вх} + h_{22э} U_{вых} \\ U_{вых} = -I_{вых} R'_н \end{cases} \quad (7.27)$$

Коэффициент усиления по току определяется как:

$$K_I = \frac{I_{вых}}{I_{вх}} = \frac{h_{21э}}{1 + R'_н h_{22э}}. \quad (7.28)$$

Входное сопротивление без учета сопротивления R_6 :

$$R_{\text{вх}} = \frac{U_{\text{вх}}}{I_{\text{вх}}} = h_{11\text{э}} - \frac{h_{12\text{э}} h_{21\text{э}} R'_H}{1 + h_{22\text{э}} R'_H} = \frac{h_{11\text{э}} + \det h R'_H}{1 + h_{22\text{э}} R'_H}. \quad (7.29)$$

Коэффициент усиления по напряжению:

$$K_E = \frac{U_{\text{ввых}}}{E_\Gamma} = - \frac{R_{\text{вх}}}{R_{\text{вх}} + R_\Gamma} \frac{h_{21\text{э}} R'_H}{h_{11\text{э}} + \det h R'_H}. \quad (7.30)$$

Выходное сопротивление:

$$R_{\text{ввых}} = \frac{U_{\text{ввых}}}{I_{\text{ввых}}} = \frac{h_{11\text{э}} + R_\Gamma}{\det h + h_{22\text{э}} R'_H}. \quad (7.31)$$

Предыдущие расчеты были сделаны без учета влияния базового делителя на входное сопротивление усилительного каскада, а также влияния R_Γ , R_K , $R_{\text{вх}}$ на коэффициент усиления по току и R_K на выходное сопротивление. С учетом вышесказанного окончательно получаем:

$$R_{\text{вхк}} = \frac{R_{\text{вх}} R_6}{R_{\text{вх}} + R_6}; \quad (7.32)$$

$$K_{I_k} = \frac{R_\Gamma}{R_\Gamma + R_{\text{вх}}} \frac{h_{21\text{э}}}{1 + R'_H h_{22\text{э}}} \frac{R_k}{R_k + R_H}; \quad (7.33)$$

$$R_{\text{ввыхк}} = \frac{R_{\text{ввых}} R_K}{R_{\text{ввых}} + R_K}. \quad (7.34)$$

Индекс k означает, что расчет ведется для полного каскада.

Выразим вышеприведенные формулы через собственные параметры транзистора. Для этого воспользуемся выражениями, связывающими h -коэффициенты с собственными параметрами транзистора:

$$h_{11\text{э}} = r_6 + r_9(1 + \beta), \quad h_{12\text{э}} = r_9/(r_k^* + r_9), \quad h_{21\text{э}} = \beta, \quad h_{22\text{э}} = 1/(r_k^* + r_9) \quad (7.35)$$

Тогда

$$K_I = \beta \frac{r_k^*}{r_k^* + R_H} = \beta_{\text{экв}}, \quad \text{при условии } r_9 \ll r_k^*. \quad (7.36)$$

$$R_{\text{вх}} = r_6 + r_9(1 + \beta_{\text{экв}}). \quad (7.37)$$

$$K_E = -\frac{\beta_{\text{эКВ}} R'_H}{R_{\text{вх}} + R_\Gamma} = -\frac{\beta_{\text{эКВ}} R'_H}{(r_\vartheta + r_\delta + R_\Gamma)(1 + \beta_{\text{эКВ}} \gamma_\delta)}. \quad (7.38)$$

$$R_{\text{вых}} = r_\kappa^* (1 + \gamma_\delta \beta), \text{ где } \gamma_\delta = \frac{r_\vartheta}{r_\vartheta + r_\delta + R_\Gamma}. \quad (7.39)$$

Нижние частоты

Продолжим расчет усилительного каскада в области нижних частот. Эквивалентная схема каскада показана на рис.7.8. Здесь существенное влияние оказывают емкости C_1 , C_2 и C_3 . С понижением частоты реактивное сопротивление указанных емкостей увеличивается. При этом емкости C_1 и C_2 препятствуют прохождению сигнала со входа каскада на его выход, уменьшая тем самым коэффициент усиления каскада в области нижних частот. Действие блокирующей емкости несколько иное – в области нижних частот она перестает шунтировать резистор R_3 и коэффициент усиления каскада уменьшается за счет действия отрицательной обратной связи. Для того чтобы количественно оценить уменьшение усиления, вводят понятие коэффициента частотных искажений

$$M_n = \frac{K_0}{|K_n(\omega)|},$$

который показывает, во сколько раз коэффициент усиления в области средних частот (K_0) больше коэффициента усиления в области нижних частот ($K_n(\omega)$). Так как в области нижних частот коэффициент усиления является комплексной величиной, то понимают его модуль.

Рассмотрим влияние каждой из этих емкостей поочередно, полагая остальные две емкости бесконечно большими (т.е. “закороченными”).

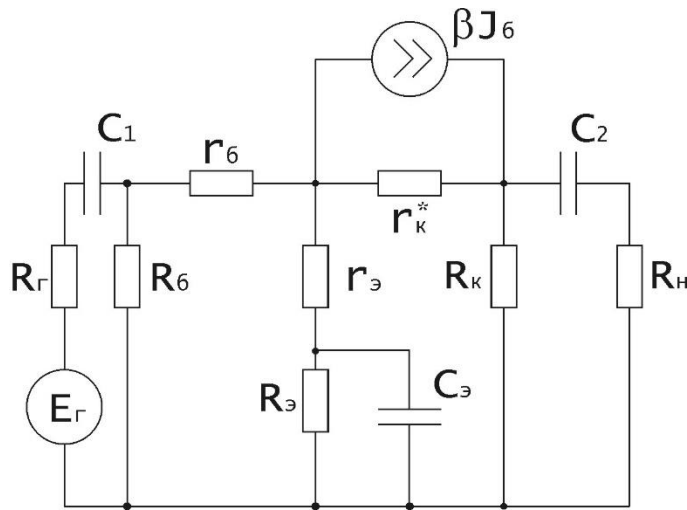


Рис. 7.8. Эквивалентная схема каскада на нижних частотах

Положим сначала $C_2 = \infty$, $C_э = \infty$ и выясним роль C_1 . В результате получим эквивалентную схему, показанную на рис. 7.9а, где $R_{вх}$ – входное сопротивление транзистора.

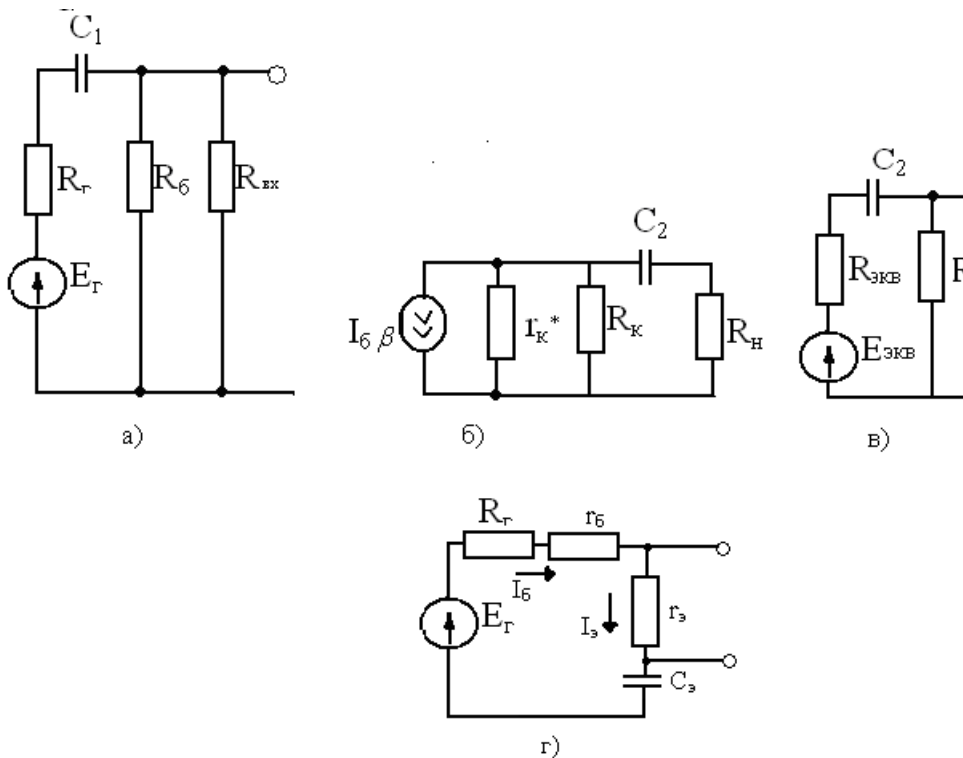


Рис 7.9. Эквивалентные схемы в области нижних частот

Комплексный коэффициент передачи этой цепи можно найти по следующей формуле:

$$\overline{K}_{н1}(\omega) = \frac{K_{01}}{1 + \frac{1}{j\omega\tau_{н1}}}, \quad (7.40)$$

$$\text{где } K_{01} = \frac{R_{\text{бхк}}}{R_{\text{бхк}} + R_{\Gamma}}, \quad R_1^* = R_{\text{бхк}} + R_{\Gamma}, \quad R_{\text{вхк}} = R_{\text{б}} \Pi R_{\text{вх}}. \quad (7.41)$$

Частотные искажения за счет влияния C_1 можно определить по формуле:

$$M_{н1} = \frac{K_{01}}{|\overline{K}_{н1}(\omega)|} = \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega\tau_{н1}}\right)^2}. \quad (7.42)$$

Полагая $C_1 = \infty$, $C_3 = \infty$ и рассматривая влияние C_2 , получаем эквивалентную схему на рис.7.6б. Заменяя генератор тока на эквивалентный генератор напряжения, получаем окончательную схему для анализа, представленную на рис.7.9в. Здесь $R_{\text{экв}} = r_k^* \Pi R_k$, $E_{\text{экв}} = \beta I_{\text{б}} R_{\text{экв}}$. Комплексный коэффициент передачи этой цепи можно найти по следующей формуле:

$$\overline{K}_{н2}(\omega) = \frac{K_{02}}{1 + \frac{1}{j\omega\tau_{н2}}}, \quad (7.43)$$

$$\text{где } K_{02} = \frac{R_{н}}{R_{н} + R_{к} \Pi r_k^*}, \quad \tau_{н2} = R_2^* C_2, \quad R_2^* = R_{н} + R_{к} \Pi r_k^*.$$

Коэффициент частотных искажений за счет влияния емкости C_2 определяется как:

$$M_{н2} = \frac{K_{02}}{|\overline{K}_{н2}(\omega)|} = \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega\tau_{н2}}\right)^2}. \quad (7.44)$$

Аналогично оценивается влияние блокирующей емкости в цепи эмиттера C_3 . Полагая $C_1 = \infty$, $C_2 = \infty$ и учитывая, $r_3 \ll r_k^*$, получаем эквивалентную схему, представленную на рис.7.9г. При этом коэффициент частотных искажений, характеризующий влияние C_3 на АЧХ усилительного каскада:

$$M_{н3} = \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega \tau_{н3}} \right)^2}, \text{ где } \tau_{н3} = R_3^* C_3, \quad R_3^* = r_3 + \frac{r_6 + R_\Gamma}{1 + \beta}. \quad (7.45)$$

(При выводе формулы 7.45 учитывалось соотношение $I_3 = (1 + \beta)I_6$.)

Совместное влияние емкостей оценивается общим коэффициентом частотных искажений, который определяется как:

$$M_n = M_{н1} M_{н2} M_{н3} \approx \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega \tau_{нэкв}} \right)^2}, \quad (7.46)$$

$$\text{где } \frac{1}{\tau_{нэкв}} = \frac{1}{\tau_{н1}} + \frac{1}{\tau_{н2}} + \frac{1}{\tau_{н3}} \quad (7.46a)$$

Нижняя частота полосы пропускания усилительного каскада связана с $\tau_{нэкв}$ следующим соотношением:

$$\tau_{нэкв} = \frac{1}{2\pi f_n}. \quad (7.47)$$

Для расчета емкостей конденсаторов, обеспечивающих нижнюю частоту полосы пропускания, применим метод весовых коэффициентов. Вводится весовой коэффициент

$$A_j = \frac{\tau_{нэкв}}{\tau_{нj}},$$

$$\text{где } \tau_{нj} = R_j^* C_j, \quad \sum_j A_j = 1. \quad (7.48)$$

$$\text{Тогда } C_i = \frac{\tau_{нэкв}}{A_i R_i^*}. \quad (7.49)$$

Чтобы оптимально определить весовые коэффициенты, необходимо ввести целевую функцию. В нашем случае целевая функция вводится как:

$$\sum_j C_j = \sum_j \frac{\tau_{нэкв}}{A_j R_j^*} = \min. \quad (7.50)$$

Таким образом, задача сводится к отысканию локального экстремума методом Лагранжа (метод неопределенных коэффициентов). Например, для

функции $u=f(x,y)$, если $\varphi(x,y)=0$, точка максимума (минимума) находится из трех уравнений:

$\varphi(x,y)=0$, $d/dx[f(x,y)+\lambda \varphi(x,y)]=0$, $d/dy[f(x,y)+\lambda \varphi(x,y)]=0$, с тремя неизвестными.

Исходя из вышесказанного, для определения весовых коэффициентов получаем следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} \sum_j C_j = \sum_j \frac{\tau_{HЭКВ}}{A_j R_j^*} \\ \frac{1}{\tau_{Hj}} = \frac{A_j}{\tau_{HЭКВ}} \\ \sum_j \frac{A_j}{\tau_{HЭКВ}} - \frac{1}{\tau_{HЭКВ}} = 0 \end{cases} \quad (7.51a)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial A_j} \left[\sum_j \frac{\tau_{HЭКВ}}{A_j R_j^*} + \lambda \left(\sum_j \frac{A_j}{\tau_{HЭКВ}} - \frac{1}{\tau_{HЭКВ}} \right) \right] = 0 \\ \sum_j A_j = 0 \end{cases} \quad (7.51b)$$

В нашем случае j изменяется от 1 до 3 т.е.

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial A_1} \left[\sum_j \frac{\tau_{HЭКВ}}{A_j R_j^*} + \lambda \left(\sum_j \frac{A_j}{\tau_{HЭКВ}} - \frac{1}{\tau_{HЭКВ}} \right) \right] = -\frac{\tau_{HЭКВ}}{A_1^2 R_1^*} + \lambda \frac{1}{\tau_{HЭКВ}} = 0 \\ \frac{\partial}{\partial A_2} \left[\sum_j \frac{\tau_{HЭКВ}}{A_j R_j^*} + \lambda \left(\sum_j \frac{A_j}{\tau_{HЭКВ}} - \frac{1}{\tau_{HЭКВ}} \right) \right] = -\frac{\tau_{HЭКВ}}{A_2^2 R_2^*} + \lambda \frac{1}{\tau_{HЭКВ}} = 0 \\ \frac{\partial}{\partial A_3} \left[\sum_j \frac{\tau_{HЭКВ}}{A_j R_j^*} + \lambda \left(\sum_j \frac{A_j}{\tau_{HЭКВ}} - \frac{1}{\tau_{HЭКВ}} \right) \right] = -\frac{\tau_{HЭКВ}}{A_3^2 R_3^*} + \lambda \frac{1}{\tau_{HЭКВ}} = 0 \\ A_1 + A_2 + A_3 = 1. \end{cases} \quad (7.52)$$

$$\lambda = \frac{\tau_{HЭКВ}^2}{R_1^* A_1^2} = \frac{\tau_{HЭКВ}^2}{R_2^* A_2^2} = \frac{\tau_{HЭКВ}^2}{R_3^* A_3^2}, \quad \text{т.е.} \quad \begin{cases} \frac{1}{R_1^* A_1^2} = \frac{1}{R_2^* A_2^2} = \frac{1}{R_3^* A_3^2} \\ A_1 + A_2 + A_3 = 1 \end{cases} \quad (7.53)$$

Решая эту систему относительно коэффициентов A , получим:

$$A_1 = \frac{1}{\sqrt{R_1^*} \left(\frac{1}{\sqrt{R_1^*}} + \frac{1}{\sqrt{R_2^*}} + \frac{1}{\sqrt{R_3^*}} \right)}; \quad (7.54)$$

$$A_2 = \frac{1}{\sqrt{R_2^*} \left(\frac{1}{\sqrt{R_1^*}} + \frac{1}{\sqrt{R_2^*}} + \frac{1}{\sqrt{R_3^*}} \right)}; \quad (7.55)$$

$$A_3 = \frac{1}{\sqrt{R_3^*} \left(\frac{1}{\sqrt{R_1^*}} + \frac{1}{\sqrt{R_2^*}} + \frac{1}{\sqrt{R_3^*}} \right)}. \quad (7.56)$$

Анализ полученных соотношений позволяет записать общую формулу для определения весовых коэффициентов при любом j :

$$A_j = \frac{1}{\sqrt{R_j^*} \sum_{m=1}^n \frac{1}{\sqrt{R_m^*}}}, \quad j = \overline{1, n}. \quad (7.57)$$

Верхние частоты

Эквивалентная схема усилительного каскада в области верхних частот показана на рис.7.10.

С повышением частоты уменьшается β , т.е становится комплексной величиной, увеличиваются шунтирующее действие емкости коллекторного перехода C_k^* и емкости нагрузки C_n . Все это приводит к уменьшению усиления в области верхних частот, которое оценивают с помощью коэффициента частотных искажений

$$M_\epsilon = \frac{K_0}{|K_\epsilon(\omega)|}, \quad (7.58)$$

где $|K_\epsilon(\omega)|$ - модуль коэффициента усиления в области верхних частот.

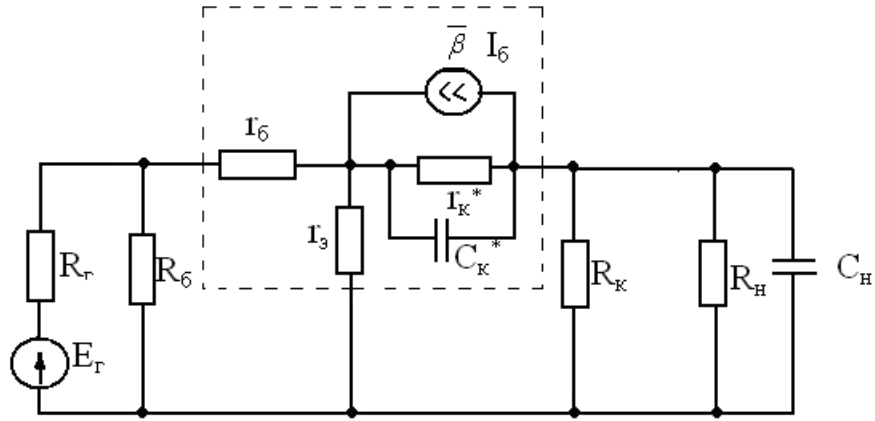


Рис.7.10. Эквивалентная схема усилительного каскада в области верхних частот

Для количественного анализа и получения основных расчетных соотношений воспользуемся формулой (7.39), заменив в ней действительные величины комплексными, а именно

$$\overline{\beta}_{\text{экв}} = \overline{\beta} \overline{\gamma}_k^*, \quad \text{где } \overline{\beta} = \frac{1}{1 + j\omega\tau_\beta}, \quad \overline{\gamma}_k^* = \frac{Z_k}{Z_k + R_H}, \quad Z_k = \frac{r_k^*}{1 + j\omega r_k^* C_k^*}.$$

При этом будем считать нагрузку активной, постоянная времени τ_β связана с предельной частотой работы транзистора соотношением $\tau_\beta = (1 + \beta) / 2\pi f_\alpha$. Тогда комплексный коэффициент усиления в области верхних частот запишется как

$$\overline{K}_\epsilon = \frac{K_0}{1 + j\omega\tau_\epsilon}, \quad (7.59)$$

где

$$K_0 = -\frac{\beta_{\text{экв}} R_H'}{(r_\epsilon + r_\delta + R_T)(1 + \beta_{\text{экв}} \gamma_\delta)}, \quad (7.60)$$

$$\tau_\epsilon = \frac{\tau_{\text{экв}}}{1 + \gamma_\delta \beta_{\text{экв}}}, \quad \tau_{\text{экв}} = \tau_\beta + C_k^* R_H. \quad (7.61)$$

С учетом емкостной нагрузки C_H постоянная времени τ_ϵ запишется как

$$\tau_{\epsilon} = \frac{\tau_{\text{экв}}}{1 + \gamma_{\delta} \beta_{\text{экв}}} + C_{\text{н}} R_{\text{н}}. \quad (7.62)$$

Тогда коэффициент частотных искажений в области верхних частот для каскада

$$M_{\epsilon} = \sqrt{1 + (\omega \tau_{\epsilon})^2}. \quad (7.63)$$

Верхняя частота полосы пропускания по уровню 0,707 оценивается как

$$f_{\epsilon} = \frac{1}{2\pi\tau_{\epsilon}}. \quad (7.64)$$

7.6 Анализ и методика расчета усилительных каскадов на полевом транзисторе с управляющим р-п переходом

Принципиальная полная схема резисторного усилителя на полевом транзисторе с управляющим р-п переходом п-канальном показана на рис. 7.11. Рассмотрим назначение всех элементов, образующих схему каскада. Резисторы R_1 , R_2 , $R_{\text{и}}$, $R_{\text{с}}$ обеспечивают работу транзистора в выбранном режиме по постоянному току.

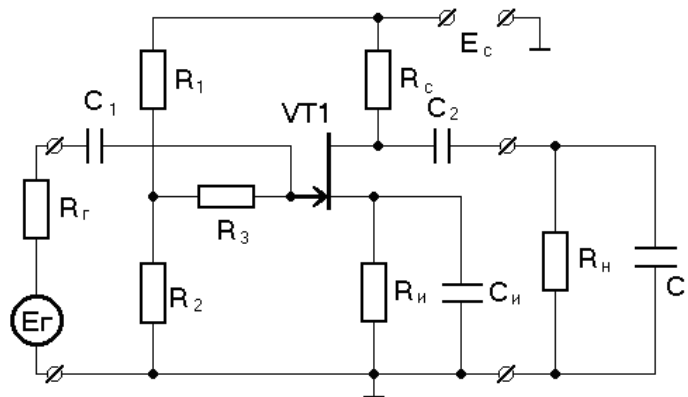


Рис 7.11. Принципиальная полная схема резисторного усилителя на полевом транзисторе с управляющим р-п переходом п-канальном

Резистор R_3 устраняет шунтирование низкоомным делителем R_1 , R_2 высокоомного входного сопротивления полевого транзистора. Емкость конденсатора $C_{\text{и}}$ выбирается такой, что во всем рабочем диапазоне частот конденсатор закорачивает переменную составляющую тока истока на землю,

устраняя тем самым ООС по переменному току. Конденсаторы C_1 и C_2 препятствуют передаче постоянной составляющей как в цепь источника сигнала, так и в нагрузку. В качестве нагрузки может выступать последующий усилительный каскад, тогда роль R_n и C_n играют роль входное активное сопротивление и входная емкость этого каскада.

7.7 Расчет усилительного каскада по постоянному току

Выбор полевого транзистора. Главное преимущество полевого транзистора перед биполярным транзистором – высокое входное сопротивление. Особенно высокое сопротивление у МОП-транзисторов, однако коэффициент шума у них выше, чем у транзисторов с управляющим р-п переходом. Особенно важно, чтобы первый каскад усилителя имел малый коэффициент шума, так как общий коэффициент шума усилителя в основном определяется коэффициентом шума первого каскада. Поэтому в первом каскаде используется, как правило, полевой транзистор с управляющим р-п переходом.

Важным параметром транзистора, определяющим его коэффициент усиления, является крутизна характеристики. Произведение крутизны на сопротивление, включенное в стоковую цепь, дает коэффициент усиления. Для транзисторов с управляющим р-п переходом в справочной литературе приводится крутизна при $U_{зи}=0$ и $U_{си}=5$ или $10В$, т.е. в области насыщения полевых транзисторов, где они обычно используются.

Крутизна характеристики тем больше, чем больше начальный стоковый ток. Так как при большем стоковом токе приходится брать меньшее сопротивление в стоковой цепи, то усиление в принципе можно сделать одинаковым для транзисторов с разной крутизной. Но поскольку при производстве промышленной аппаратуры нежелателен и даже недопустим подбор транзисторов и других элементов, то следует выбирать транзисторы не с большей крутизной, а с меньшим разбросом крутизны. Транзисторы следует выбирать также по входной, проходной и выходной емкости.

В усилителе применено автоматическое смещение за счет протекания истокового тока через резистор R_u . Это смещение, попадая через резистор R_2 на затвор полевого транзистора, смещает р-п переход в обратном направлении. Резистор R_1 с первого взгляда является лишним, так как делитель R_1R_2 создает смещение на переходе, полярность которого противоположна необходимой. Действительно, нормальное обратное смещение можно задать лишь с помощью R_u . Однако при замене транзистора вследствие очень большого разброса параметров транзисторов выбранная рабочая точка не сохраняется. Поэтому для увеличения стабильности режима работы схемы приходится увеличивать сопротивление R_u и получающийся при этом излишек компенсировать смещением обратного знака на делителе R_1R_2 .

На рис.7.12 представлена схема усилительного каскада по постоянному току.

Получим выражения, позволяющие определить R_c , R_u , R_1 , R_2 , R_3 по заданным параметрам транзистора в рабочей точке с учетом их разброса:

$I_c \text{ нач } \max$, $I_c \text{ нач } \min$, $U_{зи \text{ отс } \max}$, $U_{зи \text{ отс } \min}$. Будем считать $J_3=0$ или $J_C=J_H$. Обозначим через E_3 напряжение затвор-земля, создаваемого делителем R_1R_2 , т.е.

$$E_3 = E_C \frac{R_2}{R_1 + R_2} . \quad (7.65)$$

Тогда напряжение затвор-сток

$$U_{зи} = E_3 - I_c R_u . \quad (7.66.)$$

За положительное направление тока принято направление, соответствующее втеканию стокового тока в сток. Это условно положительное направление совпадает с реальным направлением стокового тока для транзистора п-типа.

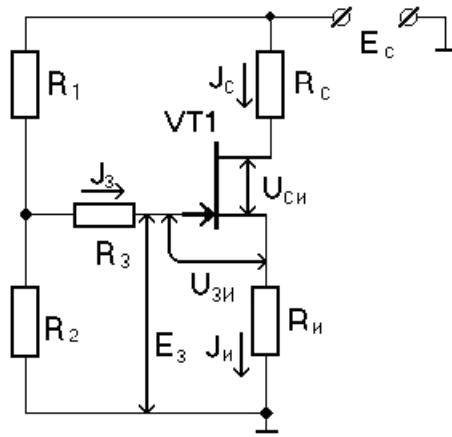


Рис.7.12. Схема усилительного каскада по постоянному току

Выражение для тока стока полевого транзистора с каналом n-типа можно записать следующим образом :

$$I_C = I_{Снач} \left(1 + \frac{U_{3И}}{U_{3Иотс}} \right)^2 \quad (7.67)$$

Подставляя (2.2) в последнее выражение и извлекая квадратный корень из обеих частей полученного равенства, переписываем его в следующем виде:

$$\left(1 - \sqrt{\frac{I_C}{I_{Снач}}} \right) \cdot U_{3Иотс} = E_3 + R_{И} I_C. \quad (7.68)$$

Подставим в (2.4) максимальные значения $I_{C \text{ нач max}}$ и $U_{3И \text{ отс max}}$:

$$\left(1 - \sqrt{\frac{I_{C \text{ max}}}{I_{Снач \text{ max}}}} \right) \cdot U_{3Иотс \text{ max}} = E_3 + R_{И} I_{C \text{ max}}. \quad (7.69)$$

где $J_{C \text{ max}}$ максимально допустимое значение стокового тока.

Аналогично для минимальных параметров транзистора $I_{C \text{ нач min}}$, $U_{3И \text{ отс min}}$ и минимального допустимого тока стока в рабочей точке имеем:

$$\left(1 - \sqrt{\frac{I_{C \text{ min}}}{I_{Снач \text{ min}}}} \right) \cdot U_{3Иотс \text{ min}} = E_3 + R_{И} I_{C \text{ min}}. \quad (7.70)$$

Решая получившуюся систему из двух уравнений относительно $R_{И}$, получаем:

$$R_{II} = \frac{\left(1 - \sqrt{\frac{I_{C \max}}{I_{C \text{нач} \max}}}\right) U_{3II \max} - \left(1 - \sqrt{\frac{I_{C \min}}{I_{C \text{нач} \min}}}\right) U_{3II \min}}{I_{C \max} - I_{C \min}}. \quad (7.71)$$

Для определения R_{II} и E_3 необходимо выбирать ток стока в рабочей точке и его допустимые отклонения $J_{C \max}$ и $J_{C \min}$ так, чтобы $J_{C \max}$ было всегда меньше $I_{C \text{нач} \min}$.

При почти всегда имеющем место большом разбросе параметров транзистора $J_{C \text{нач}}$ и $U_{3II \text{отс}}$ (примерно в 3-6 раз) не следует требовать очень высокой стабильности рабочей точки. Разумным компромиссом, например, является отклонение $J_C \pm 33\%$ от среднего значения, что соответствует

$$J_{C \max} / J_{C \min} = 2. \quad (7.72)$$

Более жесткие требования при больших разбросах параметров приводят к излишне большому значению R_{II} , на котором падает значительная часть напряжения источника питания.

Если же необходима большая стабильность рабочей точки, то ее можно повысить подключением верхнего конца резистора R_1 к стоку транзистора, уменьшив сопротивление R_1 так, чтобы E_3 осталось прежним. При этом для устранения обратной связи по переменному току резистор R_1 разбивают на два, а среднюю точку подключают через конденсатор на землю.

Ток стока в рабочей точке

$$I_{срт} = \frac{I_{C \max} + I_{C \min}}{2} = \frac{3}{4} I_{C \text{нач} \max}. \quad (7.73)$$

Для расчета сопротивления в цепи стока R_C нужно правильно выбрать напряжение $U_{си}$. Чтобы не было захода в линейную область стоковых (выходных) характеристик полевого транзистора (рис 7.13), где стоковый ток резко уменьшается, желательно располагать рабочую точку в области насыщения так, чтобы при максимально возможной амплитуде стокового напряжения не заходить в линейную область.

Если исходное напряжение сток-исток $U_{си} \approx E_c/2$, где E_c - напряжение питания источника, то даже при больших амплитудах стокового напряжения, не превышающих $U_{мс} = 0,5 E_c - U_{зиотс}$, захода в линейную часть не будет.

Если необходимы большие амплитуды стокового напряжения при малом сопротивлении нагрузки, то исходная рабочая точка может быть смещена вправо.

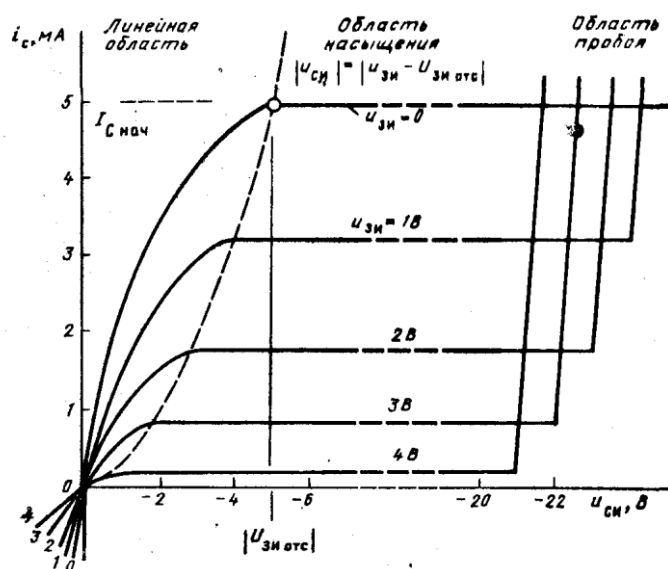


Рис.7.13. Стоковые (выходные) характеристики полевого транзистора

Если необходимо большее усиление при малом сопротивлении нагрузки, когда требуется небольшая амплитуда стокового напряжения, то рабочую точку можно сместить влево. Это имеет место, например, при подключении к выходу усилителя на биполярном транзисторе.

При выбранном напряжении сток-исток и выбранном токе стока в рабочей точке ($U_{сирт}$, $J_{срт}$) можно получить формул:

$$E_c = I_{срп} (R_c + R_{и}) + U_{срт}. \quad (7.74)$$

Тогда

$$R_c = \frac{E_c - U_{сирт}}{I_{срп}} - R_{и}. \quad (7.75)$$

При $U_{сирт} \approx E_c/2$ сопротивление в цепи стока определится как

$$R_c = \frac{E_c}{2I_{cpp}} - R_{и}. \quad (7.76)$$

Используя выходные характеристики полевого транзистора (рис 2.3) и выбранные $U_{сирт}$, $J_{срт,}$ находят $U_{зирт}$.

Для выбора R_3 необходимо учитывать ток утечки $J_{утечки}$.

Чтобы не открылся р-п переход необходимо выполнение неравенства.

$$R_3 < \frac{U_{зирт}}{I_{утечки}}. \quad (7.77)$$

Для выбора R_1 используется полуимперическое соотношение.

$$R_1 = \frac{R_3}{10} \quad (7.78)$$

Выбрав R_1 и R_3 и используя соотношения (7.65) и (7.66) можно получить формулу для определения R_2 .

$$R_2 = \frac{R_1}{\frac{E_c}{E_3} - 1}. \quad (7.79)$$

7.8 Расчет усилительного каскада на ПТ по переменному току

Эквивалентная схема усилительного каскада на полевом транзисторе по переменному току представлена на рис 7.14

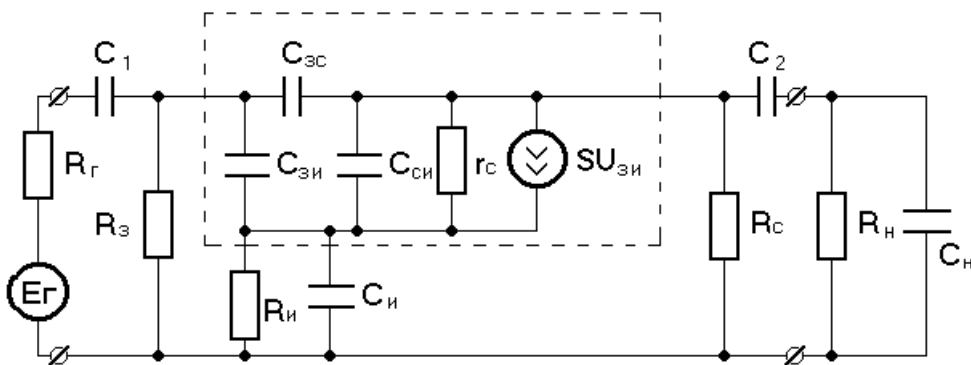


Рис. 7.14. Эквивалентная схема усилительного каскада на полевом транзисторе по переменному току

Сопротивление $R_3 = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} + R_3.$

Основные расчетные соотношения в области средних частот

В области средних частот внешние емкости C_1 , C_2 и $C_{и}$ будем предполагать бесконечно большими, емкости $C_{зи}$, $C_{зс}$, $C_{си}$ – равными нулю. Тогда малосигнальная эквивалентная схема каскада в области средних частот будет иметь вид, показанный на рис.7.15.

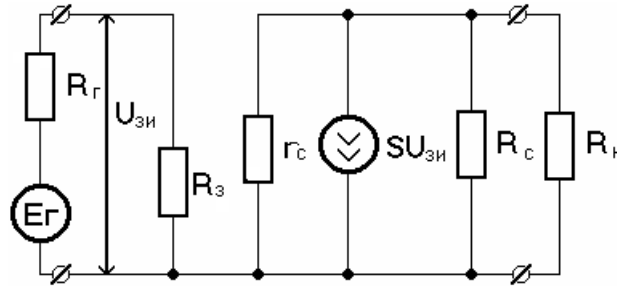


Рис.7.15. Малосигнальная эквивалентная схема каскада в области средних частот

Здесь приняты следующие обозначения: r_c – дифференциальное выходное сопротивление полевого транзистора в пологой области характеристики; S – его крутизна.

Определим среднечастотные параметры каскада. Непосредственно из эквивалентной схемы рис.7.15 получаем:

Коэффициент усиления по напряжению

$$K_E = -\frac{R_3}{R_3 + R_2} S(r_c \parallel R_c \parallel R_H) \approx -S(r_c \parallel R_c \parallel R_H) \Big|_{R_3 \gg R_2}. \quad (7.80)$$

Входное сопротивление каскада

$$R_{вх} = R_3. \quad (7.81)$$

Выходное сопротивление

$$R_{вых} = r_c \parallel R_c. \quad (7.82)$$

Основные расчетные соотношения в области нижних частот

Эквивалентная схема усилительного каскада на полевом транзисторе в области *нижних частот*, в которой существенное влияние оказывают емкости C_1 , C_2 и $C_{и}$, показана на рис.7.16.

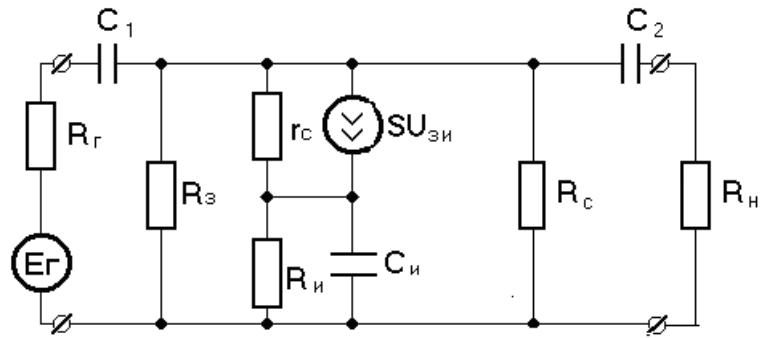


рис.7.16. Эквивалентная схема усилительного каскада на полевом транзисторе в области *нижних частот*

С понижением частоты реактивное сопротивление указанных емкостей увеличивается. При этом емкости C_1 и C_2 препятствуют прохождению сигнала от входа каскада на его выход, уменьшая тем самым коэффициент усиления каскада в области нижних частот. Действие блокирующей емкости $C_{и}$ иное – в области нижних частот она перестает шунтировать резистор $R_{н}$ и коэффициент усиления уменьшается за счет действия отрицательной обратной связи.

Как и в случае усилительного каскада на биполярном транзисторе, для количественной оценки уменьшения коэффициента усиления вводится понятие коэффициента частотных искажений $M_{н}$, который показывает, во сколько раз коэффициент усиления в области средних частот (K_E) больше коэффициента усиления в области нижних частот ($K_{Ен}$):

$$M_{н} = \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega \tau_{нэкв}} \right)^2}, \quad \text{где } \frac{1}{\tau_{нэкв}} = \frac{1}{\tau_{н1}} + \frac{1}{\tau_{н2}} + \frac{1}{\tau_{ни}}. \quad (7.83)$$

Постоянные времени $\tau_{н1}$, $\tau_{н2}$ и $\tau_{ни}$ определяются как

$$\tau_{н1} = C_1 R_1^*, R_1^* = R_2 + R_3; \quad (7.84)$$

$$\tau_{н2} = C_2 R_2^*, R_2^* = R_c \parallel r_c + R_{н}; \quad (7.85)$$

$$\tau_{ни} = C_{и} R_3^*, R_3^* = R_{выхи} = \frac{1}{S}. \quad (7.86)$$

Нижнюю граничную частоту усилительного каскада определяют как

$$f_H = \frac{1}{2\pi\tau_{HЭКВ}}. \quad (7.87)$$

Для расчета емкостей C_1 , C_2 и C_u будем использовать метод с применением весовых коэффициентов, рассмотренный выше:

$$A_j = \frac{\tau_{HЭКВ}}{\tau_{Hj}}, \quad \text{где } \tau_{HЭКВ} = \frac{1}{2\pi f_H}, \quad \tau_{Hj} = R_j^* C_j$$

Тогда, используя вышеприведенные соотношения, получаем

$$C_j = \frac{\tau_{HЭКВ}}{A_j R_j^*}. \quad (7.88)$$

В случае однокаскадного усилителя на полевом транзисторе имеем следующие расчетные соотношения:

$$C_1 = \frac{\tau_{HЭКВ}}{A_1 R_1^*}, \quad \text{где } A_1 = \frac{1}{\sqrt{R_1^*} \left(\frac{1}{\sqrt{R_1^*}} + \frac{1}{\sqrt{R_2^*}} + \frac{1}{\sqrt{R_3^*}} \right)}. \quad (7.89)$$

$$C_2 = \frac{\tau_{HЭКВ}}{A_2 R_2^*}, \quad \text{где } A_2 = \frac{1}{\sqrt{R_2^*} \left(\frac{1}{\sqrt{R_1^*}} + \frac{1}{\sqrt{R_2^*}} + \frac{1}{\sqrt{R_3^*}} \right)}. \quad (7.90)$$

$$C_3 = C_u = \frac{\tau_{HЭКВ}}{A_3 R_3^*}, \quad \text{где } A_3 = \frac{1}{\sqrt{R_3^*} \left(\frac{1}{\sqrt{R_1^*}} + \frac{1}{\sqrt{R_2^*}} + \frac{1}{\sqrt{R_3^*}} \right)}. \quad (7.91)$$

Основные расчетные соотношения в области верхних частот

Эквивалентная схема каскада в области верхних частот показана на рис.7.17. Для дальнейшего анализа преобразуем вышеуказанную схему в более простую. Для этого участок цепи, включающий элементы $R_г$, $E_г$, $R_з$, заменим эквивалентным генератором напряжения $E_{ЭКВ}$ и эквивалентным сопротивлением $R_{ЭКВ}$, используя теорему об эквивалентном генераторе напряжения:

$$E_{ЭКВ} = E_г \frac{R_з}{R_з + R_г} \approx E_г \Big|_{\text{при } R_з \gg R_г},$$

$$R_{\text{экр}} = \frac{R_3 R_2}{R_3 + R_2} \approx R_2 \Big|_{\text{при } R_3 \gg R_2}.$$

Прходную емкость C_{3c} данной схемы можно пересчитать во входную и выходную цепи усилителя. В самом деле, входной ток через емкость C_{3c} пропорционален разности потенциалов на ней $U_{12} = U_{\text{вх}} - U_{\text{вых}} = U_{\text{вх}}(1-K)$, где $K = -S(r_c \parallel R_c \parallel R_H) \Big|_{R_3 \gg R_2}$, откуда следует, что $C_{3c}' = C_{3c}(1-K)$.

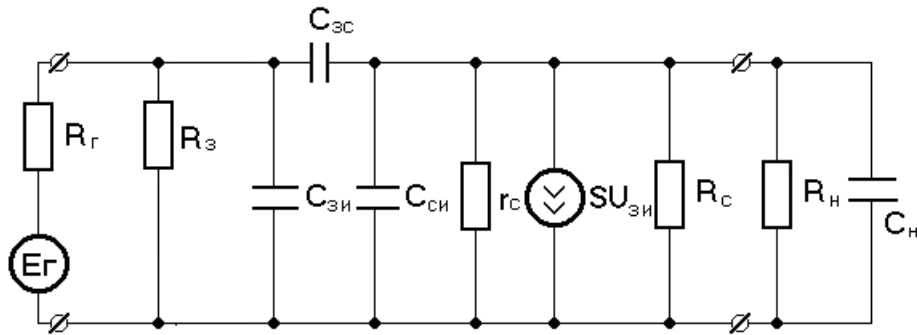


рис.7.17. Эквивалентная схема каскада в области верхних частот

Очевидно, что эта же емкость, пересчитанная в выходную цепь, пропорциональна разности потенциалов $U_{21} = U_{\text{вых}} - U_{\text{вх}} = U_{\text{вых}}(1-1/K)$. Отсюда следует, что емкость C_{3c} , пересчитанная в выходную цепь, $C_{3c}'' = C_{3c}(1-1/K)$.

Полученная в соответствии с этими пересчетами эквивалентная схема представлена на рис.7.18.

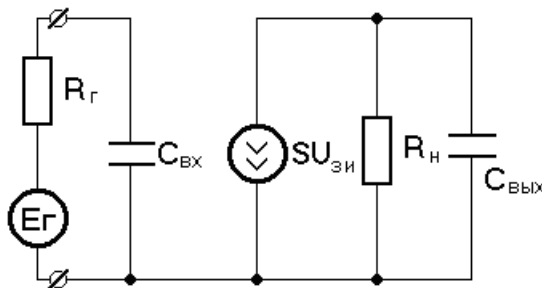


рис.7.18. Эквивалентная схема

Входная емкость этой схемы

$$C_{\text{вх}} = C_{\text{зи}} + C_{3c}'. \quad (7.92)$$

Выходная емкость

$$C_{\text{вых}} = C_{\text{зи}} + C_{\text{зс}}'' + C_{\text{си}}. \quad (7.93)$$

Сопротивление нагрузки $R'_H = R_c \parallel r_c \parallel R_H$.

Схема на рис. 7.18 показывает, что усилительный каскад на верхних частотах эквивалентен двум интегрирующим цепям. Постоянная времени первой из них

$$\tau_{\text{ex}} = R_2 C_{\text{ex}}, \text{ второй } \tau_{\text{вых}} = R'_H C_{\text{вых}}. \quad (7.94)$$

Комплексный коэффициент передачи усилителя в области верхних частот определяется как

$$\bar{K}_{E\delta} = \frac{\bar{U}_{\text{вых}}}{E_2} = \frac{\bar{U}_{\text{ex}}}{E_2} \frac{\bar{U}_{\text{вых}}}{\bar{U}_{\text{ex}}} = -\bar{K}_{\text{ex}} S Z_c. \quad (7.95)$$

Подставляя сюда:

$$\bar{K}_{\text{ex}} = \frac{1}{1 + j\omega R_2 C_{\text{ex}}}; \quad Z_c = \frac{R'_H}{1 + j\omega R'_H C_{\text{вых}}}, \quad (7.96)$$

получаем

$$\bar{K}_{E\delta} = \frac{-SR'_H}{(1 + j\omega R_2 C_{\text{ex}})(1 + j\omega R'_H C_{\text{вых}})} \approx \frac{K_{\text{cp}}}{1 + j\omega \tau_\delta}, \quad (7.97)$$

где $K_{\text{cp}} = -SR'_H$ - коэффициент усиления на средних частотах;

$$\tau_\delta = R_2 C_{\text{ex}} + R'_H C_{\text{вых}}. \quad (7.98)$$

Модуль этого выражения

$$K_{E\delta} = \frac{K_{\text{cp}}}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau_\delta^2}}. \quad (7.99)$$

Верхняя частота усилительного каскада по уровню 0,707 определяется как

$$f_\delta = \frac{\omega_\delta}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau_\delta} = \frac{1}{2\pi(R_2 C_{\text{ex}} + R'_H C_{\text{вых}})}. \quad (7.100)$$

ЛИТЕРАТУРА

Основная литература

- 1 Пасынков В.В., Чиркин Л.К. Полупроводниковые приборы: Учебник для вузов. – 8-е издание, исправленное. – М.: Лань, 2006. 408 с.
2. Степаненко И.П. Основы микроэлектроники. Учебное пособие для вузов. Изд.2-е перераб. И доп. М -: Лаборатория базовых знаний, 2005г. 488 с.
3. Лебедев А.И. Физика полупроводниковых приборов. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. 488 с.
4. Гуртов В.А. Твердотельная электроника: Учеб. пособие.- 2-е изд. доп. М.: Техносфера 2005. 480с.
5. Твердотельная электроника : учебное пособие для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлению подготовки "Электроника и микроэлектроника" / [Воронков Э. Н. и др.] .— Москва : Академия, 2009. 317 с.
6. Берикашвили В.Ш., Воробьев С.А. Твердотельная электроника и микроэлектроника: Учебное пособие. – М.: Издательство МГОУ, 2010. 356 с. [Электронный ресурс] <http://www.knigafund.ru/books/148907>. (Дата обращения 28.05.14).
7. Г. В. Таюрская, П. А. Корчагин Учебно-методическое пособие к практическим занятиям по курсу Твердотельная электроника часть1 Казань: КГУ, 2006. 68 с.

Дополнительная литература

8. Таюрская Г.В., Таюрский А.Г. Твердотельная электроника. Часть1 (элементная база). Конспект лекций. Казань 2001. 146 с.
9. Изьюрова Г.И., Королев Г.Н., Терехов В.А. и др. Расчет электронных схем. Примеры и задачи: Учебное пособие для вузов.-М.: Высш. шк., 1987. 335 с.
10. Воронков Э.Н. Твердотельная электроника. Практикум: учеб. Пособие для студ. высш.учеб. заведений/Э.Н. Воронков.- : Издательский центр «Академия», 2010. 128 с.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Таблица

Физические параметры важнейших полупроводников (T=300K)

Параметр	обозначение	Si	Ge	GaAs	InSb
Ширина запрещенной зоны (В).	φ_z	1,11	0,67	1,4	0,18
Диэлектрическая проницаемость (отн.ед.)	ε	12	16	13	18
Эффективная масса электронов (отн.ед.)	m^*/m_0	0,33	0,22	0,07	0,013
Эффективная масса дырок (отн.ед.)	m^*/m_0	0,55	0,39	0,5	0,6
Эффективная плотность состояний в зоне проводимости (см ⁻³)	N_c	$2,8 * 10^{19}$	$1 * 10^{19}$	$4,7 * 10^{17}$	$3,7 * 10^{16}$
Эффективная плотность состояний в валентной зоне (см ⁻³)	N_v	$1,02 * 10^{19}$	$6,11 * 10^{18}$	$7 * 10^{18}$	$1,16 * 10^{19}$
Подвижность электронов (см ² /Вс)	μ_n	1400	3800	8500	78000
Подвижность дырок (см ² /Вс)	μ_p	500	1800	400	1700
Собственная концентрация n_i (см ⁻³)	n_i	$1,6 * 10^{10}$	$2,5 * 10^{10}$	$1,1 * 10^7$	$2 * 10^{16}$
Коэффициент диффузии электронов (см ² /с)	D_n	36	100	290	1750
Коэффициент диффузии дырок (см ² /с)	D_p	13	45	12	17
Критическая напряженность поля (В/см)	$E_{крп}$	2500	900	-	-
Критическая напряженность поля (В/см)	$E_{крр}$	7500	1400	-	-
Максимальная скорость электронов (см/с)	$V_{\max n}$	$8,5 * 10^6$	$6,5 * 10^6$	-	-
Максимальная скорость дырок (см/с)	$V_{\max p}$	$6 * 10^6$	$5 * 10^6$	-	-

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Универсальные физические постоянные

Заряд электрона $q=1,6*10^{-19}$ Кл.

Масса покоя электрона $m_0=9,1*10^{-31}$ кг.

Постоянная Больцмана $K=1,38*10^{-23}$ Дж/К.

Постоянная Планка $h=6,63*10^{-34}$ Дж с.

Диэлектрическая постоянная $\epsilon_0 =8,85*10^{-12}$ Ф/м.

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Таблица

Связь h-коэффициентов с собственными параметрами транзистора для различных схем включения

Схема включения	Коэффициенты через собственные параметры
ОБ	$h_{11б} = r_э + r_б(1 - \alpha)$ $h_{12б} = r_б / (r_к + r_б)$ $h_{21б} = -\alpha$ $h_{22б} = 1 / (r_к + r_б)$
ОЭ	$h_{11э} = r_б + r_э(1 + \beta)$ $h_{12э} = r_э / (r_к^* + r_э)$ $h_{21э} = \beta$ $h_{22э} = 1 / (r_к^* + r_э)$
ОК	$h_{11к} = r_б + r_э(1 + \beta)$ $h_{12к} = r_к^* / (r_к^* + r_э)$ $h_{21к} = -(\beta + 1)$ $h_{22э} = 1 / (r_к^* + r_э)$

ТЕСТОВЫЕ ВОПРОСЫ И ЗАДАЧИ ПО ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

Т1. Введение в физику полупроводников

Тестовые вопросы

Т1.1. Валентные уровни донорной примеси при температуре $T = 0K$ располагаются

- 1) в нижней половине запрещенной зоны, все эти уровни пусты;
- 2) в середине запрещенной зоны, все эти уровни заполнены;
- 3) в верхней половине запрещенной зоны, все эти уровни заполнены;
- 4) в верхней половине запрещенной зоны, все эти уровни пусты;
- 5) в середине запрещенной зоны, все эти уровни пусты.

Т1.2. Валентные уровни акцепторной примеси при температуре $T = 0K$ располагаются

- 1) в нижней половине запрещенной зоны, все эти уровни пусты;
- 2) в середине запрещенной зоны, все эти уровни заполнены;
- 3) в верхней половине запрещенной зоны, все эти уровни заполнены;
- 4) в верхней половине запрещенной зоны, все эти уровни пусты;
- 5) в середине запрещенной зоны, все эти уровни пусты.

Т1.3. Дрейфовая скорость электронов

- 1) прямо пропорционально напряженности электрического поля;
- 2) обратно пропорционально напряженности электрического поля;
- 3) прямо пропорционально квадрату напряженности электрического поля;
- 4) не зависит от напряженности электрического поля.

Т1.4. Подвижность носителей заряда

- 1) прямо пропорционально эффективной массе свободных носителей;
- 2) обратно пропорционально эффективной массе свободных носителей;
- 3) обратно пропорционально квадратному корню из эффективной массы свободных носителей;
- 4) не зависит от эффективной массы свободных носителей.

T1.5. Уровень Ферми в полупроводнике р-типа расположен

- 1) в верхней половине запрещенной зоны;
- 2) в зоне проводимости;
- 3) в нижней половине запрещенной зоны;
- 4) в середине запрещенной зоны.

T1.6. Уровень Ферми в полупроводнике n-типа расположен

- 1) в верхней половине запрещенной зоны;
- 2) в зоне проводимости;
- 3) в нижней половине запрещенной зоны;
- 4) в середине запрещенной зоны.

T1.7. В неравновесном состоянии эквивалентное время жизни избыточных носителей определяется

- 1) временем жизни основных носителей;
- 2) временем рассасывания избыточных носителей;
- 3) временем жизни неосновных носителей;
- 4) временем накопления избыточных носителей .

T1.8. В рабочем диапазоне температур температурная зависимость удельной проводимости примесных полупроводников определяется

- 1) температурной зависимостью собственной концентрации n_i , с ростом температуры увеличивается;
- 2) температурной зависимостью концентрации примесей;
- 3) температурной зависимостью подвижности носителей заряда, с ростом температуры уменьшается;
- 4) от температуры не зависит;
- 5) температурной зависимостью подвижности носителей заряда, с ростом температуры увеличивается.

T1.9. С увеличением собственной концентрации в 10^3 раз при температурном потенциале 26мВ ширина запрещенной зоны

- 1) уменьшилась на 359 мВ;
- 2) уменьшилась на 179,6 мВ;

- 3) не изменилась;
- 4) увеличилась на 179,6 мВ;
- 5) увеличилась на 359 мВ.

T1.10. В примесном полупроводнике концентрация примеси увеличилась в 2 раза. Концентрация неосновных носителей

- 1) увеличилась в 2 раза;
- 2) не изменилась;
- 3) увеличилась в 4 раза;
- 4) уменьшилась в 2 раза;
- 5) уменьшилась в 4 раза.

T1.11. В примесном полупроводнике собственная концентрация уменьшилась в 2 раза. Концентрация неосновных носителей

- 1) уменьшилась в 2 раза;
- 2) уменьшилась в 4 раза;
- 3) не изменилась;
- 4) увеличилась в 4 раза;
- 5) увеличилась в 2 раза.

T1.12. При увеличении подвижности электронов в 2 раза средняя диффузионная длина

- 1) уменьшается в $\sqrt{2}$ раз;
- 2) не изменяется;
- 3) увеличивается 2 раза;
- 4) увеличивается $\sqrt{2}$ раз;
- 5) уменьшается в 2 раза.

T1.13. Удельная проводимость примесного полупроводника при уменьшении подвижности носителя заряда в 2 раза

- 1) увеличивается в 2 раза;
- 2) уменьшается в 2 раза;
- 3) не изменяется;
- 4) уменьшается в $\sqrt{2}$ раз;

5) увеличивается в $\sqrt{2}$ раза.

T1.14. При увеличении температуры в 4 раза средняя диффузионная длина носителей заряда в кремнии

1) уменьшается в $2\sqrt{2}$ раза;

2) не изменяется;

3) увеличивается 2 раза;

4) увеличивается $\sqrt{2}$ раз;

5) увеличивается в $2\sqrt{2}$ раза.

T1.15. Время жизни неосновных носителей в полупроводнике меньше

1) в собственном полупроводнике;

2) в слаболегированном полупроводнике;

3) в сильнолегированном полупроводнике;

4) от степени легирования не зависит.

T1.16. Если концентрацию примеси в полупроводнике увеличить в 10^4 раз, то длина Дебая в примесном полупроводнике

1) уменьшится в 200 раз;

2) уменьшится в 100 раз;

3) уменьшится в 50 раз;

4) увеличится в 50 раз.

T1.17. Важнейшей особенностью эффекта поля в примесных полупроводниках является режим обогащения приповерхностного слоя

1) основными носителями;

2) неосновными носителями;

3) ионами доноров;

4) ионами акцепторов.

Задачи

T1.18. Найти собственную концентрацию кремния при $T_0 = 300\text{K}$. Во сколько раз изменится собственная концентрация свободных носителей заряда в кремнии, если температура увеличится на 50°C ? Ширина запрещенной зоны

для кремния $\phi_3=1,1$ В. Эффективные плотности состояний для кремния $N_v=1,02 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$, $N_c=2,8 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$.

T1.19. Германий легирован донорной примесью до концентрации $N_d = 10^{17} \text{см}^{-3}$. Считая примесь полностью ионизованной, найти концентрацию основных и неосновных носителей заряда при температуре $T_0 = 300 \text{ К}$, $n_i=2,5 \cdot 10^{13} \text{см}^{-3}$. Во сколько раз изменится концентрация неосновных носителей при изменении температуры на 50К? Для германия $\phi_3=0,67$ В.

T1.20. Найти удельное сопротивление электронного кремния Si легируемого донорной примесью $N_d = 10^{16} \text{см}^{-3}$ при комнатной температуре. (Подвижность при $T = 300 \text{ К}$ $\mu_n = 1400 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$). Во сколько раз изменится удельное сопротивление электронного кремния при увеличении температуры на 60К? Для кремния $\phi_3=1,1$ В.

T1.21. Определить примесную удельную проводимость германия и тип проводимости, который содержит индий в концентрации $2 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$. Подвижности электронов и дырок равны соответственно 3800 и 1800 $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Для германия $\phi_3=0,67$ В.

T1.22. Кремний легирован донорной примесью $N_d=2 \cdot 10^{15} \text{см}^{-3}$. Найти температуру, при которой собственная концентрация носителей заряда равна концентрации основных носителей. $n_i=1,6 \cdot 10^{10} \text{см}^{-3}$. Эффективные плотности состояний для кремния $N_v=1,02 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$, $N_c=2,8 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$.

T1.23. Германий легирован акцепторной примесью $N_a=2 \cdot 10^{17} \text{см}^{-3}$. Считая примесь полностью ионизированной, найти время жизни электронов и дырок при непосредственной рекомбинации, если известно, что эффективное сечение захвата $\sigma_{\text{эфф}}=2 \cdot 10^{-15} \text{см}^2$, тепловая скорость $v_T=10^6 \text{см}/\text{с}$, собственная концентрация при $T=300 \text{ К}$, $n_i=2,5 \cdot 10^{13} \text{см}^{-3}$. Как изменятся времена жизни основных и неосновных носителей заряда при изменении температуры на 50К?

T1.24. Найти концентрацию легирующей акцепторной примеси для кремния Si, германия Ge, при которой наступает вырождение свободных носителей заряда при комнатной температуре $T=300 \text{ К}$.

T1.25. Удельное сопротивление электронного кремния равно $\rho=0,6 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Считая примесь полностью ионизированной, найти коэффициент рекомбинации, время жизни электронов и дырок при непосредственной рекомбинации, если известно, что эффективное сечение захвата $\sigma_{\text{эфф}}=10^{-15} \text{ см}^2$, тепловая скорость $V_T=10^7 \text{ см/с}$, подвижность электронов $\mu_n=1400 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

T1. 26. В кремнии, находящемся при $T=300\text{К}$, распределение примеси вдоль оси x $N_a = N_0 e^{-\frac{x}{x_0}}$, где $x_0=0,8 \text{ мкм}$. Считая $p(x)=N_a(x)$, вычислить напряженность внутреннего электрического поля E и плотности диффузионного и дрейфового токов в зависимости от N , если коэффициент диффузии $D_p=13 \text{ см}^2\text{с}^{-1}$ и $\mu_p=500 \text{ см}^2/\text{сВ}$, $x_0=0,5 \text{ мкм}$, $x=2 \text{ мкм}$, $N=10^{12} \text{ см}^{-3}$,

T1.27. Концентрация электронов в однородном слаболегированном n-Si при комнатной температуре линейно спадает от 10^{17} см^{-3} при $x=0$ до $6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при $x=2 \text{ мкм}$ и все время поддерживается постоянной. Найти плотность тока электронов при отсутствии электрического поля. Подвижность при данном уровне легирования считать $\mu_n=1000 \text{ см}^2/\text{с}\cdot\text{В}$.

T1.28. Кремний легирован донорной примесью имеет удельное сопротивление $\rho=2.23 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Считая примесь полностью ионизированной, найти концентрацию основных и неосновных носителей заряда (Подвижность при $T = 300 \text{ К}$ $\mu_n = 1400 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $n_i=1,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$). Как изменятся концентрации основных и неосновных носителей заряда и удельное сопротивление при увеличении температуры на 40К ?

T1.29. Определить, во сколько раз изменится удельное сопротивление кремния при возрастании температуры на 20К по сравнению с комнатной температурой.

T1.30. Имеется полупроводник Si n-типа с удельным сопротивлением $\rho=0,6 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, сечение захвата носителей заряда $\sigma=10^{-15} \text{ см}^2$, тепловая скорость $v_t=10^7 \text{ см/с}$. Найти времена жизни основных и неосновных носителей заряда при непосредственной рекомбинации.

T1.31. Кремний легирован донорной примесью до концентрации $N_d = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Считая примесь полностью ионизованной, найти положение уровня Ферми относительно середины запрещенной зоны при температуре $T = 300 \text{ К}$, $n_i = 1,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Как изменится положение уровня Ферми при увеличении концентрации доноров в 2 раза?

T1.32. Кремний легирован донорной примесью $N_d = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Считая примесь полностью ионизированной, найти длину Дебая при $T = 300 \text{ К}$ и $T = 360 \text{ К}$. Как изменится длина Дебая при увеличении концентрации донорной примеси в 100 раз?

T1.33. Найти, как изменится объемное положение уровня Ферми в электроном арсениде галлия GaAs с $\rho = 1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при изменении температуры от $T = 300 \text{ К}$ до $T = 77 \text{ К}$.

T2. Электрические переходы, диоды, транзисторы

Тестовые вопросы

T2.1. Напряженность электрического поля внутри p-n- перехода, при увеличении степени легирования областей 1) возрастает; 2) уменьшается; 3) не изменяется; 4) нет однозначного ответа. Выбрать и обосновать правильный ответ.

T2.2. Равновесная ширина ступенчатого p-n-перехода с увеличением высоты потенциального барьера в 4 раза 1) уменьшается в 4 раза; 2) уменьшается в 2 раза; 3) не изменяется; 4) увеличивается в 2 раза. Выбрать и обосновать правильный ответ.

T2.3. Базовый слой это

- 1) слаболегированная область с малым удельным сопротивлением;
- 2) слабо легированная область с большим удельным сопротивлением;
- 3) сильнолегированная область с малым удельным сопротивлением;
- 4) сильнолегированная область с большим удельным сопротивлением.

Выбрать и обосновать правильный ответ.

T2.4. Равновесная ширина ступенчатого p-n-перехода с увеличением подвижности носителей заряда в 4 раза 1) уменьшается в 2 раза; 2) увеличивается в 2 раза; 3) не изменяется; 4) увеличивается в 4 раза. Выбрать и обосновать правильный ответ.

T2.5. Равновесная ширина ступенчатого p-n-перехода с уменьшением удельной проводимости в 16 раз

1) увеличивается в 4 раза; 2) уменьшается в 8 раз; 3) не изменяется. 4) уменьшается в 4 раза. Выбрать и обосновать правильный ответ.

T2.6. Равновесная высота потенциального барьера при увеличении степени легирования одной из областей

1) увеличивается; 2) уменьшается; 3) не изменяется; 4) нет однозначного ответа. Выбрать и обосновать правильный ответ.

T2.7. Для уменьшения равновесной ширины ступенчатого p-n-перехода в два раза нужно

1) увеличить концентрацию примеси в 4 раза; 2) уменьшить концентрацию примеси в 2 раза;
3) уменьшить концентрацию примеси в 4 раза; 4) увеличить концентрацию примеси в 2 раза. Выбрать и обосновать правильный ответ.

T2.8. Барьерная емкость диода 1) возникает при прямом включении диода и отражает перераспределение зарядов в переходе; 2) возникает при обратном включении диода и отражает перераспределение зарядов в переходе; 3) возникает при прямом включении диода и отражает перераспределение зарядов в базе; 4) возникает при обратном включении диода и отражает перераспределение зарядов в базе. Выбрать и обосновать правильный ответ.

8а диффузионная емкость диода

1) возникает при прямом включении диода и отражает перераспределение зарядов в переходе;
2) возникает при обратном включении диода и отражает перераспределение зарядов в переходе;

3) возникает при прямом включении диода и отражает перераспределение зарядов в базе;

4) возникает при обратном включении диода и отражает перераспределение зарядов в базе. Выбрать и обосновать правильный ответ.

T2.9. Наименьшее время восстановления для импульсных диодов можно получить: 1) снижая время жизни неосновных носителей; 2) уменьшая эффективную концентрацию примесей в базе; 3) уменьшая толщину базы; 4) выбирая полупроводники с большей подвижностью носителей; 5) используя электрический переход металл-полупроводник. Выбрать и обосновать правильный ответ.

T2.10. Принцип действия варикапов основан 1) на зависимости диффузионной емкости р-п-перехода от обратного напряжения; 2) на зависимости барьерной емкости р-п-перехода от обратного напряжения; 3) на зависимости диффузионной емкости р-п-перехода от прямого напряжения; 4) на зависимости барьерной емкости р-п-перехода от прямого напряжения;

Выбрать и обосновать правильный ответ. Построить простейшую схему включения варикапа для настройки частоты колебательного контура и объяснить назначение всех элементов схемы.

T2.11. Выбрать и обосновать правильный ответ соотношения дифференциального сопротивления r_d и сопротивления постоянному току R_d . 1) в области прямых токов $R_d > r_d$, области обратных токов $R_d < r_d$; 2) в области прямых токов $R_d < r_d$, области обратных токов $R_d > r_d$; 3) в области прямых токов $R_d < r_d$, области обратных токов $R_d < r_d$; 4) в области прямых токов $R_d > r_d$, области обратных токов $R_d > r_d$; 5) в области прямых и обратных токов $R_d = r_d$.

T2.12. Напряжение пробоя в полупроводниковых стабилитронах зависит 1) от удельного сопротивления базы; 2) от теплового тока; 3) от инжекции неосновных носителей; 4) от времени жизни носителей. Выбрать и обосновать правильный ответ.

T2.13. Модуляция толщины базы влияет на ту долю инжектированных электронов, которые доходят до коллектора. Это приводит

- 1) к возникновению конечного дифференциального сопротивления коллекторного перехода;
- 2) к возникновению диффузионной емкости коллекторного перехода;
- 3) к возникновению внутренней обратной связи по напряжению;
- 4) к возникновению частотных свойств транзистора.

T2.14. Модуляция толщины базы сопровождается изменением заряда дырок в базе. Это приводит

- 1) к возникновению конечного дифференциального сопротивления коллекторного перехода;
- 2) к возникновению диффузионной емкости коллекторного перехода;
- 3) к возникновению внутренней обратной связи по напряжению;
- 4) к возникновению частотных свойств транзистора. Выбрать и обосновать правильный ответ.

T2.15. Дифференциальный коэффициент передачи тока эмиттера в цепь коллектора (α) с уменьшением толщины базы 1) возрастает; 2) уменьшается; 3) не зависит от толщины базы; 4) нет однозначного ответа. Выбрать и обосновать правильный ответ.

T2.16. Среднее время пролета носителей через тонкую базу при чисто диффузионном механизме движения определяется как

$$1) t_{\delta} = \frac{w^2}{2L}; \quad 2) t_{\delta} = \frac{w^2}{2D}; \quad 3) t_{\delta} = \frac{w^2}{L}; \quad 4) t_{\delta} = \frac{L^2}{2w}; \quad 5) t_{\delta} = \frac{w}{2L^2}.$$

Выбрать и обосновать правильный ответ.

T2.17. При расчете электронных схем транзистор представляют в виде активного четырехполюсника. По ряду причин наибольшим распространением в транзисторной технике пользуется h-система. Записать систему уравнений четырехполюсника в h-системе и определить физический смысл h-параметров. Выбрать вариант правильного ответа:

- 1) h_{11} - выходная проводимость при холостом токе на входе; h_{12} – коэффициент обратной связи по напряжению при холостом токе на входе; h_{21}

– коэффициент передачи по току при коротком замыкании на выходе; h_{22} – входное сопротивление транзистора при холостом токе на выходе.

2) h_{11} - входное сопротивление транзистора при коротком замыкании на выходе; h_{12} – коэффициент обратной связи по напряжению при холостом токе на входе; h_{21} – коэффициент передачи по току при коротком замыкании на выходе; h_{22} – выходное сопротивление транзистора при холостом токе на входе.

3) h_{11} - входное сопротивление транзистора при холостом токе на выходе; h_{12} – коэффициент обратной связи по напряжению при холостом токе на входе; h_{21} – коэффициент передачи по току при коротком замыкании на выходе; h_{22} – выходная проводимость транзистора при холостом токе на входе.

4) h_{11} - входное сопротивление транзистора при коротком замыкании на выходе; h_{12} – коэффициент обратной связи по напряжению при холостом токе на входе; h_{21} – коэффициент передачи по току при коротком замыкании на выходе; h_{22} – выходная проводимость транзистора при холостом токе на входе.

5) h_{11} - входное сопротивление транзистора при холостом токе на выходе; h_{12} – коэффициент передачи по току при коротком замыкании на выходе; коэффициент обратной связи по напряжению при холостом токе на входе; h_{21} – коэффициент обратной связи по напряжению при холостом токе на входе; h_{22} – выходная проводимость транзистора при холостом токе на входе.

T2.18. Переходные и частотные свойства биполярного транзистора лучше

- 1) в схеме ОЭ;
- 2) в схеме ОБ;
- 3) в схеме ОК;
- 4) не зависят от схем включения транзисторов.

T2.19. Дифференциальный коэффициент передачи тока эмиттера в цепь коллектора (α) с ростом подвижности носителей 1) уменьшается; 2) увеличивается; 3) от подвижности носителей не зависит.

Выбрать и обосновать правильный ответ.

T2.20. При увеличении степени легирования базы коэффициент передачи транзистора по току α

1) увеличивается; 2) уменьшается; 3) не изменяется. Выбрать и обосновать правильный ответ.

T2.21. Для какого типа проводимости базы транзистор характеризуется более высоким коэффициентом усиления и большим быстродействием? 1) дырочный тип проводимости; 2) электронный тип проводимости; 3) от типа проводимости базы не зависит, 4) нет однозначного ответа. Выбрать и обосновать правильный ответ.

T2.22. В дрейфовых транзисторах: 1) уменьшается время пролета неосновных носителей заряда через базу и предельная частота, увеличивается коэффициент усиления β ; 2) уменьшается время пролета неосновных носителей заряда через базу и коэффициент усиления β , увеличивается предельная частота; 3) уменьшается время пролета неосновных носителей заряда через базу, увеличивается предельная частота и коэффициент усиления β ; 4) уменьшается время пролета неосновных носителей заряда через базу, увеличивается предельная частота, коэффициент усиления β не изменяется. Выбрать и обосновать правильный ответ.

T2.23. Для полевого транзистора с управляющим p-n переходом и n-каналом, включенным по схеме с общим истоком, полярность напряжения на затворе ($U_{зи}$) и на стоке ($U_{си}$) относительно земли должна удовлетворять соотношениям

1) $U_{зи} > 0, U_{си} > 0$; 2) $U_{зи} > 0, U_{си} < 0$; 3) $U_{зи} < 0, U_{си} < 0$; 4) $U_{зи} < 0, U_{си} > 0$.

Выбрать правильный ответ и обосновать его.

T2.24. С ростом по модулю напряжения на затворе полевого транзистора с управляющим p-n переходом сопротивление канала: 1) увеличивается, 2) уменьшается, 3) не изменяется, 4) нет однозначного ответа.

Получить формулу для определения сопротивления канала, Выбрать правильный ответ и обосновать его.

T2.25. Указать зависимость величины крутизны (S) для полевого транзистора с управляющим p-n переходом от напряжения отсечки

1) чем больше напряжение отсечки U_0 , тем меньше крутизна; 2) чем больше напряжение отсечки U_0 , тем больше крутизна; 3) не зависит.

Выбрать правильный ответ и обосновать его.

T2.26. Если длина канала МДП-транзистора с индуцированным каналом увеличится, то крутизна

1) увеличится; 2) уменьшится; 3) не изменится.

Выбрать правильный ответ и обосновать его.

Для создания высокочастотных, быстродействующих МОП-транзисторов уменьшают время пролета носителей. Если время пролета уменьшить в 2 раза, то предельная частота транзистора увеличится

1) в 3 раза; 2) в 2 раза; 3) в 4 раза; 4) в 1,5 раза.

Выбрать правильный ответ и обосновать его.

T2.27. Если длина канала МДП-транзистора с индуцированным каналом увеличится, то крутизна: 1)увеличится; 2) уменьшится; 3) не изменится.

Выбрать правильный ответ и обосновать его.

T2.28. С уменьшением концентрации носителей в 10 раз в канале полевого транзистора с управляющим p-n переходом минимальное сопротивление канала 1) уменьшается в 100 раз; 2) увеличивается в 100 раз; 3) не изменяется. 4) уменьшается в 10 раз; 5) увеличивается в 10 раз.

Выбрать и обосновать правильный ответ.

T2.29. Для МОП транзистора с n- каналом, включенным по схеме с общим истоком, полярность напряжения на затворе ($U_{зи}$) и на стоке ($U_{си}$) относительно земли должна удовлетворять соотношениям 1) $U_{зи} > 0$, $U_{си} > 0$; 2) $U_{зи} < 0$, $U_{си} < 0$; 3) $U_{зи} < 0$, $U_{си} > 0$; 4) $U_{зи} > 0$, $U_{си} < 0$. Выбрать и обосновать правильный ответ.

Т2.30. С увеличением концентрации носителей в канале полевого транзистора с управляющим р-п переходом крутизна характеристики 1) уменьшается; 2) увеличивается; 3) не изменяется. Выбрать и обосновать правильный ответ.

Т2.31. С уменьшением концентрации носителей в 10 раз в канале полевого транзистора с управляющим р-п переходом минимальное сопротивление канала 1) уменьшается в 100 раз; 2) увеличивается в 100 раз; 3) не изменяется. 4) уменьшается в 10 раз; 5) увеличивается в 10 раз.

Выбрать и обосновать правильный ответ.

Т3. р-п переход

Т3.1. Определить равновесную высоту и ширину потенциального барьера ($\Delta\phi_0$, l_0), а также максимальную напряженность электрического поля E_{\max} кремниевого р-п перехода, если известно, что удельная проводимость n-слоя $\sigma_n=8\text{См/см}$, удельная проводимость р-слоя $\sigma_p=2.4\text{См/см}$, подвижность электронов $\mu_n=1400\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, подвижность дырок $\mu_p=500\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Как изменится высота потенциального барьера $\Delta\phi$, если к р-п переходу приложить а) напряжение $U_1=0,5\text{В}$; б) напряжение $U_2=-5\text{В}$? ($n_i=1,4\cdot 10^{10}\text{см}^{-3}$, $\epsilon_0=8,85\cdot 10^{-14}\text{Ф/см}$, $\epsilon=12$, $T=300\text{К}$, $q=1,6\cdot 10^{-19}\text{Кл}$, $K=1,38\cdot 10^{-23}\text{Дж/Кл}$).

Т3.2. Удельное сопротивление р-области германиевого р-п перехода $\rho_p=20\text{Ом}\cdot\text{см}$, удельное сопротивление n-области $\rho_n=10\text{Ом}\cdot\text{см}$. Определить высоту потенциального барьера и ширину р-п перехода в равновесном состоянии при $T=300\text{К}$, если подвижности электронов и дырок в германии соответственно равны $\mu_n=0,39\text{м}^2/\text{Вс}$ и $\mu_p=0,18\text{м}^2/\text{Вс}$. Как изменится высота, если к р-п переходу приложить а) напряжение $U_1=0,2\text{В}$; б) напряжение $U_2=-5\text{В}$?

Т3.3. Кремниевый р-п переход имеет данные: концентрация акцепторной примеси $N_a=2\cdot 10^{16}\text{см}^{-3}$, концентрация донорной примеси $N_d=10^{19}\text{см}^{-3}$, диэлектрическая проницаемость кремния $\epsilon=12$. Определить равновесную ширину и высоту потенциального барьера, а также удельные сопротивления

n и p областей. Как изменится высота потенциального барьера при увеличении температуры на 30К? $N_c = 2,8 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$, $N_v = 1,02 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$.

Т3.4. Удельное сопротивление p-области германиевого p-n перехода $\rho_p = 2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, , удельное сопротивление n- области $\rho_n = 1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Определить высоту потенциального барьера и ширину p-n-перехода в равновесном состоянии при $T = 300 \text{ К}$. если подвижности электронов и дырок в германии соответственно равны $\mu_n = 0,39 \text{ м}^2/\text{Вс}$ и $\mu_p = 0,19 \text{ м}^2/\text{Вс}$, собственная концентрация $n_i = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon = 12$. Как изменится высота потенциального барьера и ширина p-n-перехода при увеличении концентрации доноров в 100 раз?

Т3.5. Имеется германиевый p-n-переход с концентрацией $N_d = 10^2 N_a$, причем на каждые 10^8 атомов германия приходится один атом акцепторной примеси. Определить равновесную ширину p-n перехода при температуре $T = 300 \text{ К}$ (концентрации атомов N и ионизированных атомов n_i принять равными $5 \cdot 10^{20}$ и $2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ соответственно), относительная диэлектрическая проницаемость кремния $\epsilon = 12$. Как изменится ширина p-n перехода при уменьшении температуры на 20К?

Т3.6. Найти высоту потенциального барьера, максимальную напряженность электрического поля кремниевого p-n перехода, а также ширину для p-n перехода в равновесном состоянии при $T = 300 \text{ К}$, если $N_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $n_i = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon = 12$. Как изменится ширина p-n перехода при изменении температуры на 40 К?

Т3.7. Найти высоту потенциального барьера, максимальную напряженность электрического поля, а также ширину l_n и l_p в электронном и дырочном германии для p-n перехода в равновесном состоянии при $T = 300 \text{ К}$, если $\rho_n = 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, $\rho_p = 1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Как изменится высота потенциального перехода при увеличении температуры на 30К?

Т3.8. Найти высоту потенциального барьера, максимальную напряженность электрического поля, а также ширину l_n и l_p в электронном и дырочном кремнии для p-n перехода в равновесном состоянии при $T = 300 \text{ К}$, если

$N_d=2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_a=10^{19} \text{ см}^{-3}$, $n_i=2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon=12$. Как изменится высота потенциального перехода при увеличении температуры на 30К?

Т3.9. Найти высоту потенциального барьера, максимальную напряженность электрического поля, а также ширину l_n и l_p в электронном и дырочном кремнии для p-n перехода в равновесном состоянии при $T=300\text{К}$, если $N_d=2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_a=10^{19} \text{ см}^{-3}$, $n_i=2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon=12$. Как изменится ширина p-n перехода при увеличении температуры на 30К?

Т3.10. Удельное сопротивление p-области германиевого p-n перехода $\rho_p=50 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, Удельное сопротивление n-области $\rho_n=20 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Найти высоту потенциального барьера в равновесном состоянии при $T=300\text{К}$, а также а также ширину l_n и l_p в электронном и дырочном германии. Как изменятся l_n и l_p при увеличении концентрации доноров в 1000 раз?

Т3.11. Кремниевый p-n переход имеет данные: концентрация акцепторной примеси $N_a=2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, концентрация донорной примеси $N_d=10^{19} \text{ см}^{-3}$, диэлектрическая проницаемость кремния $\epsilon=12$. Определить равновесную ширину и высоту потенциального барьера p-n перехода при $T=300\text{К}$, а также удельные сопротивления n и p областей. Как изменятся равновесная ширина и высота потенциального барьера p-n перехода при уменьшении концентрации акцепторной примеси в 1000 раз?

Т3.12. Удельное сопротивление p-области германиевого p-n перехода $\rho_p = 40 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, удельное сопротивление n- области $\rho_n = 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Определить высоту потенциального барьера и ширину p-n-перехода в равновесном состоянии при $T=300\text{К}$. если подвижности электронов и дырок в германии соответственно равны $\mu_n=0,39 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и $\mu_p=0,19 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, собственная концентрация $n_i=2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\epsilon = 12$. . Как изменится ширина p-n перехода при увеличении температуры на 50К?

$N_c=10^{19} \text{ см}^{-3}$, $N_v=0,61 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Т4. Диоды

Т4.1. Кремниевый идеальный диод имеет следующие данные: толщина базы $w=10^{-3}$ см (база тонкая), концентрация акцепторной примеси $N_a=10^{16}$ см $^{-3}$, концентрация донорной примеси $N_d=10^{19}$ см $^{-3}$, коэффициенты диффузии неосновных носителей $D_p=8$ см 2 /с, $D_n=25$ см 2 /с, концентрация собственных носителей заряда $n_i=2 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$, температура $T=300$ К, площадь p-n – перехода $S=10^{-4}$ см. Найти: 1) обратный ток насыщения, 2) прямой ток при $U=0,6$ В, 3) как изменится обратный ток насыщения при увеличении температуры на 40 К?

Т4.2. Германиевый диод имеет обратный ток насыщения 1 мкА, а кремниевый диод 10^{-8} А. Вычислить и сравнить прямые напряжения диодов, если через каждый диод протекает ток, равный 100 мА.

Т4.3. При увеличении тока полупроводникового диода в 2,7 раза напряжение изменяется от $U_1=0,1$ В до U_2 . Найти разность напряжений $\Delta U=U_2-U_1$ при $T=300$ К и напряжение U_2 .

Т4.4. Найти изменение прямого напряжения на полупроводниковом диоде при $T=250$ К, если при этом изменении прямой ток возрастает в 7,38 раз.

Т4.5. Определить сопротивление диода постоянному току при прямом и обратном напряжении, если при прямом напряжении 1 В прямой ток равен 4 мА, а при обратном напряжении 100 В обратный ток равен 0,25 мА.

Т4.6. Для идеального диода определить напряжение, при котором обратный ток будет достигать 75% значения тока насыщения при $T=293$ К.

Т4.7. Определить, во сколько раз увеличится обратный ток диода, если температура увеличивается: а) от 20 до 80 $^{\circ}$ С для германиевого диода; б) от 20 до 150 $^{\circ}$ С для кремниевого диода.

Т4.8. В идеальном диоде при $T=300$ К прямое напряжение 0,1 В вызывает определенный ток носителей заряда. При каком прямом напряжении этот ток увеличится в 2 раза?

T4.9. Диод имеет обратный ток насыщения $I_0=10\text{мкА}$, напряжение, приложенное к диоду, равно $0,5\text{В}$. Найти отношение прямого тока к обратному току при $T=300\text{К}$.

T4.10. В идеальном p-n переходе обратный ток насыщения $I_0=10^{-14}\text{А}$ при $T=300\text{К}$ и $I_0=10^{-9}\text{А}$ при $T=125^\circ\text{С}$. Определить, в каком случае напряжение на p-n переходе будет меньше и на сколько, если прямой ток равен 1мА .

T4.11. Определить, во сколько раз изменится сопротивление постоянному току и дифференциальное сопротивление полупроводникового диода: а) с изменением прямого напряжения от $0,4$ до $0,6\text{В}$ при неизменной температуре окружающей среды $T=20^\circ\text{С}$; б) с изменением температуры окружающей среды от 20 до 125°С при напряжениях $0,6$ и -50В .

T4.12. Определить диффузионную емкость и дифференциальное сопротивление германиевого диода, работающего при $T=300\text{К}$ и напряжении $U=0,3\text{В}$. Обратный ток $I_0=10\text{мкА}$, диффузионная длина электронов $L_n=0,1\text{см}$, подвижность электронов $\mu_n=0,39\text{м}^2/\text{Вс}$, толщина базы $w=10^{-4}\text{см}$. Как изменится диффузионная емкость диода при уменьшении толщины базы в 5 раз?

T4.13. Найти барьерную емкость германиевого диода, если удельное сопротивление p-области $\rho_p=3,5\text{Ом}\cdot\text{см}$, высота потенциального барьера $\Delta\phi_0=0,35\text{В}$, приложенное обратное напряжение $U_{\text{обр}}=5\text{В}$, площадь поперечного сечения перехода $S=1\text{мм}^2$.

T4.14. Барьерная емкость полупроводникового диода с односторонним p-n переходом равна 25пФ при обратном напряжении 5В . Определить уменьшение емкости при снижении обратного напряжения до 7В .

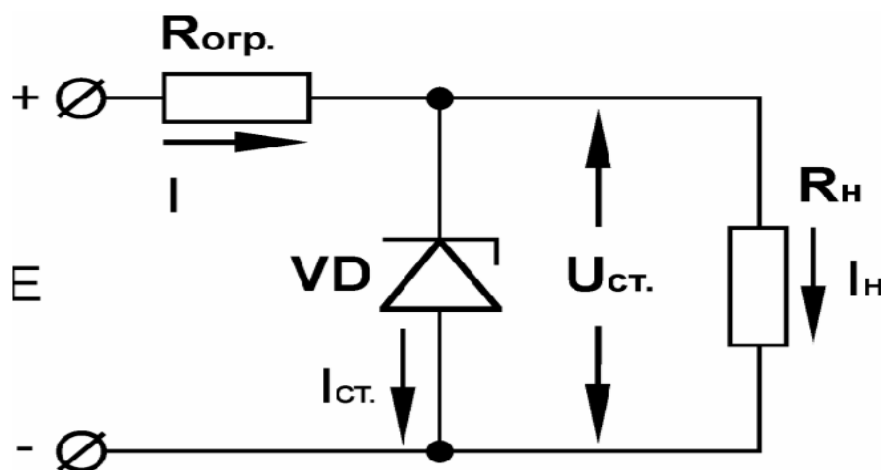
T4.15. Определить диффузионную емкость и дифференциальное сопротивление германиевого диода, работающего при $T=300\text{К}$ и напряжении $U=0,25\text{В}$. Обратный ток $I_0=10\text{мкА}$, диффузионная длина электронов $L_n=0,1\text{см}$, подвижность электронов $\mu_n=0,39\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, толщина базы $w=10^{-4}\text{см}$. Как изменятся дифференциальное сопротивление и диффузионная емкость диода при увеличении температуры на 60К ?

T4.16. Полупроводниковый диод имеет прямой ток 0.8A при прямом напряжении 0.3В и температуре окружающей среды 35°C . Определить обратный ток, дифференциальное сопротивление при прямом напряжении 0.2В . дифференциальное напряжение диода при обратном напряжении 1В . Как изменится обратный ток и дифференциальное сопротивление диода при увеличении температуры на 40K ?

T4.17. Барьерная емкость диода равна 200пФ при обратном напряжении 2В . Какое требуется обратное напряжение, чтобы увеличить емкость на 50пФ , если высота потенциального барьера $\Delta\phi_0=0,82\text{В}$?

T4.18. Барьерная емкость полупроводникового диода с односторонним p-n переходом равна 25пФ при обратном напряжении 5В . Определить уменьшение емкости при снижении обратного напряжения до 7В .

T4.19. Для стабилизации напряжения на нагрузке используется полупроводниковый стабилитрон, напряжение стабилизации которого $U_{\text{ст}}=10\text{В}$. Определить допустимые пределы изменения питающего напряжения (E_{min} и E_{max}), если максимальный ток стабилитрона $I_{\text{сmax}}=30\text{мА}$, $I_{\text{сmin}}=1\text{мА}$, сопротивление нагрузки $R_{\text{н}}=1\text{кОм}$, сопротивление ограничительного резистора $R_{\text{огр}}=0,5\text{кОм}$.



T4.20. Для стабилизации напряжения на нагрузке используется полупроводниковый стабилитрон, параметры которого $U_{\text{ст}}=10\text{В}$, $I_{\text{сmax}}=20\text{мА}$, $I_{\text{сmin}}=1\text{мА}$, $E=24\text{В}$. Сопротивление нагрузки изменяется в пределах

от $R_{\min}=0,5\text{кОм}$ до $R_{\max}=2,5\text{кОм}$. Найти сопротивление ограничительного резистора $R_{\text{огр}}$.

T4.21. Для стабилизации напряжения на нагрузке используется полупроводниковый стабилитрон, параметры которого $U_{\text{ст}}=10\text{В}$, $I_{\text{сmax}}=30\text{мА}$, $I_{\text{сmin}}=5\text{мА}$, $R_{\text{н}}=2,5\text{кОм}$. Найти сопротивление ограничительного резистора $R_{\text{огр}}$, если напряжение источника E меняется от $E_{\min}=16\text{В}$ до $E_{\max}=24\text{В}$. Определить, будет ли обеспечена стабилизация во всем диапазоне изменения напряжения источника.

T4.22. Германиевый диод, имеющий обратный ток насыщения $I_0=25\text{мкА}$, работает при прямом напряжении, равном $0,1\text{В}$ и $T=300\text{К}$. Определить сопротивление диода постоянному току R_0 и дифференциальное сопротивление.

T5. Транзисторы

T5.1. В транзисторе n - p - n избыточная концентрация электронов на эмиттерном переходе равна 10^{20}м^{-3} . Площадь коллекторного перехода равна $S=10^{-6}\text{м}^2$. Построить график примерного распределения концентрации электронов в области базы и определить ток коллектора, если толщина базы равна

$4 \cdot 10^{-5}\text{м}$ и при $T=300\text{К}$ подвижность электронов $\mu_n=0,39\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$.

T5.2. Получить формулу для расчета избыточного заряда в базе и определить: а) избыточный заряд в базе; б) среднее время пролета через тонкую базу; если $I_{\text{эн}}=2\text{мА}$, $T=300\text{К}$, толщина базы $w=1\text{мкм}$, подвижность электронов $\mu_n=0,39\text{м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Как изменится среднее время пролета при уменьшении толщины базы в 3 раза?

T5.3. Кремниевый транзистор n - p - n включен по схеме с общей базой. Получить формулу для расчета дифференциального сопротивления коллекторного перехода. Найти величину коллекторного сопротивления, если концентрация акцепторов $N_a=10^{15}\text{см}^{-3}$, толщина базы $w=1\text{мкм}$, напряжение на коллекторе $U_k=5\text{В}$, диффузионная длина $L_n=10\text{мкм}$, ток $I_3=1$

мА, диэлектрическая проницаемость кремния $\epsilon=12$, коэффициент инжекции $\gamma=0,998$, а также изменение сопротивления коллекторного перехода при уменьшении толщины базы в 2 раза.

T5.4. Транзистор n-p-n включен по схеме ОБ. Определить дифференциальное сопротивление коллекторного перехода для германиевого n-p-n транзистора, если $N_a=10^{15} \text{ см}^{-3}$, $w=30\text{мкм}$, $U_k=5\text{В}$, $I_3=1\text{мА}$, $L=0,1\text{мм}$, диэлектрическая проницаемость германия $\epsilon=16$, $\gamma \approx 1$, $I_3=1\text{мА}$.

T5.5. Транзистор, включенный по схеме (рис. 1) имеет следующие параметры: $\alpha=0,995$, $\alpha_I=0,1$, $I_{30}'=10^{-14}\text{А}$, $I_{k0}'=10^{-13}\text{А}$. Определить напряжение коллектор-эмиттер, а также токи I_3 , I_k , I_6 .

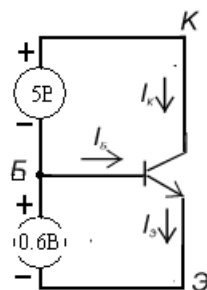


Рис.1

T5.6. Транзистор имеет h – коэффициенты: $h_{116}=200\text{Ом}$, $h_{126}=5 \cdot 10^{-4}$, $h_{219}=60$, $h_{226}=0,8\text{мкСм}$. Найти: 1) h – коэффициенты для схемы с общим эмиттером; 3) построить схему составного транзистора ОЭ и найти h_{119} и h_{219} составного транзистора.

T5.7. Составной транзистор состоит из двух одинаковых транзисторов. Известны h – коэффициенты для одного из транзисторов: $h_{116}=200\text{Ом}$, $h_{126}=8 \cdot 10^{-4}$, $h_{216}=-0,98$, $h_{226}=1,6 \cdot 10^{-6}\text{См}$. Определить h – коэффициенты составного транзистора для схемы с ОЭ. Найти собственные параметры для одного транзистора с ОБ и ОЭ.

T5.8. Составной транзистор состоит из двух одинаковых транзисторов. Известны h- коэффициенты для одного из транзисторов: $h_{116}=200\text{Ом}$, $h_{126}=8 \cdot 10^{-4}$, $h_{216}=-0,98$, $h_{226}=1,6 \cdot 10^{-6}\text{См}$. Для обеспечения рабочего режима второго транзистора в его базовую цепь включен резистор $R=500\text{Ом}$. Как

изменится при этом входное сопротивление составного транзистора и его коэффициент передачи по току.

T5.9. Транзистор имеет h – коэффициенты: $h_{113}=2\text{кОм}$, $h_{123}=5,9\cdot 10^{-4}$, $h_{213}=60$, $h_{223}=40\text{мкСм}$. Найти h – коэффициенты для схемы с общей базой и общим эмиттером. Составить схему составного транзистора ОЭ и найти h – коэффициенты.

T5.10. Транзистор имеет собственные параметры $\alpha=0,99$, $r_b=100\text{Ом}$, $r_e=45\text{Ом}$, $r_k=1,8\text{МОм}$. Найти h – коэффициенты для схем с ОК и ОЭ. Построить схему составного транзистора ОЭ и найти h – коэффициенты.

T5.11. Определить h -коэффициенты для схемы с ОЭ, если h -коэффициенты при включении с ОБ в выбранной рабочей точке $h_{116}=200\text{Ом}$, $h_{126}=8\cdot 10^{-4}$, $h_{216}=-0,98$, $h_{226}=1,6\cdot 10^{-6}\text{См}$.

T5.12 Транзистор, используемый в схеме усилителя с общим эмиттером, имеет следующие параметры: $h_{113}=1,4\text{кОм}$, $h_{123}=4,3\cdot 10^{-4}$, $h_{213}=45$, $h_{223}=18\text{мкСм}$. Сопротивление резистора нагрузки $R_n=16\text{кОм}$, внутреннее сопротивление источника сигнала $R_r=300\text{Ом}$. Определить входное сопротивление $R_{вх}$, $R_{вых}$, коэффициент усиления по току K_I , по напряжению K_U и мощность K_P .

T5.13. В усилительном каскаде по схеме с ОЭ используется транзистор, имеющий следующие значения h – коэффициентов: $h_{113}=800\text{Ом}$, $h_{123}=5\cdot 10^{-4}$, $h_{213}=48$, $h_{223}=80\text{мкСм}$. Сопротивление резистора нагрузки $R_n=16\text{кОм}$, внутреннее сопротивление источника сигнала $R_r=300\text{Ом}$. Определить входное сопротивление $R_{вх}$, $R_{вых}$, коэффициент усиления по току K_I , по напряжению K_U и мощность K_P для схемы с ОК.

T5.14. Транзистор, включенный по схеме с ОБ, имеет следующие значения h – коэффициентов: $h_{116}=200\text{Ом}$, $h_{126}=1,65\cdot 10^{-4}$, $h_{216}=-0,99$, $h_{226}=0,85\text{мкСм}$. Сопротивление резистора нагрузки $R_n=1\text{кОм}$, внутреннее сопротивление источника сигнала $R_r=30\text{кОм}$. Определить входное сопротивление $R_{вх}$, $R_{вых}$, коэффициент усиления по току K_I , по напряжению K_U и мощность K_P .

T5.15. Транзистор имеет следующие значения h –коэффициентов: $h_{116}=18\text{Ом}$, $h_{126}=8\cdot 10^{-4}$, $h_{216}=-0,98$, $h_{226}=1,6\cdot 10^{-6}\text{См}$. Сопротивление резистора нагрузки $R_H=15\text{ кОм}$, внутреннее сопротивление источника сигнала $R_r=30\text{ Ом}$. Определить входное сопротивление $R_{вх}$, $R_{вых}$, коэффициент усиления по току K_I , по напряжению K_U и мощность K_P .

T5.16. Транзистор, включенный по схеме с ОК, имеет следующие значения h –коэффициентов: $h_{11к}=22\text{кОм}$, $h_{126}=1.65\cdot 10^{-4}$, $h_{216}=-31$, $h_{226}=23\cdot 10^{-6}\text{См}$. Сопротивление резистора нагрузки $R_H=1\text{кОм}$, внутреннее сопротивление источника сигнала $R_r=10\text{кОм}$. Определить входное сопротивление $R_{вх}$, $R_{вых}$, коэффициент усиления по току K_I , по напряжению K_U и мощность K_P .

T5.17. Транзистор, включенный по схеме с ОЭ, имеет следующие значения h –коэффициентов: $h_{11э}=1,6\text{кОм}$, $h_{12э}=5\cdot 10^{-4}$, $h_{21э}=115$, $h_{22э}=165\text{мкСм}$. Определить входное сопротивление $R_{вх}$, $R_{вых}$, коэффициент усиления по току K_I , по напряжению K_U и мощность K_P усилительного каскада с этим транзистором, включенным в схему с ОБ, если внутреннее сопротивление источника сигнала $R_r=500\text{Ом}$ и сопротивление резистора нагрузки $R_H=10\text{кОм}$,

T5.18. Транзистор, включенный по схеме с ОБ, имеет следующие значения собственных параметров: $r_3=45\text{Ом}$, $r_6=500\text{Ом}$, $r_k=1\text{МОм}$, $\alpha=0,97$. Определить входное сопротивление $R_{вх}$, $R_{вых}$, коэффициент усиления по току K_I , по напряжению K_U и мощность K_P усилительного каскада с этим транзистором, включенным в схему с ОБ, если внутреннее сопротивление источника сигнала $R_r=500\text{Ом}$ и сопротивление резистора нагрузки $R_H=2\text{кОм}$.

T5.19. Транзистор, включенный по схеме с ОК, имеет следующие значения h –коэффициентов: $h_{11к}=22\text{кОм}$, $h_{12к}=1$, $h_{21к}=-31$, $h_{22к}=23\text{мкСм}$. Определить входное сопротивление $R_{вх}$, $R_{вых}$, коэффициент усиления по току K_I , по напряжению K_U и мощность K_P , если внутреннее сопротивление источника сигнала $R_r=10\text{кОм}$ и сопротивление резистора нагрузки $R_H=1\text{кОм}$,

T5.20. Транзистор, включенный по схеме с ОБ, имеет следующие значения собственных параметров: $r_3=45\text{Ом}$, $r_6=500\text{Ом}$, $r_k=1\text{МОм}$, $\alpha=0,97$. Определить

входное сопротивление $R_{вх}$, $R_{вых}$, коэффициент усиления по току K_I , по напряжению K_U и мощность K_P усилительного каскада с этим транзистором, включенным в схему с ОЭ, если внутреннее сопротивление источника сигнала $R_r=500\text{Ом}$ и сопротивление резистора нагрузки $R_H=2\text{кОм}$.

T5.21. Для транзистора ГТ308Б модуль коэффициента передачи тока базы $|h_{21э}|=6$ на частоте $f_{изм}=20\text{МГц}$, статический коэффициент тока базы $h_{21э}=50$. Найти: а) частоту, на которой модуль коэффициента передачи тока эмиттера уменьшается в 2,5 раза по сравнению со среднечастотным значением; б) частоту, на которой модуль коэффициента передачи тока базы уменьшается в 2,5 раза по сравнению со среднечастотным значением.

T5.22. Для транзистора ГТ308Б модуль коэффициента передачи тока базы $|h_{21э}|=6$ на частоте $f_{изм}=20\text{МГц}$, статический коэффициент тока базы $h_{21э}=50$. Найти: а) частоту, на которой модуль коэффициента передачи тока эмиттера уменьшается в 2,5 раза по сравнению со среднечастотным значением; б) частоту, на которой модуль коэффициента передачи тока базы уменьшается в 2,5 раза по сравнению со среднечастотным значением.

T5.23. Высокочастотный транзистор ГТ305А на частоте $f_{изм}=20\text{МГц}$ имеет $|h_{21э}|=7$. Найти граничную частоту, частоту максимальной генерации, если постоянная цепи обратной связи $\tau_б=300\text{пс}$. Определить распределенное сопротивление базовой области, если емкость коллекторного перехода $C_k=10\text{пФ}$.

T5.24. Для транзистора КТ326Б модуль коэффициента передачи тока базы $|h_{21э}|=4$ на частоте $f_{изм}=100\text{МГц}$, статический коэффициент тока базы $h_{21э}=50$. Найти: а) частоту, на которой модуль коэффициента передачи тока эмиттера уменьшается в 1,5 раза по сравнению со среднечастотным значением; б) частоту, на которой модуль коэффициента передачи тока базы уменьшается в 1,5 раза по сравнению со среднечастотным значением.

T5.25. На низких частотах коэффициент передачи тока эмиттера транзистора $h_{21э}=-0,9$, его предельная частота $f_a=1,1\text{МГц}$. Определить: а) модуль коэффициента передачи тока эмиттера на частоте 2МГц ; б) частоту, на

которой модуль коэффициента передачи тока эмиттера уменьшится до значения 0,5.

T5.26. Высокочастотный транзистор ГТ305А на частоте $f_{изм}=20\text{МГц}$ имеет $|h_{21э}|=7$. Найти граничную частоту, частоту максимальной генерации, если постоянная цепи обратной связи $\tau_6=300\text{пс}$. Определить распределенное сопротивление базовой области, если емкость коллекторного перехода $C_k=10\text{пФ}$.

T5.27. Для транзистора КТ326Б модуль коэффициента передачи тока базы $|h_{21э}|=4$ на частоте $f_{изм}=100\text{МГц}$, статический коэффициент тока базы $h_{21э}=50$. Найти: а) частоту, на которой модуль коэффициента передачи тока эмиттера уменьшается в 2 раза по сравнению со среднечастотным значением; б) частоту, на которой модуль коэффициента передачи тока базы уменьшается в 1,5 раза по сравнению со среднечастотным значением.

T5.28. Удельная проводимость канала n-типа полевого транзистора $\sigma=20\text{См/м}$ и ширина канала $w=6\text{мкм}$ при напряжении затвор-исток, равном нулю. Найти а) напряжение отсечки, считая, что подвижность электронов $\mu_n=0,13\text{ м}^2/(\text{Вс})$, а относительная диэлектрическая проницаемость кремния $\epsilon=12$; б) При напряжении затвора, равном нулю, сопротивление канала равно 500Ом . При каком напряжении затвора сопротивление канала станет равным 5000Ом ?

T5.29. Удельная проводимость канала n-типа полевого транзистора $\sigma=5\text{См/м}$ и толщина канала $w=6\text{мкм}$ при напряжении $U_{зи}=0$. Найти напряжение отсечки $U_{зиотс}$, если подвижность электронов $\mu_n=0,13\text{ м}^2/(\text{Вс})$, а относительная диэлектрическая проницаемость кремния $\epsilon=12$. Найти максимальную крутизну и минимальное сопротивление канала, если $I_{снач}=1\text{мА}$.

T5.30. Полевой транзистор имеет следующие параметры: $R_{вх}=1,5\text{Мом}$, $C_{зи}=20\text{пФ}$, $C_{зс}=2\text{ пФ}$, $C_{си}=8\text{пФ}$, $r_c=20\text{кОм}$, $S=1\text{мА/В}$. Определить Y – коэффициенты для полевого транзистора, включенного с общим истоком на частоте $f=100\text{кГц}$. Построить общую эквивалентную схему. Используя

эквивалентную схему в области средних частот, найти коэффициент передачи по напряжению.

T5.31. При напряжении затвора, равном нулю сопротивление канала равно 50 Ом. При каком напряжении затвора сопротивление станет равным 200 Ом, если удельная проводимость канала n-типа полевого транзистора $\sigma=20\text{См/м}$, толщина канала $w=6\text{мкм}$ при напряжении $U_{зи}=0$, подвижность электронов $\mu_n=0,13\text{ м}^2/\text{Вс}$, а относительная диэлектрическая постоянная кремния $\epsilon=12$.

T5.32. Удельная проводимость канала n-типа полевого транзистора $\sigma=20\text{См/м}$ и ширина канала $w=6\text{мкм}$ при напряжении затвор-исток, равном нулю. Найти а) напряжение отсечки, считая, что подвижность электронов $\mu_n=0,13\text{ м}^2/(\text{Вс})$, а относительная диэлектрическая проницаемость кремния $\epsilon=12$; б) При напряжении затвора, равном нулю, сопротивление канала равно 50 Ом. При каком напряжении затвора сопротивление канала станет равным 500 Ом?

T5.33. Полевой транзистор имеет следующие параметры: $R_{вх}=1,5\text{ Мом}$, $C_{зи}=20\text{пФ}$, $C_{зс}=2\text{ пФ}$, $C_{си}=8\text{пФ}$, $r_c=20\text{кОм}$, $S=2\text{ мА/В}$. Определить Y – коэффициенты для полевого транзистора, включенного с общим стоком на частоте $f=200\text{кГц}$. Построить общую эквивалентную схему. Используя эквивалентную схему в области средних частот, найти коэффициент передачи по напряжению.

T5.34. У некоторого полевого транзистора с управляющим p-n переходом $I_{снач}=1\text{мА}$ и $U_{зиотс}=4\text{В}$. Определить: а) какой ток будет протекать при обратном напряжении смещения затвор-исток, равном 2В; б) чему равна крутизна и максимальная крутизна в этом случае?

T5.35. В МДП-транзисторе с каналом n-типа ширина затвора 0,8 мм, длина канала $L=5\text{мкм}$, толщина слоя диэлектрической изоляции (оксидного) $d=150\text{нм}$, подвижность электронов в канале $\mu_n=0,02\text{ м}^2/\text{Вс}$, диэлектрическая проницаемость оксидной пленки $\epsilon=3,7$, напряжение сток-исток в пологой части характеристики (при насыщении) $U_{си}=8\text{В}$. Определить крутизну

характеристики транзистора в пологой области стоковой ВАХ, емкость затвора и граничную частоту.

Дополнительные задачи

Д.1. Имеется резкий кремниевый p - n переход с площадью $S = 10^{-3} \text{ см}^2$ при температуре $T = 300\text{К}$ и концентрацией легирующей примеси $N_d = N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Вычислить накопленный заряд и время, за которое обратное смещение возрастет от 0 до -10 В , если ток через этот диод равен 1 мА .

Д.2. Как можно включить в электрическую цепь два однотипных полупроводниковых диода, рассчитанных на максимально допустимый ток 100мА каждый, если в цепи проходит ток 150мА ?

Д.3. Для диодов КД103А наибольшее обратное напряжение равно 50В . Как можно включить такие диоды в цепь, в которой имеется напряжение 80В ?

Д.4. Как изменится величина и направление электрического поля в p - n переходе n -Si – p -Si с $\rho = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ при изменении внешнего напряжения с прямого $V = +0,4 \text{ В}$ на обратное $V = -2 \text{ В}$ на расстоянии $z = +0,2 \text{ мкм}$ от границы раздела электронного и дырочного полупроводников.

Д.5. Рассчитать изменение потенциального барьера $\phi(z)$ вглубь полупроводников в p - n переходе n -Si – p -Si при напряжении $V = -1 \text{ В}$ с шагом $\Delta z = 0,1 \text{ мкм}$. $\rho_n = 0,001 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, $\rho_p = 4,5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Нарисовать зонную диаграмму.

Д.6. Рассчитать высоту потенциального барьера ϕ_k в p - n переходе n -Ge – p -Ge с объемным сопротивлением $\rho = 2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Как изменится высота потенциального барьера на границе при изменении напряжения от $V = +0,15 \text{ В}$ до $V = -5 \text{ В}$.

Д.7. Рассчитать величину тока I в кремниевом p - n переходе при внешнем напряжении $V = +0,5 \text{ В}$ и $V = -0,5 \text{ В}$. Уровни легирования: $N_a = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $N_d = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, площадь $S = 1 \text{ мм}^2$.

Д.8. Рассчитать высоту потенциального барьера ϕ_k в p - n переходе n -Ge – p -Ge с объемным сопротивлением $\rho = 2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Как изменится высота

потенциального барьера на границе при изменении напряжения от $V = +0,15$ В до $V = -5$ В. Нарисовать зонные диаграммы.

Д.9. Как можно включить в электрическую цепь два однотипных полупроводниковых диода, рассчитанных на максимально допустимый ток 100мА каждый, если в цепи проходит ток 150мА?

Д.10. Для диодов КД103А наибольшее обратное напряжение равно 50В. Как можно включить такие диоды в цепь, в которой имеется напряжение 80В?