Министерство Российской Федерации

по связи и информатизации

Сибирский государственный университет

телекоммуникаций и информатики

В.Л. Савиных

**ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ**

**ЭЛЕКТРОНИКИ**

Учебное пособие

для специальностей 071 700, 200 700,

200 800, 200 900, 201 000, 201 100, 201 200, 201 400

Новосибирск

2003

УДК 621.385

Рассматриваются устройство, физические процессы, характеристики, параметры и простейшие схемы применения полупроводниковых электронных приборов.

ктн, доц. В.Л. Савиных,

Для студентов дневной и заочной форм обучения специальностей 071700, 200700, 200800, 200900, 201000, 201100, 201200, 201400.

Кафедра технической электроники.

Ил. 8, табл. 11, список лит. 4 назв.

Рецензент ктн, доц. Матвеев В.А.

Утверждено редакционно-издательским советом СибГУТИ в качестве

учебного пособия

@ Сибирский государственный

университет телекоммуникаций

и информатики, 2003 г.

## Содержание

Введение………………………………………………………

1 Основы теории электропроводности полупроводников.......

1. Общие сведения о полупроводниках....................................
2. Полупроводники с собственной проводимостью..............
3. Полупроводники с электронной проводимостью.............
4. Полупроводники с дырочной проводимостью..................
5. Токи в полупроводниках ....................................................
6. Дрейфовый ток...................................................................
7. Диффузионный ток...........................................................
8. Контактные явления...........................................................
9. Электронно-дырочный переход в состоянии равновесия
10. Прямое включение p-n перехода......................................
11. Обратное включение p-n перехода.................................
12. Теоретическая характеристика p-n перехода...........................
13. Реальная характеристика p-n перехода............................
14. Ёмкости p-n перехода......................................................
15. Разновидности p-n переходов..........................................
16. Гетеропереходы...........................................................
17. Контакт между полупроводниками одного типа проводимости
18. Контакт металла с полупроводником..........................................
19. Омические контакты...................................................................
20. Явления на поверхности полупроводника..............................

2 Полупроводниковые диоды.....................................................

1. Классификация.......................................................................
2. Выпрямительные диоды.......................................................
3. Стабилитроны и стабисторы.................................................
4. Универсальные и импульсные диоды...................................
5. Варикапы..............................................................................

3 Биполярные транзисторы...........................................................

3.1 Принцип действия биполярного транзистора. Режимы работы.....

1. Общие сведения..............................................................................
2. Физические процессы в бездрейфовом биполярном транзисторе
3. Статические характеристики биполярных транзисторов.........
4. Схема с общей базой...............................................................
5. Схема с общим эмиттером........................................................
6. Влияние температуры на статические характеристики БТ.....
7. Дифференциальные параметры биполярного транзистора..................
8. Линейная (малосигнальная) модель биполярного транзистора......
9. Частотные свойства биполярного транзистора...................................
10. Способы улучшения частотных свойств биполярных транзисторов.
11. Работа транзистора в усилительном режиме......................................
12. Особенности работы транзистора в импульсном режиме..................
13. Работа транзистора в режиме усиления импульсов малой амплитуды..............................................................................................
14. Работа транзистора в режиме переключения.................................
15. Переходные процессы при переключении транзистора..............

4 Полевые транзисторы..............................................................

1. Полевой транзистор с p-n переходом........................................
2. Полевой транзистор с изолированным затвором (МДП-ранзистор)...

Литература..............................................................................................

# ВВЕДЕНИЕ

Главы учебного пособия посвящены физическим основам полупровод-ников, контактным явлениям между полупроводниками различной прово-димости и между полупроводником и металлом. Рассматриваются принципы работы, характеристики и параметры полупроводниковых приборов: диодов, биполярных и полевых транзисторов различной структуры.

Для освоения дисциплины ″Физические основы электроники″ достаточно знаний по общеобразовательным и общетехническим предметам в объёме, предусмотренном учебными программами. После изучения данной дисциплины студент должен получить базовую подготовку, необходимую для успешного освоения специальных радиотехнических курсов и последующего решения различного рода профессиональных задач, связанных с рациональным выбором электронных приборов и режимов их работы в радиоэлектронной аппаратуре. Подробное рассмотрение физических основ явлений, принципов работы, параметров, характеристик и моделей приборов направлено на развитие у студентов умение самостоятельно решать задачи моделирования, анализа и синтеза радиоэлектронных устройств при их проектировании и эксплуатации.

Однако в учебном пособии отсутствуют сведения о большой и постоянно обновляемой номенклатуре электронных приборов. Необходимый материал по этим вопросам можно найти в справочниках, каталогах и других изданиях.

**1 ОСНОВЫ ТЕОРИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ**

**ПОЛУПРОВОДНИКОВ**

**1.1 ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

**1.1.1 Полупроводники с собственной электропроводностью**

К полупроводникам относятся вещества, которые по своим электрическим свойствам занимают промежуточное положение между проводниками и диэлектриками.

Отличительным признаком полупроводников является сильная зависимость их электропроводности от темпера­туры, концентрации примесей, воздействия светового и ионизирующего излучений.

В создании электрического тока могут принимать учас­тие только подвижные носители электрических зарядов. Поэтому электропроводность вещества тем больше, чем больше в единице объема этого вещества находится под­вижных носителей электрических зарядов. В металлах прак­тически все валентные электроны (являющиеся носителя­ми элементарного отрицательного заряда) свободны, что и обусловливает их высокую электропроводность. Например, удельное сопротивление меди ρ=0,017⋅10-6 Ом⋅м. В диэлектриках и полупроводниках свободных носителей зна­чительно меньше, поэтому их удельное сопротивление вели­ко. Например, для диэлектрика полиэтилена

ρ = 1015 Ом⋅м, а для полупроводника кремния ρ = 2⋅103 Ом⋅м.

Характерной особенностью полупроводников является ярко выраженная температурная зависимость удельного электрического сопротивления. С повышением температу­ры оно, как правило, уменьшается на 5...6% на градус, в то время как у металлов удельное электрическое сопро­тивление с повышением температуры растет на десятые доли процента на градус. Удельное сопротивление полу­проводника также резко уменьшается при введении в него незначительного количества примеси.

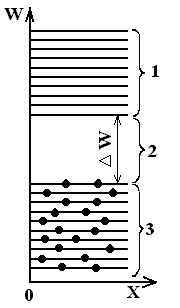
Большинство применяемых в настоящее время полупро­водников относится к кристаллическим телам, атомы кото­рых образуют пространственную решетку. Взаимное при­тяжение атомов кристаллической решетки осуществляет­ся за счет ковалентной связи, т. е. общей пары валентных электронов, вращающихся по одной орбите вокруг этих атомов. Согласно принципу Паули, общую орбиту могут иметь только два электрона с различными спинами, поэто­му число ковалентных связей атома определяется его ва­лентностью.

Каждой орбите соответствует своя энергия электрона. Электрон в атоме обладает только некоторыми, вполне определенными значениями энергии, составляющими со­вокупность дискретных энергетических уровней атома.

В процессе образования кристаллической решетки меж­ду атомами возникает сильное взаимодействие, приводя­щее к расщеплению энергетических уровней, занимаемых электронами атомов (рисунок 1.1). Совокупность этих уров­ней называют энергетической зоной. Число подуровней в каждой зоне определяется числом взаимодействующих атомов.

Разрешенные энергетические зоны 1, 3 отделены друг от друга запрещенной зоной 2. Запрещенная зона объ­единяет уровни энергий, которые не могут принимать электроны ато­мов данного вещества. Поскольку ширина разрешенных зон в твер­дом теле не превосходит несколь­ко электрон-вольт (эВ), а число атомов в 1 см3 достигает 1022, раз­ность между уровнями составляет 10-22 эВ. Таким образом, в преде­лах разрешенной зоны получается практически непрерывный спектр энергетических уровней.

Верхняя разрешенная зона, в которой при абсолютном нуле тем­пературы все энергетические уров­ни заняты, называется заполненной или валентной зоной (на рисунке 1.1. это зона 3). Разрешенная зона, в которой при Т = 0° К элек­троны отсутствуют, называется свободной (на рисунке 1.1 это зона 1).



Ширина запрещенной зоны (зона 2 на рисунке 1.1) является важным параметром, определяющим свойства твердого тела. Вещества, у которых ширина запрещенной зоны ΔW ≤ 3 эВ, относятся к полупроводникам, а при ΔW > 3 эВ - к ди­электрикам. У металлов запрещенная зона отсутствует.

В полупроводниковой электронике широкое примене­ние получили германий (ΔW = 0,67 эВ) и

кремний (ΔW =1,12 эВ) - элементы 4-й группы периодической систе­мы. На плоскости кристаллическую решетку этих элемен­тов изображают так, как показано на рисунке 1.2, а. Здесь

|  |
| --- |
| Рисунок 1.1. Энергетическая  диаграмма кристалла при Т=0° К. |

кружками с цифрой 4 обозначены атомы без валентных элект­ронов, называемые атомным остатком с результирующим зарядом +4q (q - заряд электрона, равный 1,6⋅10-19 Кл). При температуре абсолютного нуля (0° К) все электроны находятся на орбитах, энергия электронов на которых не превышает энергетических уровней валентной зоны. Сво­бодных электронов нет, и полупроводник ведет себя, как диэлектрик.

При комнатной температуре часть электронов приобре­тает энергию, достаточную для разрыва ковалентной свя­зи (рисунок 1.2, а). При разрыве ковалентной связи в валент­ной зоне появляется свободный энергетический уровень (рис. 1.2, б). Уход электрона из ковалентной связи сопро­вождается появлением в системе двух электрически свя­занных атомов единичного положительного заряда, полу­чившего название дырки, и свободного электрона.

Рисунок 1.2. Условное обозначение кристаллической решетки (а) и энергетическая диаграмма (б) полупроводника с собственной электропроводностью.

Разрыв ковалентной связи на энергетической диаграм­ме характеризуется появлением в валентной зоне свобод­ного энергетического уровня (см. рис.

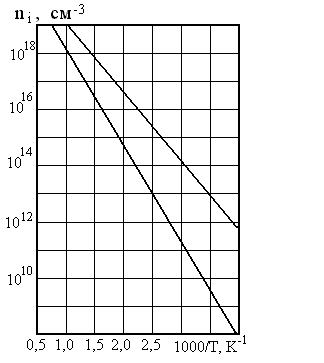
1.2, б), на который может перейти электрон из соседней ковалентной связи. При таком перемещении первоначальный свободный энер­гетический уровень заполнится, но появится другой сво­бодный энергетический уровень. Другими словами, запол­нение дырки электроном из соседней ковалентной связи можно представить как перемещение дырки. Следователь­но, дырку можно считать подвижным свободным носите­лем элементарного положительного заряда. Процесс обра­зования пар электрон-дырка называют **генерацией** сво­бодных носителей заряда. Очевидно, что количество их тем больше, чем выше температура и меньше ширина за­прещенной зоны. Одновременно с процессом генерации протекает процесс **рекомбинации** носителей, при котором электрон восстанавливает ковалентную связь. Из-за про­цессов генерации и рекомбинации носителей зарядов при данной температуре устанавливается определенная концен­трация электронов в зоне проводимости ni, и равная ей концентрация дырок pi, в валентной зоне. Из курса физики известно, что

(1.1)



где Wф - уровень Ферми, соответствующий уровню энер­гии, формальная вероятность заполнения которого равна 0,5 (формальная потому, что уровень Ферми находится в запрещенной зоне и фактически не может быть занят элек­тронами; кривая распределения Ферми-Дирака, характе­ризующая вероятность нахождения электрона на том или ином энергетическом уровне, всегда симметрична относи­тельно уровня Ферми); WДН - энергия, соответствующая "дну" зоны проводимости; WВ - энергия, соответствую­щая "потолку" валентной зоны; Аn, Ар - коэффициенты пропорциональности; k - постоянная Больцмана, равная 1,37⋅10-23 Дж/град; Т- абсолютная температура, К. В химически чистых полупроводниках уровень Ферми совпадает с серединой запрещенной зоны Wi, а также Аn = Ар = А. Поэтому можно записать:

. (1.2)



Из выражения (1.2) следует, что в чистом полупровод­нике концентрации носителей зарядов зависят от ширины запрещенной зоны и при увеличении температуры возрас­тают приблизи -тельно по экспоненциальному закону (тем­пературные изменения А играют незначительную роль). (Рисунок 1.3) Равенство концентраций ni и pi показывает, что такой по­лупроводник обладает одинаковыми электронной и дыроч­ной электропроводностями и называется полупроводни­ком с Рисунок 1.3 Зависимость концентрации собственной электропроводностью.

носителей от температуры.

**1.1.2 Полупроводники с электронной электропроводностью**

При введении в 4-валентный полупроводник примесных 5-валентных атомов (фосфора Р, сурьмы Sb) атомы приме­сей замещают основные атомы в узлах кристаллической решетки (рис. 1.4, а). Четыре электрона атома примеси вступают в связь с четырьмя валентными электронами со­седних атомов основного полупроводника. Пятый валент­ный электрон слабо связан со своим атомом и при сообще­нии ему незначительной энергии, называемой энергией ак­тивации, отрывается от атома и становится свободным. Примеси, увеличивающие число свободных электронов, на­зывают донорными или просто донорами. Доноры подби­рают таким образом, чтобы их энергетические уровни Wд располагались в запрещенной зоне вблизи дна зоны про­водимости основного полупроводника (рис. 1.4, б). Посколь­ку концентрация доноров в большинстве случаев не пре­вышает 1015...1017 атомов в 1 см3, что составляет

10-4 % атомов основного вещества, то взаимодействие между атомами доноров отсутствует и их энергетические уровни не разбиваются на зоны.

Малая энергия активизации примесей, равная 0,04-0,05 эВ для кремния и 0,01-0,13 эВ для германия, уже при ком­натной температуре приводит к полной ионизации 5-ва­лентных атомов примесей и появлению в зоне проводимо­сти свободных электронов. Поскольку в этом случае появ­ление свободных электронов в зоне проводимости не со­провождается одновременным

Рисунок 1.4 Условное обозначение кристаллической решетки (а) и энергетическая диаграмма (б) полупроводника с электронной электропроводностью.

увеличением дырок в валент­ной зоне, в таком полупроводнике концентрация электро­нов оказывается значительно больше концентрации дырок. Дырки в полупроводниках образуются только в результате разрыва ковалентных связей между атомами основного вещества.

Полупроводники, в которых концентрация свободных электронов в зоне проводимости превышает концентрацию дырок в валентной зоне, называются полупроводниками, с **электронной** электропроводностью или полупроводни­ками n-типа.

Подвижные носители заряда, преобладающие в полу­проводнике, называют основными. Соответственно те но­сители заряда, которые находятся в меньшем количестве, называются **неосновными** для данного типа полупровод­ника. В полупроводнике n-типа основными носителями заряда являются электроны, а неосновными - дырки. В состоянии теплового равновесия в таком полупроводнике концентрации свободных электронов () и дырок () определяются соотношениями:

; . (1.3)



С учетом соотношений (1.1) выражения (1.3) можно представить в следующем виде:

; (1.4) . (1.5)



Из этих соотношений следует, что для полупроводника n-типа выполняется неравенство >> .

Атомы 5-валентных примесей, "потерявшие" по одному электрону, превращаются в ***положительные*** ионы. В отли­чие от дырок положительные ионы прочно связаны с кри­сталлической решеткой основного полупроводника, явля­ются неподвижными положительными зарядами и, следо­вательно, не могут принимать непосредственное участие в создании электрического тока в полупроводнике.

Если считать, что при комнатной температуре все ато­мы донорных примесей ионизированы (= Nд, ≈ 0), на основании выражения (1.4) можно записать:

, (1.6)



где Nд - концентрация донорных атомов в полупровод­нике.

Из соотношения (1.6) видно, что в полупроводниках n-типа уровень Ферми располагается в верхней половине запрещенной зоны, и тем ближе к зоне проводимости, чем больше концентрация доноров. При увеличении температуры уровень Ферми смещается к середине запрещенной зоны за счет ионизации основных атомов полупроводника.

Повышение концентрации электронов в данном полу­проводнике значительно снижает его удельное сопротив­ление. Например, чистый кремний имеет ρ = 2⋅103 Ом⋅ м, а легированный фосфором - (0,25...0,4)⋅102 Ом⋅м.

**1.1.3 Полупроводники с дырочной электропроводностью**

Если в кристалле 4-валентного элемента часть атомов замещена атомами 3-валентного элемента (галлия Ga, ин­дия In), то для образования четырех ковалентных связей у примесного атома не хватает одного электрона (рис.

1.5, а). Этот электрон может быть получен от атома основного элемента полупроводника за счет разрыва ковалентной связи. Разрыв связи приводит к появлению дырки, так как сопровождается образованием свободного уровня в валент­ной зоне. Примеси, захватывающие электроны из валент­ной зоны, называют акцепторными или акцепторами. Энергия активизации акцепторов составляет для германия 0,0102-0,0112 эВ и для кремния 0,045-0,072 эВ, что значи­тельно меньше ширины запрещенной зоны беспримесного полупроводника. Следовательно, энергетические уров­ни примесных атомов располагаются вблизи валентной зоны (рис. 1.5, б).

Ввиду малого значения энергии активизации акцепто­ров уже при комнатной температуре электроны из валент­ной зоны переходят на уровни акцепторов. Эти электро­ны, превращая примесные атомы в отрицательные ионы, теряют способность перемещаться по кристаллической решетке, а образовавшиеся при этом дырки могут участво­вать в создании электрического тока.

За счет ионизации атомов исходного материала из валентной зоны часть электронов попадает в зону прово­димости. Однако электронов в зоне проводимости значи­тельно меньше, чем дырок в валентной зоне. Поэтому дыр­ки в таких полупроводниках являются основными, а элек­троны - неосновными

Рисунок 1.5 Условное изображение кристаллической решетки (а) и энергетическая диаграмма (б) полупроводника с дырочной электропроводностью.

подвижными носителями заряда. Такие полупроводники носят название полупроводников с **дырочной** электропроводностью или полупроводников р-типа. В состоянии теплового равновесия концентрация дырок в полупроводнике р-типа () и свободных элек­тронов () определяется из соотношений:

; (1.7) (1.8)



Из уравнений (1.7) и (1.8) следует, что для полупро­водника р-типа выполняется неравенство >> .

Если считать, что при комнатной температуре все акцеп­торные атомы ионизированы, т. е. =0, то на основании соотношения можно записать: , (1.9)



где Na — концентрация акцепторных атомов в полупровод­нике.

Соотношение (1.9) показывает, что уровень Ферми в полупроводнике р-типа располагается в нижней половине запрещенной зоны, так как Na >> ni, и при повышении температуры смещается к середине запрещенной зоны за счет ионизации атомов основного полупроводника.

Кроме того, на основании уравнений (1.4), (1.5), (1.7) и (1.8) можно записать следующее выражение:

(1.10)



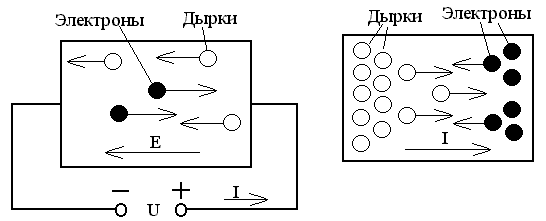
которое показывает, что введение в полупроводник приме­сей приводит к увеличению концентрации одних носите­лей заряда и пропорциональному уменьшению концентра­ции других носителей заряда за счет роста вероятности их рекомбинации.

**1.2 ТОКИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

**1.2.1 Дрейфовый ток**

В полупроводниках свободные электроны и дырки на­ходятся в состоянии хаотического движения. Поэтому, если выбрать произвольное сечение внутри объема полупровод­ника и подсчитать число носителей заряда, проходящих через это сечение за единицу времени слева направо и справа налево, значения этих чисел окажутся одинаковы­ми. Это означает, что электрический ток в данном объеме полупроводника отсутствует.

При помещении полупроводника в электрическое поле напряженностью Е на хаотическое движение носителей зарядов накладывается составляющая направленного дви­жения. Направленное движение носителей зарядов в элек­трическом поле обусловливает появление тока, называе­мого дрейфовым (Рисунок 1.6, а ) Из-за столкновения носителей зарядов с атомами кристал- лической решетки их движение в направ­лении действия электрического поля



|  |  |
| --- | --- |
| а) | б) |
| Рисунок 1.6 Дрейфовый (а) и диффузионный (б) токи в полупроводнике. | |

прерывисто и харак­теризуется подвижностью μ. Подвижность равна сред­ней скорости , приобретаемой носителями заряда в направлении действия электрического поля напряженностью Е = 1 В/м, т. е.

. (1.11)

Подвижность носителей зарядов зависит от механизма их рассеивания в кристаллической решетке. Исследова­ния показывают, что подвижности электронов μn и дырок μp имеют различное значение (μn > μp) и определяются температурой и концентрацией примесей. Увеличение тем­пературы приводит к уменьшению подвижности, что зави­сит от числа столкновений носителей зарядов в единицу времени.

Плотность тока в полупроводнике, обусловленного дрей­фом свободных электронов под действием внешнего элек­трического поля со средней скоростью , определяется выражением .



Перемещение (дрейф) дырок в валентной зоне со сред­ней скоростью создает в полупроводнике дырочный ток, плотность которого . Следовательно, полная плот­ность тока в полупроводнике содержит электронную jn и дырочную jр составляющие и равна их сумме (n и p — концентрации соответственно электронов и дырок).

Подставляя в выражение для плотности тока соотноше­ние для средней скорости электронов и дырок (1.11), по­лучаем

(1.12)



Если сравнить выражение (1.12) с законом Ома j =σЕ, то удельная электропроводность полупроводника опреде­ляется соотношением

.



У полупроводника с собственной электропроводностью кон­центрация электронов равна концентрации дырок (ni = pi), и его удельная электропроводность определяется выра­жением

.



В полупроводнике n-типа > , и его удельная электропроводность с достаточной степенью точности мо­жет быть определена выражением

.



В полупроводнике р-типа > , и удельная элек­тропроводность такого полупроводника



В области высоких температур концентрация электро­нов и дырок значительно возрастает за счет разрыва ковалентных связей и, несмотря на уменьшение их подвижно­сти, электропроводность полупроводника увеличивается по экспоненциальному закону.

**1.2.2 Диффузионный ток**

Кроме теплового возбуждения, приводящего к возник­новению равновесной концентрации зарядов, равномерно распределенных по объему полупроводника, обогащение полупроводника электронами до концентрации np и дыр­ками до концентрации pn может осуществляться его осве­щением, облучением потоком заряжённых частиц, введе­нием их через контакт (инжекцией) и т. д. В этом случае энергия возбудителя передается непосредственно носите­лям заряда и тепловая энергия кристаллической решетки остается практически постоянной. Следовательно, избы­точные носители заряда не находятся в тепловом равнове­сии с решеткой и поэтому называются неравновесными. В отличие от равновесных они могут неравномерно распре­деляться по объему полупроводника (рисунок 1.6, б)

После прекращения действия возбудителя за счет реком­бинации электронов и дырок концентрация избыточных но­сителей быстро убывает и достигает равновесного значения.

Скорость рекомбинации неравновесных носителей про­порциональна избыточной концентрации дырок (pn - ) или электронов (np - ):

; ,



где τp - время жизни дырок; τn - время жизни электронов. За время жизни концентрация неравновесных носите­лей уменьшается в 2,7 раза. Время жизни избыточных носителей составляет 0,01...0,001 с.

Носители зарядов рекомбинируют в объеме полупро­водника и на его поверхности. Неравномерное распределение неравновесных носите­лей зарядов сопровождается их диффузией в сторону мень­шей концентрации. Это движение носителей зарядов обу­словливает прохождение электрического тока, называемо­го диффузионным (рисунок 1.6, б).

Рассмотрим одномерный случай. Пусть в полупровод­нике концентрации электронов n(x) и дырок p(x) являют­ся функциями координаты. Это приведет к диффузионно­му движению дырок и электронов из области с большей их концентрацией в область с меньшей концентрацией.

Диффузионное движение носителей зарядов обуслов­ливает прохождение диффузионного тока электронов и дырок, плотности которых определяют­ся из соотношений:

; (1.13) ; (1.14)



где dn(x)/dx, dp(x)/dx - градиенты концентраций электронов и дырок; Dn, Dp - коэффициенты диффузии электро­нов и дырок.

Градиент концентрации характери­зует степень неравномерности распределения зарядов (электронов и дырок) в полупроводнике вдоль какого-то выбранного направления (в данном случае вдоль оси x). Коэффициенты диффузии показывают количество носителей заряда, пересекающих в единицу времени еди­ничную площадку, перпендикулярную к выбранному направ­лению, при градиенте концентрации в этом направлении, рав­ном единице. Коэффициенты

диффузии связаны с подвижностями носителей зарядов соотношениями Эйнштейна:

; .



Знак "минус" в выражении (1.14) означает противопо­ложную направленность электрических токов в полупро­воднике при диффузионном движении электронов и дырок в сторону уменьшения их концентраций.

Если в полупроводнике существует и электрическое поле, и градиент концентрации носителей, проходящий ток будет иметь дрейфовую и диффузионную составляющие. В таком случае плотности токов рассчитываются по следую­щим уравнениям:

; .



**1.3 КОНТАКТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ**

1. **Электронно-дырочный переход в состоянии равновесия**

Принцип действия большинства полупроводниковых приборов основан на физических явлениях, происходящих в области контакта твердых тел. При этом преимущест­венно используются контакты: полупроводник-полупровод­ник; металл-полупроводник; металл-диэлектрик-полупро­водник.

Если переход создается между полупроводниками n-типа и p-типа, то его называют электронно-дырочным или p-n переходом.

Электронно-дырочный переход создается в одном кри­сталле полупроводника с использованием сложных и раз­нообразных технологических операций.

Рассмотрим p-n переход, в котором концентрации до­норов Nд и акцепторов Na изменяются скачком на границе раздела (рис. 1.7, а). Такой p-n переход называют рез­ким. Равновесная концентрация дырок в p-области () значительно превышает их концентрацию в n-области (). Аналогично для электронов выполняется условие > . Неравномерное распределение концентраций одноименных носителей зарядов в кристалле (рис. 1.7, б) приводит к возникновению диффузии электронов из n-области в p-область и дырок из p-области в n-область. Такое движе­ние зарядов создает диффузионный ток электронов и ды­рок. С учетом выражений (1.13) и (1.14) плотность полно­го диффузионного тока, проходящего через границу разде­ла, определится суммой

.



Электроны и дырки, переходя через контакт навстречу друг другу (благо- даря диффузии), рекомбинируют и в приконтактной области дырочно­го полу- проводника образуется нескомпенсированный заряд отрицатель­ных ионов акцепторных примесей, а в электронном полу­проводнике нескомпенсирован -ный заряд положительных донорных ионов (рис. 1.6, в). Таким образом, электрон­ный полупроводник заряжается положительно, а дыроч­ный - отрицательно. Между областями с различными ти­пами электропроводности возникает собственное электри­ческое поле напряженностью Eсоб (рис. 1.7, а), созданное двумя слоями объемных зарядов.

Этому полю соответствует разность потенциалов Uк между n- и p-областями, назы­ваемая контактной (рис. 1.7, г). За пределами области объемного заряда полупроводниковые области n- и р-типа остаются электрически нейтральными.

Собственное электрическое поле является тормозя­щим для основных носителей заряда и ускоряющим для неосновных. Электроны p-области и

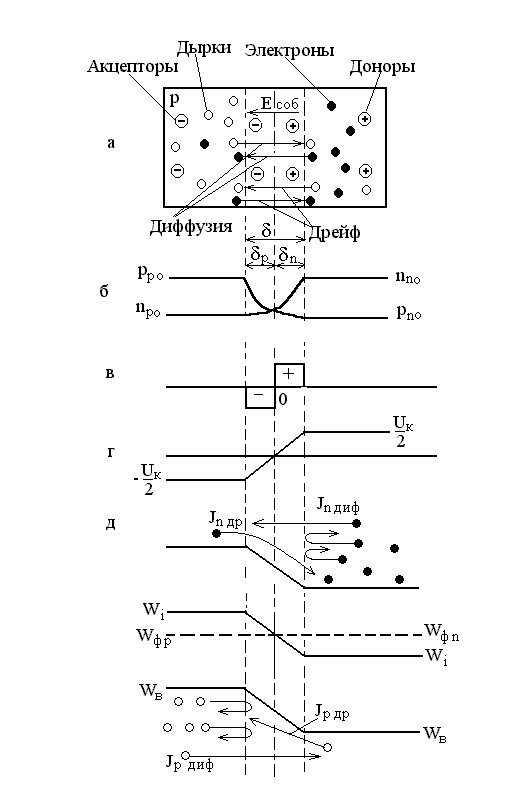


Рисунок 1.7 Равновесное состояние p-n перехода.

дырки n-области, со­вершая тепловое движение, попадают в пределы диффузи­онного электрического поля, увлекаются им и перебрасы­ваются в противоположные области, образуя ток дрейфа, или ток проводимости.

Выведение носителей заряда из области полупроводни­ка, где они являются неосновными, через электронно-дырочный переход ускоряющим электрическим полем назы­вают экстракцией носителей заряда.

Используя выражение (1.12) и учитывая, что Е = -dU/dx, определяем плотность полного дрейфового тока через гра­ницу раздела p- и n-областей:

.



Так как через изолированный полупроводник ток про­ходить не должен, между диффузионным и дрейфовым то­ками устанавливается динамическое равновесие:

. (1.15)



Приконтактную область, где имеется собственное электрическое поле, называют **p-n переходом**.

Поскольку потенциальная энергия электрона и потен­циал связаны соотношением W = -qU, образование не­скомпенсированных объемных зарядов вызывает пониже­ние энергетических уровней n-области и повышение энер­гетических уровней р-области. Смещение энергетических диаграмм прекратится, когда уровни Ферми W фn и W фp совпадут (рис. 1.7, д). При этом на границе раздела (x = 0) уровень Ферми проходит через середину запрещенной зоны. Это означает, что в плоскости сечения x = 0 полупровод­ник характеризуется собственной электропроводностью и обладает по сравнению с остальным объемом повышен­ным сопротивлением. В связи с этим его называют запи­рающим слоем или областью объемного заряда.

Совпадение уровней Ферми n- и p-областей соответству­ет установлению динамического равновесия между облас­тями и возникновению между ними потенциального барь­ера Uk для диффузионного перемещения через p-n переход электронов n-области и дырок p-области.

Из рис. 1.7, д следует, что потенциальный барьер

.



Подстановка в это выражение результатов логарифмиро­вания соотношений (1.4), (1.7) позволяет получить сле­дующее равенство:

.



Если обозначить ϕт = kT/q и учесть уравнение (1.10), то можно записать:

; (1.16) . (1.17)



Из уравнений (1.16) и (1.17) следует:

; . (1.18)



При комнатной температуре (Т = 300 К) ϕт ≈ 0,026 В.

Таким образом, контактная разность потенциалов зави­сит от отношения концентраций носителей зарядов одного знака в р- и n-областях полупроводника.

Другим важным параметром p-n перехода является его ширина, обозначаемая δ = δp + δn.

Ширину запирающего слоя δ можно найти, решив урав­нения Пуассона для n-области и p-области:

; (1.19) . (1.20)



Решения уравнений (1.19) и (1.20) при граничных ус­ловиях

; ;



имеют вид:

для -δp < x < 0;



для 0 < x <δn; (1.21)



В точке x = 0 оба решения должны давать одинаковые значения ϕ и . Приравняв и , можно записать:

. (1.22)



Из равенства (1.22) видно, что ширина слоев объемных зарядов в n- и p-областях обратно пропорциональна кон­центрациям примесей и в несимметричном переходе запи­рающий слой расширяется в область с меньшей концен­трацией примесей.

На основании равенства (1.22) можно записать:

; , (1.23)



где δ = δn + δр.

Приравнивая правые части уравнений (1.21) и учиты­вая соотношения (1.23), при x = 0 получаем

.



На основании этого выражения формулу для определения ширины запирающего слоя p-n перехода можно записать в следующем виде:

. (1.24)



Из соотношения (1.24) видно, что на ширину запираю­щего слоя существенное влияние оказывает концентрация примесных атомов. Увеличение концентрации примесных атомов сужает запирающий слой, а уменьшение расширя­ет его. Это часто используется для придания полупровод­никовым приборам требуемых свойств.

**1.3.2 Прямое включение p-n перехода**

При использовании p-n перехода в полупроводниковых приборах к нему подключается внешнее напряжение. Ве­личина и полярность этого внешнего напряжения опреде­ляют электрический ток, проходящий через p-n переход.

Если положительный полюс источника питания подклю­чается к

р-области, а отрицательный полюс - к n-области, то включение p-n перехода называют прямым. При изме­нении указанной полярности источника питания включе­ние p-n перехода называют обратным.

Прямое включение p-n перехода показано на рис. 1.8. Поскольку сопротивление p-n перехода значительно пре­вышает сопротивление нейтральных p- и n-областей, внеш­нее напряжение Uпр почти полностью падает на этом пе­реходе.

Прямое напряжение создает в переходе внешнее элект­рическое поле, направленное навстречу собственному.

Напряженность результирующего поля падает, и уров­ни Ферми смещаются таким образом, что потенциальный барьер уменьшается до Uк - Uпр. Это сопровождается суже­нием запирающего слоя, ширина которого может быть най­дена из соотношения (1.24) подстановкой вместо Uк вели­чины Uк - Uпр:

.



В результате снижения потенциального барьера боль­шее количество основных носителей зарядов получает воз­можность диффузионно переходить в соседнюю область, что сопровождается ростом тока диффузии. Ток дрейфа при этом не изменится, поскольку он зависит от количества неоснов­ных носителей, появляющихся на границах p-n перехода. Это количество зависит только от концентрации примесей в полупроводнике и температуры.

Увеличение диффузионной составляющей тока через p-n переход при неизменной дрейфовой составляющей при­водит к нарушению термодинамического равновесия, ус­танавливаемого выражением (1.15). Через переход будет проходить результирующий ток, определяемый диффузи­онной составляющей.

Дополнительная диффузия носителей зарядов приводит к тому, что на границе p-n перехода повышаются концен­трации дырок в области n-типа до некоторого значения и электронов в p-области до значения . Повышение концентраций неосновных носителей в p- и n-областях вследствие влияния внешнего напряжения, приложенного к электронно-дырочному переходу,

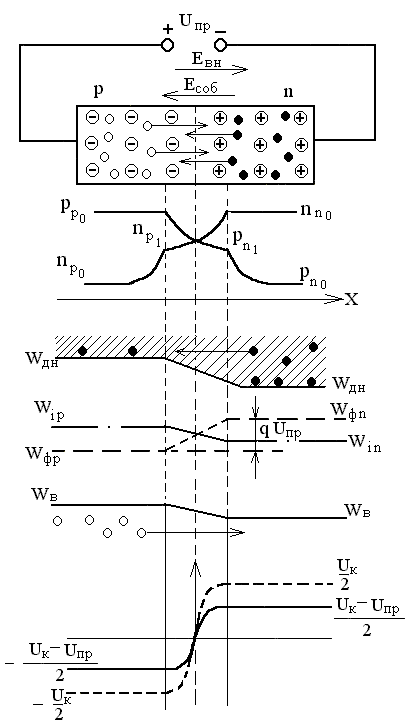


Рисунок 1.8 Прямое включение p-n перехода.

получило название **инжекции** неосновных носителей. Область, из которой происходит инжекция, называют эмиттером, а область, в которую осуществляется инжекция, — базой.

Поскольку при прямом включении p-n перехода потен­циальный барьер уменьшается, концентрации неосновных носителей на границах p-n перехода могут быть рассчита­ны по формулам (1.18) при замене Uк величиной Uк - Uпр. Тогда:

; (1.25)



. (1.26)



Из выражений (1.25) и (1.26) следует, что на границах p-n перехода под действием прямого напряжения Uпр про­исходит увеличение концентраций неосновных носителей.

Неравновесные неосновные носители зарядов диффун­дируют в глубь полупроводника и нарушают его электро­нейтральность. Восстановление нейтрального состояния полупроводников происходит за счет поступления носите­лей зарядов от внешнего источника. Это является причи­ной возникновения тока во внешней цепи, называемого прямым и обозначаемого Iпр.

Концентрации неосновных носителей в нейтральной области полупроводника зависят от координаты x. Закон их распределения может быть найден путем решения урав­нения непрерывности для установившегося состояния, т. е. состояния, при котором концентрация неосновных носите­лей не изменяется во времени. Этому условию соответст­вуют уравнения непрерывности, которые при Е = 0 запи­сываются в следующем виде:

; (1.27) ; (1.28)



где - диффузионная длина дырок в n-области; - диффузионная длина электронов в p-области.



Решения уравнений непрерывности (1.27) и (1.28) для нейтральной области полупроводников (начало отсчета координаты совпадает с границами p-n перехода) при оче­видных из рис. 1.7 начальных условиях и с учетом соотно­шений (1.25) и (1.26) имеют вид:

; (1.29)



. (1.30)



Таким образом, на границе запирающего слоя (x = 0) за счет инжекции концентрация носителей повышается и достигает следующих значений:

; .



Уравнения (1.29) и (1.30) показывают, что в неравно­весном состоянии при удалении от p-n перехода концен­трации неосновных носителей зарядов вследствие реком­бинации убывают по экспоненциальному закону от значе­ний и до и .

При x = Lp и x = Ln концентрации неосновных носите­лей уменьшаются в 2,7 раза. Таким образом, диффузион­ная длина - это расстояние, на котором концентрация неосновных носителей в неравновесном состоянии умень­шается в е раз.

**1.3.3 Обратное включение р-п-перехода**

При включении p-n перехода в обратном направлении (рис. 1.9) внешнее обратное напряжение Uобр создает электрическое поле, совпадающее по направлению с собственным, что приводит к росту потенциального барьера на

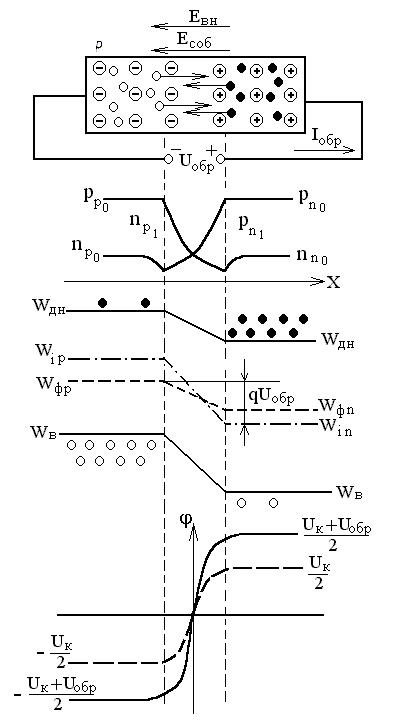


Рисунок 1.9 Обратное включение p-n перехода.

величину Uобр и увеличению относительного смеще­ния энергетических диаграмм на q(Uk + Uобр). Это сопро­вождается увеличением ширины запирающего слоя, кото­рая может быть найдена из соотношения (1.24) подстанов­кой вместо Uk величины Uk + Uобр.

. (1.31)



Возрастание потенциального барьера уменьшает диф­фузионные токи основных носителей (т. е. меньшее их количество преодолеет возросший потенциальный барьер). Для неосновных носителей поле в p-n переходе остается ускоряющим, и поэтому дрейфовый ток, как было показа­но в п. 1.3.2, не изменится.

Уменьшение диффузионного тока приведет к наруше­нию условия равновесия, устанавливаемого выражением (1.15). Через переход будет проходить результирующий ток, определяемый в основном током дрейфа неосновных носителей.

Концентрация неосновных носителей у границ p-n перехода вследствие уменьшения диффузионного перемеще­ния основных носителей уменьшится до некоторых значе­ний и . По мере удаления от p-n перехода концен­трация неосновных носителей будет возрастать до равно­весной. Значение концентрации неосновных носителей за­ряда на любом удалении x от границ p-n перехода можно рассчитать по следующим формулам, полученным при ре­шении уравнения непрерывности для обратного, включе­ния p-n перехода:

; (1.32)



. (1.33)



**1.3.4 Теоретическая вольтамперная характеристика p-n перехода**

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

При включении p-n перехода в прямом направлении в результате инжекции возникает прямой диффузионный ток.

Уравнения для плотности электронной и дырочной составляющих прямого тока получаются подстановкой со­отношений (1.29) и (1.30) в (1.13) и (1.14) и, записывают­ся в следующем виде:

; .



Плотность прямого тока, проходящего через p-n переход, можно определить как сумму jпр = jn диф + jp диф, не изменяющуюся при изменении координаты х. Если счи­тать, что в запирающем слое отсутствуют генерация и ре­комбинация носителей зарядов, то плотность прямого тока, определяемая на границах p-n перехода (при x = 0),

. (1.34)



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

На основании соотношений (1.13), (1.14) и (1.32), (1.33) выражение для расчета плотности обратного тока может быть записано в виде

. (1.35)



Объединяя выражения (1.34) и (1.35), можно записать уравнение для плотности тока в общем виде:

, (1.36) где .



Величину js называют плотностью тока насыщения. Умножив правую и левую части выражения (1.36) на пло­щадь П p-n перехода, получим уравнение теоретической вольтамперной характеристики:

, (1.37)



где IS- ток насыщения. В это уравнение напряжение U подставляется со знаком "плюс" при включении p-n перехода в прямом направлении и со знаком "минус" при об­ратном включении.

Уравнение (1.37) позволяет рассчитать теоретическую вольтамперную характеристику тонкого электронно-дыроч­ного перехода, в котором отсутствуют генерация и реком­бинация носителей зарядов.

Теоретическая вольтамперная характеристика p-n перехода, построенная на основании уравнения (1.37), при­ведена на рис. 1.10. При увеличении

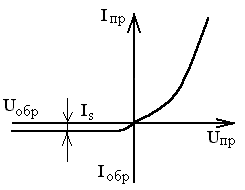


Рисунок 1.10 Теоретическая вольтамперная характеристика p-n перехода.

обратного напряже­ния ток через p-n переход стремится к предельному зна­чению js, которого достигает при обратном напряжении примерно 0,1...0,2 В.

На основании соотношений (1.2), (1.5), (1.8) и (1.10), считая, что все атомы примесей ионизированы, т. е. = Na, для области рабочих температур можно записать: . (1.38)



Из соотношения (1.38) видно, что чем больше ширина запрещенной зоны полупроводника и концентрация при­месей доноров и акцепторов, тем меньше ток насыщения, а с увеличением температуры ток насыщения растет по экспоненциальному закону.

Процессы генерации и рекомбинации носителей в запи­рающем слое оказывают существенное влияние на вид вольтамперной характеристики. В отсутствие внешнего на­пряжения между процессами генерации и рекомбинации устанавливается равновесие. При приложении к p-n переходу обратного напряжения дырки и электроны, обра­зующиеся в результате генерации, выводятся полем запи­рающего слоя. Это приводит к возникновению дополни­тельного тока генерации Iген, совпадающего с обратным током p-n перехода. Можно показать, что при = , τn = τр = τ0 и Ln = Lp = L0 справедливо соотношение

, (1.39)



где δ0 - толщина запирающего слоя.

Из выражения (1.39) видно, что генерационная состав­ляющая обратного тока растет при увеличении ширины запрещенной зоны полупроводника, так как при этом уменьшается значение ni, а также при увеличении кон­центрации примесей, при которой возрастает . На­пример, при одинаковых значениях δ0 и L0 для германия ni = 2,5⋅1013 см-3 (ΔW = 0,67 эВ) и Iген= 0,1⋅Is, а для кремния ni = 6,8⋅1010 см-3 (ΔW = 1,12 эВ) и Iген = 3000⋅IS,.

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

**1.3.5 Реальная вольтамперная характеристика p-n перехода**

При выводе уравнения (1.37) не учитывались такие явле­ния, как термогенерация носителей в запирающем слое перехода, поверхностные утечки тока, падение напряже­ния на сопротивлении нейтральных областей полупровод­ника, а также явления пробоя при определенных обрат­ных напряжениях. Поэтому экспериментальная вольтам­перная характеристика p-n перехода (кривая 2 на рис. 1.11) отличается от теоретической (кривая 1).

При обратном включе­нии p-n перехода отли­чия обусловлены генера­цией носителей зарядов и пробоем p-n перехода. Количество генерируемых носителей пропорциональ­но объему запирающего слоя, который зависит от ширины p-n перехода. По­скольку ширина запираю­щего слоя пропорциональ­на , ток генерации будет расти при увеличе­нии обратного напряже­ния. Поэтому на реальной характеристике при увеличении обратного напряжения до определенного значения наблюдается небольшой рост об­ратного тока. Возрастанию обратного тока способствуют также токи утечки.



При некотором обратном напряжении наблюдается рез­кое возрастание обратного тока. Это явление называют пробоем p-n перехода. Существуют три вида пробоя: тун­нельный, лавинный и тепловой. Туннельный и лавинный пробои представляют собой разновидности электрическо­го пробоя

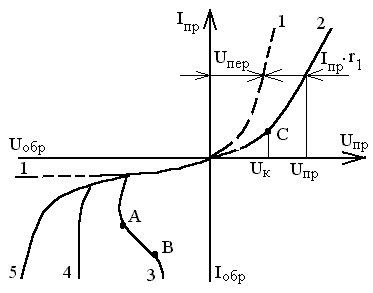


Рисунок 1.11 Отличие реальной вольтамперной характеристики p-n перехода

от теоретической.

и связаны с увеличением напряженности элек­трического поля в переходе. Тепловой пробой определяет­ся перегревом перехода.

Туннельный пробой обусловлен прямым переходом элек­тронов из валентной зоны одного полупроводника в зону проводимости другого, что становится возможным, если напряженность электрического поля в p-n переходе из кремния достигает значения 4⋅105 В/см, а из германия -2⋅105 В/см. Такая большая напряженность электричес­кого поля возможна при высокой концентрации примесей в p- и n-областях, когда толщина p-n перехода становит­ся весьма малой (см. формулу (1.31)). Под действием силь­ного электрического поля валентные электроны вырыва­ются из связей. При этом образуются парные заряды электрон-дырка, увеличивающие обратный ток через переход. На рис. 1.10 кривая 5 представляет собой обратную ветвь вольт-амперной характеристики перехода, соответствую­щую туннельному пробою.

В широких p-n переходах, образованных полупровод­никами с меньшей концентрацией примесей, вероятность туннельного просачивания электронов уменьшается и бо­лее вероятным становится лавинный пробой. Он возника­ет тогда, когда длина свободного пробега электрона в по­лупроводнике значительно меньше толщины p-n перехода. Если за время свободного пробега электроны приобретают кинетическую энергию, достаточную для ионизации атомов в p-n переходе, наступает ударная ионизация, со­провождающаяся лавинным размножением носителей заря­дов. Образовавшиеся в результате ударной ионизации сво­бодные носители зарядов увеличивают обратный ток пере­хода. Увеличение обратного тока характеризуется коэф­фициентом лавинного умножения М:

, (1.40)



где UПРОБ - напряжение начала пробоя; m зависит от ма­териала полупроводника. На рис 1.11 лавинному пробою соответствует кривая 4.

Тепловой пробой обусловлен значительным ростом ко­личества носителей зарядов в p-n переходе за счет нару­шения теплового режима. Подводимая к p-n переходу мощность Рподв = IобрUобр расходуется на его нагрев.

Выделяющаяся в запирающем слое теплота отводится преимущественно за счет теплопроводности. Отводимая от p-n перехода мощность Ротв пропорциональна разно­сти температур перехода Tпер и окружающей среды Токр:

,



где Rт - тепловое сопротивление, 0К/Вт, определяющее перепад температур, необходимый для отвода 1 Вт мощнос­ти от p-n перехода в окружающую среду.

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

Увеличение числа носителей зарядов при нагреве p-n перехода приводит к уменьшению его сопротивления и выделяемого на нем напряжения. Вследствие этого на об­ратной ветви вольтамперной характеристики при тепло­вом пробое появляется участок с отрицательным диффе­ренциальным сопротивлением (участок АВ на рис. 1.11).

Отличия реальной характеристики от теоретической на прямой ветви, в основном, обусловлены распределенным (объёмным) сопротивлением электронной и дырочной областей r1 за пределами запираю­щего слоя (рисунок 1.12).

Если сопротивление запирающего слоя обозначить rд, то кристалл полупроводника с запирающим слоем можно представить в виде последовательного соединения рези­сторов rд и r1.

При прохождении тока IПР на сопротивлении r1 падает часть напряжения внешнего источника и на запирающем слое действует напряжение UПЕР = UПР – IПР⋅r1. Уравнение вольтамперной характеристики в этом случае может быть записано в следующем неявном виде:

.

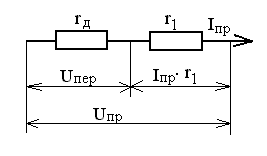


Рисунок 1.12 Упрощенная эквивалентная схема p-n перехода с распределенным сопротивлением полупроводника.

Поскольку UПЕР< UПР реальная характеристика идет ниже теоретической. Когда напряжение на запирающем слое становится равным контактной разности потенциа­лов, запирающий слой исчезает, и дальнейшее увеличение тока ограничивается распределенным сопротивлением по­лупроводников p- и n-типа. Таким образом, в точке С при UПР = UК вольтамперная характеристика переходит в пря­мую линию.

**1.3.6 Емкости p-n перехода**

Изменение внешнего напряжения dU на p-n переходе приводит к изменению накопленного в нем заряда dQ. По­этому p-n переход ведет себя подобно конденсатору, ем­кость которого С = dQ/ dU.

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

Барьерная (зарядная) емкость определяется измене­нием нескомпенсированного заряда ионов при изменении ширины запирающего слоя под воздействием внешнего обратного напряжения. Поэтому идеальный электронно-дырочный переход можно рассматривать как плоский кон­денсатор, емкость которого определяется соотношением

, (1.41)



где П, δ - соответственно площадь и толщина p-n перехода.

Из соотношений (1.41) и (1.31) следует

.



В общем случае зависимость зарядной емкости от при­ложенного к p-n переходу обратного напряжения выра­жается формулой

,



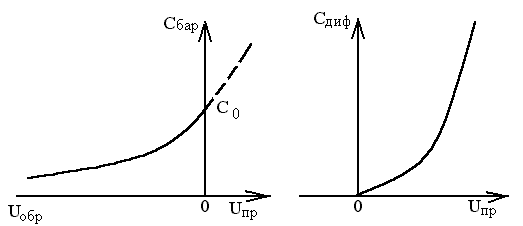
где C0 — емкость p-n перехода при UОБР  = 0; γ - коэффици­ент, зависящий от типа p-n перехода (для резких p-n переходов γ = 1/2, а для плавных γ = 1/3).

Барьерная емкость увеличивается с ростом NА и NД, а также с уменьшением обратного напряжения. Характер зависимости СБАР = f(UОБР) показан на рис. 1.13,а.

Рассмотрим диффузионную емкость. При увеличении внешнего напряжения, приложенного к p-n переходу в прямом направлении, растет концентрация инжектирован­ных носителей вблизи границ перехода, что приводит к изменению количества заря­да, обусловленного неосновны­ми носителями в p- и n-областях. Это можно рассмат­ривать как проявление неко­торой емкости. Поскольку она зависит от изменения диффузионной составляю­щей тока, ее называют диф­фузионной. Диффузионная емкость представляет собой отношение приращения инжекционного заряда dQинж к вызвавшему его изменению напряжения dUпр, т. е. . Воспользовавшись уравнением (1.30), можно опреде­лить заряд инжектированных носителей, например дырок в n-области:



.



|  |  |
| --- | --- |
| а) | б) |

Рисунок 1.13 Зависимость барьерной (а) и диффузионной (б) емкостей p-n перехода от напряжения.

.



Тогда диффузионная емкость, обусловленная изменением общего заряда неравновесных дырок в n-области, опреде­лится по формуле

.



Аналогично для диффузионной емкости, обусловленной инжекцией электронов в p-область,

.

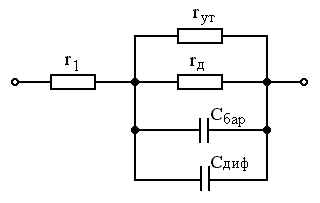


Рисунок 1.13 Эквивалентная схема p-n перехода.

Общая диффузионная емкость

.



Зависимость ёмкости от прямого напряжения на p-n переходе показана на рисунке 1.13, б.

Полная емкость p-n перехода определяется сум­мой зарядной и диффузи­онной емкостей:

.



При включении p-n перехода в прямом направ­лении преобладает диффу­зионная емкость, а при включении в обратном на­правлении - зарядная.

На рис. 1.14 приведена эквивалентная схема p-n перехода по переменному току. Схема содержит дифферен­циальное сопротивление p-n перехода rД, диффузионную емкость СДИФ, барьерную емкость СБАР и сопротивление объ­ема p- и n-областей r1. На основании уравнения (1.37) можно записать:

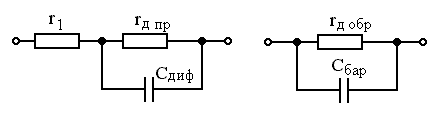
.

Если при прямом включении p-n перехода Uпр >> ϕт, то:

; .

При комнатной температуре ; (1.42)

(в соотношении (1.42) значение тока подставляется в ам­перах). Сопротивление утечки rУТ учитывает возможность прохождения тока по поверхности кристалла из-за несо­вершенства его структуры. При прямом включении p-n перехода СБАР << СДИФ, дифференциальное сопротивление rД ПР мало и соизмеримо с r1, поэтому эквивалентная схе­ма принимает вид, показанный на рис. 1.15, а.



|  |  |
| --- | --- |
| а) | б) |

Рисунок 1.15 Упрощенные эквивалентные схемы p-n перехода.

При обратном смещении rД ОБР >> r1, СБАР >> СДИФ и эк­вивалентная схема имеет вид, показанный на рис. 1.15, б.

**1.4 РАЗНОВИДНОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ**

**1.4.1 Гетеропереходы**

Гетеропереход образуется двумя полупроводниками, различающимися шириной запрещенной зоны. Параметры кристаллических решеток полупроводников, составляющих гетеропереход, должны быть близки, что ограничивает выбор материалов. В настоящее время наиболее исследо­ванными являются пары: германий-арсенид галлия, арсенид галлия-мышьяковидный индий, германий-кремний. Различают n-p и p-n гетеропереходы (на первое место ставится буква, обозначающая тип электропроводности полупроводника с более узкой запрещенной зоной). На основе гетеропереходов возможно также создание струк­тур n-n и p-p.

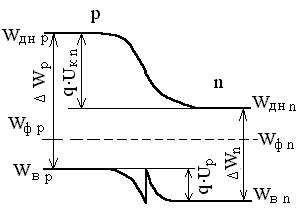


Рисунок 1.16 Упрощенная энергетическая диаграмма p-n гетероперехода в равновесном состоянии.

На рисунке 1.16 приведена упрощенная энергетическая диа­грамма n-p перехода между арсенидом галлия р-типа (ΔWP = 1,5 эВ) и германием n-типа (ΔWn = 0,67 эВ) в состоянии равновесия (U = 0). При контакте полупровод­ников происходит перераспределение носителей зарядов, приводящее к выравниванию уровней Ферми p- и n-областей и возникновению энергетического барьера для элек­тронов n-области q⋅Ukn и. для дырок p-области q⋅Uкp, при­чем Uкn > Uкp.

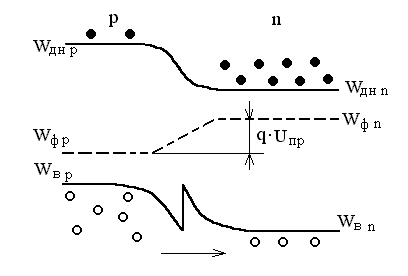


Рисунок 1.17 Упрощенная энергетическая диаграмма p-n гетероперехода, включенного в прямом состоянии.

В состоянии равновесия ток через n-p переход равен нулю. Поскольку потенциальные барьеры для дырок и электронов различны, при приложении к гете­ропереходу прямого напряжения смещения он обеспечит эффективную инжекцию дырок из полупроводника с боль­шей шириной запрещенной зоны (рис. 1.17).

**1.4.2 Контакт между полупроводниками одного типа электропроводности**

Контакт полупроводников с одним типом электропро­водности, но с разной концентрацией примесей обознача­ют р+-р или п+-п (знаком "плюс" отмечается полупро­водник с большей концентрацией примесей). В таких кон­тактах носители из области с большей концентрацией при­меси переходят в область с меньшей концентрацией. При этом в области с повышенной концентрацией нарушается компенсация зарядов ионизированных атомов примеси, а в другой области создается избыток основных носителей зарядов. Образование этих зарядов приводит к появлению на переходе собственного электрического поля и кон­тактной разности потенциалов, определяемой следующи­ми соотношениями: для p+-р перехода

;



для n+-n перехода .



В этих переходах не образуется слой с малой концентра­цией носителей зарядов, и их сопротивление определяет­ся в основном сопротивлением низкоомной области. По­этому при прохождении тока непосредственно на контак­те падает небольшое напряжение и выпрямительные свойст­ва этих переходов не проявляются. В p+-p и n+-n- переходах отсутствует инжекция неосновных носителей из низкоомной области в высокоомную. Если, например, к переходу n+-n подключен источник тока плюсом к n-области, а минусом к n+-области, то из n+-области в n-область будут переходить электроны, являющиеся в ней основ­ными носителями зарядов. При изменении полярности внешнего напряжения из n+-области в n-область должны инжектироваться дырки, однако их концентрация мала, и этого явления не происходит. Переходы типа p+-p и n+-n возникают при изготовле­нии омических контактов к полупроводникам.

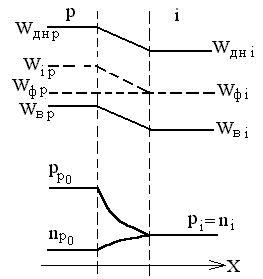


Рисунок 1.18 Энергетическая диаграмма p-i перехода.

Промежуточное поло­жение между p+-p- или n+-n- и p-n переходом занимают p-i и n-i переходы. Такие переходы обра­зуются между двумя плас­тинами, одна из которых имеет электронную или ды­рочную электропроводность, а другая - собственную.

На рис 1.18 показаны энергетическая диаграмма и изменение концентра­ций на границе двух по­лупроводников с p- и i-областями. Вследствие раз­ности концентраций носи­телей зарядов в p- и i-областях происходит инжекция дырок из p-области в i-область и электронов из i-области в p-область. Вследствие малой величины инжекционной составляющей электрон­ного тока потенциальный барьер на границе перехода соз­дается неподвижными отрицательными ионами акцепторов р-области и избыточными дырками i-области, диффундирующими в нее из p-области. Поскольку >> , глуби­на распространения запирающего слоя в i-области значи­тельно больше, чем в р-области.

**1.4.3 Контакт металла с полупроводником**

Свойства контакта металла с полупроводником зависят от работы выхода электронов из металла (W0м) и из полу­проводника (W0n или W0p). Электроны переходят из мате­риала с меньшей работой выхода в материал с большей работой выхода. При контакте металла с электронным по­лупроводником при выполнении условия W0n < W0p элек­троны переходят из полупроводника в металл. Если осу­ществлен контакт металла с дырочным полупроводником и выполняется условие W0м < W0p, будет происходить переход электронов в полупроводник. И в том, и в другом случае произойдет обеднение свободными носителями за­ряда приконтактной области полупроводника.

Обедненный слой обладает повышенным сопротивлени­ем, которое может изменяться под воздействием внешнего напряжения. Следовательно, такой контакт имеет нели­нейную характеристику и является выпрямляющим. Пере­нос зарядов в этих контактах осуществляется основными носителями, и в них отсутствуют явления инжекции, накоп­ления и рассасывания зарядов. Таким образом, выпрям­ляющие контакты металл-полупроводник малоинерцион­ны и служат основой создания диодов с барьером Шоттки, обладающих высоким быстродействием и малым временем переключения.

Если при контакте металла с полупроводником выпол­няется условие W0м < W0м или W0м > W0p, то приконтактный слой полупроводника обогащается основными носителями заряда и его сопротивление становится низким при любой полярности внешнего напряжения. Такой контакт имеет практически линейную характеристику и является невыпрямляющим.

**1.4.4 Омические контакты**

Омическими называют контакты, сопротивление кото­рых не зависит от величины и направления тока. Другими словами, это контакты, обладающие практически линей­ной вольт-амперной характеристикой. Омические контак­ты обеспечивают соединение полупроводника с металли­ческими токопроводящими элементами полупроводниковых приборов. Кроме линейности вольт-амперной характери­стики, эти контакты должны иметь малое сопротивление и обеспечивать отсутствие инжекции носителей из метал­лов в полупроводник. Эти условия выполняются путем вве­дения между полупроводником рабочей области кристал­ла и металлом полупроводника с повышенной концентра­цией примеси (рис. 1.19). Контакт между полупроводника­ми с одинаковым типом электропроводности является не­выпрямляющим и низкоомным. Металл выбирают так, что­бы обеспечить малую контактную разность потенциалов. Одним из способов получения омических кон­тактов является введение в металл примеси, которой легирован полу­проводник. В этом случае при сплавлении металла с полупровод­ником в контактной области об­разуется тонкий слой вырожден­ного полупроводника, что соответ­ствует структуре, изображенной на рис. 1.19.

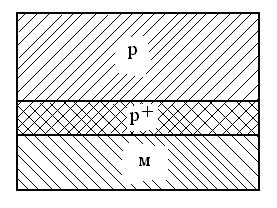


Рисунок 1.19 Структура омического контакта.

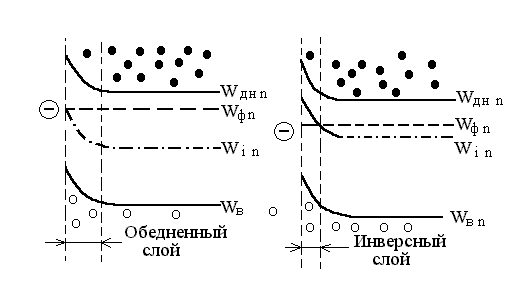
**1.4.5 Явления на поверхности полупроводника**

В результате взаимодействия полупроводника и окру­жающей среды на поверхности кристалла образуются раз­личные соединения, отличающиеся по своим свойствам от основного материала. Кроме того, обработка кристалла приводит к дефектам кристаллической решетки на поверх­ности полупроводника. По этим причинам возникают по­верхностные состояния, повышающие вероятность появ­ления свободных электронов или незаполненных ковалентных связей. Энергетические уровни поверхностных состоя­ний могут располагаться в запрещенной энергетической зоне и соответствовать донорным и акцепторным примесям.

Поверхностные состояния меняют концентрацию носи­телей заряда, и в приповерхностном слое полупроводника возникает объемный заряд, приводящий к изменению уров­ня Ферми. Поскольку в состоянии равновесия уровень Ферми во всем кристалле полупроводника одинаков, поверх­ностные состояния вызывают искривление энергетических уровней в приповерхностном слое полупроводника.

В зависимости от типа полупроводника и характера по­верхностных состояний может происходить обеднение или обогащение поверхности кристалла носителями заряда.

Обеднение возникает в том случае, если поверхност­ный заряд совпадает по знаку с основными носителями заряда. На рис. 1.20 показано образование обедненного слоя на поверхности полупроводника n-типа при такой плотности поверхностных состояний, что уровни Win и Wфn не пересекаются. Повышение плотности пространст­венного заряда может привести к пересечению уровня Ферми с уровнем середины запрещенной зоны (рис. 1.21), что соответствует изменению типа электропроводности у поверхности полупроводника. Это явление называют ин­версией типа электропроводности, а слой, в котором. оно наблюдается, - инверсным слоем.

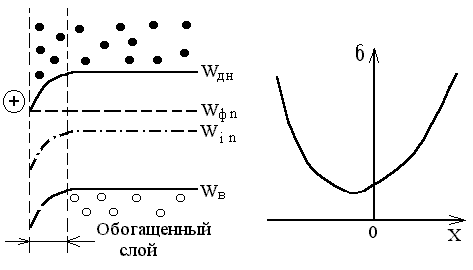


|  |  |
| --- | --- |
| Рис. 1.20 Образование обедненного слоя на поверхности полупроводника n-типа. | Рис. 1.21 Изменение типа электропроводимости на поверхности полупроводника n-типа. |

Если знаки поверхностного заряда и основных носите­лей противоположны, происходит обогащение приповерхностной области основными носителями зарядов. Такую область называют обогащенным слоем (рис. 1.22).

Электропроводность приповерхностного слоя полупро­водника может изменяться под действием электрического поля, возникающего за счет напряжения, прикладываемо­го к металлу и полупроводнику, разделенным диэлектриком. Если предположить, что до включения напряжения поверх­ностные состояния на границе полупроводника и диэлект­рика отсутствуют, то электропроводности приповерхност­ного слоя и объема полупроводника будут одинаковыми.

При включении напряжения между металлом и полу­проводником возникает электрическое поле, и на поверх­ности металла и в приповерхностном слое полупроводни­ка, как на пластинах конденсатора, накапливаются заряды. Например, если полупроводник электронный и к нему прикладывается отрицательное напряжение, то под дейст­вием электрического поля у



|  |  |
| --- | --- |
| Рисунок 1.22 Образование обогащенного слоя на поверхности полупроводника n-типа. | Рисунок 1.23 График изменения типа электропроводности на поверхности полупроводника. |

поверхности увеличиваются концентрация электронов и электропроводность приповерхностного слоя полупроводника (см. рис. 1.22). При изме­нении полярности напряжения концентрация электронов в приповерхностном слое уменьшается, а дырок - увели­чивается. В связи с этим электропроводность приконтактной области уменьшается, стремясь к собственной. Уве­личение напряжения приводит к тому, что концентрация дырок становится выше концентрации электронов и про­исходит изменение (инверсия) типа электропроводности слоя. При этом электропроводность приповерхностного слоя увеличивается. Зависимость электропроводности припо­верхностного слоя полупроводника n-типа от напряжения показана на рис. 1.23. Это явление принято называть эф­фектом поля.

**2 ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ**

**2.1 Классификация**

Классификация полупроводниковых диодов производится по следующим признакам:

- методу изготовления перехода: сплавные, диффузионные, планарные, точечные, диоды Шоттки и др.;

- материалу: германиевые, кремниевые, арсенидо-галлиевые и др.;

- физическим процессам, на использовании которых основана работа диода: туннельные, лавинно-пролетные, фотодиоды, светодиоды. диоды Ганна и др.;

- назначению: выпрямительные, универсальные, импульс­ные, стабилитроны, детекторные, параметрические, смеситель­ные, СВЧ-диоды и др.

Некоторые из указанных типов диодов по назначению будут рас­смотрены в настоящей главе, а другие - в соответствующих разде­лах учебного пособия.

**2.2 Выпрямительные диоды**

Выпрямительными обычно называют диоды, предназначенные для преобразования переменного напряжения промышленной час­тоты (50 или 400 Гц) в постоянное. Основой диода является обыч­ный p-n переход. В практических случаях p-n переход диода имеет достаточную площадь для того, чтобы обеспечить большой прямой ток. Для получения больших обратных (пробивных) напряжений ди­од обычно выполняется из высокоомного материала.

Основными параметрами, характеризующими выпрямительные диоды, являются (рисунок 2.1):

- максимальный прямой ток Iпр max;

- падение напряжения на диоде при заданном значении прямого тока Iпр (Uпр ≈ 0.3...0,7 В для германиевых диодов и Uпр ≈ 0,8...1,2 В -для кремниевых);

- максимально допустимое постоянное обратное напряже­ние диода

Uобр max ;

- обратный ток Iобр при заданном обратном напряжении Uобр (значе­ние обратного тока германиевых диодов на два -три порядка боль­ше, чем у кремниевых);

- барьерная емкость диода при подаче на него обратного напря­жения некоторой величины;

- диапазон частот, в котором возможна работа диода без суще­ственного снижения выпрямленного тока;

- рабочий диапазон температур (германиевые диоды работают в диапазоне -60...+70°С, кремниевые - в диапазоне -60...+150°С, что объясняется малыми обратными токами кремниевых диодов).

Рисунок 2.1 К определению параметров выпрямительных диодов.

Выпрямительные диоды обычно подразделяются на диоды ма­лой, средней и большой мощности, рассчитанные на выпрямленный ток до 0.3, от 0,3 до 10 и свыше 10 А соответственно.

Для работы на высоких напряжениях (до 1500 В) предназначе­ны выпрямительные столбы, представляющие собой последова­тельно соединенные p-n переходы, конструктивно объединенные в одном корпусе. Выпускаются также выпрямительные матрицы и блоки, имеющие в одном корпусе по четыре или восемь диодов, соединенные по мостовой схеме выпрямителя и имеющие Iпр max до 1 А и Uo6p max до 600 В.

При протекании больших прямых токов Iпр и определенном паде­нии напряжения на диоде Uпp B нем выделяется большая мощность. Для отвода данной мощности диод должен иметь большие размеры p-n перехода, корпуса и выводов. Для улучшения теплоотвода ис­пользуются радиаторы или различные способы принудительного охлаждения (воздушное или даже водяное).

Среди выпрямительных диодов следует выделить особо диод с барьером Шоттки. Этот диод характеризуется высоким быстродейст­вием и малым падением напряжения (Uпp < 0,6 В). К недостаткам ди­ода следует отнести малое пробивное напряжение и большие об­ратные токи.

**2.3 Стабилитроны и стабисторы**

Стабилитроном называется полупроводниковый диод, на об­ратной ветви ВАХ которого имеется участок с сильной зависимо­стью тока от напряжения (рисунок 2.2), т.е. с большим значением крутиз­ны ΔI/ΔU (ΔI= Icт max - Iст min). Если такой участок соответствует прямой ветви ВАХ, то прибор называется стабистором.

Стабилитроны используются для соз­дания стабилизаторов напряжения.

Напряжение стабилизации Uст равно напряжению электрического (лавинного) пробоя p-n перехода при некотором заданном токе стабилиза­ции Iст (рисунок ). Стабилизирующие свойства ха­рактеризуются дифференциальным со­противлением стабилитрона rд = ΔU/ΔI, которое должно быть возможно меньше.

К параметрам стабилитрона относятся: напряжение стабилизации Ucт, минимальный и максимальный токи стабилизации Iст min Iст max.

Промышленностью выпускаются стабилитроны с параметрами: Ucт от 1,5 до 180 В, токи стабилизации от 0,5 мА до 1,4 А.

Выпускаются также двуханодные стабилитроны, служащие для стабилизации разнополярных напряжений и представляющие собой встречно включенные p-n переходы.

Рисунок 2.2 К определению параметров стабилитронов.

**2.4 Универсальные и импульсные диоды**

Они применяются для преобразования высокочастотных и им­пульсных сигналов. В данных диодах необходимо обеспечить мини­мальные значения реактивных параметров, что достигается благо­даря специальным конструктивно-технологическим мерам.

Одна из основных причин инерционности полупроводниковых диодов связана с диффузионной емкостью. Для уменьшения времени жизни τ используется легирование материала (например, золотом), что создает много ловушечных уровней в за­прещенной зоне, увеличивающих скорость рекомбинации и следовательно уменьшается Сдиф.

Разновидностью универсальных диодов является диод с корот­кой базой. В таком диоде протяженность базы меньше диффузион­ной длины неосновных носителей. Следовательно, диффузионная емкость будет определяться не временем жизни неосновных носи­телей в базе, а фактическим меньшим временем нахождения (вре­менем пролета). Однако осуществить уменьшение толщины базы при большой площади p-n перехода технологически очень сложно. Поэтому изготовляемые диоды с короткой базой при малой площа­ди являются маломощными.

В настоящее время широко применяются диоды с p-i-n-структурой, в которой две сильнолегированные области p- и n-типа разде­лены достаточно широкой областью с проводимостью, близкой к собственной (i-область). Заряды донорных и акцепторных ионов расположены вблизи границ i-области. Распределение электричес­кого поля в ней в идеальном случае можно считать однородным (в отличие от обычного p-n перехода). Таким образом, i-область с низ­кой концентрацией носителей заряда, но обладающей диэлектриче­ской проницаемостью можно принять за конденсатор, «обкладками» которого являются узкие (из-за большой концентрации носителей в p- и n-областях) слои зарядов доноров и акцепторов. Барьерная ем­кость p-i-n диода определяется размерами i-слоя и при достаточно широкой области от приложенного постоянного напряжения прак­тически не зависит.

Особенность работы p-i-n диода состоит в том, что при прямом напряжении одновременно происходит инжекция дырок из p-области и электронов из n-области в i-область. При этом его прямое со­противление резко падает. При обратном напряжении происходит экстракция носителей из i-области в соседние области. Уменьшение концентрации приводит к дополнительному возрастанию сопротив­ления i области по сравнению с равновесным состоянием. Поэтому для p-i-n диода характерно очень большое отношение прямого и об­ратного сопротивлений, что при использовании их в переклю­чательных режимах.

В качестве высокочастотных универсальных использу­ются структуры с Шоттки и Мотта. В этих приборах про­цессы прямой проводимости определяются только основными носи­телями заряда. Таким образом, у рассматриваемых диодов отсутст­вует диффузионная емкость, связанная с накоплением и рассасы­ванием носителей заряда в базе, что и определяет их хорошие вы­сокочастотные свойства.

Отличие барьера Мотта от барьера Шоттки состоит в том, что тон­кий i-слой создан между металлом М и сильно легированным полу­проводником n+, так что получается структура М-i-n. В высокоомном i-слое падает все приложенное к диоду напряжение, поэтому толщи­на обедненного слоя в n+-области очень мала и не зависит от напря­жения. И поэтому барьерная емкость практически не зависит от на­пряжения и сопротивления базы.

Наибольшую рабочую частоту имеют диоды с барьером Мотта и Шоттки, которые в отличие от p-n-перехода почти не накаплива­ют неосновных

носителей заряда в базе диода при прохождении прямого тока и поэтому имеют малое время восстановления tВОСТ (около 100 пс).

Разновидностью импульсных диодов являются диоды с накоп­лением заряда (ДНЗ) или диоды с резким восстановлением обрат­ного тока (сопротивления). Импульс обратного тока в этих диодах имеет почти прямоугольную форму (рисунок 4.2). При этом значение t1 может быть значительным, но t2 должно быть чрезвычайно малым для использования ДНЗ в быстродействующих импульсных устройствах.

Получение малой длительности t2 связано с созданием внутреннего поля в базе около обедненного слоя p-n-перехода путем неравномерного распре­деления примеси. Это поле является тормозящим для носителей, пришед­ших через обедненный слой при пря­мом напряжении, и поэтому препятст­вует уходу инжектированных носителей от границы обедненного слоя, заставляя их компактнее концентрироваться зи грани­цы. При подаче на диод обратного напряжения (как и в обычном диоде) происходит рассасывание накопленного в базе заряда, но при этом внутреннее электрическое поле уже будет способство­вать дрейфу неосновных носителей к обедненному слою перехо­да. В момент t1, когда концентрация избыточных носителей на границах перехода спадает до нуля, оставшийся избыточный за­ряд неосновных носителей в базе становится очень малым, а, следовательно, оказывается малым и время t2 спадания обратно­го тока до значения I0.

Рисунок 2.3 Временные диаграммы тока через импульсный диод.

**2.5 Варикапы**

Варикапом называется полупроводниковый диод, используе­мый в качестве электрически управляемой емкости с достаточно высокой добротностью в диапазоне рабочих частот. В нем исполь­зуется свойство p-n-перехода изменять барьерную емкость под действием внешнего напряжения (рисунок 2.4).

Основные параметры варикапа: номинальная емкость СН при заданном номинальным напряжением UН (обычно 4 В ), максимальное обратное напря- жение Uобр max и добротность Q.

Для увеличения добротности варикапа используют барьер Шоттки; эти варикапы имеют малое сопротивление потерь, так как в качестве одного из слоев диода используется металл.

Рисунок 2.4 Зависимость емкости варикапа от напряжения.

Основное применение варикапов - электрическая перестройка частоты колебательных контуров. В настоящее время существует несколько разновидностей варикапов, применяемых в различных устройствах непрерывного действия. Это параметрические диоды, предназначенные для усиления и генерации СВЧ-сигналов, и умножительные диоды, предназначенные для умножения частоты в широком диапазоне частот. Иногда в умножительных диодах ис­пользуется и диффузионная емкость.

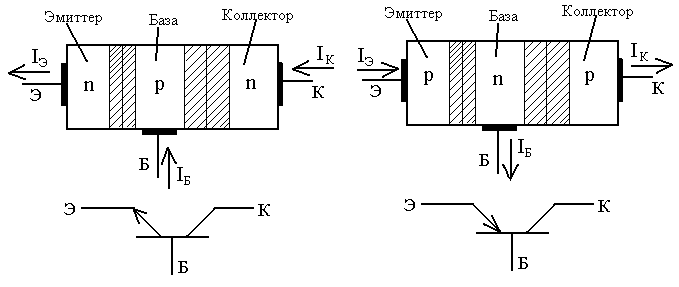
**3 БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ**

**3.1 Принцип действия биполярного транзистора. Режимы работы.**

**3.1.1 Общие сведения**

**Биполярным транзистором** (БТ) называется трехэлектродный полупроводниковый прибор с двумя взаимодействующими p-n переходами, предназначенный для усиления электрических колеба­ний по току, напряжению или мощности. Слово “биполярный” оз­начает, что физические процессы в БТ определяются движением носителей заряда обоих знаков (электронов и дырок). Взаимодей­ствие переходов обеспечивается тем, что они располагаются дос­таточно близко - на расстоянии, меньшем диффузионной длины. Два p-n-перехода образуются в результате чередования областей с разным типом электропроводности. В зависимости от порядка че­редования различают БТ типа

n-p-n (или со структурой n-p-n) и типа p-n-p (или со структурой p-n-p), условные изображения которых по­казаны на рисунке 3.1.



|  |  |
| --- | --- |
| а) | б) |
| Рисунок 3.1 Структуры БТ. | |

Структура реального транзистора типа n-p-n изображена на рисунке 3.2. В этой структуре существуют два перехода с неодинаковой площадью: площадь левого перехода n1+-p меньше, чем у перехода n2-p. Кроме того, у большинства БТ одна из крайних областей (n1 с меньшей площадью) сечения легирована гораздо сильнее, чем другая крайняя область (n2).

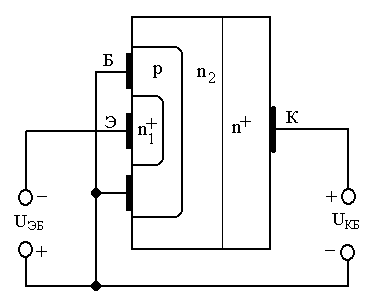


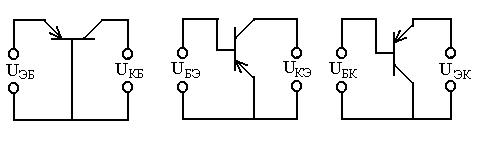
Рисунок 3.2 Структура реального БТ типа n-p-n.

Сильнолегированная об­ласть обозначена верхним индексом “+” (n+). Поэтому БТ является асимметрич­ным прибором. Асимметрия отражается и в названиях крайних об­ластей: сильнолегированная область с меньшей площадью (n1+) называется **эмиттером**, а область n2 - **коллектором***.* Соответст­венно область (p) называется **базовой**(или базой). Правая область n+ служит для переход n1+-р называют **эмиттерным**, а n2-p **коллектор­ным***.* Средняя снижения сопротивления коллектора. Конта­кты с областями БТ обозначены на рисунках 3.1 и 3.2 буквами: Э - эмиттер; Б - база; К- коллектор.

Основные свойства БТ определяются процессами в базовой об­ласти, которая обеспечивает взаимодействие эмиттерного и коллек­торного переходов. Поэтому ширина базовой области должна быть малой (обычно меньше 1 мкм). Если распределение примеси в базе от эмиттера к коллектору однородное (равномерное), то в ней отсут­ствует электрическое поле и носители совершают в базе только диффузионное движение. В случае неравномерного распределения примеси (неоднородная база) в базе существует “внутреннее” электрическое поле, вызывающее появление дрейфового движения носителей: результирующее движение определяется как диффузи­ей, так и дрейфом. БТ с однородной базой называют **бездрейфовы­ми**, а с неоднородной базой - **дрейфовыми.**

Биполярный транзистор, являющийся трехполюсным прибором, можно использовать в трех схемах включения: с общей базой (ОБ) (рисунок 3.3,а), общим эмиттером (ОЭ) (рисунок 3.3,б), и общим коллектором (ОК) (рисунок 3.3,в). Стрелки на ус­ловных изображениях БТ указывают (как и на рисунке 3.1) направление прямого тока эмиттерного перехода. В обозначениях напряжений вторая буква индекса обозначает общий электрод для двух источни­ков питания.

В общем случае возможно четыре варианта полярностей напря­жения переходов, определяющих четыре режима работы транзисто­ра. Они получили названия: нормальный активный режим, инверс­ный активный режим, режим насыщения (или режим двухсторонней инжекции) и режим отсечки.



|  |  |  |
| --- | --- | --- |
| а) | б) | в) |
| Рисунок 3.3 Схемы включения БТ. | | |

В **нормальном активном режиме** (НАР) на эмиттерном переходе действует прямое напряжение (напряжение эмиттер - база UЭБ), а на коллекторном переходе - обратное (напряжение коллектор - ба­за UКБ). Этому режиму соответствуют полярности источников пита­ния на рисунке 3.4 и направления токов для p-n-p транзистора. В случае n-p-n транзистора полярности напряжения и направления токов из­меняются на противоположные.

Рисунок 3.4 Физические процессы в БТ.

Этот режим работы (НАР) является основным и определяет на­значение и название элементов транзистора. Эмиттерный переход осуществляет инжекцию носителей в узкую базовую область, кото­рая обеспечивает практически без потерь перемещение инжектиро­ванных носителей до коллекторного перехода. Коллекторный пере­ход не создает потенциального барьера для подошедших носите­лей, ставших неосновными носителями заряда в базовой области, а, наоборот, ускоряет их и поэтому переводит эти носители в коллекторную область. “Собира­тельная” способность этого перехода и обусловила название “кол­лектор”. Коллектор и эмиттер могут поменяться ролями, если на коллекторный переход подать прямое напряжение UКБ, а на эмиттерный -обратное UЭБ. Такой режим работы называется инверсным активным режимом (ИАР). В этом случае транзистор “работает” в обратном направлении: из коллектора идет инжекция дырок, кото­рые проходят через базу и собираются эмиттерным переходом, но при этом его параметры отличаются от первоначальных.

Режим работы, когда напряжения на эмиттерном и коллектор­ном переходах являются прямыми одновременно, называют режи­мом двухсторонней инжекции (РДИ) или менее удачно режимом насыщения (РН). В этом случае и эмит­тер, и коллектор инжектируют носители заряда в базу навстречу друг другу и одновременно каждый из переходов собирает носители, приходящие к нему от другого перехода.

Наконец, режим, когда на обоих переходах одновременно действуют обратные напряжения, называют ре­жимом отсечки (РО), так как в этом случае через переходы протекают ма­лые обратные токи.

Следует подчеркнуть, что классификация режимов производится по комбинации напряжений переходов, В схеме включения с общей базой (ОБ) они равны напряжениям источни­ков питания UЭБ и UКБ. В схеме включения с общим эмиттером (ОЭ) напряжение на эмиттерном переходе определяется напря­жением первого источника (UЭБ = -UБЭ), а напряжение коллектор­ного перехода зависит от напряжений обоих источников и по обще­му правилу определения разности потенциалов UКБ = UКЭ + UЭБ. Так как UЭБ = -UБЭ, тo UКБ = UКЭ - UБЭ; при этом напряжение источ­ников питания надо брать со своим знаком: положительным, если к электроду присоединен положительный полюс источника, и от­рицательным - в другом случае. В схеме включения с общим кол­лектором (ОК) напряжение на коллекторном переходе определя­ется одним источником: UКБ = -UБК. Напряжение на эмиттерном переходе зависит от обоих источников: UЭБ = UЭК + UКБ = UЭК - UБК, при этом правило знаков прежнее.

**3.1.2 Физические процессы в бездрейфовом биполярном**

**транзисторе при работе в активном режиме.**

Основные физические процессы в идеализированном БТ удобно рассматривать на примере схемы с общей базой (рисунок 3.4), так как напряжения на переходах совпадают с напряжениями источников питания. Выбор p-n-p транзистора связан с тем, что направление движения инжектируемых из эмиттера носителей (дырок) совпадает с направлением тока.

В нормальном активном режиме (НАР) на эмиттерном переходе действует прямое напряжение UЭБ. Поэтому прямой ток перехода

, (3.1)



где Iэ р, Iэ n - инжекционные токи дырок (из эмиттера в базу) и электронов (из базы в эмиттер), а Iэ рек - составляющая тока, вы­званная рекомбинацией в переходе тех дырок и электронов, энергия которых недостаточна для преодоления потенциального барьера. Относительный вклад этой составляющей в ток перехода Iэ в (3.1) тем заметнее, чем меньше инжекционные составляющие Iэр и Iэn, определяющие прямой ток в случае идеа­лизированного р-n перехода. Если вклад Iэ рек незначителен, то вместо (3.1) можно записать

. (3.2)



Полезным в сумме токов выражения (3.1) является только ток Iэ р, так как он будет участвовать в создании тока коллекторного перехода. “Вредные” составляющие тока эмиттера Iэ n и Iэ рек протекают через вывод базы и являются составляющими тока ба­зы, а не коллектора. Поэтому вредные компоненты Iэ n, Iэ рек долж­ны быть уменьшены.

Эффективность работы эмиттерного перехода учитывается ко­эффициентом инжекции эмиттера

, (3.3)



который показывает, какую долю в полном токе эмиттера составля­ет полезный компонент. В случае пренебрежения током Iэ рек

. (3.4)



Коэффициент инжекции γЭ "тем выше (ближе к единице), чем меньше отношение Iэ n/ Iэ р. Величина Iэ n/ Iэ р << 1, если концентрация акцепторов в эмиттерной области p-n-p транзистора NАЭ на несколь­ко порядков выше концентрации доноров NДБ в базе (NАЭ >> NДБ). Это условие обычно и выполняется в транзисторах.

Какова же судьба дырок, инжектированных в базу из эмиттера, определяющих полезный ток IЭр? Очевидно, что инжектированные дырки повышают концентрацию дырок в базе около границы с эмиттерным переходом, т.е. вызывают появление градиента концентра­ции дырок - неосновных носителей базы. Этот градиент обусловливает диффузионное движение дырок через базу к коллекторному переходу. Очевидно, что это движение должно сопровождаться ре­комбинацией части потока дырок. Потерю дырок в базе можно учесть введением тока рекомбинации дырок IБ рек, так что ток подхо­дящих к коллекторному переходу дырок

. (3.5)



Относительные потери на рекомбинацию в базе учитывают коэф­фициентом переноса:

. (3.6)



Коэффициент переноса показывает, какая часть потока дырок, ин­жектированных из эмиттера в базу, подходит к коллекторному пере­ходу. Значение χБ тем ближе к единице, чем меньшее число инжек­тированных дырок рекомбинирует с электронами - основными носи­телями базовой области. Ток IБ рек одновременно характеризует одинаковую потерю количества дырок и электронов. Так как убыль электронов в базе вследствие рекомбинации в конце концов покры­вается за счет прихода электронов через вывод базы из внешней це­пи, то ток IБ рек следует рассматривать как составляющую тока базы наряду с инжекционной составляющей IЭ n.

Чтобы уменьшить потери на рекомбинацию, т.е. увеличить χБ, необходимо уменьшить концентрацию электронов в базе и ширину базовой области. Первое достигается снижением концентрации до­норов Nд Б. Это совпадает с требованием NАЭ/NДБ, необходимым для увеличения коэффициента инжекции. Потери на рекомбинацию будут тем меньше, чем меньше отношение ширины базы WБ и диф­фузионной длины дырок в базовой области Lp Б. Доказано, что име­ется приближенное соотношение

. (3.7)



Например, при WБ/Lp Б = 0,1 χБ = 0,995, что очень мало отличается от предельного значения, равного единице.

Если при обратном напряжении в коллекторном переходе нет ла­винного размножения проходящих через него носителей, то ток за коллекторным переходом с учетом (3.5)

(3.8)



С учетом (3.6) и (3.3) получим

, (3.9)



где

. (3.10)

Это отношение дырочной составляющей коллекторного тока к пол­ному току эмиттера называет статическим коэффициентом пере­дачи тока эмиттера.

Ток коллектора имеет еще составляющую IКБО, которая протекает в цепи коллектор - база при IЭ = 0 (холостой ход, “обрыв” цепи эмиттера), и не зависит от тока эмиттера. Это обратный ток перехо­да, создаваемый неосновными носителями областей базы и коллек­тора, как в обычном p-n переходе (диоде).

Таким образом, полный ток коллектора с учетом (3.8) и (3.10)

. (3.11)



Из (3.11) получим обычно используемое выражение для стати­ческого коэффициента передачи тока:

, (3.12)



числитель которого (IК - IКБО) представляет собой управляемую (за­висимую от тока эмиттера) часть тока коллектора, IКр. Обычно ра­бочие токи коллектора IК значительно больше IКБО, поэтому

. (3.13)



С помощью рисунка 3.4 можно представить ток базы через компоненты:

. (3.14)



По первому закону Кирхгофа для общей точки

. (3.15)



Как следует из предыдущего рассмотрения, IК и IБ принципиально меньше тока IЭ; при этом наименьшим является ток базы

. (3.16)



Используя (3.16) и (3.11), получаем связь тока базы с током эмитте­ра

. (3.17)



Если в цепи эмиттера нет тока (IЭ = 0, холостой ход), то IБ = -IКБО, т. е. ток базы отрицателен и по величине равен обратному току коллектор­ного перехода. При значении I\*Э = IКБО /(1-α) ток IБ = 0, а при дальней­шем увеличении IЭ (IЭ>I\*Э) ток базы оказывается положительным.

Подобно (3.11) можно установить связь IК с IБ. Используя (3.11) и (3.15), получаем

, (3.18)



где

(3.19)



- статический коэффициент передачи тока базы. Так как значение α обычно близко к единице, то β может быть очень большим (β>>1). Например, при α = 0,99 β = 99. Из (3.18) можно получить соотношение

. (3.20)



Очевидно, что коэффициент β есть отношение управляемой (изме­няемой) части коллекторного тока (IК - IКБО) к управляемой части ба­зового тока (IБ + IКБО).

Все составляющие последнего выражения зависят от IЭ и обраща­ются в нуль при IЭ = 0. Введя обозначение

, (3.21)



можно вместо (3.18) записать

. (3.22)



Отсюда очевиден смысл введенного обозначения IКЭО: это зна­чение тока коллектора при нулевом токе базы (IБ = 0) или при “обры­ве” базы. При IБ = 0

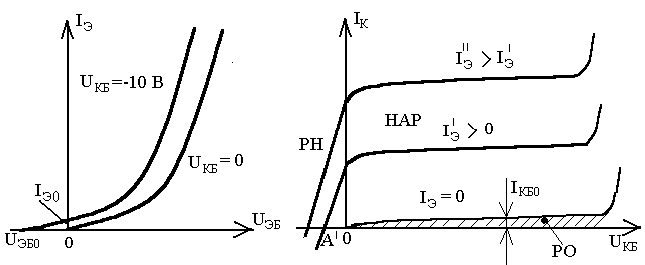
IК = IЭ, поэтому ток IКЭО проходит через все обла­сти транзистора и является “сквозным” током, что и отражается ин­дексами “К” и “Э” (индекс “О” указывает на условие IБ = 0).

**3.2 Статические характеристики биполярных транзисторов**

Обычно анализируют входные и выходные характеристики БТ в схемах с общей базой и общим эмиттером. Для определен­ности и преемственности изложения будем рассматривать p-n-p-транзистор.

**3.2.1 Схема с общей базой**

**Семейство входных характеристик схемы с ОБ** представляет собой зависимость IЭ = f(UЭБ) при фиксированных значениях пара­метра UКБ - напряжения на коллекторном переходе (рисунок 3.5,а).



|  |  |
| --- | --- |
| а) | б) |
| Рисунок 3.5 Входные (а) и выходные (б) характеристики БТ в схеме включения с ОБ | |

При UКБ = 0 характеристика подобна ВАХ p-n-перехода. С рос­том обратного напряжения UКБ (UКБ < 0 для p-n-p-транзистора) вследствие уменьшения ширины базовой области (эффект Эрли) происходит смещение характеристики вверх: IЭ растет при вы­бранном значении UЭБ. Если поддерживается постоянным ток эмиттера (IЭ = const), т.е. градиент концентрации дырок в базовой области остается прежним, то необходимо понизить напряжение UЭБ, (характеристика сдвигается влево). Следует заметить, что при UКБ < 0 и UЭБ = 0 существует неболь­шой ток эмиттера IЭ0, который становится равным нулю только при некотором обратном напряжении UЭБ0.

**Семейство выходных характеристик схемы с ОБ** представ­ляет собой зависимости IК = f(UКБ) при заданных значениях парамет­ра IЭ (рисунок 3.5,б).

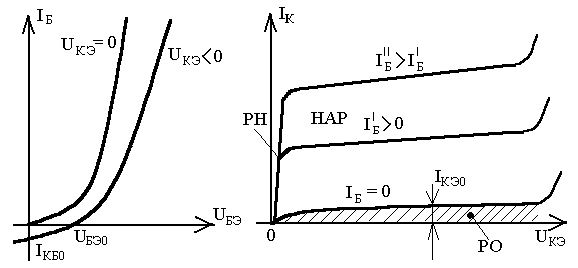
Выходная характеристика p-n-p-транзистора при IЭ = 0 и обрат­ном напряжении |UКБ < 0| подобна обратной ветви p-n-перехода (диода). При этом в соответствии с (3.11) IК = IКБО, т. е. характеристика представляет собой обратный ток коллекторного перехода, протека­ющий в цепи коллектор - база.

При IЭ > 0 основная часть инжектированных в базу носителей (дырок в p-n-p транзисторе) доходит до границы коллекторного перехода и создает коллекторный ток при UКБ = 0 в результате ус­коряющего действия контактной разности потенциалов. Ток мож­но уменьшить до нуля путем подачи на коллекторный переход прямого напряжения определенной величины. Этот случай соот­ветствует режиму насыщения, когда существуют встречные пото­ки инжектированных дырок из эмиттера в базу и из коллектора в базу. Результирующий ток станет равен нулю, когда оба тока оди­наковы по величине (например, точка А' на рисунок 3.5,б). Чем больше заданный ток IЭ, тем большее прямое напряжение UКБ требу­ется для получения IК = 0.

Область в первом квадранте на рис. 3.5,б, где UКБ < 0 (об­ратное) и параметр IЭ > 0 (что означает прямое напряжение UЭБ) соответствует нормальному активному режиму (НАР). Значение коллекторного тока в НАР определяется формулой (3.11) IК = αIЭ + IКБО. Выходные характеристики смещаются вверх при увеличе­нии параметра IЭ. В идеализированном транзисторе не учитыва­ется эффект Эрли, поэтому интегральный коэффициент переда­чи тока α можно считать постоянным, не зависящим от значения |UКБ|. Следовательно, в идеализированном БТ выходные характе­ристики оказываются горизонтальными (IК = const). Реально же эффект Эрли при росте |UКБ| приводит к уменьшению потерь на рекомбинацию и росту α. Так как значение α близко к единице, то относительное увеличение а очень мало и может быть обнару­жено только измерениями. Поэтому отклонение выходных харак­теристик от горизонтальных линий вверх “на глаз” не заметно (на рисунке 3.5,б не соблюден масштаб).

**3.2.2 Схема с общим эмиттером**

**Семейство входных характеристик схемы с ОЭ** представля­ет собой зависимости IБ = f(UБЭ), причем параметром является на­пряжение UКЭ (рисунок 3.6,а). Для p-n-p транзистора отрицательное напряжение UБЭ (UБЭ < 0) означает



|  |  |
| --- | --- |
| а) | б) |
| Рисунок 3.6 Рисунок 3.5 Входные (а) и выходные (б) характеристики БТ в схеме включения с ОЭ | |

прямое включение эмиттерного перехода, так как UЭБ = -UБЭ > 0. Если при этом UКЭ = 0 (потенциалы коллектора и эмиттера одинаковы), то и коллекторный переход бу­дет включен в прямом направлении: UКБ = UКЭ + UЭБ = UЭБ > 0. Поэто­му входная характеристика при UКЭ = 0 будет соответствовать ре­жиму насыщения (РН), а ток базы равным сумме базовых токов из-за одновременной инжекции дырок из эмиттера и коллектора. Этот ток, естественно, увеличивается с ростом прямого напряже­ния UЭБ, так как оно приводит к усилению инжекции в обоих перехо­дах (UКБ = UЭБ) и соответствующему возрастанию потерь на реком­бинацию, определяющих базовый ток.

Вторая характеристика на рисунке 3.6,а (UКЭ 〈0) относится к нормальному активному режиму, для получения которого напряжение UКЭ долж­но быть в p-n-p транзисторе отрицательным и по модулю превы­шать напряжение UЭБ. В этом случае (UКБ = UКЭ + UЭБ = UКЭ - UБЭ < 0. Формально ход входной характеристики в НАР можно объяснить с помощью выражения (3.14) или (3.17): IБ =(1 - α)IЭ - IКБО. При малом напряжении UБЭ инжекция носителей практически от­сутствует (IЭ = 0) и ток IБ = -IКБО, т.е. отрицателен. Увеличение пря­мого напряжения на эмиттерном переходе UЭБ = -UБЭ вызывает рост IЭ и величины (1 - α) IЭ. Когда (1 - α) IЭ = IКБО, ток IБ = 0. При дальнейшем роете UБЭ (1 - α) IЭ > IКБОи IБ меняет направление и становится положительным (IБ > 0) и сильно зависящим от напря­жения перехода.

Влияние UКЭ на IБ в НАР можно объяснить тем, что рост |UКЭ| означает рост |UКБ| и, следовательно, уменьшение ширины базо­вой области (эффект Эрли). Последнее будет сопровождаться снижением потерь на рекомбинацию, т.е. уменьшением тока базы (смещение характеристики незначительно вниз).

**Семейство выходных характеристик схемы с ОЭ** предста­вляет собой зависимости IК = f(UКЭ) при заданном параметре IБ (рисунок 3.6,б).

Крутые начальные участки характеристик относятся к режиму насыщения, а участки с малым наклоном - к нормальному актив­ному режиму. Переход от первого режима ко второму, как уже от­мечалось, происходит при значениях |UКЭ|, превышающих |UБЭ|. На характеристиках в качестве параметра берется не напряжение UБЭ, а входной ток IБ. Поэтому о включении эмиттерного перехода приходится судить по значению тока IБ, который связан с входной характеристикой на рисунке 3.6,а. Для увеличения IБ необходимо увеличивать |UБЭ|, следовательно, и граница между режимом на­сыщения и нормальным активным режимом должна сдвигаться в сторону больших значений.

Если параметр IБ = 0 (“обрыв” базы), то в соответствии с (3.22) IК = IКЭО = (β + 1 ) IКБО. В схеме с ОЭ можно получить (как и в схеме с ОБ) I = IКБО, если задать отрицательный ток IБ = -IКБО. Выходная ха­рактеристика с параметром IБ = -IКБО может быть принята за грани­цу между НАР и режимом отсечки (РО). Однако часто за эту грани­цу условно принимают характеристику с параметром IБ = 0.

Наклон выходных характеристик в нормальном активном режи­ме в схеме с общим эмиттером во много раз больше, чем в схеме с общей базой (h22Э ≈ βh22Б) Объясняется это различным проявлени­ем эффекта Эрли. В схеме с общим эмиттером увеличение UКЭ, а следовательно и UКБ сопровождается уменьшением тока ба­зы, а он по определению выходной характеристики должен быть неизменным. Для восстановления тока базы приходится регули­ровкой напряжения UБЭ увеличивать ток эмиттера, а это вызывает прирост тока коллектора ΔIК, т.е. увеличение выходной проводимо­сти (в схеме с ОБ ток IЭ при снятии выходной характеристики поддерживается неизменным).

**3.2.3 Влияние температуры на статические характеристики** БТ

Влияние температуры на положение входной характеристики схемы с ОБ при поддержании неизменным ее параметра анало­гично ее влиянию на ВАХ полупроводникового диода. В нормаль­ном активном режиме ток эмиттерного перехода можно предста­вить формулой

.



С ростом температуры тепловой ток IЭО растет быстрее, чем убывает экспонента из-за увеличения ϕТ = kT/q. В резуль­тате противоположного влияния двух факторов входные характери­стики схемы с ОБ смещаются влево при выбранном токе IЭ на вели­чину ΔU ≈ (1...2) мВ/°С (рисунок 3.7,а).

Начало входной характеристики в схеме с ОЭ определяется теп­ловым током коллекторного перехода IКБО который сильно зависит от температуры, так что начало характеристики при увеличении тем­пературы опускается (рисунок 3.7, б).

|  |  |
| --- | --- |
| а) | б) |
| Рисунок 3.7 Зависимость входных характеристик от температуры для схем ОБ (а) и ОЭ (б). | |

Влияние температуры на выходные характеристики схем с ОБ и ОЭ в НАР удобно анализировать по формулам (3.11) и (3.22):

и .



Снятие выходных характеристик при различных температурах должно проводиться при поддержании постоянства параметров (IЭ = const в схеме с ОБ и IБ = const в схеме с ОЭ). Поэтому в схеме с ОБ при IЭ = const рост IК будет определяться только увеличением IКБО (рисунок 3.8, а).

|  |  |
| --- | --- |
| а) | б) |
| Рисунок 3.8 Зависимость выходных характеристик БТ от температуры для схем включения с ОБ (а) и ОЭ (б). | |

Однако обычно IКБО значительно меньше αIЭ, изменение IК составляет доли процента и его можно не учитывать.

В схеме с ОЭ положение иное. Здесь парамет­ром является IБ и его надо поддерживать неизменным при измене­нии температуры. Будем считать в первом приближении, что коэф­фициент передачи β не зависит от температуры. Постоянство βIБ оз­начает, что температурная зависимость IК будет определяться сла­гаемым (β + 1)IКБО. Ток IКБО (как тепловой ток перехода) примерно удваивается при увеличении температуры на 10°С, и при β >> 1 при­рост тока (β + 1)IКБО может оказаться сравнимым с исходным значе­нием коллекторного тока и даже превысить его.

На рисунке 3.8,б показано большое смещение выходных характе­ристик вверх. Сильное влияние температуры на выходные характе­ристики в схеме с ОЭ может привести к потере работоспособности конкретных устройств, если не принять схемотехнические меры для стабилизации тока или термостатирование.

**3.3 Дифференциальные параметры биполярного транзистора**

Статические характеристики и их семейства наглядно связывают постоянные то­ки электродов с постоянными напряжениями на них. Однако часто возникает задача установить количественные связи между небольшими изменениями (дифференциа­лами) этих величин от их исходных значений. Эти связи характеризуют коэффициен­тами пропорциональности -дифференциальными параметрами.

Рассмотрим процедуру введения дифференциальных параметров БТ на приме­ре наиболее распространенных h-параметров, приводимых в справочниках по тран­зисторам. Для введения этой системы параметров в качестве независимых перемен­ных при описании статического режима берут входной ток IВХ (IЭ или IБ) и выходное на­пряжение UВЫХ (UKБ или (UКЭ):

U1= f (I1,U2) (3.23)

I2= f (I1,U2)

В этом случае полные дифференциалы

(3.24)

Частные производные в выражениях (3.24) и являются дифференциальными h-napaметрами, т.е.

dU1=h11 d I1 +h12 dU2 (3.25)

dI2=h21 dI1 + h22 dU2

(h11 -входное сопротивление, h12 -коэффициент обратной передачи, h21 -коэффициент передачи входного тока и h22 -выходная проводимость). Названия и обозначе­ния этих параметров взяты из теории четырехполюсников для переменного тока.

Приращения статических величин в нашем случае имитируют переменные токи и напряжения.

Для схемы с общей базой

dUЭБ=h11Б d IЭ +h12Б dUКБ (3.26)

dIК=h21Б dIЭ + h22Б dUКБ

Эти уравнения устанавливают и способ нахождения по статическим характери­стикам, и метод измерения h-параметров. Полагая dUКБ = 0, т.е. UКБ = const, можно найти h11Б и h21Б, а считая dIЭ = 0, т. е. IЭ = const. определить h12Б и h22Б.

Аналогично для схемы с общим эмиттером можно переписать (3.26) в виде

dUБЭ=h11Э d IБ +h12Э dUКЭ (3.27)

dIК=h21Э dIБ + h22Э dUКЭ

Связь h-параметров со статическими характеристиками схем с ОБ и ОЭ и их определение по ним рассмотрены в [4].

**3.4 Линейная (малосигнальная) модель биполярного транзистора**

В качестве малосигнальных моделей могут быть использованы эквивалентные схемы с дифференциальными h-, у- и z-параметрами, которые имеют формальный харак­тер и в которых отсутствуют непосредственная свя­зь с физической структурой транзистора. Например, эквивалентная схема для системы Н-параметров приведена на рисунке 3.9.

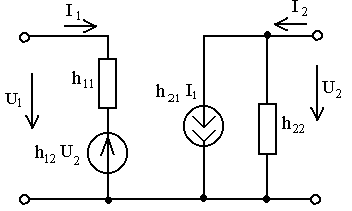


Рисунок 3.9 Эквивалентна схема БТ в системе Н-параметров.

Широкое распространение нашли эквивалентные схемы с так называемыми физи­ческими параметрами, которые опираются на нелинейную дина­мическую модель Эберса - Молла, т.е. тесно связаны с физичес­кой структурой биполярного транзистора.

Малосигнальную схему БТ легко получить из нелинейной ди­намической модели заменой эмиттерного и коллекторного диодов их дифференциальными сопротивлениями, устанавливающими связь между малыми приращениями напряжения и тока. Кроме то­го, в усилительных схемах используется либо нормальный актив­ный, либо инверсный активный режим, а режим насыщения недо­пустим. Поэтому при переходе к малосигнальной схеме можно ог­раничиться рассмотрением наиболее распространенного нор­мального активного режима, так как результаты легко перенести и на инверсный активный режим. В этом случае можно исключить генератор тока и малосигнальную модель БТ для схемы включе­ния с ОБ можно изобразить, как на рисунке 3.10.

Рисунок 3.10 Эквивалентная схема БТ при включении его с ОБ.

Поясним смысл элементов модели. Резистор RЭ представляет дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода. В пер­вом приближении его можно определить по формуле для идеализи­рованного р-n перехода:

RЭ=dU/dI≈ϕT/IЭ, (3.28)

где IЭ- постоянная составляющая тока эмиттера. Так как при ком­натной температуре ϕт = 0,026 В, то при IЭ = 1 мА RЭ = 26 Ом.

Величина RК называется дифференциальным сопротивлением коллекторного перехода. Оно обусловлено эффектом Эрли и мо­жет быть определено по наклону выходной характеристики:

. (3.29)

Величина RК обратно пропорциональна значению парамет­ра h22Б. Дифференциальное сопротивление коллектора может составлять сотни килоом и мегаомы, тем не менее его следует учитывать.

Реактивные элементы модели (Сэ, Ск) оказались теперь присое­диненными параллельно резисторам RЭ и RК. Сопротивление базы r⏐ББ, которое может превышать сотни ом, все­гда остается в модели.

r⏐ББ=h12/h22 . (3.30)

Приведенная эквивалентная малосигнальная модель БТ формально относится к схеме включения с ОБ. Однако она при­менима и для схемы с ОЭ. Для этого достаточно поменять мес­тами плечи этой схемы, называемой Т-образной схемой с фи­зическими параметрами. Электрод “Б” следует изобразить входным, а “Э” - общим, как показано на рисунке 3.11.

Рисунок 3.11 Эквивалентная схема БТ при включении его с ОЭ.

Значения всех элементов остаются прежними. Однако при таком изобра­жении появляется некоторое неудобство, связанное с тем, что зависимый генератор тока в коллекторной цепи выражается не через входной ток (ток базы). Этот недостаток легко устранить преобразованием схемы к виду, изображенному на рисунке 3.11. Чтобы обе схемы были равноценными четырехполюсниками, они должны иметь одинаковые параметры в режимах холо­стого хода и короткого замыкания. Это требует перехода от тока H21БIЭ к току Н21ЭIБ и замены RК и CК на RК\* и CК\* соответственно. Связи этих величин определяются формулами

RК\*=Н21БRК/ Н21Э=RК /( Н21Э+1) , ( 3.31 )

СК\*= СК( Н21Э+1) . ( 3.32 )

Легко убедиться, что RК\* характеризует наклон выходной характери­стики (эффект Эрли) в схеме с ОЭ и связан с выходной проводимо­стью в этой схеме соотношением (5.43). Во сколько раз уменьшает­ся RК\* по сравнению с RК, во столько же раз возрастает емкость СK\* по сравнению с СK, т.е. RKCK =RK\*CK\*. ]

**3.5 Частотные свойства биполярного транзистора**

Частотные свойства определяют диапазон частот синусоидаль­ного сигнала, в пределах которого прибор может выполнять харак­терную для него функцию преобразования сигнала. Принято частот­ные свойства приборов характеризовать зависимостью величин его параметров от частоты. Для биполярных транзисторов использует­ся зависимость от частоты коэффициента передачи входного тока в схе­мах ОБ и ОЭ Н21Б и Н21Э. Обычно рассматривается нормальный активный режим при малых амплитудах сигнала в схемах включения с ОБ и ОЭ.

В динамическом режиме вместо приращения токов необходимо брать комплексные амплитуды, поэтому и коэффициенты передачи заменяются комплексными (частотно зависимыми) величинами: Н21Б и Н21Э.

Величины Н21Б и Н21Э могут быть найдены двумя способами:

-решением дифференциальных уравнений физических про­цессов и определением из них токов;

-анализом Т-образной эквивалентной схемы по законам теории электрических цепей.

Во втором случае Н21Б и Н21Э будут выражены через величины элек­трических элементов схемы. Мы проведем анализ частотных свойств коэффициентов передачи, используя Т-образную линейную модель (эквивалентную схему) n-р-n транзистора (рисунки 3.10 и 3.11).

На частотные свойства БТ влияют СЭ, СК и r⏐ББ, а также время пролета носителей через базу τБ.

Нет надобности рассматривать влияние на частотные свойства транзистора каждого элемента в отдельности. Совместно все эти факторы влияют на коэффициент передачи тока эмиттера Н21Б, который становится комплексным, следующим образом:

, (3.33 )

где Н21Б0- коэффициент передачи тока эмиттера на низкой частоте, f - текущая частота, fН21Б- предельная частота.

Модуль коэффициента передачи тока эмиттера равен:

( 3.34 ).

Не трудно заметить, что модуль коэффициента передачи ⏐Н21Б⏐на предельной частоте fН21Б снижается в раз.

Сдвиг по фазе между входным и выходным токами определяется формулой

. ( 3.35 )

Для схемы с ОЭ известно соотношение

( 3.36 ).

Подставляя (3.33) в (3.36) получим

(3.37),

где .

Модуль коэффициента передачи тока базы будет равен

(3.38).

Как видно, частотные свойства БТ в схеме ОЭ значительно уступают транзистору, включенному по схеме с ОБ.

Граничная частота fГР - это такая частота, на которой модуль коэффициента передачи ⏐Н21Э⏐=1. Из (3.38) получим, что fГР≈fН21Э⋅Н21Э0.

Транзистор можно использовать в качестве генератора или усилителя только в том случае, если его коэффициент усиления по мощности КP>1. Поэтому обобщающим частотным параметром является *максимальная частота генерирования или максимальная частота усиления по мощности,* на которой коэффициент усиления по мощности равен единице. Связь этой частоты с высокочастотными параметрами определяется выражением

, ( 3.39 ).



где fН21Б-предельная частота в мегагерцах; r1ББ-объемное сопротивление в омах; CК-емкость коллекторного перехода в пикофарадах; fМАКС-в мегагерцах.

**3.6 Способы улучшения частотных свойств биполярных транзисторов**

Рассмотренное выше позволяет сделать следующие выводы. Для улучшения частотных свойств (повышение предельной частоты ) рекомендуется следующее.

1. Уменьшать время пролета инжектированных носителей в ба­зовой области, т.е.

а) уменьшать ширину базовой области WБ;

б) создавать n-р-n транзисторы, так как подвижность электронов выше, чем у дырок, примерно в 2 раза;

в) использовать германиевые БТ, так как в германии подвиж­ность носителей выше. Еще большие возможности открывает ис­пользование арсенида галлия.

1. Создавать ускоряющее поле в базовой области для инжекти­рованных из эмиттера носителей. Последнее возникает при нерав­номерном распределении примесей в базе по направлению от эмит­тера к коллектору (рисунок 3.12). Концентрацию около эмиттера дела­ют примерно в 100 раз больше, чем около коллектора.

Рисунок 3.12 К образованию электрического поля в базе дрейфого БТ.

Появление поля объясняется просто. Так как концентрация основных носителей в любой точке базы (дырок n-р-n транзистора) приблизительно равна концентрации примесей в этой точке, то распределение примесей Na(х)одновременно будет и распре­делением дырок p(х). Под влиянием градиента концентрации ды­рок будет происходить их диффузионное движение к коллектору, приводящее к нарушению условия электрической нейтрально­сти: около эмиттера будет избыток отрицательного заряда ионов акцепторов, а около коллектора - избыток положительного заря­да дырок, которые приходят к коллекторному переходу, но не проходят через него.

Нарушение электрической нейтральности приводит к появле­нию внутреннего электрического поля в базовой области (минус у эмиттера, плюс у коллектора). Появляющееся поле, в свою оче­редь, вызовет встречное дрейфовое движение дырок. Нарастание поля и дрейфового потока будет происходить до того момента, ког­да дрейфовый и диффузионный токи дырок уравняются. Легко ви­деть, что установившееся (равновесное) значение поля будет уско­ряющим для электронов, которые входят в рабочем режиме из эмиттера в базу и будут уменьшать их время пролета, т.е. повы­шать предельную частоту БТ.

Биполярные транзисторы с неравномерным распределением примесей в базе, приводящим к появлению ускоряющего поля, называются дрейфовыми, а обычные - бездрейфовыми. Практи­чески все современные высокочастотные и сверхвысокочастот­ные БТ являются дрейфовыми.

Уменьшение времени пролета в базовой области n-р-n транзистора при

экспоненциальном законе убывания концентрации акцепторов от Nа(0) до Nа(WБ) учитывается коэффициентом не­однородности базы:

η=0,5ln[NА(0)/NА(WБ)]

Поэтому [см. (5.93)] можно написать



Для бездрейфовых транзисторовη=0  **,** а типичные значения для дрейфовых транзисторов .



3. Уменьшать барьерные емкости эмиттерного и коллекторного переходов путем уменьшения сечения областей транзистора и уве­личения ширины переходов (выбором концентрации примесей и ра­бочего напряжения).

4. Уменьшать омическое сопротивление областей базы r⏐ББ.

5. Уменьшать время пролета носителей в области коллекторно­го перехода.

Следует отметить, что ряд требований несовместимы и не­обходимо при создании транзисторов применять компромисс­ные решения.

**3.7 Работа транзистора в усилительном режиме**

При работе транзистора в различных радиотехнических устройствах в его входную цепь поступают сигналы, например переменные напряжения. Под действием входного переменного напряжения изменяются входной и выходной токи транзистора.

Для выделения полезного сигнала в выходную цепь транзистора включают элементы нагрузки. В простейшем случае нагрузкой может служить резистор Rк. На резисторе нагрузки за счет прохождения выходного тока выделяется, кроме постоянного, переменное напряжение. Амплитуда этого напряжения зависит от амплитуды переменной составляющей выходного тока и сопротивления резистора Rк и может быть больше входного напряжения. Процесс усиления сигнала удобно рассмотреть на примере простейших усилителей.

Простейшая схема усилителя на транзисторе, включенном по схеме с ОЭ, показана на рисунке 3.13.

Коллекторная цепь состоит из резистора Rк и источника Ек, а цепь базы - из источников тока IБ0 и IБm Источник IБ0 обеспечивает положение исходной рабочей точке на участке характеристик с наименьшей нелинейностью. Источник IБm- источник сигнала. В качестве выходного используется переменное напряжение, выделяемое на резисторе нагрузки Rк (на коллекторе транзистора).

Рисунок 3.13 Схема усилителя на БТ.

Работа такого усилителя поясняется временными диаграммами токов и напряжений, изображенными на рис. 3..

При IБm =0 токи базы и коллектора будут определяться токами в рабочей точке (IБ 0, IК 0)и напряжением на коллекторе UК0= ЕК-IК 0 ⋅ Rк

Рисунок 3.14 Временные диаграммы усилителя.

Во время положительного полупериода входного тока (рис. 3.14, а) прямое напряжение эмиттерного перехода увеличивается, что вызывает рост тока коллектора (рис. 3.14, б) и уменьшение напряжения UКЭ за счет увеличения падения напряжения на сопротивлении коллектора (рисунок 3.14, в). Если работа происходит на линейных участках характеристик транзистора, то формы переменных составляющих токов базы и коллектора совпадают с формой входного напряжения, а переменное напряжение на коллекторе, обусловленной переменной составляющей коллекторного тока, оказывается сдвинутым относительно входного напряжения на 1800. При соответствующем выборе сопротивления нагрузки Rк амплитуда переменного напряжения на выходе такого усилителя Umвых=IКmRк может значительно превышать амплитуду входного напряжения. В этом случае происходит усиление сигнала. Расчет параметров усиления дан в [4].

**3.8 ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ТРАНЗИСТОРА В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ**

**3.8.1 Работа транзистора в режиме усиления импульсов малой амплитуды**

Если транзистор работает в режиме усиления импульс­ных сигналов малой амплитуды, то такой режим работы в принципе не отличается от линейного усиления малых синусоидальных сигналов. Импульс в этом случае может быть представлен в виде суммы ряда гармонических состав­ляющих. Зная частотные свойства транзистора, можно опре­делить искажения формы импульсов, возникающие при усилении.

Схема импульсного усилителя не отличается от схемы усилителя гармонических сигналов (рисунок 3.13).

**3.8.2 Работа транзистора в режиме переключения**

Биполярный транзистор широко используется в электронных устройствах в качестве ключа - функцией которого является замыкание и размыкание электрической цепи. Имея малое сопротивление во включенном состоянии и большое - в выключенном, биполярный транзистор достаточно полно удовлетворяет требованиям, предъявляемым к ключевым элементам.

Схема транзисторного ключа показана на рисунке 3.15. Во входной цепи действуют источник смещения ЕБЭ, создающий обратное напряжение на эмиттерном переходе, источник управляющих импульсов прямого напряжения UВХ и ограничительный резистор RБ. Обычно RБ>>Н11Э. В выходной цепи включены сопротивление нагрузки RК и источник питания ЕКЭ.

Рисунок 3.15 Схема импульсного усилителя.

Когда нет импульса на входе, транзистор находится в режиме отсечки и ток коллектора практически отсутствует IК≈IКБ0 (точка А на выходных характеристиках (рисунок 3.16,б). Напряжение на выходе транзистора uКЭ= ЕКЭ-IК⋅ RК ≈ ЕКЭ.

При подаче на вход транзистора импульсов прямого тока

iБ=(UВХ- EБЭ)/RБ=IБ НАС, транзистор открывается, рабочая точка перемещается в точку Б (режим насыщения) и напряжение на коллекторе падает до значения uКЭ= ЕКЭ-IК НАС⋅ RК=UКЭ ОСТ. При дальнейшем увеличении тока базы ток коллектора не увеличивается (рисунок 3.16,а).и напряжение на коллекторе не изменяется (рисунок 3.16,б).

|  |  |
| --- | --- |
| а) | б) |
| Рисунок 3.16 Зависимость входных (а) и выходных (б) токов БТ. | |

**3.8.3 Переходные процессы при переключении транзистора**

При практическом использовании транзистора большое значение имеет скорость переключения, обуславливающая быстродействие аппаратуры. Скорость переключения определяется процессами накопления и рассасывания неравновесного заряда в базе и коллекторе транзистора, эмиттерном и коллекторном переходах.

В эмиттерном и коллекторном переходах находятся нескомпенсированные заряды неподвижных ионизированных атомов примеси- доноров и акцепторов; неравновесный заряд отсечки в базе можно считать равным нулю.

При переходе к режиму насыщения эмиттерный переход открывается, толщина перехода и его нескомпенсированный заряд уменьшаются, происходит как бы разряд ёмкости эмиттерного перехода. Вследсвии понижения напряжения на коллекторе, уменьшается его толщина и заряд в нем, т.е. происходит разряд ёмкости коллекторного перехода, открывается коллекторный переход и в области базы за счет инжекции электронов из эмиттерного и коллекторного переходах накапливается большой неравновесный заряд насыщения. В транзисторах, имеющих высокоомный коллектор носители заряда инжектируют и в область коллектора, где так же накапливается неравновесный заряд.

Графики напряжений и токов транзистора при переключении даны на рисунке 3.17. На базу транзистора подается прямоугольный импульс напряжения UВХ-EБЭ (рисунок 3.17,а).

График входного тока показан на рисунке 3.17,б. Величина импульса прямого тока базы IБ ПР определяется в основном сопротивлением ограничительного резистора RБ.

После переключения эмиттерного перехода на обратное направление ток перехода, как и в диоде, имеет первоначально большую величину, ограниченную лишь сопротивлением RБ: IБ ОБР= EБ/ RБ, так как сопротивление эмиттерного перехода в первый момент после переключения очень мало вследствие насыщения базы неравновесными носителями заряда (рисунок 3.17,г).

При прямоугольной форме импульса входного тока импульс выходного тока iК (рисунок 3.17,в) появляется с задержкой tЗ, которая определяется главным образом скоростью нарастания напряжения эмиттерного перехода, зависящей от величин ёмкости перехода и прямого тока базы, т.е. скоростью разряда эмиттерного перехода.

После того как транзистор перейдет из режима отсечки в активный режим, коллекторный ток начинает постепенно нарастать, достигая установившегося значения а время tн. Это время определяется скоростью накопления неравновесного заряда в базе и скоростью разряда емкости коллектора. Таким образом, полное время включения транзистора состоит

Рисунок 3.17 Переходные процессы при переключении БТ.

из времени задержки и времени нарастания: .

Практически оно может иметь величину от нескольких наносекунд до нескольких микросекунд в зависимости от параметров транзистора.

После подачи в цепь базы запирающего тока IБ ОБР=EБЭ/RБ выходной коллекторный ток прекращается не сразу. На протяжении некоторого времени рассасывания tp он практически сохраняет свою величину, так как концентрация носителей заряда в базе у коллекторного перехода еще остается выше равновесной и коллекторный переход благодаря этому оказывается открытым.

Лишь после того как неравновесный заряд у коллекторного перехода рассосется за счет ухода электронов из базы и рекомбинации, ток коллектора начинает постепенно спадать, достигая время спада tС установившегося значения IKЭ0. В течении этого времени продолжается рассасывание неравновесного заряда базы и происходит перезаряд емкости коллекторного перехода. Заметим, что эмиттерный переход при этом может закрыться раньше или позже коллекторного в зависимости от скорости рассасывания неравновесного заряда, сосредоточенного поблизости от него.

Процесс накопления и рассасывания неравновесного заряда qБ при переключении транзистора поясняется на рисунке 3.17,г. Накопление неравновесного заряда в базе начинается спустя время задержки tз, и заряд за время нарастания tн достигает установившегося значения qБ=Qакт. Далее вследствие падения коллекторного напряжения до величины UКЭ ОСТ< UБЭ коллекторный переход открывается и начинает инжектировать неравновесные носители заряда в базу. Заряд базы снова возрастает, достигая к концу входного импульса значения qБ=Qнас. После переключения напряжения эмиттерного перехода на обратное происходит рассасывание неравновесного заряда базы, за время tР+tС он достигает нулевого значения.

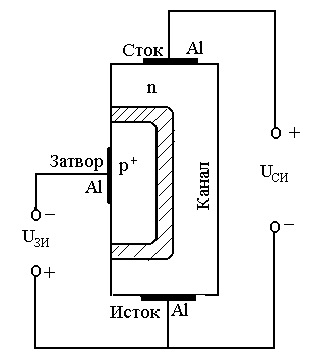
# 4 ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

1. **Полевой транзистор с p-n переходом.**

В полевых тран­зисторах, управление потоком основных носителей заряда осуществляется в области полупроводника, назы­ваемой каналом, путем изменения его поперечного сечения с помощью электрического поля. Полевой транзистор имеет следующие три электрода: исток, через который в n канал втекают ос­новные носители; сток, через который они вытекают из канала, и затвор, предназначенный для регулирования поперечного сечения канала. В настоящее время существует множество типов полевых транзисторов, которые в ряде устройств работают более эффективно, чем биполярные. Преимуществом полевых транзисторов является также и то, что ассортимент

полупроводниковых материалов для их изготовления значительно шире (так как они работают только с основными носителями заряда), благодаря чему возможно создание, например, темпера -туростойких приборов. Большое значение также имеют низкий уровень шумов и высокое входное сопротивление этих транзисторов. На рисунке 4.1 приведена схема включения полевого транзистора.

Во входную цепь включен источник обратного смещения UЗИ на p-n переходе между затвором и каналом. Выходная цепь состоит из источника постоянного напряжения UСИ плюсом соединенного к стоку. Исток является общей точкой схемы. Контакты истока и стока невыпрямляющие. Канал может иметь электропроводимость, как p-типа, так и n-типа; поскольку mn>mp выгоднее применять n-канал. Затвор выполняют в виде полупроводниковой области p+-типа.

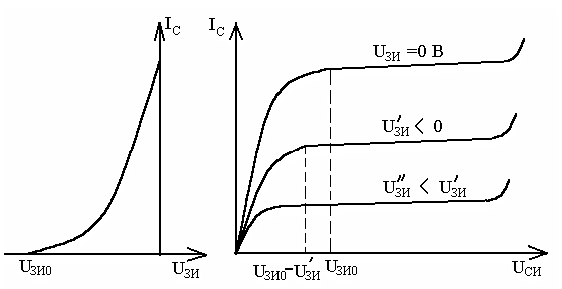


Полевой транзистор работает следующим образом. При отсут­-

|  |
| --- |
| Рисунок 4.1 ПТ с управляющим p-n переходом. |

ствии напряжения на входе основные носители заряда - электроны под действием ускоряющего электрического ноля в канале (E = 105Q104 В/см) дрейфуют в направлении от истока к стоку, в то время как p-n переход для них заперт. Ток IС, создаваемый этими электро­нами, определяется как напряжением стока UСИ, так и сопротивле­нием канала. Последнее зависит от поперечного сечения канала, которое ограничивается p-n переходом (заштрихованная область). Поскольку потенциал электрического поля линейно возрастает от истока к стоку вдоль кана­ла, толщина p-n перехода минимальна вблизи истока и максималь­на вблизи стока, и канал сужается вдоль p-n перехода от стока к истоку. Таким образом, наибольшим сопротивлением канал обла­дает в наиболее узкой своей части.

Если в результате подачи к затвору переменного напряжения сигнала результирующее обратное напряжение на затворе UЗИ повысятся, то толщина p-n перехода по всей его длине увеличится, а площадь сечения канала и, следователь­но, ток в цепи стока уменьшаются. На рисунке 4.2,а изображена характеристика



|  |  |
| --- | --- |
| а) | б) |
| Рисунок 4.2 Характеристики прямой передачи (а) и выходные (б) ПТ с управляющим p-n переходом. | |

прямой передачи IС =f(UЗИ). Указанный эффект будет тем сильнее, чем больше удельное сопротивление материала полупроводника, поэтому полевые транзисторы выполняют из высокоомного материала. При больших обратных напряжениях на затворе UЗИ0 сечение канала в его узкой части станет равным нулю и ток через канал прекратится. Такой режим называется режимом отсечки. Характеристика прямой передачи хорошо описывается формулой

(3.40)



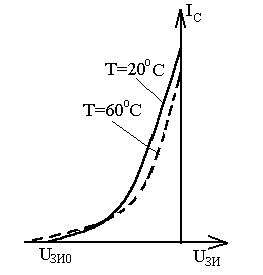
Па рисунке 4.2,б изображено семейство статических выходных характеристик IС =f(UСИ) при различных значениях напряжения затвора UЗИ. Каждая характеристика имеет два участка - омический (для малых UСИ) и насыщения (для больших UСИ). При UЗИ = 0 с увеличением напряже­ния UС ток IС вначале нарастает почти линейно, однако далее характеристика перестает подчиняться закону Ома; ток IС начинает расти медленно, ибо его увеличение приводит к повышению падения напряжения в канале и потенциала вдоль канала. Вследствие этого увеличиваются толщина запирающего слоя и сопротивление канала, а также замедляется возрастание самого тока IС. При напряжении насыщения UСИ = UЗИ0 сечение канала приближается к нулю и рост IС прекращается.

Следующая характеристика, снятая при некотором обратном напряжении затвора U^ЗИ, когда запирающий слой имеет большую толщину при тех же значениях UСИ, будет более пологой на начальном участке и насыщение наступит раньше (при меньших значениях U^СИ=UЗИ0 -U^ЗИ).

Температурная зависимость тока истока связана с изменением подвижности основных носителей, заряда в материале канала. Для кремниевых транзисторов крутизна S уменьшается с увеличе­нием температуры. Кроме того, с повышением температуры увели­чивается собственная проводимость полупроводника, возрастает входной ток IЗ черед переход и, следовательно, уменьшается RВХ. У полевых кремниевых транзисторов с p-n переходом при комнатной температуре ток затвора порядка 1 нА. При увеличении температуры ток удваивается на каждые 10°С.

Особенность полевых транзисторов заключается в наличии у них термостабильной точки, т. е. точки, в которой ток стока прак­тически постоянен при различных температурах (рисунок 4.3). Это объясняется следующим образом.

При повышении температуры из-за уменьшения подвижности носителе удельная проводимость канала уменьшается, а следовательно, уменьшается и ток стока. Одновременно сокращается ширина p-n перехода, расширяется проводящая часть канала и увеличивается ток. Первое сказывается при больших токах стока, второе при малых. Эти два противоположных процесса при определенном выборе рабочей точки мо­гут взаимно компенсироваться. При правильном выборе ее положения основной



|  |
| --- |
| Рисунок 4.3 Зависимость характеристик прямой передачи от температуры. |

причиной дрейфа тока стока может быть высокоомный резистор в цепи в зависимости от температуры будет из­меняться падение напряжения по входной цепи,которое изменит рабочий ток стока.

Основным параметрам, ис­пользуемым при расчете усилительного каскада с полевым транзистором, является статическая крутизна характеристики прямой передачи, т. е. отношение изменения тока стока к напряжению ме­жду затвором и истоком:



Дифференциальное выходное сопротивление здесь опреде­ляется как

, Ом, .



Оно составляет, примерно десятки — сотни килоомов. Статиче­ский коэффициент усиления по напряжению m=DUСИ/DUЗИ =S'Ri .

Определение параметров по характеристикам дано в [4].

Междуэлектродные емкости затвор-исток СЗИ за­твор-сток СЗС и сток-исток ССИ. Для маломощных транзисторов СЗИ=3 пФ, СЗС=2 пФ и ССИ=0,2 пФ.

Ток затвора во входной цепи триода IЗ —обратный ток, созда­ваемый неосновными носителями через p-n переход, чрезвычайна мал (порядка 10-9 А и менее). Поэтому входное сопротивление по­левого транзистора RВХ=DUЗ/DIЗ очень высокое (порядка несколь­ких мегомов), входная же емкость мала, так как переход нахо­дится под обратным напряжением. Этими качествами полевой транзистор выгодно отличается от биполярных транзисторов с дву­мя p-n переходами. При работе полевого транзистора на высоких частотах основное значение имеет емкость СЗИ. Максимальная ра­бочая частота определяется постоянной времени входной цепи f=1/2pRCЗИ, где R - сопротивление канала, через которое заря­жается емкость. Анализ показывает, что по частотным свойствам полевой транзистор не имеет особых преимуществ перед биполяр­ным. Практически были осуществлены полевые транзисторы с максимальной частотой генерации до 30 ГГц. Но с точки зрения бы­стродействия полевой транзистор превосходит биполярный, так как работает на основных носителях заряда при отсутствии их нако­пления.

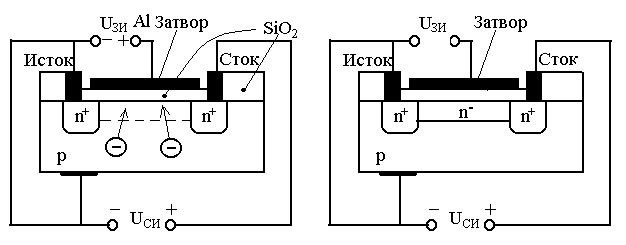
В импульсном режиме чрезвычайно полезным достоинством по­левого транзистора является почти полное отсутствие остаточного напряжения и цепи канала во включенном состоянии. Закрытый полевой транзистор оказывает сопротивление постоянному току между стоком и истоком более 108 Ом.

Полевые транзисторы с p-n переходом целесообразно приме­нять во входных устройствах усилителей при работе от высокоомного источника сигнала, в чувствительной по току измерительной аппаратуре, импульсных схемах, регуляторах уровня сигнала и т. п.

**4.2 Полевой транзистор с изолированным затвором**

**(МДП-транзистор).**

Этот транзистор имеет структуру металл - диэлектрик - полупроводник и может быть двух типов: с индуцированным каналом (рисунок 4.4,а) и с встроенным каналом (рисунок 4.4,б). Если осно­вой транзистора является кремний, то диэлектриком может быть слой окиси кремния, поэтому такую структуру иногда называют МОП-транзистор (металл - окисел - полу­проводник).



|  |  |
| --- | --- |
| а) | б) |
| Рисунок 4.4 Структура МДП ПТ с индуцированным (а)  и встроенным (б) каналами. | |

Транзистор с индуцированным каналом имеет обла­сти истока n+ и стока n+, которые выведены путем металлизации че­рез отверстие в окиси кремния на контакты - исток и сток. На слой двуокиси окиси кремния напыляют слой алюминия, служащий затво­ром. Можно считать, что алюминиевый затвор и полупроводниковый материал p-типа образуют плоский конденсатор с окисным диэлектри­ком, Если на металлическую часть затвора подать положительное на­пряжение, то положительный заряд обкладки затвора индуцирует соответствующий отрицательный заряд в полупроводниковой области кана­ла. С возрастанием положительно­го напряжения этот заряд, созданный притянутыми из глубины p-области проводника электронами, которые являются неосновными носителями, превращает поверхност­ны слой полупроводника p-типа в проводящий канал n-типа, со­единяющий исходные n+-области истока и стока. Поэтому умень­шается сопротивление материала между истоком и стоком, что ве­дет к увеличению тока стока. Таким образом, благодаря электро­статической индукции между истоком и стоком происходит инверсия типа проводимости полупроводника. Слой полупроводника p-типа превращается в полупроводник

n-типа. До инверсии сопротивление между истоком и стоком определяется сопротивлением закрытого перехода, так как до инверсии имеет место структура n+-р-n+. После инверсии образуется n-проводимость и струк­тура становится n+-n-n+. Меняя напряжение на затворе, можно уп­равлять током стока. Если взять подложку n-типа, то можно построить МДП-транзистор с индуцированным p-каналом, который управляется отрицательным напряжением на затворе.

Транзистор с встроенным каналом имеет конструкцию, подоб­ную предыдущей. Между истоком и стоком методом диффузии со­здают слаболегированный канал c проводимостью n--типа при проводимости подложки p-типа. Возможно другое сочетание. Канал имеет проводимость p-типа, а подложка — проводимость n-типа. В отсутствие напряже­ния на затворе (рис. 2.91б) ток между истоком и стоком опреде­ляется сопротивлением n--канала. При отрицательном напряжении на затворе концентрация носителей заряда и канале уменьшится и в нем появляется обедненный слой. Сопротивление между истоком и стоком увеличивается и ток уменьшается. При по­ложительном напряжении на затворе ток стока увеличивается, по­тому что в канале индуцируется дополнительный отрицательный заряд, увеличивающий его проводимость.

На рисунке 4.4 приведены характеристики прямой передачи МДП-транзисторов с индуцированным (кривая 2) и встроенным (кривая 1) каналами.

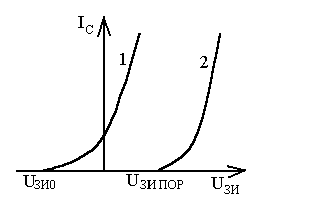
Из рисунка

видна квадратичность передаточной характеристики. Теоретически характеристика прямой передачи опи­сывается следующим выражением:

при . ( 3.41 )



Здесь А - постоянный коэффициент; UЗИ ПОР - напряжение, которое для транзистора с индуцированным каналом принято называть пороговым. Инверсия типа про­водимости начинается лишь при достижении напряжения UПОР.



|  |
| --- |
| Рисунок 4.4 Характеристики прямой передачи МДП ПТ. |

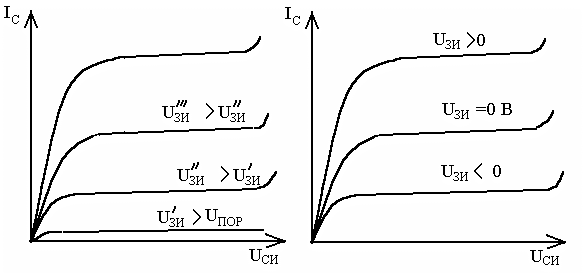
Выходные характеристики МДП-транзистора с индуциро- ванным каналом n-типа приведены на рисунке 4.5,а со встроенным ка­налом - на рисунке 4.5,б.

В области UCИ < |UЗИ - UЗИ ПОР | теоретический ток стока

. ( 3.42 )



Уравнение (3.42) описыва­ет восходящие ветви выход­ной характеристики Входное сопротивление МДП-транзистора из-за нали­чия изолятора между затвором и каналом составляет около 1012 - 1014 Ом и уменьшается с ростом частоты вследствие шунтирования входной емко­стью транзистора. Выходное сопротивление находится в пределах десятков - сотен килоомов. Входная и выходная емкости составляют единицы пикофарад, а проходная емкость -десятые доли пикофарад.



|  |  |
| --- | --- |
| а) | б) |
| Рисунок 4.5 Выходные характеристики ПТ с индуцированным (а) и встроенным (б) каналами. | |

**Литература**

1 Электронные , квантовые приборы и микроэлектроника. Под редакцией Федорова Н.Д. - М.: Радио и связь, 1998.-560 с.

2 Электронные приборы. Под редакцией Шишкина Г.Г. -М.: Энергоатомиздат, 1989.-496 с.

3 Батушев В.А. Электронные приборы. -М.: Высшая школа, 1980. -383 с.

4 Савиных В. Л. Физические основы электроники. Методические указания и контрольные задания. СибГУТИ, 2002.

ктн, доц. Валерий Леонидович Савиных,

**Физические основы электроники**

Учебное пособие

Редактор доц. Удальцов А.Н.

Корректор Шкитина Д.С.

Лицензия №020475, январь 1998 г. Подписано в печать

Формат бумаги 62 х 84 1/16

Бумага писчая №1. Уч. изд. л. Тираж экз.

Заказ №

СибГУТИ, 630102, г. Новосибирск, ул. Кирова, 86.