

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Национальный исследовательский  
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

## **ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ ТРАНЗИСТОРОВ**

Учебное пособие

Рекомендовано методической комиссией радиофизического факультета  
для студентов ННГУ, обучающихся по направлениям  
подготовки 03.03.03 и 03.04.03 «Радиофизика», 02.03.02 «Фундаментальная  
информатика и информационные технологии», специальностям 10.05.02  
«Информационная безопасность телекоммуникационных систем», 11.05.02  
«Специальные радиотехнические системы»

Нижний Новгород  
2019

УДК 621.382  
ББК 22.344  
В-24

Рецензенты: канд. физ.-мат. наук, доцент **Н.В. Прончатов-Рубцов**  
докт. техн. наук, доцент **Е.С. Фитасов**

В-24 ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ ТРАНЗИСТОРОВ. Авторы:  
Е.А. Тарасова, А.С. Пузанов, Е.В. Волкова, С.В. Оболенский, Е.С. Оболенская:  
Учебное пособие. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2019. –  
88 с.

Данное пособие является продолжением цикла учебных пособий по полупроводниковой электронике и содержит информацию о физических основах работы полупроводниковых транзисторов.

Пособие предназначено для студентов ННГУ, обучающихся по направлениям подготовки 03.03.03 и 03.04.03 «Радиофизика», 02.03.02 «Фундаментальная информатика и информационные технологии», специальностям 10.05.02 «Информационная безопасность телекоммуникационных систем», 11.05.02 «Специальные радиотехнические системы».

Ответственный за выпуск:  
зам. председателя методической комиссии радиофизического факультета ННГУ  
д.ф.-м.н., профессор **Е.З. Грибова**

УДК 621.382  
ББК 22.344

© Нижегородский государственный  
университет им. Н.И. Лобачевского, 2019

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	5
Часть 1. Конструктивные элементы полупроводниковых транзисторов	6
1.1. Классификация границ раздела между двумя полупроводниками	6
1.2. Изотипный (униполярный) гомопереход	7
1.3. Анизотипный (биполярный) гомопереход ( <i>p-n</i> переход)	9
1.3.1. Электронно-дырочный переход в равновесном состоянии	9
1.3.2. Вольт-амперная характеристика <i>p-n</i> перехода	13
1.3.3. Емкость электронно-дырочного перехода	22
1.4. Анизотипный (биполярный) и изотипный (униполярный) гетеропереходы	25
1.5. Структура металл – диэлектрик – полупроводник (МДП)	32
1.5.1. Идеальная МДП-структура	32
1.5.2. Емкость МДП-структуры	35
1.6. Контакт металл – полупроводник	36
1.6.1. Зонная диаграмма	36
1.6.2. Теория процессов переноса зарядов	38
1.6.3. Омический контакт	44
1.7. Эквивалентные схемы	45
Часть 2. Биполярный транзистор	47
2.1 Устройство биполярного транзистора	49
2.2 Физические процессы в биполярном транзисторе	50
2.2.1 Зонная диаграмма равновесного транзистора	50
2.2.2 Схемы включения транзистора	51
2.2.3 Зонная диаграмма транзистора в активном режиме	51
2.2.4 Основные процессы в транзисторе, включенном по схеме ОБ	52
2.2.5. Схема с общим эмиттером (ОЭ)	55
2.3. Теория идеализированного транзистора	56
2.3.1. Исходные предположения	56
2.3.2. Уравнения Эберса-Мола	56
2.3.3. Система уравнений транзистора в схеме с ОБ	58
2.3.4. Параметры $\alpha$ и $I_{K0}$	59
2.4. Статические характеристики транзистора	60
2.4.1. Схема ОБ (идеализированный транзистор)	60
2.4.2. Схема ОБ (реальные характеристики)	61
2.4.3. Схема ОЭ	63
2.5. Линеаризованные уравнения транзистора	63
2.5.1. Линеаризованные уравнения для схемы ОБ	63
2.5.2. Сопротивление базы	64
2.5.3. Линеаризованные уравнения для схемы ОЭ	64
2.5.4. Т-образные эквивалентные схемы	65

2.5.5. $h$ -параметры для схемы ОЭ	66
2.6. Дрейфовый транзистор	67
2.7. Гетеробиполярный транзистор	68
2.7.1. Широкозонный эмиттер	69
2.7.2. Варизонная база	70
2.7.3. Широкозонный коллектор	71
Часть 3. Полевой транзистор	72
3.1. Полевые транзисторы с управляющим переходом	74
3.1.1. Структура и принцип действия	74
3.1.2. Статические характеристики	75
3.1.3. Основные параметры полевого транзистора	76
3.1.4. Расчет статических характеристик полевого транзистора с управляющим $p$ - $n$ переходом	77
3.1.5. Эквивалентная схема полевого транзистора с управляющим $p$ - $n$ переходом и его частотные свойства	79
3.2. Полевые транзисторы с изолированным затвором	80
3.2.1. Структура и принцип действия	80
3.2.2. МДП-транзисторы с индуцированным каналом	81
3.2.3. МДП-транзисторы со встроенным каналом	83
3.2.4. Расчет статических характеристик полевого транзистора с изолированным затвором	83
3.2.5. Частотные свойства транзисторов с изолированными затворами	85
3.3. Полевые транзисторы с гетеропереходами	85
Список литературы	87

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Учебное пособие содержит сведения о физических процессах, протекающих вблизи контактов полупроводника с другими материалами, а также об основных физических принципах работы полупроводниковых транзисторов. Для лучшего восприятия материала в пособии подробно рассмотрены принципы работы классических приборов, но, помимо этого, приведена информация и о современных гетеронаноструктурных транзисторах.

Пособие не заменяет лекций, лабораторных практикумов или учебников. Оно является дополнительным источником сведений, в котором объяснения простых базовых понятий сочетаются с детальными описаниями сложных физических эффектов. В связи с таким подходом к изложению материала пособие может использоваться в качестве как приложения к базовому курсу лекций, так и методической основы спецкурса по физике современных полупроводниковых приборов и наноэлектронике.

Используемая в пособии терминология сочетается с понятийным аппаратом как хорошо известных учебников, так и достаточно редких монографий по физике полупроводников и полупроводниковых приборов [1–11], а также оригинальных методических разработок кафедры квантовой радиофизики и электроники.

# ЧАСТЬ 1

## КОНСТРУКТИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ

### ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

В первой части представленного учебного пособия изложены элементарные основы теории контактных явлений. При этом речь пойдет как о контактах между различными материалами, например, полупроводником и металлом, так и о контактах между областями с разным типом проводимости внутри одного полупроводникового кристалла. Физические свойства подобных контактов, называемых также переходами, широко используются для создания полупроводниковых транзисторов, являющихся основными элементами большинства цифровых и аналоговых интегральных схем различного назначения.

Параграфы 1.1. – 1.4, данной части посвящены изучению границ раздела между двумя полупроводниками (если быть более точным, то между областями различной проводимости внутри единого полупроводникового кристалла). В параграфах 1.5, 1.6, рассматривается физика контактных явлений на границах материалов с существенно отличающейся по величине проводимостью (границы раздела металл–полупроводник, металл–диэлектрик–полупроводник). В заключение раздела в параграфе 1.7, рассматриваются общие эквивалентные схемы описанных структур.

#### 1.1. КЛАССИФИКАЦИЯ ГРАНИЦ РАЗДЕЛА МЕЖДУ ДВУМЯ ПОЛУПРОВОДНИКАМИ

Для обозначения уровня легирования полупроводниковых слоев, т.е. величин концентраций ионов доноров или акцепторов, в данном пособии будем использовать общепринятые сокращения:

- $n^{++}$  и  $p^{++}$  – концентрация примеси в полупроводнике более  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ ;
- $n^+$  и  $p^+$  –  $\sim 10^{18} \dots 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ;
- $n$  и  $p$  –  $\sim 10^{16} \dots 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ;
- $n^-$  и  $p^-$  –  $\sim 10^{15} \dots 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ;
- $n^-$  и  $p^-$  – менее  $10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

Буквы « $n$ » и « $p$ » обозначают, соответственно, электронный и дырочный типы проводимости материала. Слои нелегированного (чистого) полупроводника обозначаются символом « $i$ ». Подразумевается, что температура, при которой работает прибор, является комнатной (кроме случаев, где явно указывается иная ситуация), а концентрация основных носителей заряда равна концентрации введенной примеси.

Для обозначения границы раздела полупроводников, которую также часто называют переходом, используют дефис или косую черту, например,  $n^+$ - $n$  Si переход,  $p$ -Si/ $n$ -Ge переход. При этом в первом случае

предполагается, что оба слоя полупроводника изготовлены из кремния, а во втором случае - первая область из кремния, а вторая из германия.

В данном пособии мы будем использовать следующую классификацию границ раздела между двумя полупроводниками (таблица 1.1).

Таблица 1.1. Классификация границ раздела

	Гомопереход	Гетеропереход
Изотипный (униполярный) переход	Один и тот же полупроводник и один и тот же тип проводимости по обе стороны от границы раздела (пример: $n^+ - n$ и $p^+ - p$ переходы)	Разные полупроводники, но один тип проводимости по обе стороны от границы раздела (пример: $n - \text{AlGaAs}/n - \text{GaAs}$ и $p - \text{AlGaAs}/p - \text{GaAs}$ переходы)
Анизотипный (биполярный) переход	Один и тот же полупроводник, но различные типы проводимости с обеих сторон границы раздела (пример: $p - n$ переход)	Различные полупроводники и различные типы проводимости с обеих сторон границы раздела (пример: $p - \text{AlGaAs}/n - \text{InP}$ переход)

*Примечание:* GaAs читается как арсенид галлия, InP – фосфид индия, AlGaAs – тройное соединение алюминий-галлий-мышьяк.

## 1.2. Изотипный (униполярный) гомопереход

Рассмотрим униполярный гомопереход на примере  $n^+ - n$  перехода (рис. 1.1 а).

Проведем мысленный эксперимент. Возьмем два образца одного и того же полупроводника, отличающиеся друг от друга степенью легирования. Для каждого из них концентрация ионов доноров равна концентрации электронов, т.е. образцы электронейтральны<sup>1</sup>. Соединим два полупроводниковых образца с различными концентрациями примесей так, чтобы кристаллические решетки образцов точно совпали, а на границе раздела не оказалось бы ни одного дефекта<sup>2</sup>.

<sup>1</sup> В данной ситуации неосновные носители заряда можно не учитывать.

<sup>2</sup> Подобное механическое соединение на самом деле невозможно, так как на поверхности полупроводникового образца всегда присутствуют окислы, которые, будучи по своей природе диэлектриками, препятствуют протеканию тока. В процессе изготовления твердотельных приборов никакой «стыковки» кристаллических решеток не происходит,

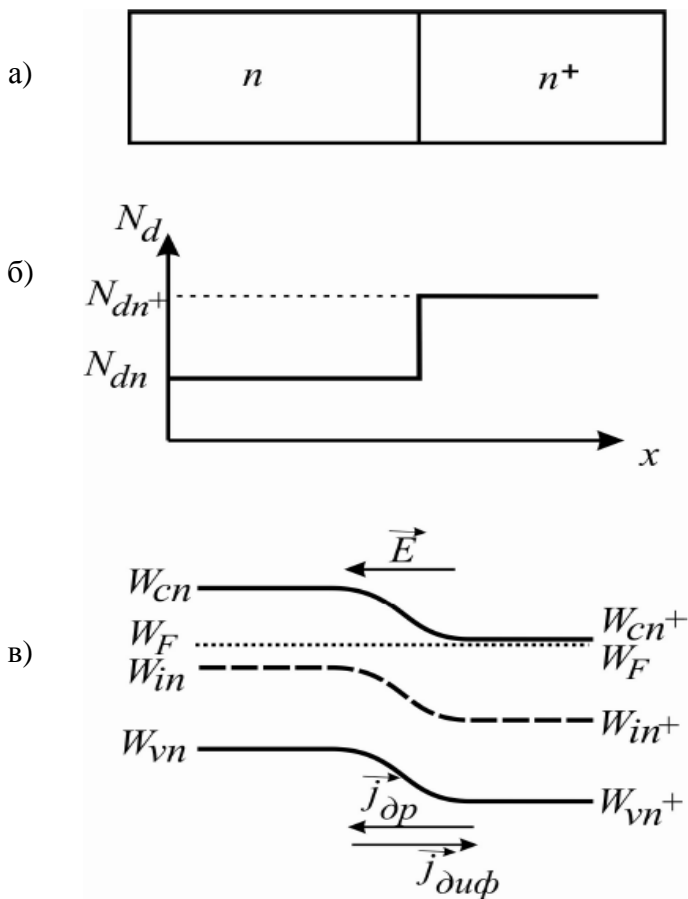


Рис. 1.1. Униполярный  $n^+ - n$  переход в состоянии равновесия: а) схематическое изображение конструкции; б) график зависимости концентрации доноров от координаты; в) энергетическая зонная диаграмма.  $W_c$ ,  $W_v$  – соответственно, уровни дна зоны проводимости и потолка валентной зоны;  $W_F$  – уровень Ферми;  $W_i$  – уровень Ферми в собственном полупроводнике (для простоты будем считать, что он лежит в середине запрещенной зоны).  $\vec{E}$  – напряженность встроенного электрического поля;  $\vec{j}_{др}$ ,  $\vec{j}_{диф}$  – соответственно, плотности дрейфового и диффузионно токов в переходе. На рисунке вторым индексом в обозначениях величин указан тип полупроводника, к которому данные величины относятся. В дальнейшем подобные уточнения мы будем опускать

Так как концентрация электронов в сильно легированной  $n^+$ - области больше, чем в  $n$  – области (рис. 1.1. б), то возникнет диффузионный поток носителей заряда, который будет направлен справа налево (напомним, что диффузионный ток при этом направлен слева направо, поскольку направление тока выбирается по направлению движения положительных зарядов). Поскольку обе части полупроводника изначально нейтральны, то уход электронов из  $n^+$  области означает, что там останется нескомпенсированный положительный заряд ионов доноров. Соответственно, в  $n$ -области будут копиться избыточные электроны. В итоге образуется *встроенное электрическое поле*, которое, в свою очередь, вызовет встречный дрейфовый ток носителей заряда. Сначала электроны будут преимущественно переходить из правой области в левую, затем внутреннее поле достигнет такой величины, при которой создаваемый им дрейфовый ток уравнивает ток диффузионный, и будет достигнуто *динамическое равновесие*. Зонная диаграмма перехода в равновесном состоянии показана на рис. 1.1 в.

Обратите внимание, что вектор напряженности электрического поля  $\vec{E}$  направлен в сторону роста энергии дна зоны проводимости (в данном случае – от положительных зарядов ионов доноров, обнажившихся в  $n^+$  слое, к

---

различные области единого монокристалла легируются разными примесями (подробнее о технологии роста кристаллов см. [7]).



отрицательным зарядам электронов, скопившимся в  $n$ -слое). Поскольку на дне зоны проводимости кинетическая энергия носителей  $W_k=0$ , то вклад в полную энергию дает только потенциальная составляющая  $U(r)=-e\varphi(r)$ , где  $e$  – абсолютная величина заряда электрона,  $\varphi(r)$  – потенциал. Поскольку  $\vec{E}=-\nabla\varphi$ , то вектор напряженности электрического поля будет сонаправлен с  $\nabla U(r)$ , а значит, направлен в сторону роста энергии дна зоны проводимости<sup>3</sup>.

На практике чаще всего используют изотипные переходы с уровнями легирования от  $10^{14}$  до  $10^{18}$  см<sup>-3</sup>. Высота потенциального барьера  $n^+-n^-$  - перехода зависит от разницы концентраций между областями перехода и имеет величину  $1\dots 10$  кТ, а электрическое сопротивление, обусловленное таким барьером, меньше сопротивления остальных переходов, которые рассматриваются ниже.

### 1.3. Анизотипный (биполярный) гомопереход ( $p$ - $n$ переход)

*Электронно-дырочным или  $p$ - $n$  переходом* называется приконтактная область между частями полупроводника с электронным ( $n$ ) и дырочным ( $p$ ) типами проводимости. Наиболее простой метод получения  $p$ - $n$  переходов состоит во введении донорной и акцепторной примесей в процессе роста кристалла при эпитаксии, с помощью диффузии или ионного легирования.

В зависимости от характера распределения примесей различают резкий (ступенчатый) и плавный  $p$ - $n$  переходы. Мы рассмотрим резкий  $p$ - $n$  переход, в котором значения концентраций донорной  $N_d$  и акцепторной  $N_a$  примесей изменяются скачком на границе раздела.

#### 1.3.1. Электронно-дырочный переход в равновесном состоянии

Снова проведем мысленный эксперимент: будем соединять в единое целое два полупроводниковых образца с различными типами проводимости так, что кристаллические решетки образцов точно совпадут, а на границе раздела не будет дефектов (рис.1.2).

Так как в  $p$ -области концентрация дырок ( $p_p$ ) – основных носителей заряда – значительно больше, чем в  $n$ -области ( $p_n$ ), то происходит

1) *диффузия*

дырок в  $n$ -область, где они окажутся неосновными носителями заряда. Таким образом, в некотором слое  $n$ -области, примыкающем к границе раздела,

---

<sup>3</sup> Мы можем пользоваться соотношениями электростатики, т.к. скорость носителей заряда в полупроводниках на порядки меньше скорости света, т.е. можно считать, что при перемещении электронов и дырок поле мгновенно отслеживает изменение положения зарядов. Эта особенность характерна для полупроводниковых приборов, в отличие от приборов вакуумной электроники.

увеличивается концентрация неосновных носителей. Следовательно, там будет идти интенсивная

2) *рекомбинация*

электронов и дырок. Поскольку изначально *n*-область полупроводника была электронейтральной (концентрация электронов равнялась концентрации ионов доноров), а электроны, оказавшиеся вблизи границы, рекомбинируют с дырками, пришедшими из *p*-слоя, то в приграничной области

3) *обнажится некомпенсированный объемный заряд*

положительного знака, обусловленный **ионами донорной примеси**. Аналогично, диффузия и рекомбинация электронов будут сопровождаться появлением в *p*-области отрицательного объемного заряда ионов акцепторной примеси (рис. 1.2 в). Таким образом, в приконтактной области появится встроенное электрическое поле, напряженность которого будет постепенно увеличиваться. В свою очередь, это поле вызовет встречный дрейфовый поток носителей заряда и будет препятствовать диффузионному движению. Очевидно, что когда диффузия будет полностью скомпенсирована дрейфом, система придет в состояние равновесия, а рост поля прекратится. При этом в полупроводнике установится определенная напряженность электрического поля и соответствующая ему *контактная разность потенциалов*  $U_K$  (рис. 1.2 в).

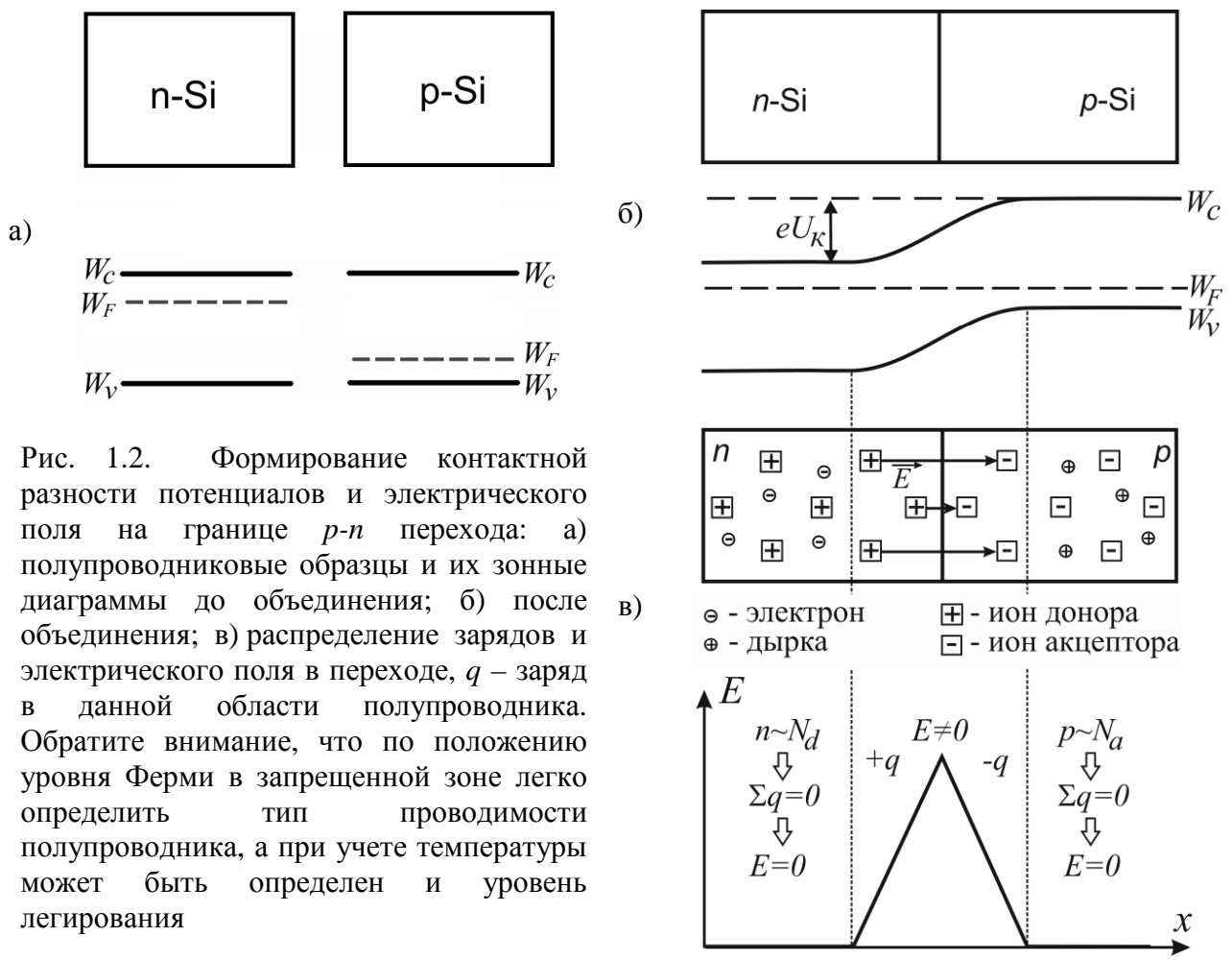


Рис. 1.2. Формирование контактной разности потенциалов и электрического поля на границе *p-n* перехода: а) полупроводниковые образцы и их зонные диаграммы до объединения; б) после объединения; в) распределение зарядов и электрического поля в переходе,  $q$  – заряд в данной области полупроводника. Обратите внимание, что по положению уровня Ферми в запрещенной зоне легко определить тип проводимости полупроводника, а при учете температуры может быть определен и уровень легирования

Подобное равновесие называют динамическим, поскольку движение носителей заряда прекращается лишь в среднем. Согласно распределению Больцмана, всегда найдутся высокоэнергетические носители заряда, которые смогут преодолеть имеющийся потенциальный барьер  $eU_k$ . Однако, точно такое же количество носителей заряда перейдет в противоположную сторону под действием встроенного электрического поля, поэтому суммарный ток будет равен нулю ( $\Sigma j = 0$ ). При установлении равновесия происходит выравнивание термодинамических характеристик, в частности, уровней Ферми, в областях с различными типами проводимости, т.е. слева и справа от перехода. Приконтактную область, где имеется электрическое поле, называют *p-n* переходом, *запирающим слоем* или *областью пространственного заряда (ОПЗ)*.

Обратите внимание, что ионы примесей присутствуют во всем полупроводнике (доноры – в *n*-области, акцепторы – в *p*-области), а не только в самом переходе. Однако, вне ОПЗ образец электронейтрален (рис. 1.2.в).

На рис. 1.3 представлены распределения концентрации примеси (а), плотности объемного заряда (б), напряженности электрического поля (в) и потенциала (г) в резком несимметричном *p-n* переходе.

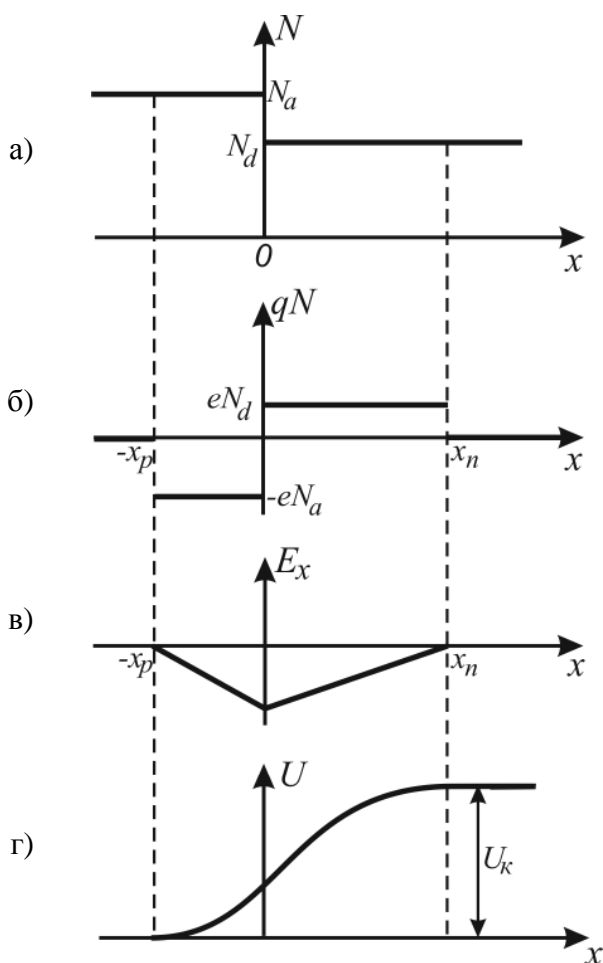


Рис. 1.3. Распределение концентрации примесей (а), плотности объемного заряда (б), поля (в) и потенциала (г) в *p-n* переходе. Обратите внимание, что на данном рисунке справа расположена область *n*-типа, а слева *p*-типа, так что электрическое поле, образованное ионами доноров и акцепторов, направлено справа налево ( $E_x < 0$ ).

Так как по условию задачи величины концентраций доноров и акцепторов различны, а их суммарные заряды в обедненных электронами и дырками областях равны друг другу ( $eN_d x_n = eN_a x_p$ ), то размеры самих областей различны. Они тем меньше, чем выше уровень легирования, что является следствием условия электронейтральности

В равновесном состоянии величины концентраций электронов и дырок в невырожденном примесном полупроводнике следующим образом зависят от температуры:

$$n = N_c e^{-\frac{W_c - W_F}{kT}}, \quad p = N_v e^{-\frac{W_F - W_v}{kT}}. \quad (1.1)$$

Для собственного полупроводника эти концентрации равны:

$$n_i = p_i = N_c \cdot e^{-\frac{W_c - W_i}{kT}} = N_v \cdot e^{-\frac{W_i - W_v}{kT}}. \quad (1.2)$$

Здесь  $W_c$ ,  $W_v$ ,  $W_i$  – уровни энергии, соответствующие нижнему уровню зоны проводимости, верхнему уровню валентной зоны, середине запрещенной зоны;  $W_F$  – уровень Ферми;  $N_c$ ,  $N_v$  – эффективные плотности квантовых состояний в зоне проводимости и валентной зоне, соответственно;  $n_i$  – собственная концентрация носителей заряда.

Энергию середины запрещенной зоны  $W_{ip}$  и  $W_{in}$  для  $p$ - и  $n$ -типа полупроводника и энергию Ферми  $W_F$  можно записать через соответствующие потенциалы:

$$W_{ip} = -e\varphi_{ip}, \quad W_{in} = -e\varphi_{in}, \quad W_F = -e\varphi_F \quad (1.3)$$

На основании соотношения (1.2) с учетом выражений (1.3) величины концентрации основных носителей вдали от  $p$ - $n$  перехода могут быть выражены равенствами

$$p_p = n_i \cdot e^{\frac{\varphi_F - \varphi_{ip}}{\varphi_T}}, \quad n_n = n_i \cdot e^{\frac{\varphi_{in} - \varphi_F}{\varphi_T}}, \quad (1.4)$$

где  $\varphi_T = \frac{kT}{e}$  – так называемый, тепловой потенциал. Равновесные концентрации основных ( $n_n$ ,  $p_p$ ) и неосновных ( $n_p$ ,  $p_n$ ) носителей заряда в невырожденных полупроводниках  $p$ - и  $n$ -типа связаны соотношением (так называемый, «закон действующих масс»):

$$n_p p_p = n_n p_n = n_i^2 = N_c \cdot N_v \cdot e^{-\frac{W_g}{kT}},$$

где  $W_g$  – ширина запрещенной зоны полупроводника.

Контактная разность потенциалов определяется соотношением:

$$U_k = \varphi_{in} - \varphi_{ip}. \quad (1.5)$$

Выразим  $U_k$  через равновесные концентрации электронов и дырок. Для этого из выражений (1.4) найдем  $\varphi_{ip}$ ,  $\varphi_{in}$  и подставим в уравнение (1.5). После преобразований получим:

$$U_{\kappa} = \varphi_T \ln \frac{n_n P_p}{n_i^2} = \varphi_T \ln \frac{N_d N_a}{n_i^2} = \varphi_T \ln \frac{n_n}{n_p} = \varphi_T \ln \frac{P_p}{P_n} \quad (1.6)$$

или

$$P_n = P_p \cdot e^{-U_{\kappa}/\varphi_T}, \quad n_p = n_n \cdot e^{-U_{\kappa}/\varphi_T}. \quad (1.7)$$

Таким образом, высота потенциального барьера  $p$ - $n$  перехода определяется температурой, концентрацией легирующей примеси и собственной концентрацией носителей при заданной температуре (т.е. типом материала). При этом, как видно из зонной диаграммы, величина контактной разности потенциалов в невырожденном  $p$ - $n$  переходе ограничена значением ширины запрещенной зоны полупроводника  $W_g$ . Если же одна область легирована сильно, а другая – слабо, то  $U_{\kappa} < W_g/2$ .

### 1.3.2. Вольт-амперная характеристика $p$ - $n$ перехода

Пусть к электронно-дырочному переходу подключен источник ЭДС таким образом, чтобы потенциальный барьер уменьшился. Такое подключение называется *прямым* и оно соответствует подсоединению источника плюсом к  $p$ -области и минусом к  $n$ -области. В этом случае из источника ЭДС в область  $n$ -типа поставляются электроны, а  $p$ -типа – дырки. Эти носители компенсируют заряд части доноров и части акцепторов, так что оставшийся в ОПЗ объемный заряд ионов становится меньше, что приводит к уменьшению напряженности электрического поля. В свою очередь, это приводит к тому, что по обе стороны от ОПЗ число основных носителей, которые имеют возможность преодолевать барьер, экспоненциально возрастает. Точно так же возрастает и величина диффузионного тока  $j_{\text{диф}}$ . При этом дрейфовый ток неосновных носителей заряда, направленный в противоположную сторону, практически не меняется, поскольку в сильном поле перехода имеет место режим насыщения дрейфовой скорости носителей заряда. Таким образом, при положительном подключении в  $p$ - $n$  переходе преобладает диффузионный ток, т.е.  $j = j_{\text{диф}} - j_{\text{др}} > 0$ . При этом основные носители переходят в область с противоположным типом проводимости. Такой процесс называется *инжекцией*. Носители проникают через энергетический барьер в области, где они оказываются неосновными и рекомбинируют. Эти избыточные неравновесные носители нарушают электронейтральность полупроводника вблизи перехода и вызывают в равном количестве приток основных носителей из глубины  $p$ - и  $n$ -областей. Скорость рекомбинации электронов и дырок конечна, поэтому неравновесные носители могут продвинуться вглубь полупроводника, причем глубина их проникновения значительно превысит толщину ОПЗ. При этом электронейтральность кристалла за пределами области объемного заряда не нарушается.

Таким образом, при приложении внешнего напряжения в прямом направлении в результате инжекции носителей через  $p$ - $n$  переход будет протекать ток, величина которого будет нарастать с увеличением приложенного напряжения, т.е. с уменьшением высоты барьера перехода.

При *обратном* включении внешнего напряжения (минусом к  $p$ -области и плюсом к  $n$ -области) направления внешнего и встроенного полей совпадают, т.е. высота барьера увеличивается. При этом диффузионный поток носителей спадает практически до нуля, а суммарный ток определяется дрейфовым током неосновных носителей заряда и незначителен по величине (поскольку количество неосновных носителей на несколько порядков меньше, чем основных).

Зонные диаграммы  $p$ - $n$  перехода при разной полярности приложенного напряжения изображены на рис. 1.4.

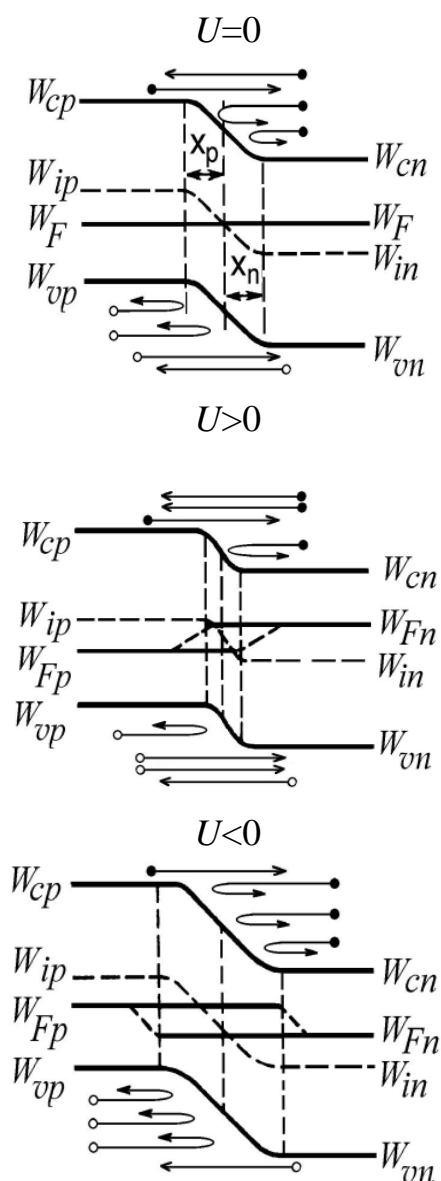
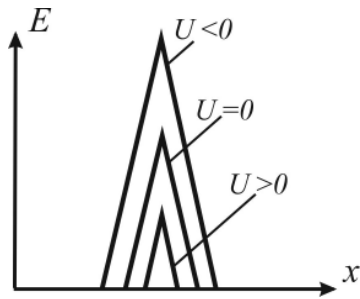


Рис. 1.4. Зонные диаграммы и распределение абсолютной величины напряженности электрического поля  $E$  в  $p$ - $n$  переходе при различных внешних напряжениях  $U$ . Важно, что при изменении внешнего напряжения происходит расширение или сужение области перехода, так что в нее попадает большее или меньшее количество ионов доноров и акцепторов. Это определяет увеличение или уменьшение напряженности поля в переходе

При неравновесных условиях принято вводить два новых параметра распределения:  $W_{Fn}$  – для электронов и  $W_{Fp}$  – для дырок. Их значения выбирают таким образом, чтобы для концентраций электронов и дырок при наличии неравновесных носителей оставались справедливыми соотношения (1.1) и (1.4). Величины  $W_{Fn}$  и  $W_{Fp}$  называют квазиуровнями Ферми для электронов и дырок, соответственно. Таким образом, в невырожденных полупроводниках справедливы соотношения:

$$n = N_C e^{-\frac{W_c - W_{Fn}}{kT}}, \quad (1.7a)$$

$$p = N_V e^{-\frac{W_{Fp} - W_v}{kT}},$$



$$n = n_i \cdot e^{\frac{W_{Fn} - W_i}{kT}},$$

$$p = p_i \cdot e^{\frac{W_{Fp} - W_i}{kT}}. \quad (1.76)$$

Ввиду сложности строгого анализа, обычно делают еще ряд допущений, упрощающих решение задачи:

1. Модель электронно-дырочного перехода одномерная,  $p$ - и  $n$ -области имеют бесконечную протяженность.
2. В  $p$ - и  $n$ -областях примеси распределены равномерно, а на границе раздела значения их концентраций изменяются скачком.
3. Уровень инжекции мал (полагают малым внешнее напряжение).
4. Концентрация неосновных носителей мала по сравнению с концентрацией основных носителей. В этом случае ток вдали от  $p$ - $n$ -перехода будет определяться основными носителями.
5. Электроны и дырки исчезают только вследствие рекомбинации друг с другом. Пренебрегают наличием ловушек для носителей заряда.
6. Генерация и рекомбинация в ОПЗ отсутствуют.
7. Явления, связанные с пробоем перехода, отсутствуют.

При этих допущениях для токов неосновных носителей вне ОПЗ можно записать:

$$j_p = -eD_p \frac{dp}{dx}, \quad j_n = eD_n \frac{dn}{dx}, \quad (1.8)$$

где  $D_p, D_n$  – соответственно, коэффициенты диффузии дырок и электронов.

Одномерные уравнения непрерывности для дырок в  $n$ -области и электронов в  $p$ -области при отсутствии генерации можно записать в виде:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{e} \cdot \frac{\partial j_p}{\partial x} - \frac{p - p_{n0}}{\tau_p}, \quad \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \cdot \frac{\partial j_n}{\partial x} - \frac{n - n_{p0}}{\tau_n}, \quad (1.9)$$

где  $\tau_p$  и  $\tau_n$  – времена жизни носителей заряда,  $p_{n0}$  и  $n_{p0}$  – значения концентрации равновесных дырок в  $n$ -области и равновесных электронов в  $p$ -области, соответственно.

При нахождении статической вольт-амперной характеристики необходимо решить уравнение непрерывности для случая, когда концентрация неосновных носителей не меняется во времени:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{\partial n}{\partial t} = 0. \quad (1.10)$$

Из уравнений (1.9) с учетом (1.8) и (1.10) получим:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_{n0}}{L_p^2} &= 0 \text{ при } x \geq x_n, \\ \frac{d^2 n}{dx^2} - \frac{n - n_{p0}}{L_n^2} &= 0 \text{ при } x \leq -x_p, \end{aligned} \quad (1.11)$$

где  $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$  - диффузионная длина дырок в  $n$ -области,  $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$  - диффузионная длина электронов в  $p$ -области. Граничными условиями являются:

$$\begin{aligned} p(x \rightarrow \infty) &\rightarrow p_{n0}; \quad n(x \rightarrow -\infty) \rightarrow n_{p0}; \\ p(x_n) &= p_{n1}; \quad n(-x_p) = n_{p1}. \end{aligned}$$

Решая уравнения (1.11) при этих условиях, получим:

$$\begin{aligned} p(x) &= p_{n0} + (p_{n1} - p_{n0})e^{-(x-x_n)/L_p}, \\ n(x) &= n_{p0} + (n_{p1} - n_{p0})e^{(x+x_p)/L_n}. \end{aligned} \quad (1.12)$$

При приложении внешнего напряжения  $U$  в прямом направлении высота потенциального барьера становится равной  $e(U_k - U)$ . При этом концентрации неосновных носителей на границе ОПЗ на основании соотношения (1.7) будут выражаться в следующем виде:

$$\begin{aligned} p_{n1} &= p_p \cdot e^{-\frac{e(U_k - U)}{kT}} = p_{n0} e^{\frac{eU}{kT}}, \\ n_{p1} &= n_n \cdot e^{-\frac{e(U_k - U)}{kT}} = n_{p0} e^{\frac{eU}{kT}}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Подставляя (1.13) в (1.12), определим электронный и дырочный токи в точках  $x = -x_p$  и  $x = x_n$ , соответственно:

$$\begin{aligned} j_n(-x_p) &= eD_n \frac{dn}{dx} = \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right), \\ j_p(x_n) &= -eD_p \frac{dp}{dx} = \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right). \end{aligned} \quad (1.14)$$

В предположении отсутствия генерации и рекомбинации в ОПЗ плотности токов  $j_n$  и  $j_p$  в интервале  $-x_p < x < x_n$  не зависят от координаты, т.е.:

$$j_n(x_n) = j_n(-x_p); \quad j_p(-x_p) = j_p(x_n); \quad (1.15)$$



Полный ток в стационарном режиме во всех сечениях одинаков. Проще всего вычислить ток на границах перехода в точках  $x = -x_p$  или  $x = x_n$ . С учетом (1.15) плотность полного тока выражается соотношением:

$$j = j_n(-x_p) + j_p(x_n) = \left( \frac{eD_n n_{p0}}{L_n} + \frac{eD_p p_{n0}}{L_p} \right) \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right). \quad (1.16)$$

На рис. 1.5 показаны распределения концентраций электронов и дырок в  $p$ - $n$  переходе при прямом и обратном смещениях.

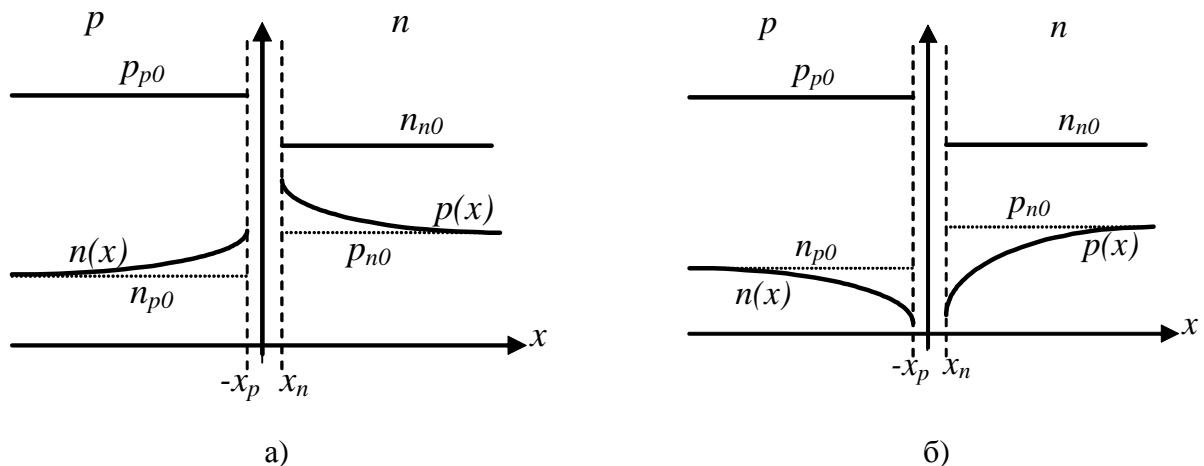


Рис. 1.5. Распределение величин концентраций электронов и дырок в  $p$ - $n$  переходе: а) при прямом смещении; б) при обратном смещении

Если площадь перехода  $S$ , то полный ток через переход будет равен  $J = jS$ . Тогда вольт-амперную характеристику перехода можно записать в виде:

$$J = J_S \left( e^{\frac{U}{\phi_T}} - 1 \right). \quad (1.17)$$

Величина обратного тока перехода с увеличением обратного напряжения стремится к  $J_S$ , поэтому величину

$$J_S = \left( \frac{ep_{n0}L_p}{\tau_p} + \frac{en_{p0}L_n}{\tau_n} \right) S \quad (1.18)$$

называют *током насыщения* или *обратным током*  $p$ - $n$  перехода. В (1.18) использованы соотношения:  $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ ,  $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ .

Иногда, подчеркивая природу этого тока, его называют *током тепловой генерации* или просто *тепловым током*, т.к. обуславливающие его неосновные носители появляются в нейтральных  $p$ - и  $n$ -областях, прилегающих к переходу, за счет тепловой генерации. Эти носители диффундируют к границам перехода, захватываются его полем и переносятся в соседнюю область. Механизм

образования теплового тока отражает формула (1.18), в которой  $p_{n0}/\tau_p$  и  $n_{p0}/\tau_n$  – скорости генерации неосновных носителей, а  $SL_p p_{n0}/\tau_p$  и  $SL_n n_{p0}/\tau_n$  – полное число неосновных носителей, генерируемых в слоях толщиной  $L_p$  и  $L_n$  за единицу времени. Именно эти носители без рекомбинации доходят до границы перехода и образуют обратный ток.

Можно рассматривать физический смысл выражения (1.18) и с другой стороны: отношения  $L_p/\tau_p$  и  $L_n/\tau_n$  имеют смысл скорости диффузии носителей заряда. Тогда формулу (1.18) для тока насыщения можно записать в классическом виде – как произведение заряда частиц, их концентрации, скорости и площади сечения образца:  $J_S = (ep_{n0} V_p + en_{p0} V_n) S$ . Так как имеется ввиду скорость диффузионного движения носителей заряда в областях за пределами пространственного заряда перехода, то ток не зависит от величины обратного напряжения, подаваемого на переход, хотя напряженность поля перехода и ширина ОПЗ от внешнего напряжения зависеть будут. При попадании неосновных носителей в область перехода они будут подхвачены полем, и, независимо от величины последнего, переброшены на другую сторону ОПЗ. Таким образом, ток в данной ситуации будет ограничиваться сопротивлением областей сбора неосновных носителей и практически не будет зависеть от напряжения. Вольт-амперная характеристика  $p-n$  перехода, рассчитанная в рамках рассмотренной идеализированной модели, представлена на рис. 1.6 сплошной линией.

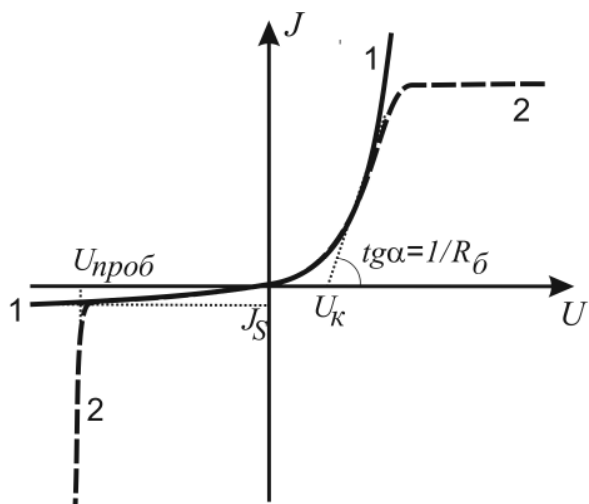


Рис. 1.6. ВАХ  $p-n$  перехода:  
1) идеальная; 2) реальная.

Здесь  $R_b$  – сопротивление базы,  $U_k$  – контактная разность потенциалов,  $J_S$  – обратный ток  $p-n$  перехода,  $U_{проб}$  – напряжение пробоя

Выражение (1.17) хорошо согласуется с экспериментальными данными для  $p-n$  переходов, изготовленных из узкозонных материалов, например, германия (Ge). Отличия от теоретической зависимости наблюдаются при увеличении прямого тока и при достаточно больших обратных смещениях, когда имеет место резкое возрастание обратного тока перехода. Рассмотрим обе ситуации.

У реального диода последовательно с сопротивлением  $p-n$  перехода имеются сопротивления квазинейтральных областей полупроводника. Область с большей концентрацией примесей (а, следовательно, с большей

концентрацией свободных носителей и меньшим сопротивлением) называют эмиттером, а с меньшей – базой; сопротивление эмиттера обычно мало и им пренебрегают. При выводе формулы (1.17) мы неявно предполагали, что все прикладываемое внешнее напряжение падает непосредственно на области перехода. Однако, это справедливо только при малых токах, т.е. при отрицательных и небольших положительных смещениях ( $U \leq U_k$ ). В этих случаях переход существенно обеднен свободными носителями заряда, а сопротивление ОПЗ велико. Соответственно, и падение напряжения на этой области много больше, чем на других. При больших прямых токах падение напряжения на базе уже соизмеримо с падением напряжения на переходе. С учетом сопротивления базы аналитическое выражение зависимости тока диода от приложенного к нему напряжения может быть представлено в следующем виде:

$$J = J_s \left[ e^{(U / \varphi_T - J R_\delta / \varphi_T)} - 1 \right], \quad (1.19)$$

где  $U$  - напряжение, приложенное к диоду,  $R_\delta$  - сопротивление базы.

Проведя логарифмирование и дифференцирование выражения (1.19), определим дифференциальное сопротивление в произвольной точке вольт-амперной характеристики:

$$R_\delta = \frac{dU}{dJ} = \frac{1}{\frac{dJ}{dU}} = \frac{\varphi_T}{(J + J_s)} + R_\delta. \quad (1.20)$$

Видно, что при малых токах первое слагаемое в формуле (1.20) много больше второго, т.е. сопротивление диода в этом случае определяется сопротивлением самого  $p-n$  перехода (в этой области токов реальная и идеальная ВАХ совпадают). При больших токах дифференциальное сопротивление перехода мало и общее сопротивление определяется сопротивлением базы, т.е. зависимость тока от напряжения представляет собой прямую линию, тангенс угла наклона которой равен  $1/R_\delta$ . При дальнейшем увеличении прямого напряжения ток прибора выходит на насыщение. Причины этого явления зависят от конструкции прибора и определяются насыщением зависимости скорости носителей заряда в сильных электрических полях, малой концентрацией носителей заряда при слабом легировании полупроводника и разогревом полупроводника протекающим током.

Резкое возрастание обратного тока при увеличении напряжения выше критического, называемого напряжением пробоя  $U_{проб}$ , может быть вызвано следующими эффектами:

- туннелированием электронов сквозь узкий и высокий потенциальный барьер из валентной зоны в зону проводимости при большой напряженности электрического поля в ОПЗ (эффект Зинера или *туннельный пробой*);

- ударной ионизацией атомов полупроводника в сильном электрическом поле ОПЗ (*лавинный пробой*);
- перебросом электронов из валентной зоны в зону проводимости за счет саморазогрева (*тепловой пробой*).

Преобладание того или иного из упомянутых механизмов зависит от материала полупроводника, конструкции *p-n* перехода и температуры. *Туннельный пробой* наблюдается, как правило, в вырожденных полупроводниках. Толщина ОПЗ в них настолько мала (~10 нм), что при высоком значении напряженности поля в переходе (а значит, при сильном «наклоне» зон) становятся возможными туннельные переходы электронов с занятых состояний в валентной зоне на свободные состояния зоны проводимости. При этом величина тока экспоненциально возрастает.

*Лавинный пробой* развивается в случае, когда поле в полупроводнике (или в приборной структуре) настолько велико, что на длине свободного пробега носители набирают энергию, достаточную для ударной ионизации атомов вещества. При этом горячие электроны и дырки, который приобретают энергию больше ширины запрещенной зоны, разрывают валентные связи. В результате возникает пара противоположно заряженных частиц (электрон и дырка), одна или обе из которых также начинают участвовать в ударной ионизации вместе с исходной частицей. В такой ситуации происходит лавинообразное нарастание числа участвующих в процессе носителей, откуда и название данного типа пробоя.

Наконец, в случае протекания сильного тока полупроводниковая структура разогревается, а, значит, растет и количество термогенерированных носителей заряда, что, в свою очередь, приводит к дальнейшему росту тока. В результате развивается *тепловой пробой*, который приводит к разрушению кристаллической решетки полупроводника и выходу прибора из строя. Отметим, что туннельный и лавинный пробой сами по себе обратимы, однако, нельзя допускать их перехода в пробой тепловой. Величина напряжения пробоя у германиевых и кремниевых *p-n* переходов с электронно-дырочными переходами может достигать сотен и даже тысяч вольт.

Получим выражение для связи напряжения на *p-n* переходе с максимальной напряженностью поля в переходе, обуславливающей лавинный пробой. Учтем, что поле при равномерном распределении легирующей примеси зависит от координаты линейно, т.е. график имеет вид треугольника, а потенциал имеет смысл площади под графиком поля. Из геометрической формулы для площади треугольника имеем:

$$E_{\max} = \frac{2(U_{\kappa} + U)}{d}. \quad (1.20 \text{ а})$$

Здесь  $U$  – абсолютная величина обратного смещения, т.е.  $U > 0$ ;  $d$  - ширина области пространственного заряда перехода

$$d = \sqrt{\frac{2(U_{\kappa} + U)\varepsilon\varepsilon_0}{eN_d}}, \quad (1.20 \text{ б})$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная.

Тогда максимальное поле в переходе

$$E_{\max} = \sqrt{\frac{2eN_d(U_{\kappa} + U)}{\varepsilon\varepsilon_0}}. \quad (1.20 \text{ в})$$

Для того, чтобы в структуре начал развиваться лавинный пробой, необходимо, чтобы найденное максимальное значение электрического поля в переходе превысило некоторую определенную для заданного материала величину, т.е. стало бы больше напряженности *поля пробоя*  $E_{\text{проб}}$ . Для оценки этой величины вспомним, что при возникновении лавинного пробоя электрон на длине свободного пробега набирает энергию, необходимую для разрыва валентной связи, т.е. энергию, равную ширине запрещенной зоны  $W_g$ . Далее элементарная оценка на основе второго закона Ньютона с учетом эффективной массы электрона и характерного времени свободного пробега  $\tau_{\text{своб}} \sim 10^{-13}$  с показывает, что электроны будут набирать указанную энергию при напряженности поля  $E_{\text{проб}} \sim 10^5$  В/см, что для перехода с  $N_d \approx N_a \approx 10^{17}$  см<sup>-3</sup> соответствует напряжению  $\sim 10$  В. Пробой будет развиваться там, где локализовано максимальное поле, т.е. на границе *p-n*-перехода. Область, в которой реализуется ударная ионизация, будет иметь толщину порядка длины свободного пробега носителей заряда  $v_{\text{нас}} \cdot \tau_{\text{своб}} \sim 10$  нм. При росте внешнего напряжения толщина этой области увеличивается. В вырожденных *p-n* переходах толщина ОПЗ недостаточна для развития лавинного пробоя и доминирует туннельный механизм пробоя.

В заключение данного раздела отметим два момента, часто вызывающих вопросы у студентов при первом знакомстве с физикой работы полупроводниковых *p-n* переходов.

1) Обратите внимание, что «*изогнуть*» зонную диаграмму «в другую сторону» при подаче прямого смещения нельзя! Это означает, что даже при подаче большого «открывающего» *p-n* переход напряжения невозможно реализовать ситуацию, когда уровни энергии электронов в *p*-области стали бы ниже соответствующих уровней в *n*-области. Все подаваемое на *p-n* переход смещение распределяется между запирающим слоем и базой. Чем большее напряжение мы подаем, тем выше ток, а значит, тем большая часть внешнего смещения падает на области базы и тем меньшая – на области самого перехода. В пределе можно предполагать «выглаживание» потенциального барьера перехода, но не его инверсию.

2) При увеличении температуры прямой и обратный токи *p-n* перехода будут расти. Физически это объясняется следующими причинами:

а) увеличение температуры приводит к росту концентрации носителей заряда из-за тепловой генерации;

б) при увеличении температуры уменьшается контактная разность потенциалов. Это легко понять из простых соображений. С ростом температуры уровни Ферми  $p$  и  $n$  областей будут стремиться к середине запрещенной зоны полупроводника, т.е. барьер между частями  $p$ - $n$  перехода, имеющими разный тип проводимости, будет снижаться.

Таким образом, в формуле для ВАХ  $p$ - $n$  перехода (1.17) основное влияние на зависимость результирующего тока от температуры оказывают  $U_k(T)$  и  $J_s(T)$ , а не  $\phi_T = kT/e$ , как может показаться на первый взгляд.

### 1.3.3. Емкость электронно-дырочного перехода

Всякий  $p$ - $n$  переход, по существу, представляет собой систему двух полупроводниковых слоев, разделенных областью объемного заряда. Такая система подобна плоскому конденсатору. Опыт показывает, что полупроводниковые  $p$ - $n$  переходы обладают значительной емкостью, которая ограничивает их применение в высокочастотных приборах. Изучение емкости перехода во многих случаях помогает исследовать распределения поля и ионов доноров и акцепторов в ОПЗ, а также более детально объяснить механизм протекания тока.

Найдем ширину потенциального барьера и емкость  $p$ - $n$  перехода. Помимо допущений, принятых при выводе вольт-амперной характеристики, будем считать, что вся примесь ионизирована и в области объемного заряда концентрация свободных носителей равна нулю. В этом случае плотность объемного заряда постоянна и определяется только значениями концентраций соответствующих примесей, т.е.

$$\rho_p = -eN_a, \quad \rho_n = eN_d. \quad (1.21)$$

Этот объемный заряд создает электрическое поле, которое проникает в  $p$ -область на глубину  $x_p$ , а в  $n$ -область - на  $x_n$ . Вне слоя пространственного заряда напряженность электрического поля равна нулю, т.е.

$$E_{px} = -\left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=-x_p} = 0; \quad E_{nx} = -\left. \frac{d\phi}{dx} \right|_{x=x_n} = 0. \quad (1.22)$$

Распределение электростатического потенциала  $\phi$  в области объемного заряда можно найти, решив уравнение Пуассона:

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

где  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Интегрируя это уравнение с учетом граничных условий (1.22), получим выражение для напряженности электрического поля в  $p$ - и  $n$ -областях:

$$E_{p_x} = -\frac{d\varphi_p}{dx} = -\frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} N_a (x + x_p) \text{ при } -x_p < x < 0,$$

$$E_{n_x} = -\frac{d\varphi_n}{dx} = -\frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0} N_d (x_n - x) \text{ при } 0 < x < x_n \quad (1.24)$$

В точке  $x=0$  из условия непрерывности поля следует, что

$$E_p(0) = E_n(0). \quad (1.25)$$

Из последнего равенства с учетом (1.24) получим:

$$eN_a x_p = eN_d x_n. \quad (1.26)$$

Это соотношение выражает равенство положительного и отрицательного заряда в ОПЗ, т.е. условие электронейтральности образца.

При приложении к  $p$ - $n$  переходу внешнего напряжения в соответствии с допущением об отсутствии электрического поля вне слоя объёмного заряда граничные условия для потенциала можно представить следующим образом:

$$\varphi(-x_p) = 0 \text{ и } \varphi(x_n) = U_k - U. \quad (1.27)$$

Величина напряжения  $U$  в формуле (1.27) положительна при прямом смещении перехода и отрицательна – при обратном.

Интегрируя уравнения (1.24) с учетом граничных условий (1.27), получим

$$\varphi_p = \frac{eN_d}{2\varepsilon\varepsilon_0} (x_p + x)^2 \text{ при } -x_p < x < 0;$$

$$\varphi_n = -\frac{eN_d}{2\varepsilon\varepsilon_0} (x_n - x)^2 + U_k - U \text{ при } 0 < x < x_n. \quad (1.28)$$

Так как потенциал  $\varphi$  в пределах ОПЗ должен быть непрерывен, то  $\varphi_p(0) = \varphi_n(0)$ , т.е.

$$\frac{e}{2\varepsilon\varepsilon_0} (N_d x_n^2 + N_a x_p^2) = U_k - U. \quad (1.29)$$

Используя соотношение (1.29) и равенство (1.26), получим выражение для ширины области объёмного заряда:

$$d = x_n + x_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0 (N_a + N_d) (U_k - U)}{eN_a N_d}}. \quad (1.30)$$

Как видно из выражения (1.30), ширина ОПЗ уменьшается с увеличением прямого (положительного) напряжения и увеличивается при обратном напряжении.

Изменение ширины области объёмного заряда в связи с изменением напряжения приводит к изменению заряда в  $p$ - и  $n$ -областях. Поэтому  $p$ - $n$  переход ведет себя подобно емкости. Эту емкость называют барьерной, т.к. она связана с образованием потенциального барьера между  $p$ - и  $n$ -областями.

$$C = \frac{dQ}{dU} = S \sqrt{\frac{e\epsilon\epsilon_0 N_a N_d}{2(N_a + N_d)(U_k - U)}} = S \frac{\epsilon\epsilon_0}{d}, \quad (1.31)$$

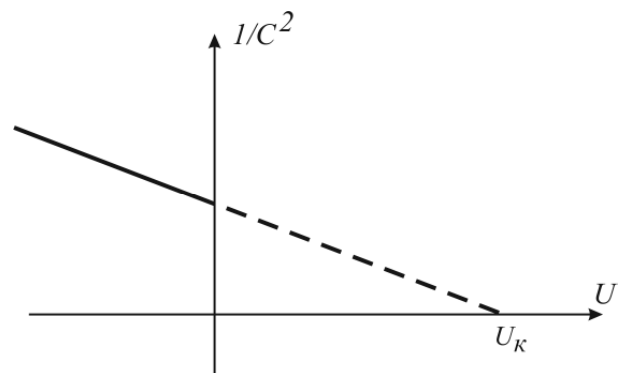
где  $S$  - площадь перехода. Обратите внимание, что формула (1.31) совпадает с выражением для емкости плоского конденсатора, хотя в отличие от последнего, в  $p$ - $n$  переходе заряд является объемным.

В случае резко несимметричного  $p$ - $n$  перехода (когда концентрация легирующей примеси в одной из частей много больше, чем в другой) переход заключен, в основном, в области со слабым легированием. Например, при  $N_a \gg N_d$ , переход простирается в  $n$ -область, а величина барьерной емкости не зависит от свойств  $p$ -области:

$$C = S \sqrt{\frac{e\epsilon\epsilon_0 N_d}{2(U_k - U)}}. \quad (1.32)$$

Выражение (1.32) позволяет найти контактную разность потенциалов и концентрацию донорной примеси. График зависимости  $\frac{1}{C^2} = f(U)$ , изображенный на рис. 1.7, отсекает на оси абсцисс отрезок, равный по величине  $U_k$ . Если известна зависимость  $C=f(U)$ , то на основании равенства (1.31) можно построить зависимость ширины обеднённой области от приложенного напряжения.

Рис. 1.7. Вольт-фарадная характеристика  $p$ - $n$  перехода. Продолжив зависимость в область прямых смещений, можно определить контактную разность потенциалов



Барьерная емкость, рассмотренная выше, вносит основной вклад в емкость перехода при обратном смещении. При прямом смещении в емкости преобладает диффузионная емкость, обусловленная изменением распределения концентрации неосновных носителей заряда. По сути, перераспределение



концентрации электронов и дырок является перезарядкой обкладок эквивалентного конденсатора. Такая перезарядка будет происходить тем интенсивнее, чем большее прямое смещение приложено к переходу.

Исходя из зависимости (1.13) при прямом смещении может быть получено выражение для диффузионной емкости перехода:

$$C_{dif} = \frac{e^2}{2kT} (L_p p_{n0} + L_n n_{p0}) \exp\left(\frac{e(U + U_k)}{kT}\right). \quad (1.33)$$

При повышении частоты переменного сигнала емкость не успевает перезарядаться полностью. Величина диффузионной емкости с увеличением частоты сигнала уменьшается по закону  $\sim f^{-1/2}$ . Вместе с тем диффузионная емкость быстро возрастает с ростом постоянного тока  $\sim \exp\left(\frac{e(U + U_k)}{kT}\right)$ . По этим причинам диффузионная емкость играет особенно большую роль на низких частотах и при прямом смещении сравнимом с  $U_k$ .

#### 1.4. Анизотипный (биполярный) и изотипный (униполярный) ГЕТЕРОПЕРЕХОДЫ

Гетеропереходы образуются между различными по составу полупроводниками. На рис. 1.8 показана зонная диаграмма перехода между электронным и дырочным полупроводниками с разной шириной запрещенной зоны. Для примера показана гетероструктура, в которой электронный полупроводник имеет большую ширину запрещенной зоны, чем дырочный –  $p$ - $N$ -переход (в литературе более широкозонный полупроводник часто обозначается заглавной буквой).

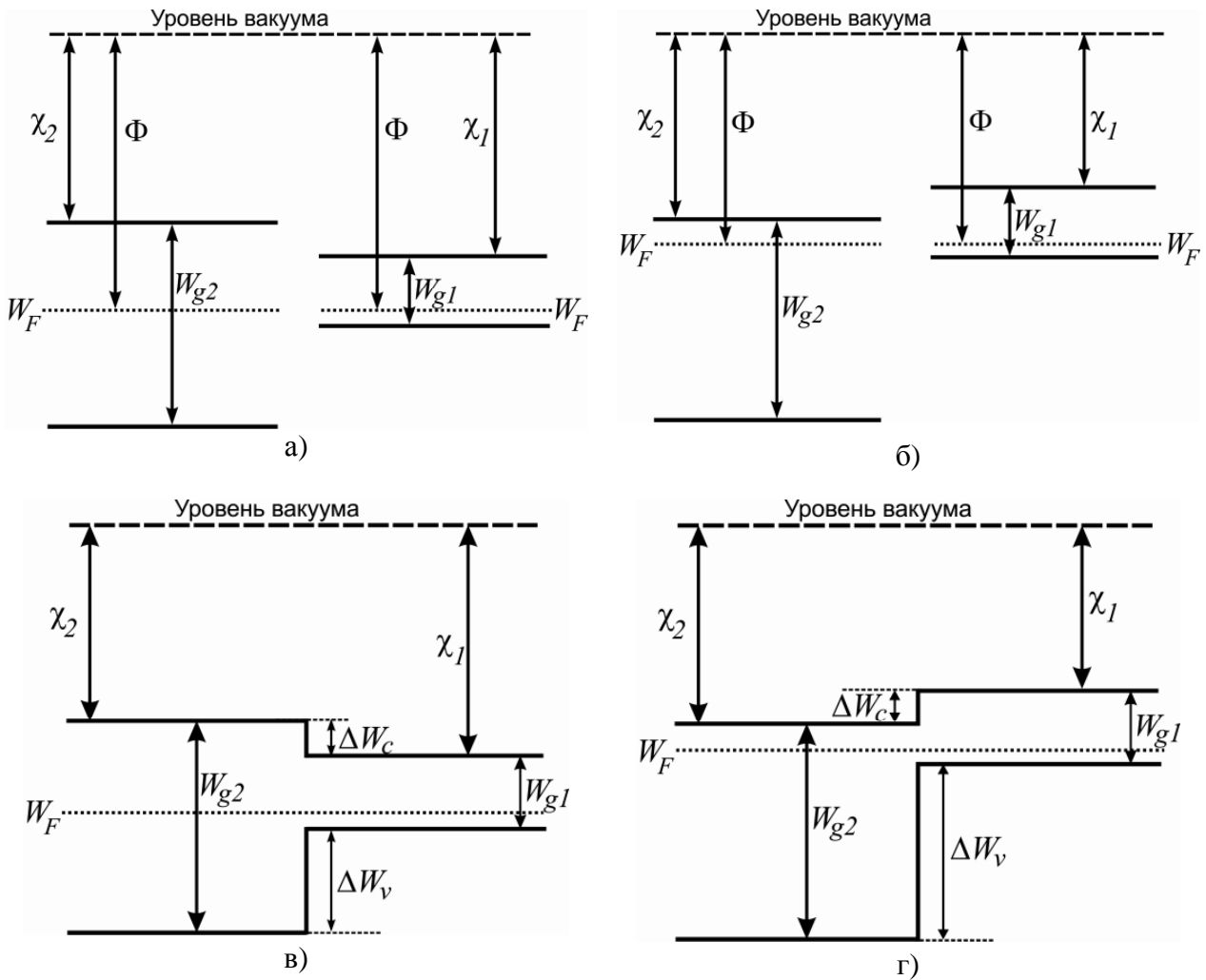


Рис. 1.8. Зонные диаграммы а), б) двух изолированных полупроводников  $N$  и  $p$  типов с одинаковыми работами выхода  $\Phi_1 = \Phi_2 = \Phi$ ; в), г) гетеро-  $p$ - $N$  переходов при условии равенства работ выхода материалов

В отличие от гомоструктурного  $p$ - $n$  перехода, на зонной диаграмме гетероструктурного перехода имеются «разрывы», т.е. резкие перепады дна зоны проводимости и/или потолка валентной зоны, величины которых определяются соотношениями электронного сродства материалов и их ширины запрещенной зоны. Согласно модели Андерсона, величина «разрыва» дна зоны проводимости

$$\Delta W_c = \chi_1 - \chi_2, \quad (1.34)$$

где  $\chi_1$  и  $\chi_2$  - электронные сродства контактирующих полупроводников. Соответствующий «разрыв» потолка валентной зоны

$$\Delta W_v = \Delta W_g - \Delta W_c, \quad (1.35)$$

где  $\Delta W_g$  - разность ширины запрещенных зон полупроводников. На рисунке 1.12 а, б для примера приведены варианты зонных структур, которые могут наблюдаться при одинаковых значениях работы выхода, но различных соотношениях между шириной запрещенной зоны и электронным сродством материалов  $p$  и  $N$ -типа.

В реальных ситуациях полупроводниковые слои гетеропереходов отличаются между собой не только электронным сродством и шириной запрещенной зоны, но и работой выхода<sup>4</sup>. В этом случае, как и в гомоструктурном  $p$ - $n$  переходе, будет происходить перераспределение зарядов и появление *встроенного электрического поля* вблизи границы раздела слоев, т.е. формирование ОПЗ. На зонной диаграмме это отразится появлением изгиба зон (рис. 1.9).

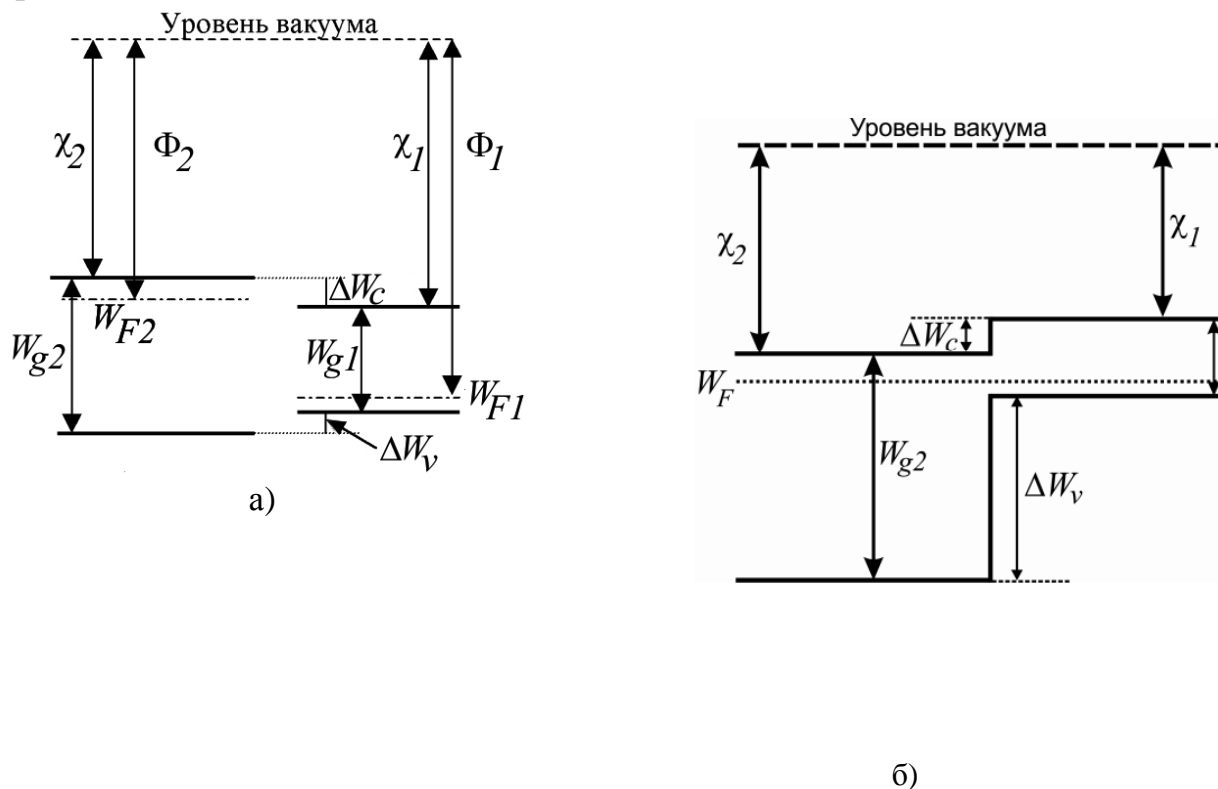


Рис. 1.9. Зонные диаграммы а) двух изолированных полупроводников  $N$  и  $p$  типов с разными работами выхода  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  (уровень вакуума принят за начало отсчета энергии); б)  $p$ - $N$  перехода

При этом, поскольку непосредственно на границе слоев должны остаться разрывы дна зоны проводимости и потолка валентной зоны определенной величины, на зонной диаграмме может появиться характерный пичок (рис. 1.9). Отметим, что в зависимости от конкретной комбинации значений электронного сродства, уровней легирования и ширины запрещенной зоны материалов гетероструктуры подобный пичок может образоваться в зоне проводимости, в валентной зоне, в обеих зонах или ни в одной из них.

Сходство гетеро- и гомо-  $p$ - $n$  переходов заключается в том, что электрическое поле в ОПЗ образовано зарядами ионов доноров и акцепторов (для изотипного гетероперехода электрическое поле будет образовано ионами

<sup>4</sup> Напомним, что под работой выхода понимается энергия, которую необходимо затратить для выхода электрона из твердого тела в вакуум в состоянии с кинетической энергией, равной нулю. При этом предполагается, что электрон находился на уровне Ферми. Таким образом, работа выхода в полупроводниках определяется электронным сродством материала и степенью его легирования, поскольку последняя задает расстояние между дном зоны проводимости и положением уровня Ферми. Обратите внимание, что в случае невырожденного полупроводника уровень Ферми расположен в запрещенной зоне, где электронов нет.

доноров и электронами; см.  $n^+ - n$  переход). Их отличие в том, что на границе раздела гетероперехода химические связи между атомами кристаллической решетки будут напряженными из-за того, что состав материала в этом месте меняется скачком. Поскольку связь представляет собой взаимодействие электронных облаков и ядер атомов, то напряжённая химическая связь обуславливает наличие сильного электрического поля на расстояниях порядка межатомных, составляющих единицы ангстрем. Это сильное поле обуславливает разрывы дна зоны проводимости и потолка валентной зоны.

По аналогии с гомоструктурным  $p-n$  переходом, ширина областей пространственного заряда гетероперехода при отсутствии внешнего напряжения определяется соотношениями:

$$x_n = \sqrt{\frac{2N_d \varepsilon_1 \varepsilon_2 (\varphi_2 - \varphi_1)}{eN_a (\varepsilon_2 N_d + \varepsilon_1 N_a)}}, \quad x_p = \sqrt{\frac{2N_a \varepsilon_1 \varepsilon_2 (\varphi_2 - \varphi_1)}{eN_d (\varepsilon_2 N_d + \varepsilon_1 N_a)}}, \quad (1.36)$$

а емкость гетероперехода - соотношением:

$$C = S \sqrt{\frac{e \varepsilon_1 \varepsilon_2 N_a N_d}{2(\varepsilon_1 N_a + \varepsilon_2 N_d)(\varphi_1 - \varphi_2 - U)}}. \quad (1.37)$$

Аналогично гомоструктурному  $p-n$  переходу, ВАХ гетероструктурного  $p-n$  перехода имеет вид:

$$J = J_S \left( e^{\frac{eU}{AkT}} - 1 \right), \quad (1.38)$$

где  $A$  – безразмерный коэффициент, характеризующий величину разрыва зон гетероструктуры. Для гомоструктурного  $p-n$  перехода  $A = 1$ .

На рис. 1.9 хорошо видно, что высота барьера для электронов и дырок различна. Резкий подъем потолка валентной зоны образует большой гетеробарьер для дырок, чем барьер для электронов в зоне проводимости. В этом случае, отношение электронного и дырочного токов будет иметь вид:

$$\frac{J_{S_n}}{J_{S_p}} = \frac{n_p V_n}{p_n V_p} \exp\left(\frac{\Delta W_V}{kT}\right). \quad (1.39)$$

Часто  $\Delta W_V \approx 10...20kT$ , т.е. высота барьера для дырок существенно больше их средней энергии  $\frac{3}{2}kT$ . Поскольку распределение частиц по энергии носит экспоненциальный характер, то в итоге в подобных переходах электронный ток на несколько порядков превышает дырочный. Такое явление называют *униполярной инжекцией*. Униполярная инжекция играет важную роль в переносе носителей заряда в гетеробиполярном транзисторе (см. раздел 2.7).

Рассмотрим теперь *варизонный гетеропереход* (рис. 1.10), т.е. такой гетеропереход в котором химический состав полупроводникового материала изменяется плавно. Например, в структуре  $AlAs-Al_yGa_{1-y}As-GaAs$  химический состав среднего слоя плавно меняется так, что показатель соотношения Ga и Al в тройном соединении зависит от координаты  $y = y(x)$ . Это позволяет плавно изменять ширину запрещённой зоны среднего слоя структуры.

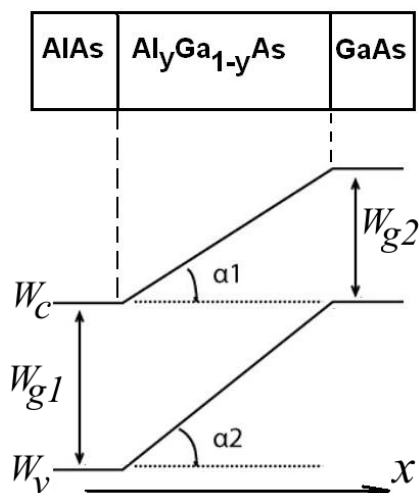


Рис. 1.10. Зонная диаграмма варизонного гетероперехода. В области, где ширина запрещенной зоны меняется, химический состав полупроводникового материала изменяется *плавно* в зависимости от координаты. Разные углы наклона дна зоны проводимости и потолка валентной зоны говорят о различных напряженностях электрических полей, действующих на электроны и дырки. Данный факт можно объяснить тем, что движение электронов в валентной зоне осуществляется «по химическим связям», где локально поля отличаются от тех, что действуют на свободные электроны

Важно, что углы наклона дна зоны проводимости и потолка валентной зоны различны, а значит, отличаются и величины напряженностей электрических полей, действующих на электроны и дырки. Этот эффект используется в некоторых приборах для увеличения скорости носителей заряда.

Анизотипный и изотипный варизонные переходы отличаются между собой типом зарядов, которые создают дополнительное электрическое поле в переходе. В первом случае поле создается ионами доноров с одной стороны и акцепторов – с другой, а во втором – ионами и свободными носителями заряда противоположного знака (либо донорами и электронами, либо акцепторами и дырками).

Вернемся теперь к резкому гетеропереходу, когда химический состав полупроводника сильно меняется на длинах порядка межатомного расстояния. Чтобы избежать дефектов кристаллической решетки, подберем химический состав слоев таким образом, чтобы постоянные кристаллических решеток совпадали, как, например, в гетеропереходе  $GaAs/Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ .

На рис. 1.11 приведено распределение легирующей примеси и зонная диаграмма для *селективно легированного гетероперехода*. Такой гетеропереход специально изготавливается так, чтобы скачок в распределении концентрации доноров по координате не совпадал с границей гетероперехода, где реализуется разрыв зон.

В силу того, что потенциальная яма на границе подобного гетероперехода достаточно глубока и имеет размеры порядка длины волны электрона, происходит *квантование электронных уровней*. В такой ситуации энергия движения в поперечном слоям ямы направлении (на рисунке 1.11 - по оси  $x$ )

может измениться только на определенную величину, а значит, неупругое рассеяние по данной координате подавлено.

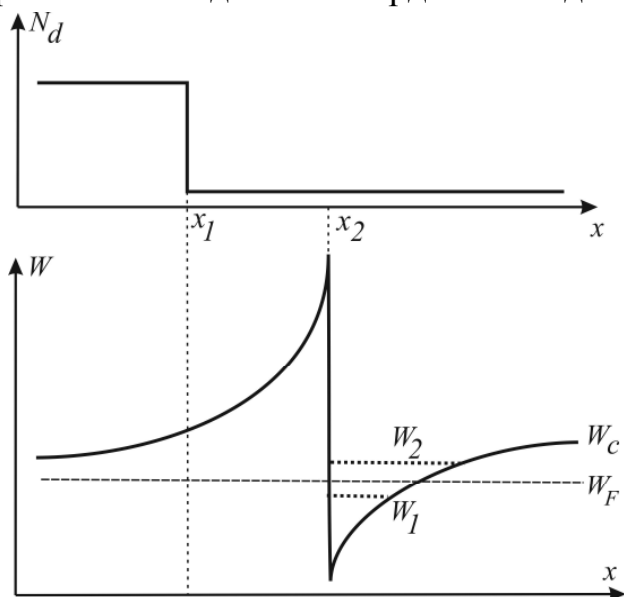


Рис. 1.11. Распределение легирующей примеси (вверху) и зонная диаграмма (внизу) для селективно легированного изотипного гетероперехода. Так как уровень Ферми расположен между двумя квантовыми уровнями  $W_1$  и  $W_2$ , то нижний уровень будет заселен электронами значительно больше, чем верхний [2]

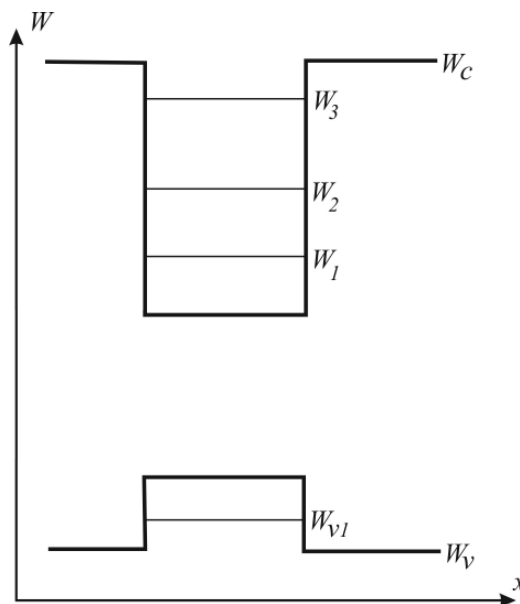


Рис. 1.12. Зонная диаграмма квантовой ямы, образованной двумя резкими гетеропереходами. Благодаря тому, что при изготовлении гетероперехода ширина среднего слоя может легко варьироваться, появляется возможность создания требуемой глубины квантовой ямы, т.е. регулировки количества и положения в ней энергетических уровней

Кроме того, поскольку в такой селективно легированной структуре область квантовой ямы изготовлена в материале с низким уровнем легирования, то рассеяние на ионах легирующей примеси практически отсутствует, а значит, подвижность электронов внутри квантовой ямы высока. Поэтому при движении в направлении, параллельном слоям ямы (по оси  $y$  или  $z$ ) возможно достижение больших скоростей электронов, таких, как в нелегированном материале. Из-за того, что область сильно легированного материала изготавливается на расстояниях меньше диффузионной длины от квантовой ямы, концентрация электронов в яме будет высока. Подобный слой материала с высокой концентрацией носителей и одновременно с большой их подвижностью часто используется в качестве активной области полупроводниковых приборов, например, в полевых транзисторах с высокой подвижностью электронов (HEMT – high electron mobility transistor).

Другим вариантом образования квантовых ям является создание трёхслойной композиции из двух широкозонных и среднего узкозонного слоев полупроводника (рис. 1.12). Такая технология позволяет добиться реализации в одном полупроводниковом слое квантовой ямы как для электронов, так и для дырок. Важно, что для реализации среднего слоя необязательно подбирать материал с той же постоянной решетки, как у крайних слоев. Из-за того, что

средний слой тонкий, при образовании гетероструктуры он растягивается, так что на границе раздела не возникают дефекты (псевдоморфный гетеропереход [2]). За счет растяжения возможно варьирование параметров квантовой ямы. Подобные структуры используются для создания оптоэлектронных приборов.

Для треугольной ямы (рис.1.11) потенциал может быть аппроксимирован зависимостью  $V(x) = eE_s x$  [2], тогда, решая уравнение Шредингера:

$$\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2 \Psi_i}{dx^2} + (W_i - V(x)) \Psi_i = 0, \quad (1.40)$$

где  $\hbar$  – приведенная постоянная Планка, получаем распределение уровней в яме по энергии (уравнение Эйри):

$$W_i \approx \left( \frac{\hbar^2}{2m^*} \right)^{1/2} \left( \frac{3eE_s \pi(i + 3/4)}{2} \right)^{2/3}, \quad (1.41)$$

где для вычисления электрического поля  $E_s$  необходимо решить уравнение Пуассона. Для прямоугольной ямы в приближении ее бесконечной высоты положение уровней вычисляется по традиционной формуле:

$$W_n = \frac{n^2 \pi^2 \left( \frac{\hbar}{d} \right)^2}{2m^*}. \quad (1.42)$$

Важно понимать, что речь идет о квантовании только по одной координате (в нашем случае – по оси  $x$ ). При этом по двум другим направлениям (в плоскости  $yz$ ) электроны двигаются классически, поэтому такой электронный газ принято называть *двумерным*. Классическое движение частиц, как и в обычном, трехмерном, случае, описывается эффективной массой, подвижностью и скоростью насыщения, соответствующей объемному полупроводнику. Дисперсионное соотношение в двумерном электронном газе выглядит следующим образом<sup>5</sup>:

$$W = W_c + W_n + \frac{p_z^2 + p_y^2}{2m^*}, \quad (1.43)$$

где  $W_c$  – энергия дна зоны проводимости,  $W_n$  – положение уровней квантования по отношению к дну зоны проводимости.

Кроме потенциальных ям с помощью гетеропереходов могут быть созданы потенциальные барьеры для электронов и дырок (рис.1.13).

Коэффициент прохождения  $T$  через прямоугольный туннельно-прозрачный барьер высотой  $V_0$  определяется толщиной барьера  $d$ , длиной волны туннелирующего электрона  $\lambda$  и его эффективной массой  $m^*$ :

<sup>5</sup> Предлагаем читателю подумать самостоятельно, в каких приближениях справедлива зависимость такого вида.

$$T = \frac{1}{1 + \frac{(k_1^2 + k_2^2)^2}{4k_1^2 k_2^2} sh^2 k_2 d}, \quad (1.44)$$

где  $k_1 = \frac{\sqrt{2m^*W}}{\hbar}$ ,  $k_2 = \frac{\sqrt{2m^*(V_0 - W)}}{\hbar}$ ,  $\hbar$  – приведенная постоянная Планка.

Если  $k_2 d \gg 1$ , то  $sh(k_2 d) \approx exp(k_2 d)/2$ . Тогда выражение (1.44) примет вид

$$T \approx T_0 \exp\left(-2d \sqrt{\frac{2m^*(V_0 - W)}{\hbar^2}}\right), \quad (1.45)$$

где  $T_0 = \left(\frac{k_1 k_2}{k_1^2 + k_2^2}\right)^2$ .

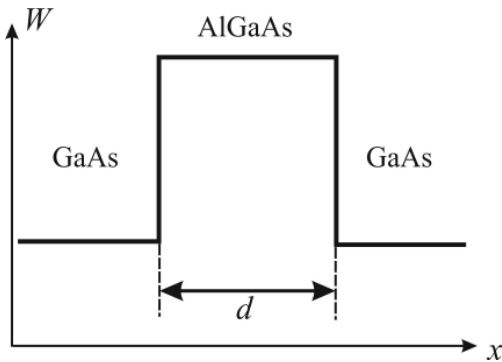


Рис. 1.13. Зонная диаграмма энергетического барьера, образованного двумя резкими гетеропереходами. Благодаря тому, что при изготовлении гетероперехода ширина среднего слоя легко варьируется, можно создавать барьеры с требуемым коэффициентом прохождения электронов за счет туннелирования

## 1.5. СТРУКТУРА МЕТАЛЛ - ДИЭЛЕКТРИК - ПОЛУПРОВОДНИК (МДП)

### 1.5.1. Идеальная МДП-структура

Рассмотрим структуру металл-диэлектрик-полупроводник (МДП), которая схематически изображена на рис. 1.14.

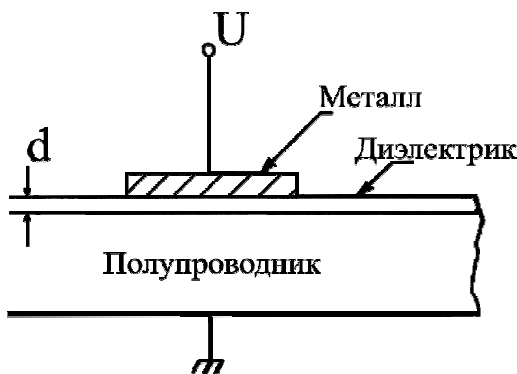


Рис. 1.14. Структура металл-диэлектрик-полупроводник (МДП - структура), где  $d$ -толщина слоя диэлектрика, а  $U$ - напряжение, приложенное к металлическому электроду



Зонные диаграммы идеальных МДП-структур при  $U=0$  приведены на рис. 1.15. На рисунке введены следующие обозначения:  $-e\phi_M$  - работа выхода из металла,  $\chi$  - сродство к электрону полупроводника,  $W_g$  - ширина запрещенной зоны,  $-e\psi_B$  - разность между уровнем Ферми  $W_F$  и серединой запрещенной зоны  $W_i$ ,  $\phi_b$  - потенциальный барьер между металлом и диэлектриком,  $\chi_i$  - сродство к электрону для изолятора.

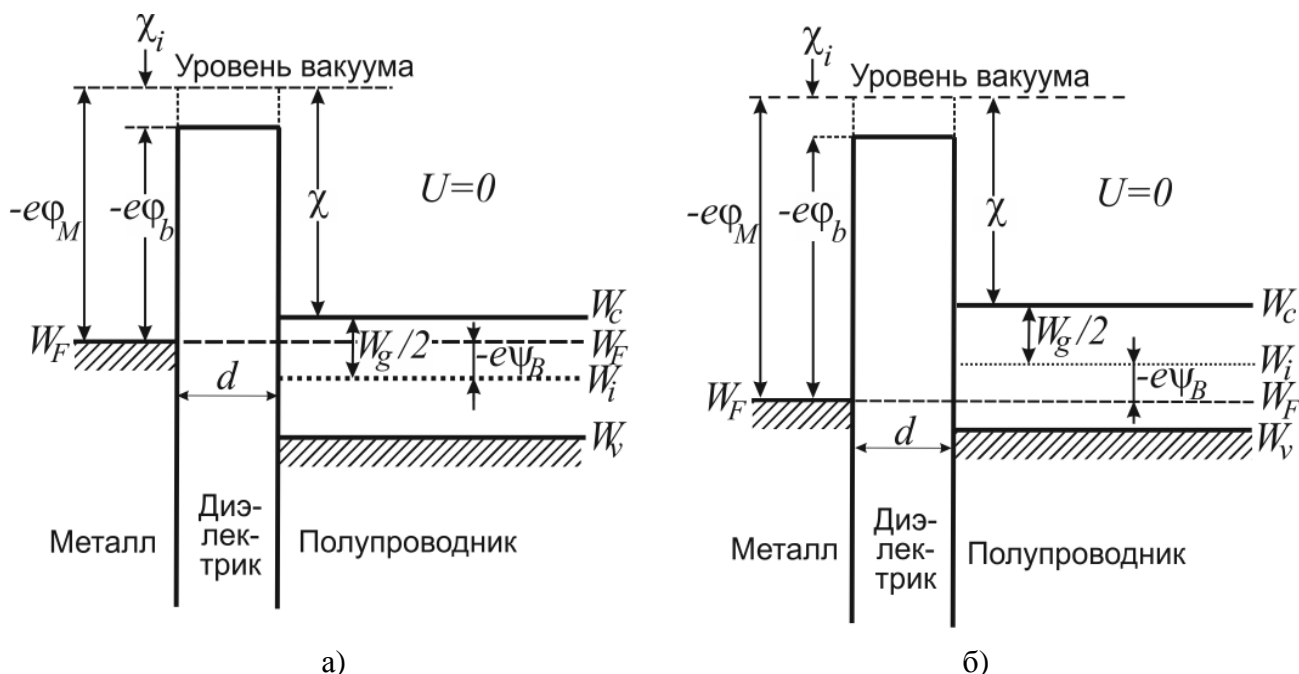


Рис. 1.15. Зонные диаграммы идеальных МДП-структур при  $U = 0$ : а) — полупроводник  $n$ -типа; б) — полупроводник  $p$ -типа

Понятие «идеальная МДП-структура» определим следующим образом:

1. Работы выхода электронов из металла и полупроводника одинаковы, т.е. разность работ выхода из металла и полупроводника равна нулю. Это означает, что в отсутствие внешнего напряжения  $U = 0$  энергетические зоны полупроводника не изогнуты (состояние плоских зон, см. рис. 1.15).
2. При любых напряжениях смещения в структуре могут существовать только заряд в ее полупроводниковой части и равный ему заряд противоположного знака на металлическом электроде, отделенном от полупроводника слоем диэлектрика.
3. При постоянном напряжении смещения отсутствует перенос носителей заряда через диэлектрик, т.е. сопротивление диэлектрика предполагается бесконечно большим.

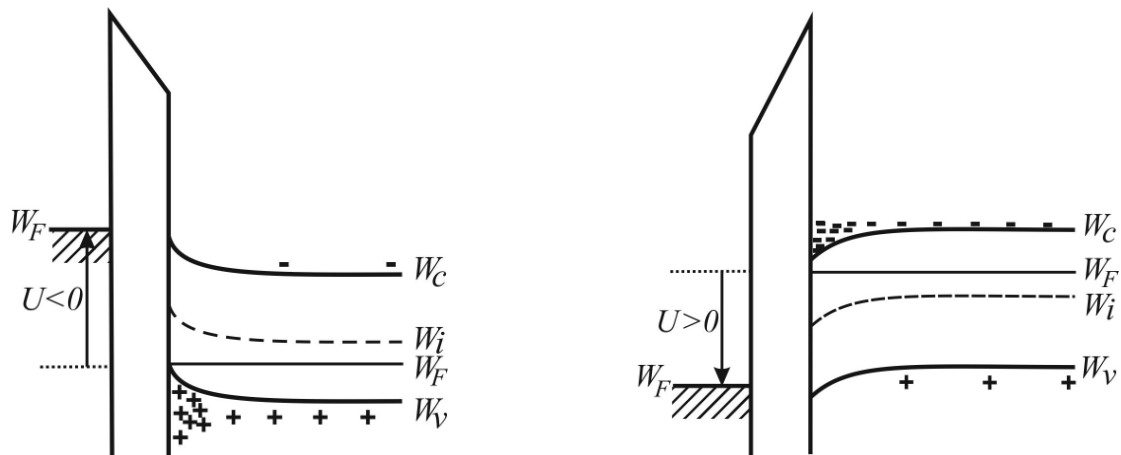
Если к идеальной МДП-структуре приложить напряжение того или иного знака, то на полупроводниковой поверхности появится электрический заряд. При этом возможен один из трёх вариантов состояния равновесия. Рассмотрим их на примере МДП-структуры с полупроводником  $p$ -типа (рис. 1.16, левый

столбец). Если к металлическому электроду структуры приложено отрицательное напряжение ( $U < 0$ ), край валентной зоны у границы с диэлектриком изгибается вверх и приближается к уровню Ферми (рис. 1.16 а).

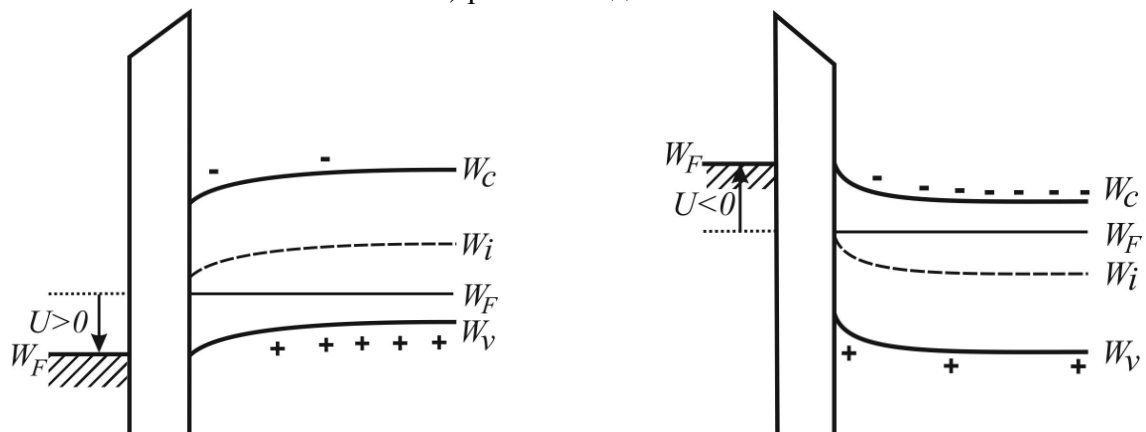
МДП структура  
с полупроводником р-типа

МДП структура  
с полупроводником n-типа

а) режим обогащения



б) режим обеднения



в) режим инверсии

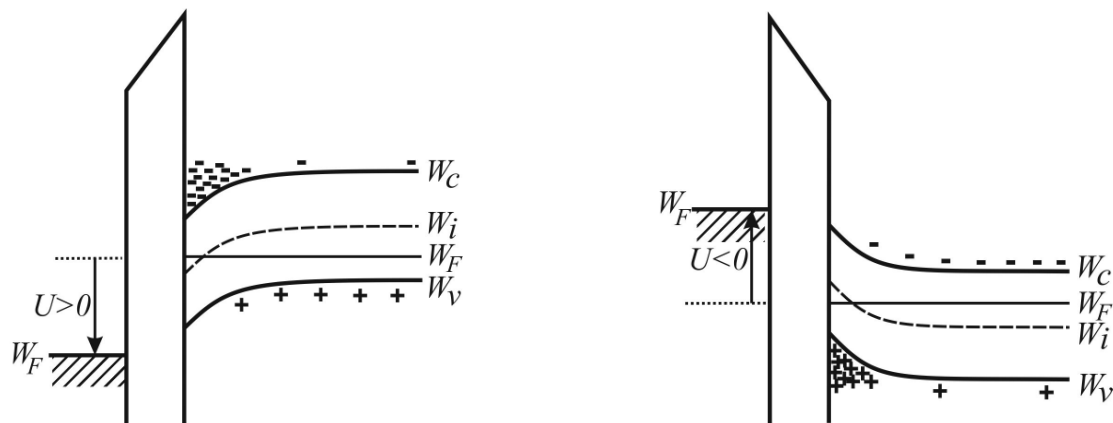


Рис. 1.16. Зонные диаграммы идеальных МДП – структур с полупроводниками р- (левый столбец) и n-типов (правый столбец) при подаче внешнего напряжения: а) режим аккумуляции; б) – режим обеднения; в) режим инверсии. Важно, что тангенс угла наклона дна зоны проводимости в слое диэлектрика и в прилегающем полупроводнике имеют одинаковый знак. Это объясняется тем, что нормальное к поверхностям раздела слоев

электрическое поле создается зарядами, расположенными в полупроводнике и на поверхности металла (в идеальном диэлектрике зарядов нет). Поэтому вектор напряженности электрического поля имеет одно и то же направление в диэлектрике и прилегающем к нему слое полупроводника

Поскольку в идеальной МДП-структуре сквозной ток равен нулю, уровень Ферми в полупроводнике остается постоянным. Так как концентрация дырок экспоненциально зависит от разности энергий ( $W_F - W_V$ ), такой изгиб зон приводит к увеличению числа основных носителей (дырок) у поверхности полупроводника. Этот режим называется режимом обогащения (аккумуляции). Если к МДП-структуре приложено не слишком большое положительное напряжение ( $U > 0$ ), зоны изгибаются в обратном направлении и приповерхностная область полупроводника обедняется основными носителями (рис. 1.16 б). Этот режим называют режимом обеднения или истощения поверхности. При больших положительных напряжениях зоны изгибаются вниз настолько сильно, что вблизи поверхности уровень Ферми пересекает собственный уровень  $W_i$ . В этом случае (рис. 1.16 в) концентрация неосновных носителей (электронов) у поверхности превосходит концентрацию основных носителей (дырок). Эта ситуация называется режимом инверсии.

Аналогичное рассмотрение можно провести и для МДП-структуры с полупроводником  $n$ -типа, при этом все указанные режимы будут осуществляться при напряжениях противоположной полярности (рис. 1.16, правый столбец).

### 1.5.2. Емкость МДП – структуры

Вольт-фарадная характеристика МДП-структуры приведена на рисунке 1.21:

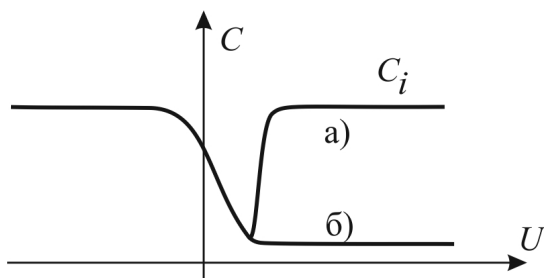


Рис. 1.17. Вольт-фарадная характеристика МДП-структуры на низкой частоте (а) и высокой частоте (б)

Поясним этот график на примере структуры металл – диэлектрик – полупроводник  $p$ -типа. При подаче значительного отрицательного потенциала на металл реализуется режим аккумуляции основных носителей заряда (дырок). Емкость в этом случае почти неизменна:  $C_i \approx \epsilon \epsilon_0 S/d$ , где  $d$  – ширина диэлектрика. При убывании отрицательного смещения вблизи поверхности образуется обедненная область, действующая как диэлектрик. Полная ёмкость при этом убывает. Далее ёмкость проходит через минимум и снова возрастает

при образовании вблизи поверхности инверсионного слоя электронов при подаче положительного смещения. Отметим, что возрастание ёмкости в области положительных смещений зависит от способности электронов следовать за изменениями приложенного переменного сигнала. Это возможно лишь при низких частотах, когда скорость генерации - рекомбинации неосновных носителей достаточна для изменения заряда электронов в инверсионном слое в соответствии с изменением сигнала, на котором производятся измерения. В области же более высоких частот измерительного сигнала в правой части характеристики не наблюдается увеличения ёмкости (рис. 1.17 б).

## 1.6. КОНТАКТ МЕТАЛЛ - ПОЛУПРОВОДНИК

### 1.6.1. Зонная диаграмма

Чтобы показать, как формируется потенциальный барьер вблизи границы металла с полупроводником, имеющим другую работу выхода, предположим вначале, что материалы электрически нейтральны и изолированы друг от друга. На рис. 1.18 а представлена энергетическая зонная диаграмма для полупроводника  $n$ -типа, работа выхода из которого ( $-e\phi_n$ ) меньше, чем работа выхода из металла ( $-e\phi_m$ ). Именно этот случай приводит к возникновению потенциального барьера в полупроводнике, называемого барьером Шоттки. Кроме того, будем считать, что заряженные поверхностные состояния<sup>6</sup> отсутствуют.

Если металл и полупроводник теперь электрически соединить друг с другом, то часть электронов перейдет из полупроводника в металл. При этом уровни Ферми  $W_F$  в обоих материалах сравняются - рис. 1.18 б. Вследствие такого перехода электронов в зазоре между металлом и полупроводником возникнет электрическое поле, и энергетические зоны у поверхности полупроводника изогнутся, как показано на рисунке 1.22 б. При дальнейшем уменьшении толщины вакуумного зазора энергетический барьер, образованный потенциалом этого зазора, становится туннельно-прозрачным для электронов, и им можно пренебречь (рис. 1.18 в).

---

<sup>6</sup> Очевидно, что на границе раздела полупроводника с какой-либо средой (в том числе, вакуумом) происходит нарушение периодичности потенциала кристаллической решетки. В связи с этим в данной области появляются электронные уровни в запрещенной зоне, которые принято называть *поверхностными состояниями*. Они могут захватывать электроны или дырки, приобретая, таким образом, отрицательный или положительный заряд.

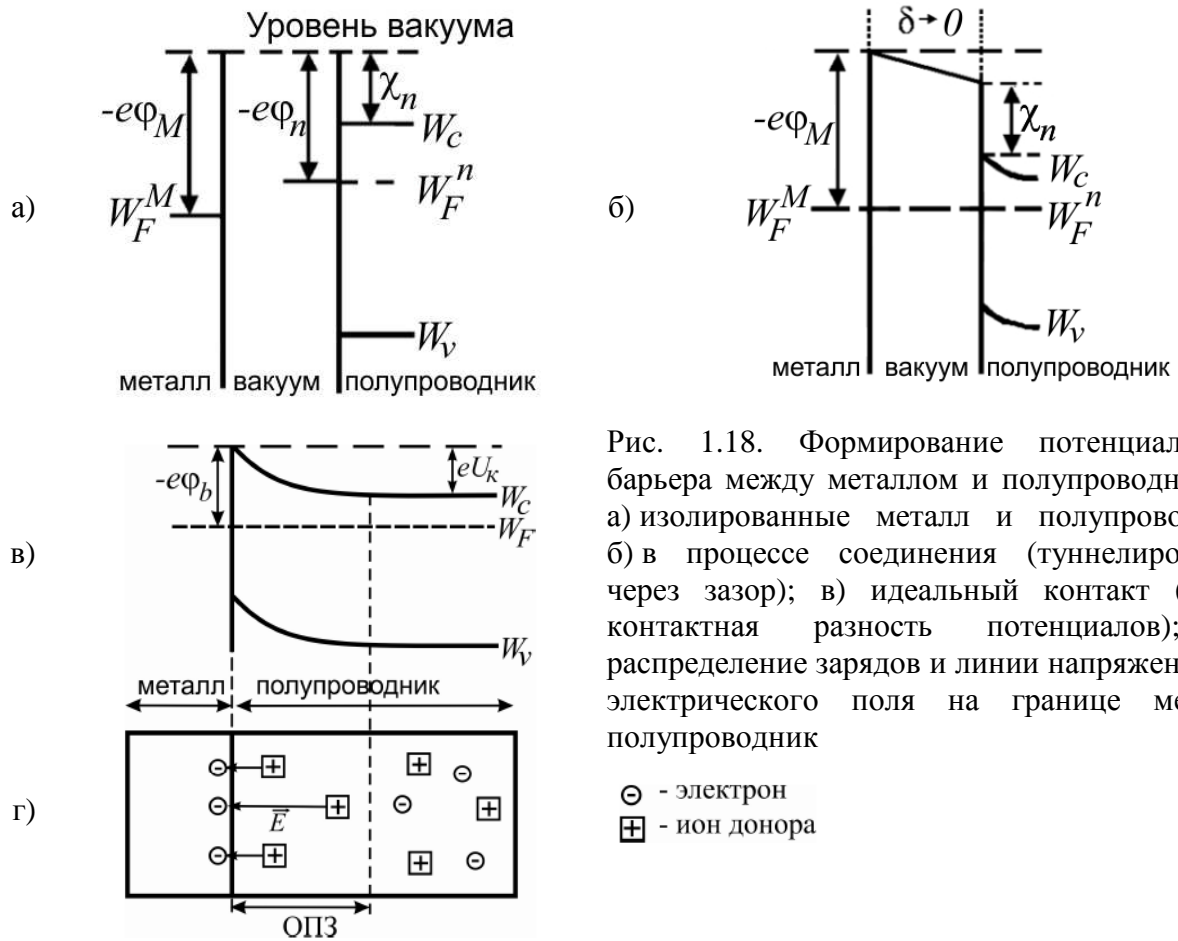


Рис. 1.18. Формирование потенциального барьера между металлом и полупроводником: а) изолированные металл и полупроводник; б) в процессе соединения (туннелирование через зазор); в) идеальный контакт ( $U_k$  – контактная разность потенциалов); г) распределение зарядов и линии напряженности электрического поля на границе металл-полупроводник

В действительности, идеализированная картина формирования барьера Шоттки (рис. 1.18 а-в) может нарушаться по целому ряду причин. Во-первых, из-за сохранения промежуточного слоя толщиной порядка нескольких межатомных расстояний (рис. 1.18 б). Во-вторых, из-за наличия поверхностных состояний в полупроводнике. Если плотность поверхностных состояний достаточно велика, то заряд, связанный с ними, может эффективно экранировать полупроводник от электрического поля в промежуточном слое. Поэтому величина заряда в обедненной области и высота барьера могут не зависеть от работы выхода металла. Третья причина, по которой в рис. 1.18 в. вносятся коррективы, связана с влиянием сил изображения (т.е. с тем, что электроны, приближающиеся к барьеру, заряжают поверхность раздела равным и противоположным по знаку зарядом, который притягивает электрон и, таким образом, изменяет профиль потенциального барьера, при этом снижая его высоту). Такое изменение формы барьера известно как эффект Шоттки.

Форма потенциального барьера зависит от распределения заряда в обедненной области. Потенциальная энергия  $W$  в области объёмного заряда удовлетворяет уравнению Пуассона:

$$\Delta W = \frac{e\rho}{\epsilon\epsilon_0}, \quad (1.46)$$

где  $\varepsilon$  - диэлектрическая постоянная,  $\rho$  - плотность электрического заряда. В одномерном случае, когда все величины зависят только от координаты  $x$ , отсчитываемой вглубь полупроводника, для идеального барьера получаем:

$$\frac{d^2W}{dx^2} = \frac{e^2}{\varepsilon\varepsilon_0}(N_d - n(x)), \quad (1.47)$$

где  $N_d$  и  $n(x) = N_d \exp(-W(x)/kT)$  (распределение Больцмана) – соответственно, концентрации ионизированных доноров и свободных электронов. В объеме полупроводника при этом полный электрический заряд равен нулю в силу условия электронейтральности. Введя безразмерную потенциальную энергию

$w(x) = W(x)/kT$  и дебаевскую длину  $l_D = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 kT}{e^2 N_D}}$ , преобразуем (1.47) к виду:

$$\frac{d^2w}{dx^2} = \frac{1}{l_D^2}(1 - e^{-w(x)}). \quad (1.48)$$

с граничными условиями  $w(0) = \frac{-e(\varphi_m - \varphi_n)}{kT} = \frac{eU_k}{kT}$ ,  $w(\infty) = 0$ ,  $U_k > 0$  – контактная разность потенциалов. Для типичных параметров полупроводников при комнатной температуре дебаевская длина экранирования во много раз больше постоянной решетки.

При  $w(0) \gg 1$ , если пренебречь изгибом зон в переходной области, где концентрации электронов и доноров сравнимы (так называемое приближение полного обеднения), форма барьера может быть определена из уравнения (1.48) без экспоненциального слагаемого (учет его необходим лишь в области  $w(x) \leq 1$ ):

$$w(x) \approx \frac{1}{2} \left( \frac{x}{l_D} - \sqrt{\frac{2eU_k}{kT}} \right)^2. \quad (1.49)$$

Получающийся барьер параболической формы известен как барьер Шоттки.

### 1.6.2. Теория процессов переноса зарядов

Перенос заряда через контакт металл-полупроводник осуществляется главным образом основными носителями в отличие от  $p$ - $n$  переходов, где электрический ток обусловлен неосновными носителями. На рис. 1.19 показаны четыре основных транспортных процесса при прямом смещении: эмиссия электронов из полупроводника над барьером в металл, квантово-механическое туннелирование через барьер, рекомбинация в области пространственного заряда, рекомбинация в нейтральной области.

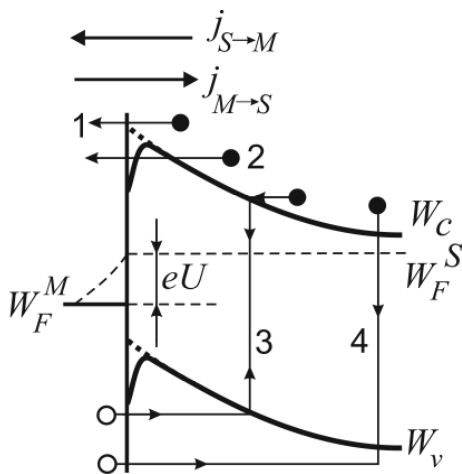


Рис. 1.19. Процессы токопереноса в контакте металл-полупроводник при прямом смещении.  $W_F^M$ ,  $W_F^S$  – соответственно, квазиуровни Ферми в металле и полупроводнике;  $U$  – внешнее напряжение;  $j_{S \rightarrow M}$ ,  $j_{M \rightarrow S}$  – соответственно, плотности токов из полупроводника в металл и обратно. Стрелками обозначены следующие процессы:

1. эмиссия электронов из полупроводника над барьером в металл;
2. квантово-механическое туннелирование через барьер;
3. рекомбинация в области пространственного заряда;
4. рекомбинация в нейтральной области (инжекция дырок)

Кроме того, определенный вклад в полный ток может быть связан с токами утечки через ловушки на границе металл-полупроводник через периферийные области контакта, где в силу неоднородности возможны сильные краевые электрические поля. Хотя полностью исключить влияние указанных факторов, по-видимому, невозможно, тем не менее, современный уровень технологии позволяет изготовить диоды с барьером Шоттки, у которых механизм надбарьерного токопереноса является доминирующим, а их поведение вполне соответствует теоретическим представлениям.

Надбарьерное прохождение электронов из полупроводника в металл можно разделить на два этапа. Первый - дрейфово-диффузионный выход электронов из объема полупроводника к его поверхности. Второй - эмиссия электронов в металл. Оба процесса прохождения действуют последовательно, но, как правило, ток через контакт ограничивается одним из них. В соответствии с диффузионной теорией определяющим является первый процесс, согласно термоэмиссионной – второй [1, 3]. Ниже мы ограничимся рассмотрением основных положений теории термоэлектронной эмиссии, адекватно описывающей процессы токопереноса в полупроводниках с высокой подвижностью электронов, таких, например, как кремний или арсенид галлия, и диффузионной теории. Познакомиться с более общей термоэмиссионно-диффузионной моделью токопереноса можно в [1, 6].

Транспортные свойства контакта металл/полупроводник определяются соотношением толщины области пространственного заряда и длины свободного пробега электронов (которая в свою очередь определяется процессами рассеяния на фононах, примесных центрах и других нарушениях кристаллической структуры). Если длина свободного пробега много больше толщины ОПЗ, можно воспользоваться так называемой диодной теорией выпрямления (Бете, 1942 г.) *в приближении термоэлектронной эмиссии*.

Предположим, что

- ✓ величина изгиба зон (т.е. высота барьера для электронов, движущихся из полупроводника в металл)  $|eU_K| \gg kT$ ;

- ✓ область, определяющая термоэлектронную эмиссию, находится в термодинамическом равновесии (иными словами, положение квазиуровня Ферми в полупроводнике не изменяется вплоть до границы с металлом);
- ✓ протекание электрического тока не нарушает этого равновесия.

Ток через барьер Шоттки представляет собой разность между током из металла в полупроводник и противоположным ему током, причем металл и полупроводник характеризуются каждый своим квазиуровнем Ферми. Величина тока в этом случае зависит только от высоты барьера и не зависит от его формы.

При приложении смещения  $U$  для электронов, покидающих полупроводник, высота барьера изменяется на  $eU$ , тогда как для электронов, движущихся в противоположном направлении, величина барьера меняется мало (только за счет эффекта Шоттки). Иными словами, концентрация электронов на границе раздела со стороны полупроводника растет как  $e^{(eU/kT)}$  при увеличении напряжения  $U$ , а со стороны металла практически постоянна. Электроны на полупроводниковой стороне контакта находятся в термодинамическом равновесии с электронами в объеме полупроводника. Их концентрация выражается соотношением:

$$n(0) = n_0 \cdot e^{-\frac{e(U_K - U)}{kT}} = N_c \cdot e^{-\frac{W_c - W_F}{kT}} \cdot e^{-\frac{e(U_K - U)}{kT}} = N_c \cdot e^{-\frac{e(\varphi_b - U)}{kT}}, \quad (1.50)$$

где  $n_0$  – равновесная концентрация электронов в глубине полупроводника,  $\varphi_b$  – потенциал барьера для электронов, идущих из металла в полупроводник,

$N_c = 2 \left\{ \frac{2\pi m^* kT}{h^2} \right\}^{\frac{3}{2}}$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости.

Для полупроводников со сферическими изоэнергетическими поверхностями эти электроны имеют изотропное распределение по скоростям. Число электронов, падающих на единицу площади границы раздела в единицу времени, в соответствии с элементарной кинетической теорией равно  $n(0) \cdot \langle v \rangle / 4$ , где  $\langle v \rangle$  – средняя по абсолютной величине тепловая скорость электронов в полупроводнике. Тогда:

$$j_{M \rightarrow S} = \frac{e N_c \langle v \rangle}{4} e^{-\frac{e(\varphi_b - U)}{kT}}, \quad (1.51)$$

где  $j_{M \rightarrow S}$  – плотность электрического тока из металла в полупроводник. Здесь индекс  $M \rightarrow S$  соответствует направлению движения положительных зарядов (т.е. направлению вектора плотности тока). Поток электронов при этом направлен в противоположную сторону, т.е. из полупроводника в металл.



Плотность тока в обратном направлении не зависит от смещения (если пренебречь любой возможной полевой зависимостью  $\varphi_b$ ). При нулевом смещении  $j_{M \rightarrow S} = j_{S \rightarrow M}$ , следовательно,

$$j_{S \rightarrow M} = \frac{eN_c \langle x \rangle}{4} e^{-\frac{e\varphi_b}{kT}}. \quad (1.52)$$

Учитывая, что полный ток  $j = j_{M \rightarrow S} - j_{S \rightarrow M}$ , получаем

$$j = \frac{eN_c \langle v \rangle}{4} e^{-\frac{e\varphi_b}{kT}} \left[ \frac{eU}{kT} - 1 \right]. \quad (1.53)$$

При максвелловском распределении по скоростям:

$$\langle x \rangle = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m^*}}. \quad (1.54)$$

Подставляя (1.54) и выражение для  $N_c$  в (1.53), получаем окончательное выражение для вольт-амперной характеристики барьера Шоттки в модели термоэлектронной эмиссии:

$$j = j_s \left[ \frac{eU}{kT} - 1 \right], \quad (1.55)$$

$$j_s = A^* T^2 e^{-\frac{e\varphi_b}{kT}}. \quad (1.56)$$

Здесь

$$A^* = 4\pi m^* e k^2 / h^3 \quad - \quad (1.58)$$

эффективная постоянная Ричардсона. Для напряжений смещения, больших  $3kT/e$ , единицей в квадратных скобках в (1.55) можно пренебречь, и тогда плотность тока будет пропорциональна  $e^{(eU/kT)}$ .

Реальная вольт-амперная характеристика имеет вид:

$$j = j_s \left[ e^{nkT} - 1 \right], \quad (1.59)$$

где  $n > 1$  - почти постоянная величина. Обычно её называют фактором (или коэффициентом) неидеальности диода.

Отклонение ВАХ от идеальной при больших токах связано с падением напряжения смещения на последовательно включенном сопротивлении  $R$

(например, сопротивлении нейтральной области полупроводника  $R_s$ ), которое всегда присутствует в реальных диодах. По этой причине фактическое падение напряжения на барьере Шоттки будет меньше напряжения на внешних выводах

диода. При этом плотность тока будет пропорциональна  $(e^{-\frac{U - JR}{nkT}} - 1)$ , где  $J$  - ток через диод.

Ёмкость барьера Шоттки находится так же, как ёмкость резконеоднородного  $p-n$  перехода, и имеет вид:

$$C = S \sqrt{\frac{e \epsilon \epsilon_0 N_d}{2(U_k - U)}} \quad (1.60)$$

Остановимся теперь на основах так называемой диффузионной теории выпрямления (Давыдов, Шоттки, Пекар, 1939 г.), применимой при длинах свободного пробега малых по сравнению с толщиной обеднённого слоя. В этом случае ток определяется выражением

$$j_{nx} = \sigma E_x + (-e) \cdot \left( -D \frac{dn(x)}{dx} \right), \quad (1.61)$$

где  $\sigma = en\mu$  - проводимость,  $\mu$  - подвижность носителей заряда,  $j_{nx} = \text{const}$  - плотность электронного тока.

Кроме того, на поверхности  $\varphi(0) = U_k - U$ .

Из (1.61) с учетом соотношения Эйнштейна  $\mu = eD/kT$  получим:

$$\frac{dn(x)}{dx} - \frac{e}{kT} \cdot \frac{d\varphi}{dx} \cdot n(x) - \frac{j_{nx}}{\mu kT} = 0. \quad (1.62)$$

Распределение электростатического потенциала  $\varphi(x)$  связано, конечно, с распределением концентрации  $n(x)$ , однако, формально мы можем рассматривать (1.62) как линейное дифференциальное уравнение первого порядка для неизвестной функции  $n(x)$ , считая  $\frac{d\varphi}{dx}$  заданной функцией  $x$ . Иначе говоря, ограничимся линейной моделью. В этом случае общее решение уравнения (1.62) имеет вид

$$n(x) = n_0 e^{\frac{e\varphi(x)}{kT}} - \frac{j_{nx}}{\mu kT} \int_x^\infty e^{\frac{e}{kT}[\varphi(x) - \varphi(\xi)]} d\xi, \quad (1.63)$$

где  $n_0 = n(x \rightarrow \infty) = \text{const}$ .

На поверхности полупроводника (т.е. при  $x=0$ ) концентрация электронов равна:

$$n(0) = n_0 e^{-\frac{eU_k}{kT}} \cdot e^{\frac{eU}{kT}} - \frac{j_{nx}}{\mu kT} \int_0^\infty e^{\frac{e}{kT}[\varphi(0) - \varphi(\xi)]} d\xi. \quad (1.64)$$

В рассматриваемом случае потоки электронов из металла в полупроводник и обратный (каждый в отдельности) много больше результирующего потока  $(1/e)j_{nx}$ . При этом на границе  $x=0$  сохраняется практически равновесная концентрация электронов, т.е.

$$n(0) = n_0 e^{-\frac{eU_k}{kT}}. \quad (1.65)$$

Разрешая (1.64) относительно  $j_{nx}$  и используя (1.65), получим

$$j_{nx} = j_S \left[ e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right], \quad (1.66)$$

где

$$j_S = \frac{n(0)\mu kT}{\int_0^\infty e^{\frac{e}{kT}[\varphi(0)-\varphi(\xi)]} d\xi}. \quad (1.67)$$

При вычислении интеграла в (1.67) ограничимся линейным членом в разложении  $\varphi(\xi)$  в ряд по степеням  $\xi$

$$\varphi(\xi) \approx \varphi(0) + \left( \frac{d\varphi}{d\xi} \right)_{\xi=0} \xi. \quad (1.68)$$

Тогда

$$\int_0^\infty e^{\frac{e}{kT}[\varphi(0)-\varphi(\xi)]} d\xi \approx \int_0^\infty e^{-\frac{e}{kT} \left( \frac{d\varphi}{d\xi} \right)_{\xi=0} \xi} d\xi = \frac{kT}{e \left( \frac{d\varphi}{dx} \right)_{x=0}}. \quad (1.69)$$

Подставляя (1.69) в (1.67), получим

$$j_S = en(0)\mu \left( \frac{d\varphi}{dx} \right)_{x=0}. \quad (1.70)$$

В (1.70) можно не учитывать слабую зависимость  $\left( \frac{d\varphi}{dx} \right)_{x=0}$  от приложенного напряжения.

Таким образом, в случае диффузионной теории выпрямления ВАХ качественно имеет вид, изображенный на рис. 1.6, однако, при той же высоте потенциального барьера ток насыщения по величине значительно меньше, чем в модели термоэлектронной эмиссии.

### 1.6.3. Омический контакт

Омическим контактом называют контакт металл — полупроводник, сопротивление которого пренебрежимо мало по сравнению с объемным сопротивлением полупроводника. Один или несколько омических контактов присутствуют во всех без исключения полупроводниковых приборах. Важно, что хороший омический контакт не должен приводить к существенному изменению характеристик прибора, а падение напряжения на таком контакте при пропускании тока должно быть мало по сравнению с падением напряжения на активной области прибора.

Рассмотрим сначала удельное сопротивление контакта, определяемое как обратная величина от производной плотности тока по напряжению. Наиболее важной характеристикой контакта является сопротивление при нулевом смещении (величина, обратно пропорциональная тангенсу угла наклона ВАХ):

$$R_c = \left( \frac{dJ}{dU} \right)_{U=0}^{-1} . \quad (1.71)$$

Малые значения  $R_c$  достигаются при малой ширине барьера (высокой степени легирования) или его малой высоте. Именно из этих соображений исходят при изготовлении омических контактов (рис. 1.20 а, б).

Для широкозонных полупроводников трудно изготовить контакт с малой высотой барьера. Кроме того, используемые металлы не всегда имеют достаточно малую работу выхода. В таких случаях для изготовления омических контактов создают дополнительный высоколегированный подслой на поверхности полупроводника (рис. 1.20 б). Использование такого подслоя позволяет уменьшить ширину барьера до толщины, когда протекание тока в основном происходит за счет туннелирования «сквозь» барьер. Таким образом, если в некотором твердотельном приборе контакт между металлом и полупроводником должен быть невыпрямляющим (т.е. он не должен влиять на характеристики устройства), то под слоем металла обязательно содержится слой высоколегированного полупроводника, формирующий омический контакт. Обратите внимание, что на зонной диаграмме омические контакты, как правило, не отображаются – там приводится лишь активная область прибора.

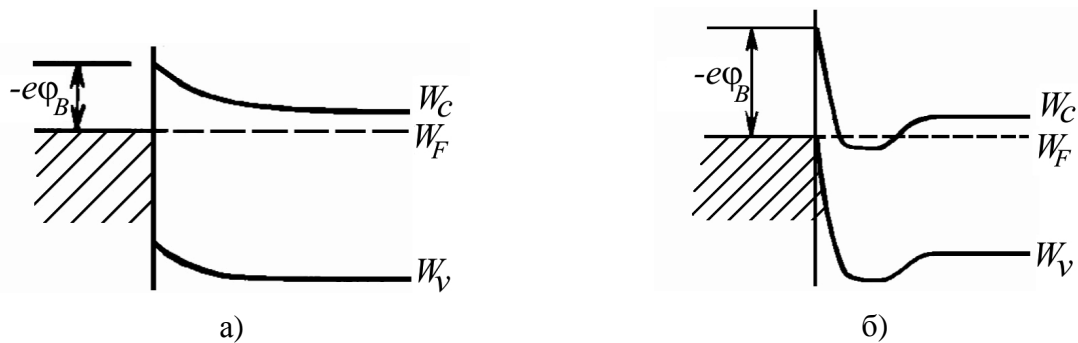


Рис. 1.20. Омические контакты с малой высотой барьера (а) и высокой степенью легирования (б)

## 1.7. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ

Для расчета параметров полупроводниковых приборов часто используют метод эквивалентной схемы, который заключается в замене единого устройства набором стандартных элементов. В случае пассивных приборов для такой замены используются конденсаторы, сопротивления и индуктивности. В усилительных устройствах, например, транзисторах, в эквивалентную схему необходимо включать генераторы тока и/или напряжения. Цель подобной замены – сведение задачи о расчете характеристик полупроводниковых элементов к известной задаче анализа токов в радиотехнической цепи с помощью уравнений Кирхгофа. Вычисление сопротивлений полупроводниковых слоев обычно производят на основе известной проводимости этих слоев, т.е. исходя из концентрации носителей заряда и их подвижности.

Выше мы уже отмечали, что в ОПЗ полупроводника есть электрическое поле и содержится мало свободных носителей заряда, поэтому такая область отчасти похожа на слой диэлектрика в конденсаторе. Отличие состоит в том, что через эту область течет ток, что учитывается в эквивалентной схеме с помощью сопротивления, включенного параллельно конденсатору.

Общий вид эквивалентных схем  $n^+ - n$  перехода,  $p - n$  перехода, барьера Шоттки и МДП структуры изображен на рис. 1.21.

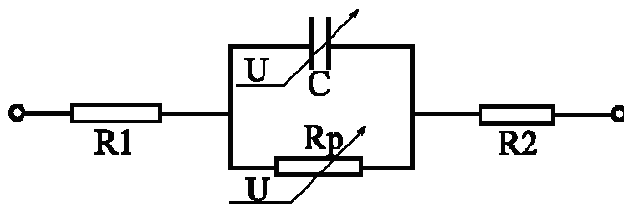


Рис. 1.21. Эквивалентная схема диодов на основе  $p - n$  перехода, барьера Шоттки и МДП-структуры

Здесь  $C$  – управляемая напряжением емкость перехода;  $U$  – величина напряжения, приложенного непосредственно к переходу (т.е. без учета падения напряжения на сопротивлениях  $R_1$  и  $R_2$ );  $R_1$ ,  $R_2$  – последовательные сопротивления областей полупроводникового материала по обе стороны от перехода, включая сопротивления металлических контактов;  $R_p$  – управляемое напряжением сопротивление  $p - n$  перехода или барьера Шоттки (определяется из ВАХ).

Обычно одно из последовательных сопротивлений  $R_1$ ,  $R_2$  значительно меньше другого, например, в  $p^+ - n$  переходе или контакте металл-полупроводник. В такой ситуации меньшим сопротивлением пренебрегают. Большее сопротивление, по сути, является сопротивлением базы диода.

При обратном смещении сопротивление перехода  $R_p$  увеличивается, так что сопротивлениями  $R_1$  и  $R_2$  часто можно пренебречь. При небольшом прямом смещении, когда внешнее напряжение сравнимо с контактной разностью потенциалов, следует учитывать все сопротивления, а при больших прямых смещениях обычно существенным является только сопротивление базы.

Из-за того, что при больших прямых смещениях емкость диода шунтирована малым сопротивлением перехода  $R_p$ , ее можно не учитывать. При прямых напряжениях сравнимых с контактной разностью потенциалов обычно учитывают диффузионную емкость, а при обратных напряжениях – барьерную.

В случае МДП-структуры на эквивалентной схеме остаются лишь два элемента  $C$  и  $R_2$ , включенные последовательно. Последнее означает, что постоянный ток через диэлектрик не протекает.

## ЧАСТЬ 2

### БИПОЛЯРНЫЙ ТРАНЗИСТОР

Принцип действия биполярного транзистора состоит в управлении током неосновных носителей заряда, инжектируемых эмиттерным  $p-n$  переходом в базу и достигающих коллекторного  $p-n$  перехода, включенного в запертом направлении [1]. Структурная схема биполярного транзистора изображена на рис. 2.1.

Управление током, протекающим через транзистор, достигается при помощи изменение высоты энергетических барьеров  $p-n$  переходов: прямосмещенного эмиттерного и обратносмещенного коллекторного. Биполярный транзистор является прибором, управляемым током – малый ток базы управляет большим током протекающим из эмиттера в коллектор.

Область, обозначенная пунктиром на рис. 2.1, называется активной областью биполярного транзистора. Носители заряда, подводятся к активной области через омический контакт, снижающий контактное сопротивление металл-полупроводник. Подробнее о барьерном и омическом контакте можно прочитать в 1 главе учебного пособия.

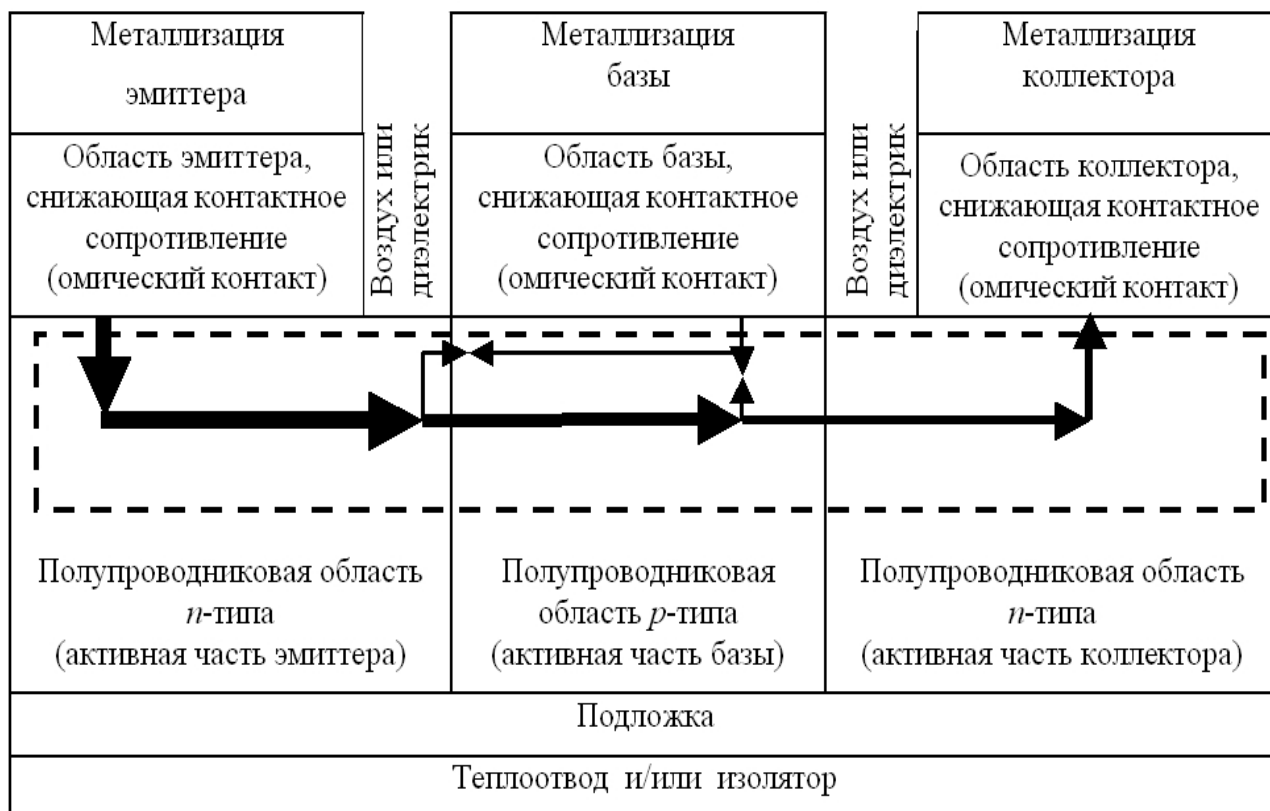


Рис. 2.1. Структурная схема биполярного транзистора. Пунктиром отмечена активная область транзистора. Стрелками показаны токи через прибор. Толщина стрелки соответствует величине тока. Встречные стрелки означают рекомбинацию электронов и дырок. В высококачественных современных транзисторах рекомбинация мала, а ток эмиттера практически равен току коллектора

Подложка – конструктивный слой полупроводника, который вырезают из полупроводникового слитка, шлифуют и полируют, а затем используют как основу для выращивания на нем тонких (0.01-10 мкм) эпитаксиальных полупроводниковых слоев, из которых формируется активная область приборов и омические контакты приборов. Поверхностные металлические дорожки наносятся с помощью литографии. Реальная конструкция биполярных транзисторов показана на рис. 2.2а и 2.2б.

Малая толщина полупроводникового кристалла в конструкции мощных приборов (рис. 2а) позволяет улучшить теплоотвод, что увеличивает мощность транзистора. Если на одном полупроводниковом кристалле расположено несколько транзисторов, как это бывает в интегральных схемах, то используют конструкцию транзистора, представленную на рис. 2б.

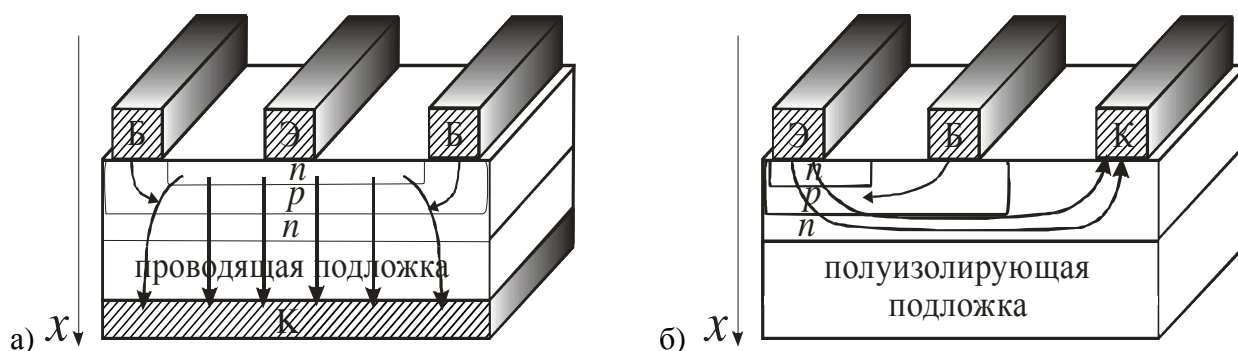


Рис. 2.2. Конструкция биполярного транзистора: а) мощный *n-p-n* транзистор; б) *n-p-n* транзистор в составе интегральной схемы. Стрелками указано направление движения электронов из эмиттера в коллектор и дырок в базе. Штриховкой указаны металлические контакты эмиттера (Э), базы (Б) и коллектора (К)

На рис. 2.3 показаны условные обозначения транзистора в схемах. Биполярные транзисторы можно классифицировать по характеру процессов движения носителей заряда в базе прибора и по типу границы раздела полупроводниковых слоев (см. таблицу 2.1).

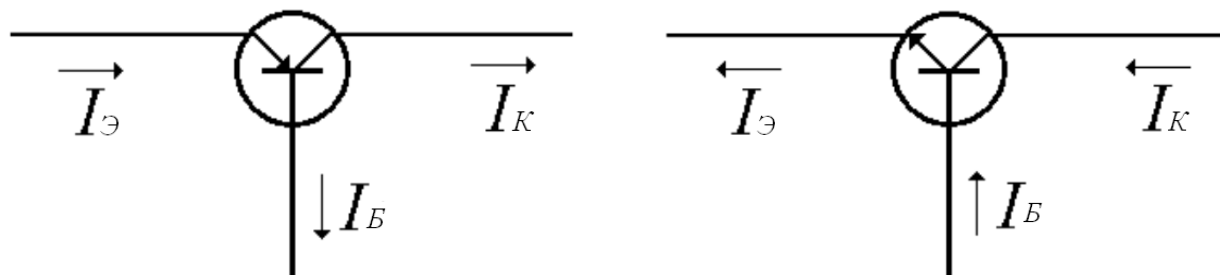


Рис. 2.3. Схемные обозначения *p-n-p* и *n-p-n* транзисторов



Таблица 2.1. Классификация биполярных транзисторов

	Гомобиполярный транзистор	Гетеробиполярный транзистор
Диффузионный транзистор	$p-n$ переходы транзистора выполнены из одного и того же полупроводника. Движение носителей заряда в базе происходит за счет диффузии.	$p-n$ переходы транзистора выполнены из разных по химическому составу полупроводников. Движение носителей заряда в базе происходит за счет диффузии
Дрейфовый транзистор	$p-n$ переходы транзистора выполнены из одного полупроводника. Движение носителей заряда в базе происходит за счет дрейфа в электрическом поле. Диффузия дополнительно ускоряет движение	$p-n$ переходы транзистора выполнены из разных полупроводников. Движение носителей заряда в базе происходит за счет дрейфа в электрическом поле. Диффузия дополнительно ускоряет движение.

## 2.1. Устройство биполярного транзистора

Прибор представляет собой монокристалл, содержащий три полупроводниковых области с различным типом проводимости, которые образуют между собой два  $p-n$  перехода, а с наружными металлическими электродами — омические контакты (рис. 2.4).

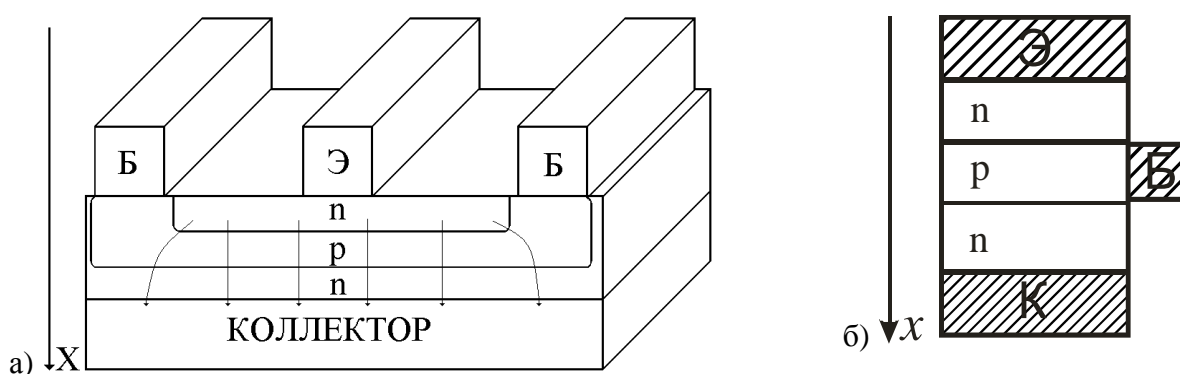


Рис. 2.4 Конструкция биполярного транзистора: а) реальная структура  $n-p-n$  транзистора (стрелками указано направление движения электронов); б) идеализированная одномерная структура

Как видно из рис. 2.4а ток, за исключением периферийных областей, течет перпендикулярно границам  $p-n$  переходов. Обычно краевыми эффектами на периферии структуры пренебрегают, так как толщина слоя базы много

меньше ее латеральных размеров. Идеализированная одномерная структура транзистора показана на рис. 2.4б.

Отметим две принципиальные конструктивно-технологические особенности транзисторов:

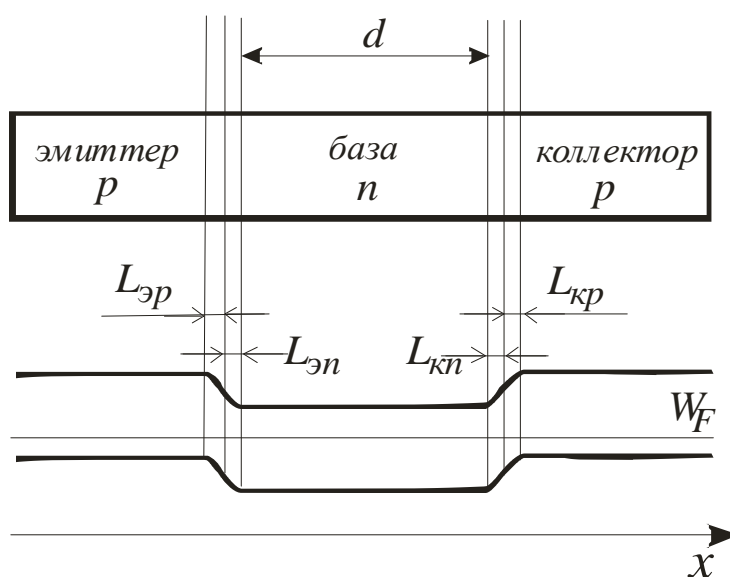
1. Малая толщина базы по сравнению с диффузионной длиной дырок  $L_p$ , являющихся в базе неосновными носителями.
2. Относительно малая степень легирования материала базы примесными атомами по сравнению с эмиттером и коллектором.

## 2.2. Физические процессы в биполярном транзисторе

### 2.2.1. Зонная диаграмма равновесного транзистора

Будем исходить из одномерной модели транзистора [1-3], полагая, что все величины (концентрация, скорости носителей и т.д.) зависят только от одной координаты  $x$ , перпендикулярной плоскости переходов. Движение носителей также предполагается происходящим вдоль  $x$ . Соответствующая упрощенная структура транзистора (брусек постоянного сечения) представлена на рис. 2.5. При отсутствии напряжения питания на контактах, транзистор представляет собой термодинамически равновесную систему, зонная диаграмма которой показана на рис. 2.5. Здесь  $W_F$  — уровень Ферми, одинаковый для всех областей транзистора,  $L_E$  и  $L_K$  — толщины эмиттерного и коллекторного  $p$ - $n$  переходов,  $L_{Эp}$ ,  $L_{Эn}$ , а также  $L_{Kp}$  и  $L_{Kn}$  — участки переходов, приходящиеся соответственно на  $p$ - и  $n$ -слои. Поскольку база легирована меньше, то  $L_{Эn} > L_{Эp}$  и  $L_{Kn} > L_{Kp}$ , и, кроме того, расстояние уровня Ферми до дна зоны проводимости в базе больше, чем до потолка валентной зоны в эмиттере и коллекторе.

Рис. 2.5. Упрощенная структура и зонная диаграмма биполярного транзистора. Обратите внимание, что в базе уровень Ферми ближе к зоне проводимости, так как этот слой полупроводника  $n$ -типа, а в эмиттере и коллекторе наоборот



### 2.2.2. Схемы включения транзистора

Несмотря на то, что схема включения транзистора непосредственно не влияет на физику его работы, она определяет граничные условия на контактах. На рис. 2.6 приведены две схемы включения транзистора: с общей базой (ОБ) и с общим эмиттером (ОЭ).

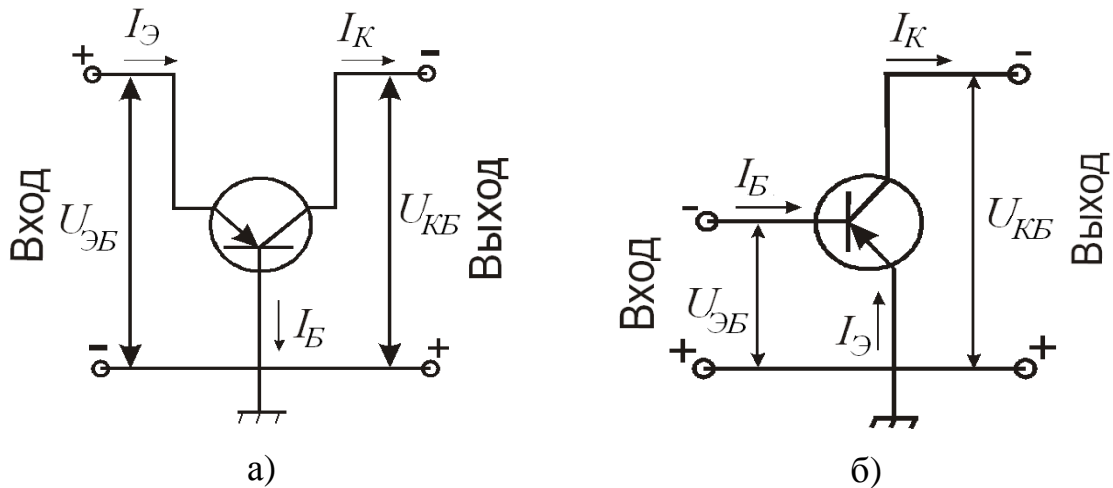


Рис. 2.6. Схемы включения транзистора: а) с общей базой; б) с общим эмиттером

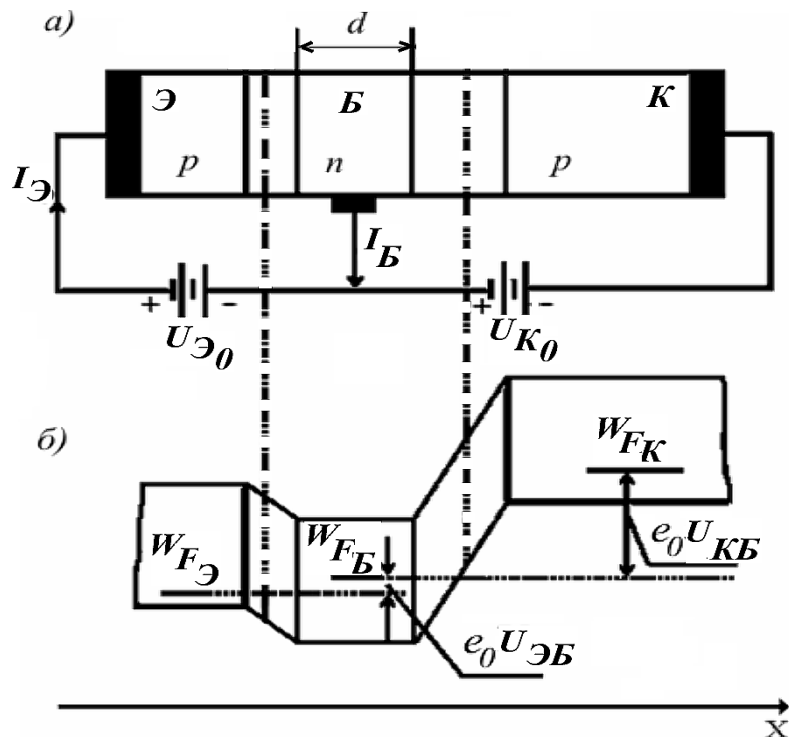
### 2.2.3. Зонная диаграмма транзистора в активном режиме

Присоединим источники напряжения к клеммам транзистора. При нормальном включении, обеспечивающим активный режим, на эмиттерный переход должно быть подано прямое смещение, а на коллекторный переход — обратное. На рис. 2.6а показано включение источников по схеме с общей базой, при котором вывод базы является *общим* для обоих источников питания. При малом уровне инжекции (т.е. вброса электронов и дырок соответственно в области *p*- и *n*-типа) электрическое поле вне перехода равно нулю. Тогда на достаточном удалении от границ переходов носители находятся в состоянии термодинамического равновесия, а уровни Ферми располагаются относительно краев зон в соответствующих областях так же, как в равновесном транзисторе (рис. 2.4б). На рис. 2.7б изображена зонная диаграмма транзистора в активном режиме работы.

Перепад уровней Ферми в областях *p-n* переходов соответствует приложенным к этим переходам напряжениям. Кроме того, приложенные напряжения приводят к трансформации зонной диаграммы. Сравнивая рис. 2.5 и 2.7б с учетом того, что обычно  $U_{КБ} \gg U_{ЭБ}$ , имеем:

1. Эмиттерный переход, находящийся под прямым смещением, сужается, а высота потенциального барьера в переходе уменьшается на  $e_0 U_{ЭБ}$ ;
2. Обратнo-смещенный коллекторный переход расширяется, а высота потенциального барьера увеличивается на величину  $e_0 U_{КБ}$ .

Рис. 2.7. Схема с ОБ (а) и зонная диаграмма (б) транзистора в активном режиме



#### 2.2.4. Основные процессы в транзисторе, включенном по схеме с общей базой

Познакомимся с принципом действия транзистора на примере схемы с ОБ. Последняя, благодаря сравнительной простоте анализа, является основной при рассмотрении физических процессов.

Подадим в эмиттерную цепь входной сигнал  $U_{ВХ}$ , а в коллекторную цепь включим нагрузочное сопротивление  $R_K$ . Переменная составляющая напряжения на этом сопротивлении будет рассматриваться как выходной сигнал  $U_{ВЫХ}$  (рис. 2.8).

Амплитуда сигналов  $U_{ВХ}^0$  и  $U_{ВЫХ}^0$  выберем достаточно малыми так, что  $U_{ВХ}^0 < U_{ЭБ}$  и  $U_{ВЫХ}^0 < U_{КБ}$ . При этом независимо от мгновенных значений входного и выходного сигналов смещение эмиттерного перехода всегда останется *прямым*, а коллекторного — *обратным*.

Будем в дальнейшем использовать следующие обозначения:  $p_{Э}$ ,  $n_{Э}$  — равновесные концентрации дырок и электронов в эмиттере,  $p_{Б}$ ,  $n_{Б}$  — в базе;  $p_{К}$ ,  $n_{К}$  — в коллекторе.

Начало координат ( $x=0$ ) выберем на правой границе эмиттерного перехода, являющейся так же левой границей базы.

Следствием понижения потенциального барьера на эмиттерном переходе является, *инжекция* носителей: дыркам становится легче проникать из эмиттера в базу, а электронам — из базы в эмиттер. В результате концентрация дырок на

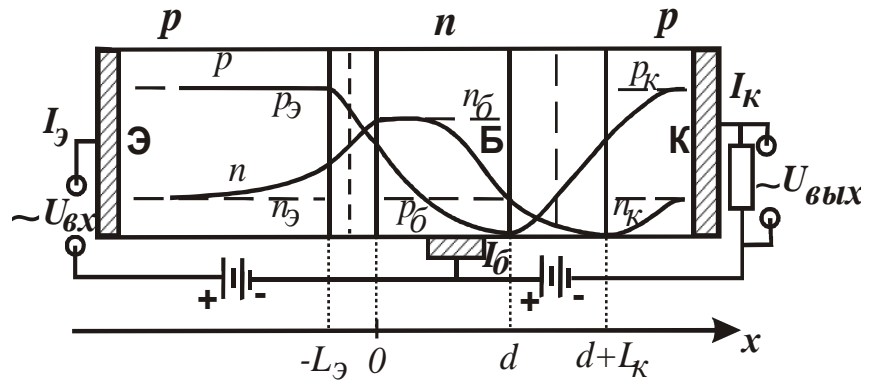
правой границе эмиттерного перехода возрастает по сравнению с равновесной и становится равной

$$P_{x=0} = P_{\mathcal{E}} \exp\left(-\frac{e_0 U_{\mathcal{E}}}{kT}\right), \quad (2.1)$$

где

$$U_{\mathcal{E}} = U_{\mathcal{E}\mathcal{B}} + U_{\mathcal{B}\mathcal{K}}. \quad (2.2)$$

Рис. 2.8. Схема усилителя напряжения на транзисторе (схема с ОБ)



Соответственно увеличивается по сравнению с равновесной и концентрация электронов на левой границе эмиттерного перехода ( $x = -L_{\mathcal{E}}$ ). Равновесные и неравновесные концентрации носителей показаны соответственно пунктирными и сплошными линиями на рис. 2.8.

На обратно смещенном коллекторном переходе имеет место *экстракция* неосновных носителей, следствием которой является уменьшение (практически до нуля) концентрации дырок на левой границе коллекторного перехода ( $x = d$ ) и электронов на правой границе ( $x = d + L_{\mathcal{K}}$ ). В частности, [1, 2]:

$$P_{x=d} = P_{\mathcal{K}} \exp\left(-\frac{e_0 U_{\mathcal{K}}}{kT}\right), \quad (2.3)$$

$$U_{\mathcal{K}} = U_{\mathcal{K}\mathcal{B}} - U_{\mathcal{B}\mathcal{V}\mathcal{Y}\mathcal{X}} - I_{\mathcal{K}}^{(0)} \cdot R_{\mathcal{H}}, \quad (2.4)$$

где  $I_{\mathcal{K}}^{(0)}$  – постоянная составляющей коллекторного тока.

Итак, в результате процессов *инжекции* и *экстракции* в базе возникает градиент концентрации неосновных носителей (дырок). В центральной части базы, где электрическое поле отсутствует, дырки двигаются благодаря наличию градиента концентрации, т.е. *диффундируют* в сторону коллекторного перехода. Важно, что толщина базы при изготовлении подбирается исходя из соотношения:  $d \ll L_p$ , где  $L_p$  - диффузионная длина дырок в базе. В связи с этим вероятность рекомбинации дырок в базе мала, поэтому большая часть дырок достигает границы коллекторного перехода и втягивается электрическим полем коллекторного перехода в коллектор. Т.е. происходит *экстракция* дырок в коллектор.

Вспомним, что  $U_{\mathcal{E}}$  включает в себя переменное слагаемое. Поэтому коллекторный ток  $I_{\mathcal{K}}$  также содержит переменную составляющую  $i_{\mathcal{K}}$ , создающую на  $R_{\mathcal{H}}$  напряжение выходного сигнала

$$U_{ВЫХ} = i_K \cdot R_H. \quad (2.5)$$

Коэффициент усиления по напряжению определяющийся как:

$$K = \frac{U_{ВЫХ}}{U_{ВХ}} = \frac{i_K R_H}{U_{ВХ}} \quad (2.6)$$

растет с увеличением  $R_H$  и может быть, в принципе, сделан достаточно большим. Однако величина  $R_H$  должна быть существенно меньше, чем сопротивление коллекторного перехода в закрытом состоянии ( $r_k$ ).

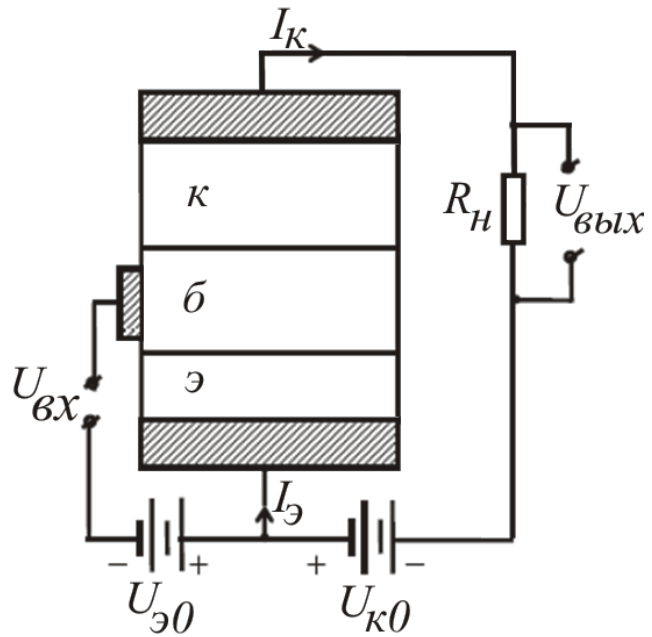
Важно так же, что при увеличении  $R_H$  возрастает амплитуда переменного напряжения  $U_{ВЫХ}^0$ , приложенного к переходу коллектор-база. Не будет ли это напряжение, имеющее положительную полярность при мгновенной положительной полярности входного сигнала, снижать усиление за счет создания встречного переменного тока коллекторного перехода? Нетрудно убедиться в том, что существенных изменений не произойдет до тех пор, пока суммарное напряжение (4) на коллекторном переходе остается обратным, т.е. пока  $U_{КБ} > U_{ВЫХ} + I_K^0 \cdot R_H$ . В этом случае рабочей является обратная ветвь вольтамперной характеристики коллекторного перехода, которая имеет весьма высокое дифференциальное сопротивление [1]. Однако, если  $U_{КБ} < U_{ВЫХ} + I_K^0 \cdot R_H$ , коллекторный переход становится инжектирующим и встречный переменный поток дырок снижает усиление. Поэтому при заданном входном сигнале увеличение  $R_H$  сопровождается соответственным повышением  $U_{КБ}$ . Предельные величины  $U_{КБ}$  определяются эффектами пробоя коллекторного перехода [1].

Из-за слабой рекомбинации дырок и электронов в базе выходной, т.е. коллекторный ток несколько меньше тока эмиттера. В результате, усиление по току в схеме с ОБ меньше 1. Электронную составляющую эмиттерного тока удастся сделать малой, главным образом, за счет понижения уровня легирования базы и соответствующего уменьшения концентрации электронов в базе  $n_B$ . Рекомбинационные потери дырок в базе также малы при  $d \ll L_p$ . Поэтому в хороших транзисторах  $I_K \approx I_{Э}$  и усиление по мощности, пропорционально  $i_K U_{вых}$  и практически равно  $\frac{i_{Э} \cdot R_H}{U_{ВХ}}$ .

### 2.2.5. Схема с общим эмиттером

Как мы только что видели, при соответствующей конструкции транзистора удастся минимизировать разность  $(I_{Э} - I_K)$ , равную в статическом случае току базы  $I_B$ . Усиление по току становится возможным, когда  $I_B$  оказывается входным током, что реализуется в схеме с общим эмиттером (ОЭ) (рис. 2.9)

Рис. 2.9. Схема усилителя с ОЭ



В этой схеме эмиттерный вывод является общим для входной и выходной цепей. Усиление по току в схеме с ОЭ описывается выражением

$$K_I = \frac{i_{вых}}{i_{вх}} = \frac{i_k}{i_b} = \frac{i_k}{i_{э} - i_k} \gg 1. \quad (2.7)$$

Усиление по напряжению в схеме с ОЭ определяется практически теми же механизмами, что и в схеме с ОБ, и не нуждается здесь в отдельном рассмотрении. Таким образом, схема с ОЭ обеспечивает одновременное усиление по току и напряжению и по этой причине находит применение в полупроводниковых схемах наравне со схемой с ОБ.

Отметим очевидную аналогию между транзистором, включенным по схеме с ОЭ, и вакуумным триодом в качестве усилителя. Эмиттер, инжектирующий дырки (а в *n-p-n* транзисторе — электроны), подобен катоду триода; база — управляющей сетке, а коллектор — аноду. Усиление по току в обоих случаях определяется малым током управляющего электрода, а усиление по напряжению — малым влиянием переменного потенциала анода (коллектора) на выходной ток

## 2.3. Теория идеализированного транзистора

### 2.3.1. Исходные предположения

В основе теории идеализированного транзистора лежат следующие основные предположения:

- а) одномерность — все величины зависят только от  $x$ ;
- б) квазистационарность — временной масштаб переменных сигналов существенно больше характерных временных масштабов процессов в транзисторах (время дрейфа носителей, время накопления зарядов и др.).

- в) пренебрежение эффектами рекомбинации и генерации в  $p-n$  переходе;  
 г) приближение малого уровня инжекции — концентрации неосновных носителей в рабочем режиме остаются малыми по сравнению с концентрациями основных носителей (в основном, это касается области базы).

### 2.3.2. Уравнения Эберса-Молла

По своему физическому смыслу уравнения Эберса-Молла представляют собой ВАХ транзистора. Получим эти соотношения.

Из условия (б) предыдущего раздела следует, что ток эмиттера  $I_{\text{Э}}$  равен сумме электронного и дырочного токов в любом сечении эмиттерного перехода. В частности,

$$I_{\text{Э}} = (I_{p\text{Э}})_{x=0} + (I_{n\text{Э}})_{x=0}, \quad (2.8)$$

где  $I_{p\text{Э}}$  и  $I_{n\text{Э}}$  — соответственно дырочная и электронная составляющие эмиттерного тока (рис. 6).

Из условия (в) следует, что

$$(I_{n\text{Э}})_{x=0} = (I_{n\text{Э}})_{x=-L_{\text{Э}}}. \quad (2.8a)$$

Аналогично (8) и (8a) для тока коллектора можно записать:

$$I_{\text{К}} = (I_{p\text{К}})_{x=d} + (I_{n\text{К}})_{x=d+L_{\text{К}}}. \quad (2.9)$$

Рассмотрим каждое из слагаемых (2.8) с учетом (2.8a) и (2.9).

Дырочные токи эмиттера и коллектора на границах базы, ввиду условия (г), являются диффузионными. Поэтому

$$(I_{p\text{Э}})_{x=0} = -H_0 S D_p^{(Б)} \left( \frac{dp}{dx} \right)_{x=0}, \quad (2.10)$$

$$(I_{p\text{К}})_{x=d} = -e_0 S D_p^{(Б)} \left( \frac{dp}{dx} \right)_{x=d}, \quad (2.11)$$

где  $D_p^{(Б)}$  - коэффициент диффузии дырок в базе ;  $S$  - площадь переходов, одинаковая для всех частей транзистора по условию (а). Для определения  $dp/dx$  воспользуемся диффузионными уравнениями для дырок в базе [1-3], являющимися квазистатической аппроксимацией уравнения непрерывности:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_B}{L_p^2}, \quad (2.12)$$

где  $L_p = \sqrt{D_p^{(Б)} * t_p^{(Б)}}$  — диффузионная длина дырок в базе,  $t_p^{(Б)}$  — время жизни дырок в базе.

Решение (2.12) следует искать при граничных условиях (2.1) и (2.3), накладываемых эффектами инжекции и экстракции дырок. В результате имеем



$$p = p_B + \frac{p_B}{sh \frac{d}{L_p}} \left[ \left( e^{\frac{e_0 U_{\text{Э}}}{kT}} - 1 \right) sh \left( \frac{d-x}{L_p} \right) - \left( 1 - e^{-\frac{e_0 U_{\text{жс}}}{kT}} \right) sh \left( \frac{x}{L_p} \right) \right]. \quad (2.13)$$

Используя (2.10) и (2.11), получаем

$$I_{p\text{Э}} = -\frac{e_0 D_p^{(B)} p_B S}{L_p} \left[ \left( e^{\frac{e_0 U_{\text{Э}}}{kT}} - 1 \right) cth \left( \frac{d}{L_p} \right) + \left( 1 - e^{-\frac{e_0 U_K}{kT}} \right) sch \left( \frac{d}{L_p} \right) \right], \quad (2.14)$$

$$I_{pK} = -\frac{e_0 D_p^{(B)} p_B S}{L_p} \left[ \left( e^{\frac{e_0 U_{\text{Э}}}{kT}} - 1 \right) sch \left( \frac{d}{L_p} \right) + \left( 1 - e^{-\frac{e_0 U_{\text{жс}}}{kT}} \right) cth \left( \frac{d}{L_p} \right) \right]. \quad (2.15)$$

Электронный ток эмиттера  $I_{n\text{Э}}$  согласно (2.8а) должен вычисляться на левой границе эмиттерного перехода, где он равен диффузионному току электронов, инжектированных из базы и свободно растекающихся по эмиттеру влево. Следовательно,  $I_{n\text{Э}}$  совпадает с электронной составляющей тока идеализированного  $p-n$  перехода, находящегося под потенциалом  $U_{\text{Э}}$  (см., например, [2]):

$$I_{n\text{Э}} = \frac{e_0 D_n^{(\text{Э})} n_{\text{Э}} S}{L_n^{(\text{Э})}} \left( e^{\frac{e_0 U_{\text{Э}}}{kT}} - 1 \right), \quad (2.16)$$

где  $D_n^{(\text{Э})}$  и  $L_n^{(\text{Э})}$  — соответственно коэффициент диффузии и диффузионная длина электронов в эмиттере.

Аналогично электронный ток коллектора совпадает с соответствующим током обратно смещенного  $p-n$  перехода при напряжении  $U_K$ :

$$I_{nK} = -\frac{e_0 D_n^{(K)} n_K S}{L_n^{(K)}} \left( e^{\frac{e_0 U_K}{kT}} - 1 \right). \quad (2.17)$$

Используя (8), (9) и (14 - 17), получаем:

$$I_{\text{Э}} = I_{\text{ЭЭ}} \left( e^{\frac{e_0 U_{\text{Э}}}{kT}} - 1 \right) + I_{\text{ЭК}} \left( 1 - e^{-\frac{e_0 U_K}{kT}} \right), \quad (2.18)$$

$$I_K = I_{\text{ЭК}} \left( e^{\frac{e_0 U_{\text{Э}}}{kT}} - 1 \right) + I_{\text{КК}} \left( 1 - e^{-\frac{e_0 U_K}{kT}} \right), \quad (2.19)$$

где

$$I_{\text{ЭЭ}} = \frac{e_0 D_p^{(B)} p_B S}{L_p} cth \left( \frac{d}{L_p} \right) + \frac{e_0 D_n^{(\text{Э})} n_{\text{Э}} S}{L_n^{(\text{Э})}}, \quad (2.20)$$

$$I_{\text{ЭК}} = \frac{H_0 D_p^{(B)} p_B S}{L_p} \operatorname{csc}\left(\frac{d}{L_p}\right), \quad (2.21)$$

$$I_{\text{КК}} = \frac{e_0 D_p^{(B)} p_{\text{Э}} S}{L_p} \operatorname{cth}\left(\frac{d}{L_p}\right) + \frac{e_0 D_n^{(K)} n_K S}{L_n^{(K)}}. \quad (2.22)$$

Уравнения (2.18) и (2.19) являются основными в теории транзисторов и называются уравнениями Молла-Эберса. Отметим, что при  $\frac{d}{L_p} \gg 1$  и  $I_{\text{ЭК}} \approx 0$  (2.18), (2.19) переходят в вольтамперные характеристики двух несвязанных  $p$ - $n$  переходов — эмиттерного и коллекторного. Следовательно, специфика транзистора реализуется только при  $d < L_p$  (практически при  $d \ll L_p$ ).

### 2.3.3. Система уравнений транзистора в схеме с общей базой

Работа с выходными характеристиками транзистора в схеме с ОБ (рис. 2.5) существенно облегчается, когда в качестве входной величины используется не напряжение на переходе эмиттер-база, а эмиттерный (входной) ток, т.к.  $U_{\text{Э}}$  обычно очень малая и трудно измеримая величина, которая сравнима с падением напряжения в объеме базы.

Находя из (18)  $U_{\text{Э}} = U_{\text{Э}}(I_{\text{Э}})$  и подставляя результат в (2.19), получаем уравнение

$$I_K = \alpha I_{\text{Э}} + I_{\text{К0}} \left( 1 - e^{-\frac{e_0 U_K}{kT}} \right), \quad (2.23)$$

где

$$\alpha = \frac{I_{\text{ЭК}}}{I_{\text{ЭЭ}}}, \quad I_{\text{К0}} = I_{\text{КК}} - \frac{I_{\text{ЭК}}^2}{I_{\text{ЭЭ}}}. \quad (2.24)$$

Тогда ток базы

$$I_B = I_{\text{Э}} - I_K = (1 - \alpha) I_{\text{Э}} - I_{\text{К0}} \left( 1 - e^{-\frac{e_0 U_K}{kT}} \right). \quad (2.25)$$

Соотношения (2.18), (2.23) - (2.25) вместе с (2.20) - (2.22) образуют полную систему уравнений транзистора в схеме ОБ. Из них (2.18), (2.23) и (2.25) дают зависимости токов электродов от напряжений, а остальные являются “материальными” уравнениями, связывающими соответствующие параметры с конструктивными и технологическими константами транзистора.

### 2.3.4. Параметры $\alpha$ и $I_{\text{К0}}$

Остановимся на параметрах  $\alpha$  и  $I_{\text{К0}}$ , входящих в формулы (2.23) и (2.25). Согласно (23):

$$\alpha = \left( \frac{I_K}{I_{\mathcal{E}}} \right)_{U_K=0}, \quad (2.26)$$

т.е. равен отношению коллекторного тока к току эмиттера при закороченном коллекторе. В активном режиме транзистора  $U_K \gg \kappa T$  и из (2.23) и (2.25):

$$I_K \approx \alpha I_{\mathcal{E}} + I_{K0}, \quad I_{\mathcal{E}} \approx (1 - \alpha) I_{\mathcal{E}} - I_{K0}. \quad (2.27)$$

Величина  $I_{K0} = const$ . Поэтому переменная составляющая тока базы пропорциональна фактору  $(1 - \alpha)$ . В соответствии с вышеизложенным (ср. формулу (7)) коэффициент усиления по току находится в прямой зависимости от того, насколько  $\alpha$  близок к 1.

Преобразуем формулу (2.26). Согласно (2.17) электронный ток коллектора  $(I_{nK})_{U_K=0} = 0$ . Следовательно, при закороченном коллекторе  $I_K$  содержит только ток дырок, поступающий со стороны эмиттера, т.е.

$$\alpha = \left( \frac{I_K}{I_{\mathcal{E}}} \right)_{U_K=0} = \left( \frac{I_{pK}}{I_{\mathcal{E}}} \right)_{U_K=0} = \left( \frac{I_{pK}}{I_{p\mathcal{E}}} \right)_{U_K=0} * \left( \frac{I_{p\mathcal{E}}}{I_{\mathcal{E}}} \right)_{U_K=0} = \chi \gamma, \quad (2.28)$$

где  $\chi = \left( \frac{I_{pK}}{I_{p\mathcal{E}}} \right)_{U_K=0}$  называется коэффициентом переноса дырок и определяет относительное число дырок, которые, диффундируя через базу, достигают коллекторного перехода. Из (2.14) и (2.15) находим, что:

$$\chi = \frac{l}{ch \frac{d}{L_p}}. \quad (2.29)$$

Учитывая, что  $\frac{d}{L_p} \ll 1$ , из (29) получаем:

$$\chi \cong 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{d}{L_p} \right)^2 \approx 1. \quad (2.30)$$

Второй из входящих в (28) коэффициентов

$$\gamma \cong \left( \frac{I_{p\mathcal{E}}}{I_{\mathcal{E}}} \right)_{U_K=0} \quad (2.31)$$

называется коэффициентом инжекции и определяет долю дырочного тока в полном токе эмиттера. Из (2.14), (2.18), (2.20) и (2.21) получаем, что

$$\gamma = \frac{l}{1 + \frac{D_n^{(\mathcal{E})} L_p n_{\mathcal{E}}}{D_p^{(\mathcal{B})} L_n^{(\mathcal{E})} p_{\mathcal{B}}} * th \frac{a}{L_p}} \quad (2.32)$$

Согласно известному правилу постоянства произведения  $pn$  [2], отношение концентраций равновесных неосновных носителей.

$$\frac{n_{\mathcal{E}}}{p_{\mathcal{E}}} \approx \frac{N_{\mathcal{B}}}{N_{\mathcal{E}}}, \quad (2.33)$$

где  $N_B$  и  $N_E$  — концентрации легирующих примесей в базе и эмиттере. Ранее отмечалось, что это отношение является весьма малым. Учитывая, кроме того, что  $d \ll L_p$ , получаем и (2.32):

$$\gamma \cong 1 - \frac{D_n^{(\text{Э})}}{D_p^{(\text{Б})}} * \frac{d}{L_n^{(\text{Э})}} * \frac{N_3}{N_E}. \quad (2.34)$$

Как видно, при указанных в §1 конструктивных особенностях транзистора  $\gamma \approx 1$ .

Следовательно, и  $\alpha = \chi\gamma \approx 1$ . Отметим, что для хороших транзисторов  $1 - \alpha \cong 0.01$ .

Параметр  $I_{K0}$  называется тепловым током коллектора по аналогии с  $p-n$  переходом. Из (2.23):

$$I_{K0} = (I_K)_{I_E=0}, \quad (2.35)$$

т.е.  $I_{K0}$  равен обратному току насыщения коллекторного перехода при разомкнутой эмиттерной цепи (“оторванный” эмиттер).

Если  $d \ll L_p$ , то  $I_{ЭК} = 0$  (ср.(2.21)), и согласно (2.24)  $I_{K0} = I_{КК}$ , причем в этом случае  $I_{КК}$  совпадает с тепловым током изолированного коллекторного  $p-n$  перехода.

## 2.4. Статические характеристики транзистора

### 2.4.1. Схема с общей базой (идеализированный транзистор)

Уравнения (18) и (23), как видно из рис. 2.6, описывают характеристики идеализированного транзистора, т.е. семейство кривых

$$\begin{aligned} I_E &= I_E(U_E)_{U_K=\text{const}}, \\ I_K &= I_K(U_K)_{I_E=\text{const}}. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Входные характеристики, построенные согласно (2.18) и (2.36), показаны на рис. 2.10, а выходные характеристики (2.23) - на рис. 2.11. Кривая  $U_K=0$  аналогична вольтамперной характеристике изолированного эмиттерного перехода. Кривая  $U_K = \infty$  практически совпадает со всеми входными характеристиками в активном режиме ( $U_K/kT \gg 1$ ). Они смещены вверх по отношению к кривой  $U_K=0$  на величину  $I_{ЭК}$ .

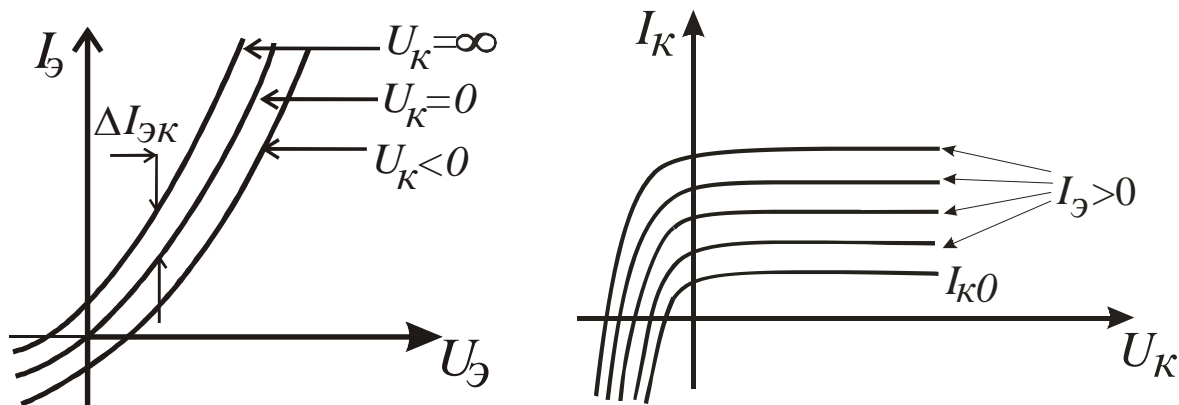


Рис. 2.10. Входные характеристики идеализированного транзистора (схема ОБ)

Рис. 2.11. Выходные характеристики идеализированного транзистора (схема ОБ)

В активном режиме при  $U_{\mathcal{E}} = 0, I_{\mathcal{E}} = I_{\mathcal{E}K} > 0$ . Нетрудно видеть, что в данном случае входной ток обусловлен стоком дырок в сторону эмиттера за счет градиента концентрации, вызванного экстракцией носителей в коллекторном переходе. При  $U_K < 0$  входной ток начинает резко убывать в результате встречной инжекции дырок из коллектора. При  $U_{\mathcal{E}} < 0$  и  $U_K < 0$  (3-й квадрант) кривые аналогичны выходным характеристикам транзистора (см. ниже), у которого коллекторный электрод выполняет функции эмиттера, а эмиттерный - коллектора. Соответствующий режим называется инверсным.

Выходные характеристики эквидистанты и для всей области активного режима усиления параллельны оси  $U_K$ . Резкое падение коллекторного тока при  $U_K < 0$  объясняется встречной инжекцией дырок из коллектора.

#### 2.4.2. Схема ОБ (реальные характеристики)

На рис. 2.12 и 2.13 показаны реальные характеристики транзисторов.

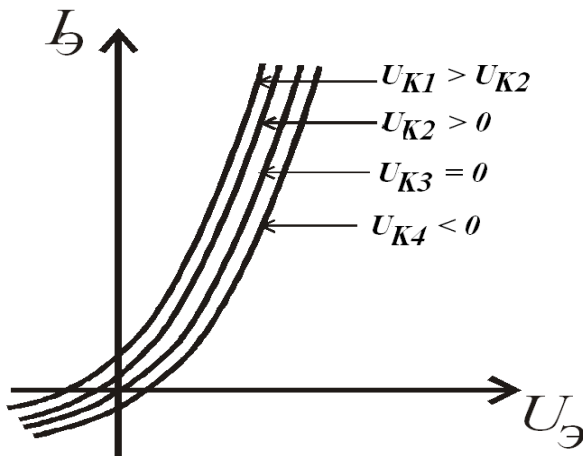


Рис. 2.12. Входные характеристики реального транзистора (схема ОБ)

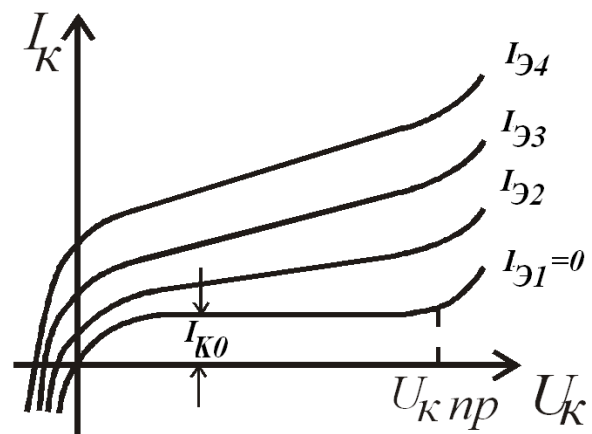


Рис. 2.13. Выходные характеристики реального транзистора (схема ОБ)

Как видно из рис. 12 увеличение  $U_K$  приводит к смещению характеристик при всех  $U_K$ , включая активную область ( $U_K \gg kT$ ), хотя это смещение незначительно. Этот эффект, получивший название *эффекта Эрли*, указывает на наличие внутренней обратной связи в транзисторе и обусловлен модуляцией толщины базы: при увеличении  $U_K$ , т.е. обратного смещения коллекторного перехода, последний расширяется, уменьшая толщину необедненной области базы  $d$  (рис. 2.7, 2.8). Поскольку концентрация дырок на краях базы задана (уравнения (2.1), (2.3)), сужение базы увеличивает градиент концентрации дырок в базе и вместе с ним — диффузионный ток дырок, т.е. эмиттерный и коллекторный токи. Влияние потенциала коллектора на эмиттерный ток можно учесть в первом приближении, заменив  $U_{\mathcal{E}}$  в (2.18) на

$$U_{\mathcal{E}}^* = U_{\mathcal{E}} + \mu_{\mathcal{EK}} U_K, \quad (2.37)$$

где  $\mu_{\mathcal{EK}}$  - коэффициент обратной связи, являющийся, как правило, очень малой величиной. Коэффициент  $\mu_{\mathcal{EK}}$  может быть вычислен с помощью материальных уравнений транзистора, если учесть зависимость ширины коллекторного перехода от  $U_K$  [1, 2].

Входные характеристики с поправкой на обратную связь принимают вид:

$$I_{\mathcal{E}} = I_{\mathcal{E}\mathcal{E}} \left[ e^{\frac{e_0(U_{\mathcal{E}} + \mu_{\mathcal{EK}} U_K)}{kT}} - 1 \right] + I_{\mathcal{EK}} \left( 1 - e^{-\frac{e_0 U_K}{kT}} \right). \quad (2.38)$$

Влияние эффекта модуляции толщины базы (эффекта Эрли), прослеживается и на выходных характеристиках транзистора. Согласно рис. 13 в большей части области активного режима характеристики в отличие от идеализированных (рис. 2.11) имеют небольшой положительный наклон.

Рост коллекторного тока как функции  $U_K$  обусловлен увеличением  $\alpha$  за счет коэффициентов  $\chi$  и  $\gamma$ , которые медленно увеличиваются с уменьшением  $d$  (см. формулы (2.28), (2.30) и (2.34)). Чтобы учесть этот эффект, в уравнение (2.23) добавляется слагаемое  $U_K / r_K$ , дающее требуемое увеличение при соответствующем выборе параметра  $r_K$ . В результате выходные характеристики описываются уравнением

$$I_K = \alpha I_{\mathcal{E}} + I_{K0} \left( 1 - e^{-\frac{e_0 U_K}{kT}} \right) + \frac{U_K}{r_K} \quad (2.39)$$

Параметр  $r_K$  имеет размерность сопротивления и называется сопротивлением коллекторного перехода. Физический смысл  $r_K$  — это сопротивление коллекторного перехода, определяющееся его малым обратным током, т.е. без учета тока, пришедшего в коллектор из эмиттера. Характерные значения  $r_K \sim 100$  кОм...10 МОм.

Быстрое увеличение коллекторного тока при  $U_K > (U_K)_{np}$  обусловлено ударной ионизацией атомов полупроводника, которую производят горячие дырки ускоренные электрическим полем коллекторного перехода, т.е. происходит лавинный пробой перехода. Мы не будем дальше рассматривать указанные области и вводить соответствующие поправки в уравнения транзистора, хотя в некоторых случаях они играют важное значение (например, для тиристорных [2]).

### 2.4.3. Схема с общим эмиттером

В схеме ОЭ входным является ток базы, а выходным — напряжение  $U_K^* = U_K + U_{\mathcal{E}}$ . Преобразуем уравнения (2.18) и (2.39) так, чтобы в качестве управляющих величин фигурировали входной ток  $I_B$  и выходное напряжение  $U_K^*$ . Отбрасывая несущественные малые члены, получаем:

$$I_K = \frac{\alpha}{1-\alpha} I_B + \frac{I_{K0}}{1-\alpha} \left[ 1 - e^{-\frac{e_0 U_K}{kT}} \right] + \frac{U_K^*}{r_K (1-\alpha)}, \quad (2.40)$$

$$I_B = (1-\alpha) I_{\mathcal{E}\mathcal{E}} \left[ e^{\frac{e(U_{\mathcal{E}} + \mu_{\mathcal{E}K} U_K^*)}{kT}} - 1 \right] + [(1-\alpha) I_K - I_{K0}] \left[ 1 - e^{-\frac{e_0 U_K^*}{kT}} \right] - \frac{U_K^*}{r_K}. \quad (2.41)$$

Уравнения (2.40) и (2.41) заметно отличаются от (2.23) и (2.39). В частности, существенно увеличивается наклон выходных характеристик (эффективное коллекторное сопротивление уменьшается в  $1/(1-\alpha)$  раз. Поэтому усиление по напряжению в схеме ОЭ при прочих равных условиях меньше, чем в схеме ОБ. Второй особенностью является сдвиг вправо выходных характеристик. Указанный сдвиг связан с заменой  $U_K$  на  $U_K - U_{\mathcal{E}}$  во втором члене в (2.40), т.к. выходные напряжения в схемах ОБ и ОЭ имеют разный смысл. Поскольку увеличение  $I_{\mathcal{E}}$  соответствует росту  $U_{\mathcal{E}}$ , характеристики схемы ОБ при переходе к схеме ОЭ смещаются вправо тем больше, чем больше  $I_{\mathcal{E}}$ . В результате выходные характеристики схемы ОЭ оказываются полностью заключенными в 1-м квадранте.

Ток при оборванной базе ( $I_B = 0$ ) намного больше тока  $I_{K0}$  при оборванном эмиттере в схеме ОБ. Имеется ряд особенностей и у входных характеристик, которые предлагаются читателю рассмотреть самостоятельно.

## 2.5. Линеаризованные уравнения транзистора

### 2.5.1. Линеаризованные уравнения для схемы ОБ

В линейном приближении переменные составляющие токов и напряжений малы по сравнению с постоянными. Рассматривая переменные составляющие как малые приращения ( $i_K = \Delta I_K$ ,  $i_{\mathcal{E}} = \Delta I_{\mathcal{E}}$ ,  $U_K = \Delta U_K$ ,  $i_K = \Delta U_K$  и т.д.) получаем из (2.38), (2.39) следующие линеаризованные уравнения транзистора для схемы ОБ в активном режиме ( $U_K \gg kT$ ):

$$i_{\mathcal{E}} = \frac{I}{r_{\mathcal{E}}} (U_{\mathcal{E}} + \mu_{\mathcal{E}K} U_K), \quad (2.42)$$

$$i_K = \alpha i_{\mathcal{E}} + \frac{U_K}{r_K}, \quad (2.43)$$

$$i_{\mathcal{B}} = i_{\mathcal{E}} - i_K = (1-\alpha) i_{\mathcal{E}} - \frac{U_K}{r_K}. \quad (2.44)$$

Здесь

$$r_{\mathcal{E}} = \left( \frac{dI_{\mathcal{E}}}{dU_{\mathcal{E}}} \right)_{U_{\mathcal{E}}=U_{\mathcal{E}0}}^{-1} = \frac{e_0}{kT I_{\mathcal{E}0}}, \quad (2.45)$$

$I_{\mathcal{E}0}$  - постоянная составляющая эмиттерного тока.

Параметр  $r_{\mathcal{E}}$  имеет размерность сопротивления и называется сопротивлением эмиттерного перехода. Типичные значения  $r_{\mathcal{E}} \approx 0.1 \div 10 \text{ Ом}$

### 2.5.2. Сопротивление базы

Ток электрода базы, протекая через тонкий слой базы, обладающий значительным удельным сопротивлением (малая степень легирования материала базы) создает в объеме базы падение напряжения, сравнимое с напряжением на эмиттерном переходе. Поэтому входное напряжение в схеме ОБ (рис. 2.5) заметно отличается от  $U_{\mathcal{E}}$  и

$$U_{BX} = U_{\mathcal{E}} + i_B r_B, \quad (2.46)$$

где  $r_B$  - сопротивление базы. Сопротивление базы определяется объемной рекомбинацией неосновных носителей заряда (дырок), поступающих в базу из эмиттера и электронов, поступающих из базового электрода. Таким образом, сопротивление базы определяет статический ток базы транзистора. Характерное значение сопротивления базы  $r_B \sim 100 \text{ Ом} \dots 10 \text{ кОм}$ .

С учетом (2.46) уравнение (2.42) для входной цепи принимает вид:

$$i_{\mathcal{E}} = \frac{I}{r_{\mathcal{E}}} (U_{BX} + \mu_{\mathcal{E}K} U_K + i_B r_B) \quad (2.42a)$$

$$i_B = i_{\mathcal{E}} - i_K \quad (2.42b)$$

### 2.5.3. Линеаризованные уравнения для схемы с общим эмиттером

Такие уравнения получаются из (2.40), (2.41). Добавляя к ним (2.46), получаем для активного режима ( $U_K / kT \gg 1$ ):

$$i_B = \frac{1-\alpha}{r_{\mathcal{E}}} (U_{BX} + \mu_{\mathcal{E}K} U_K^* - i_B r_B) - \frac{U_K^*}{r_K}, \quad (2.47)$$

$$i_K = \beta i_B + \frac{U_K^*}{(1-\alpha)r_K}. \quad (2.48)$$

Напомним, что  $U_K^* = U_K + U_{\mathcal{E}}$  является выходным напряжением в схеме ОЭ

$$\beta = \frac{\alpha}{1-\alpha}. \quad (2.49)$$

### 2.5.4. Т-образные эквивалентные схемы

Линейные уравнения, связывающие переменные составляющие токов и напряжений, позволяют построить эквивалентные схемы, в которых токи и напряжения были бы связаны теми же самыми соотношениями. Использование подобных схем облегчает качественный анализ и расчет высокочастотных параметров транзисторов. Одной из наиболее употребительных является следующая Т-образная эквивалентная схема для включения *p-n-p* транзистора с



общей базой (рис.2.14) и общим эмиттером (рис.2.15). Здесь  $\mu_{ЭК}U_K$  - эквивалентный генератор обратной связи,  $\alpha i_{Э}$  - генератор тока, придающий схеме характер активного 4-х полюсника. Знаки “+”, “-” указывают мгновенные полярности напряжений на различных участках схемы. Нетрудно проверить, что уравнения Кирхгофа для схемы рис. 2.14 совпадают с соответствующими уравнениями транзистора (2.43), (2.42а), (2.42б).

Сравним путь перезарядки емкостей в схемах с общей базой и общим эмиттером, указанный на рисунках пунктиром. Так как  $i_B \ll i_{Э}$ , то в схеме с ОБ (рис. 14) ток через сопротивление базы мал, а основной ток перезарядки емкостей протекает последовательно через эмиттерную и коллекторную емкости, а также сопротивление нагрузки. В схеме с ОЭ (рис. 2.15) сигнал поступает на базу и затем перезаряжает коллекторную и эмиттерную емкости переходов одновременно, так как в схеме с ОЭ эти емкости включены параллельно. Т-образная эквивалентная схема для ОЭ показана на рис. 2.15.

Известно, что время перезарядки RC-цепи равно произведению сопротивления на емкость. Так как параллельное соединение емкостей имеет суммарную емкость больше, чем последовательное, то время перезарядки, т.е. переключения из состояния «открыто» в «закрыто», в схеме включения с общей базой меньше, чем для схемы с общим эмиттером.

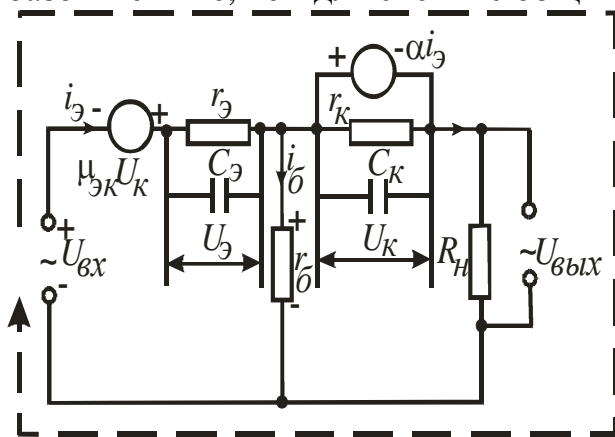


Рис. 2.14. Т-образная схема для включения транзистора с ОБ (пунктирными стрелками показан путь перезарядки емкостей)

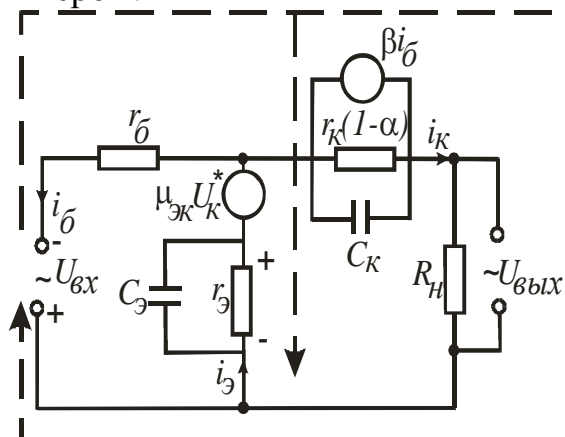


Рис. 2.15. Т-образная схема (включение с ОЭ) (пунктирными стрелками показан путь перезарядки емкостей)

Таким образом, схема с ОБ может работать на более высоких частотах, по сравнению со схемой с ОЭ, и, несмотря на отсутствие усиления по току, находит свое применение в радиотехнических схемах.

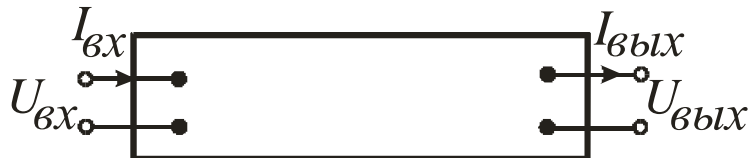
### 2.5.5. *h*-параметры для схемы с общим эмиттером

Рассмотренные здесь эквивалентные схемы не являются единственно возможными. В литературе можно встретить множество других схем, в частности, П-образные схемы. С точки зрения схемотехники выбор конкретной

схемы не имеет существенного значения. Достаточно представить транзистор в виде некоторого бесструктурного четырехполюсника (“черного ящика”) рис. 16, и задать связи между входными и выходными величинами (два тока и два напряжения).

В приближении малого сигнала 4-х полюсник является линейным и упомянутым связям соответствует система двух линейных уравнений. Естественно, что коэффициенты уравнений (параметры 4-х полюсника) зависят не только от физических свойств транзистора и режима, но также от его схемы включения и выбора каких-то двух величин из 4-х в качестве управляющих переменных.

Рис. 16. Эквивалентный четырехполюсник



Преимуществом такого подхода является устранение произвола, связанного с выбором той или иной эквивалентной схемы, т.к. величины параметров определяются непосредственно из уравнений транзистора.

Рассмотрим для иллюстрации определение  $h$ -параметров транзистора для включения с общим эмиттером. Для  $h$ -системы в качестве независимых (управляющих) переменных выбираются входной ток и выходное напряжение. В результате уравнения линейного 4-х полюсника имеют вид:

$$\begin{aligned} U_{BX} &= h_{11} i_{BX} + h_{12} U_{BЫX}, \\ I_{BЫX} &= h_{21} i_{BX} + h_{22} U_{BЫX}. \end{aligned} \quad (2.50)$$

Из (50) следует, что

$$\begin{aligned} h_{11} &= \left( \frac{U_{BX}}{i_{BX}} \right)_{U_{BЫX}=0}, & h_{12} &= \left( \frac{U_{BX}}{U_{BЫX}} \right)_{i_{BX}=0}, \\ h_{21} &= \left( \frac{i_{BЫX}}{i_{BX}} \right)_{U_{BЫX}=0}, & h_{22} &= \left( \frac{i_{BЫX}}{U_{BЫX}} \right)_{i_{BX}=0}. \end{aligned} \quad (2.51)$$

Согласно (2.51),  $h_{11}$  имеет смысл входного сопротивления 4-х полюсника при закороченном выходе;  $h_{12}$  — коэффициент обратной связи по напряжению, при разомкнутом входе;  $h_{21}$  — коэффициент усиления по току при закороченном выходе;  $h_{22}$  — выходная проводимость при разомкнутом входе.

Для схемы ОЭ (рис. 9):

$$\begin{aligned} i_{BX} &= i_B; & i_{BЫX} &= i_K, \\ U_{BЫX} &= U_K + U_{\mathcal{E}} = U_K^*. \end{aligned} \quad (2.52)$$

Пользуясь уравнениями (47) - (49) и определениями (51), (52), легко выразить через основные параметры транзистора:

$$\begin{aligned} h_{11} &= r_B + \frac{r_{\mathcal{E}}}{1-a}, & h_{12} &= \frac{r_{\mathcal{E}}}{(1-a)r_K} - \mu_{\mathcal{E}K} = \frac{r_{\mathcal{E}}}{2(1-a)r_K}, \\ h_{21} &= \beta = \frac{a}{1-a}, & h_{22} &= \frac{1}{(1-a)r_K}, \end{aligned} \quad (2.53)$$

При получении (2.54) использовалось соотношение [1-3]:

$$\mu_{ЭК} \approx \frac{r_{Э}}{2(1-\alpha)r_{К}} \quad (2.54)$$

Формулы (2.52) служат в качестве исходных при измерениях  $h$ -параметров. Согласно (2.52) они определяются из опытов при условии короткого замыкания на выходе или холостого хода на входе. Поскольку выходная цепь в схеме ОЭ (как и в схеме ОБ) является высокоомной, а входная, наоборот - низкоомной, указанные эксперименты не вызывают затруднений. Именно поэтому  $h$ -система наиболее удобна для схем ОЭ и ОБ. Отметим, что величины  $h$  - одного и того же транзистора при различных схемах включения транзистора также различны.

## 2.6. Дрейфовый транзистор

Известно [1], что скорость дрейфа даже в умеренных электрических полях превосходит скорость диффузионного движения. Поэтому возникла идея замены (дополнения) диффузионного движения носителей заряда через базу биполярного транзистора дрейфовым. Было предложено создать встроенное поле в базе транзистора за счет изготовления структуры с неоднородным легированием базы транзистора (рис.2.17).

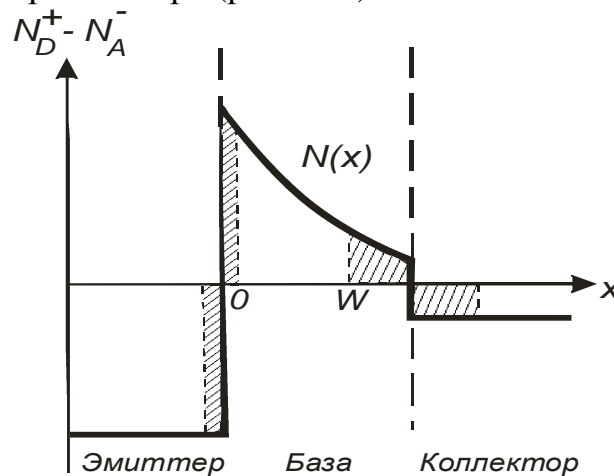


Рис. 2.17. Профиль легирования транзистора с градиентом концентрации примеси в базе  
Штриховкой показаны области пространственного заряда переходов

Так как распределение носителей заряда и концентрация примеси в базе дрейфового транзистора не совпадают, то из-за наличия нескомпенсированного заряда возникает встроенное электрическое поле

$$E = \frac{kT}{e} \frac{d}{dx} \ln N(x). \quad (2.55)$$

В случае экспоненциального распределения примеси в базе поле постоянно и направлено так, что ускоряет инжектированные эмиттером неосновные носители.

Оценим минимальное время пролета через базу дрейфового транзистора. Очевидно, что максимальная разность потенциала между сторонами базы не может превышать  $E_g / 2e$ . Тогда

$$\tau_{дрейф} = \frac{d}{\mu E} = \frac{d^2}{\mu U} = \frac{ed^2}{2\mu E_g}. \quad (2.56)$$

Время диффузионного движения через базу толщиной  $d$  равно

$$\tau_{диф} = \frac{d^2}{2D} = \frac{ed^2}{2\mu kT}. \quad (2.57)$$

Так как  $\frac{E_g}{kT} \sim 30$  для комнатной температуры, то и  $\frac{\tau_{диф}}{\tau_{дрейф}} \sim 30$ .

К сожалению, дрейфовый транзистор обладает рядом недостатков:

1. В дрейфовых транзисторах при больших уровнях инжекции, когда концентрация неосновных носителей заряда сравнима с концентрацией основных носителей в области базы, эффект встроенного поля пропадает.
2. Для получения сильного встроенного поля необходимо, чтобы область базы вблизи эмиттера была сильно легирована, а это приводит к снижению эффективности эмиттера.

Этих недостатков лишены гетеробиполярные транзисторы, речь о которых пойдет ниже.

## 2.7. Гетеробиполярный транзистор

Практический интерес к использованию гетеропереходов в биполярных транзисторах впервые возник в 1951 г., когда для повышения эффективности эмиттерного перехода в области высоких уровней инжекции Шокли предложил транзистор, в котором эмиттер имеет большую ширину запрещенной зоны, чем базовая область.

Рассмотрим основные преимущества гетеробиполярного транзистора.

### 2.7.1. Широкозонный эмиттер

Зонная энергетическая диаграмма транзистора с широкозонным эмиттером представлена на рис. 2.18. За счет наличия в эмиттерном гетеропереходе дополнительного энергетического барьера для дырок  $\Delta E_v$

дырочный ток уменьшается в  $\frac{\Delta E_v}{e kT}$  раз. Поэтому эффективность эмиттера

$$\gamma = \frac{1}{1 + \frac{v_p N_b}{v_n N_e} e^{-\frac{\Delta E_v}{kT}}} \approx 1 \quad (2.58)$$

даже, если уровень легирования области базы будет выше, чем эмиттера.

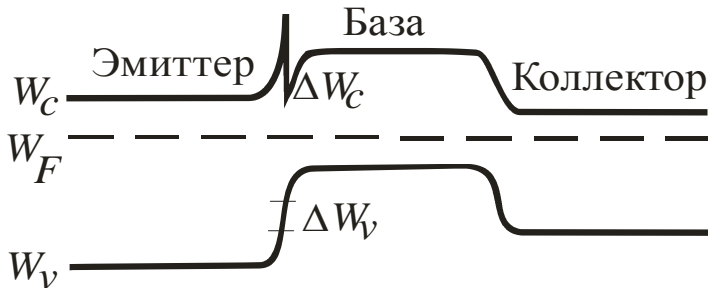


Рис. 2.18. Зонная энергетическая диаграмма гетеробиполярного транзистора с широкозонным эмиттером

Возможность повышения уровня легирования базовой области значительно сильнее эмиттерной приводит к снижению сопротивления базы на порядок по сравнению с обычным биполярным транзистором

$$r_b \sim \frac{1}{\mu \int_0^{L_b} N_b(x) dx} \quad (2.59)$$

и емкости эмиттерного перехода  $C_e \sim \sqrt{N_e}$  (за счет снижения уровня легирования эмиттера). Это приводит к уменьшению постоянной времени перезарядки коллекторной емкости  $r_b C_k$ , что ведет к повышению предельных частот работы транзистора.

Другим важнейшим фактором, определяющим быстродействие транзистора, является время пролета электронов через базу, определяемое по формуле

$$\tau = \frac{qL_b^2}{2\mu_n kT} \quad (2.60)$$

Характерное время пролета носителей заряда через базу современных гетеробиполярных транзисторов составляет 1...100 пс.

Возможность снижения толщины базовой области до сотен ангстрем путем создания резких гетеропереходов открыла путь для дальнейшего повышения быстродействия, который связан с использованием квазибаллистического или даже баллистического транспорта электронов через базу. В последнем случае будет реализовываться полностью бесстолкновительное движение электронов через базу транзистора. Для реализации такого движения необходимо, чтобы электроны инжектировались с высокой кинетической энергией, а толщина базы была малой – меньше длины свободного пробега горячих электронов. Такая инжекция может быть достигнута с помощью специального гетеробарьера, который создает

энергетический «трамплин» для электронов инжектируемых в базу над барьером.

Другим важным эффектом, который используется для организации инжекции горячих электронов, является механизм туннелирования через тонкий барьер на границе эмиттер-база (см. рис. 2.18). Вероятность прохождения электронов сквозь энергетический барьер существенно зависит от длины волны электрона и толщины барьера, чем барьер тоньше, тем вероятность туннелирования выше. Это приводит к тому, что вектор скорости инжектированных в базу электронов направлен преимущественно перпендикулярно плоскости барьера. Таким образом, инжекция электронов в базу осуществляется в направлении коллекторного перехода, что позволяет не только повысить быстродействие прибора, но и ведет к уменьшению «разброса» электронов по скоростям и снижает шумы в транзисторе.

### 2.7.2. Варизонная база

Зонная энергетическая диаграмма транзистора с варизонной базой представлена на рис. 2.19. В отличие от дрейфового транзистора, в котором встроенное поле образуется за счет градиента концентрации примеси, в транзисторе с варизонной базой встроенное поле создается за счет градиента ширины запрещенной зоны. Транзисторы с варизонной базой имеют ряд преимуществ перед дрейфовыми транзисторами:

1. В транзисторах с варизонной базой транзистора при больших уровнях инжекции, даже когда концентрация неосновных носителей заряда сравнима с концентрацией основных носителей в области базы, встроенное поле присутствует.
2. Для получения сильного встроенного поля не нужно сильно легировать область эмиттера, но даже его сильное легирование не приводит к снижению эффективности эмиссии.

Движение электронов в базовой области транзистора с варизонной базой определяется дрейфом, а не диффузией, как в обычном биполярном транзисторе. Скорость электронов в рассматриваемом случае определяется по формуле

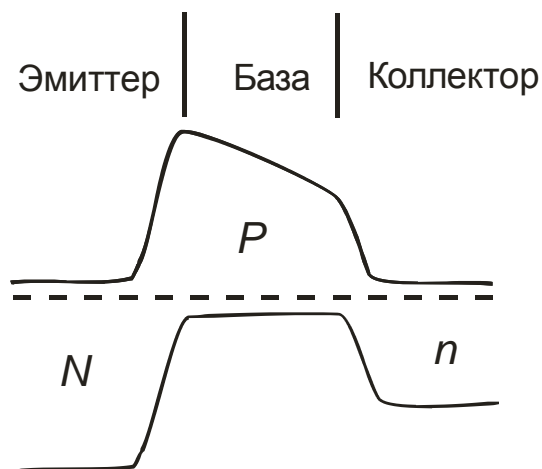
$$v = \frac{\mu}{q} \nabla E_g, \quad (2.61)$$

а время пролета через базу

$$\tau = \frac{L_b}{v} = \frac{L_b}{\frac{\mu}{e} \nabla E_g} = \frac{eL_b^2}{\mu(E_{g1} - E_{g2})}. \quad (2.62)$$

Характерное время пролета через варизонную базу составляет 1...100 пс. Таким образом, при  $E_{g1} - E_{g2} > 2kT$  транзистор с варизонной базой будет иметь преимущество по сравнению с диффузионным биполярным транзистором.

Рис. 2.19. Зонная энергетическая диаграмма транзистора с варизонной базой. База транзистора изготавливается из полупроводника с переменным химическим составом. Например, при использовании GaAlAs изменение соотношения Ga и Al в слое позволяет изменять ширину запрещенной зоны от 2.2 эВ (для AlAs) до 1.4 эВ (для GaAs)



### 2.7.3. Широкозонный коллектор

Одним из основных параметров транзистора является максимально допустимое напряжение, прикладываемое к коллекторному переходу. Это напряжение определяется напряжением пробоя  $p$ - $n$  перехода

$$U_{\text{пробоя}} = 60 \cdot \left( \frac{E_g}{1.1} \right)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{N_K}{10^{16}} \right)^{-\frac{3}{4}} \text{ (В)} \quad (2.60)$$

где  $E_g$  – ширина запрещенной зоны (эВ),  $N_K$  – концентрация примеси ( $\text{см}^{-3}$ ). Из формулы (2.60) следует, что при увеличении ширины запрещенной зоны коллектора, увеличится и напряжение пробоя коллекторного перехода и, следовательно, максимально допустимое напряжение, прикладываемое к коллекторному переходу. Это позволяет увеличить выходную мощность транзистора.

## ЧАСТЬ 3

### ПОЛЕВОЙ ТРАНЗИСТОР

*Полевыми транзисторами* (ПТ) называются полупроводниковые приборы, работа которых основана на управлении размерами токопроводящей области (канала) посредством изменения напряженности поперечного электрического поля. Структурная схема ПТ изображена на рис. 3.1.

<b>Металлизация истока</b>	<b>- Металлизация затвора</b>	<b>- Металлизация стока</b>
Область, снижающая контактное сопротивление (омический контакт)	Изолирующая область ( <i>p-n</i> , барьер Шоттки, гетеропереход, диэлектрик)	Область, снижающая контактное сопротивление (омический контакт)
Воздух	Воздух	Воздух
Полупроводниковая область, определяющая паразитное сопротивление истока	<b>Область канала</b> (толщина управляется напряжением на затворе)	Полупроводниковая область, определяющая паразитное сопротивление стока
Область, изолирующая канал от полупроводниковой подложки		
<b>Подложка</b>		
Теплоотвод и/или изолятор		

Рис. 3.1. Структурная схема полевого транзистора

Ток прибора протекает по полупроводниковой области, называемой *каналом*. В ПТ используется движение носителей заряда только одного знака (поэтому прибор иногда называют униполярным транзистором). Они “истекают” из электрода, называемого *истоком*, движутся вдоль канала и “стекают” в *сток*. *Затвор* транзистора является управляющим электродом. Электрическое поле, возникающее при подаче напряжения между истоком и затвором, изменяет проводимость канала и, следовательно, ток через канал. Таким образом, ток прибора изменяется за счет электрического поля, направленного перпендикулярно движению носителей в канале (поэтому транзистор называют полевым). Носители движутся от истока к стоку под действием продольного электрического поля, создаваемого напряжением между истоком и стоком. Подложка – конструктивный слой полупроводника, который вырезают из полупроводникового слитка, шлифуют и полируют, а затем используют как основу для выращивания на нем тонких (0.01-10 мкм) эпитаксиальных полупроводниковых слоев, из которых формируется структура приборов.



Существует два основных типа ПТ, различающихся физической структурой и способом управления проводимостью канала. В ПТ с *изолированным затвором* между металлическим затвором и каналом расположен слой диэлектрика так, что образуется структура металл/ диэлектрик/ полупроводник. Поэтому такие транзисторы называются МДП – транзисторами. Поперечное электрическое поле, проникая через слой диэлектрика, управляет концентрацией носителей заряда в полупроводниковом канале. Такие транзисторы делятся, в свою очередь на приборы со встроенным и индуцированным каналом. В ПТ с *управляющим переходом* металлический электрод затвора образует с приповерхностным слоем полупроводника выпрямляющий контакт, на который в рабочем режиме подается обратное напряжение (изоляция затвора путем запираания выпрямляющего контакта). В качестве управляющего перехода могут использоваться *p-n* переход, гетеропереход или контакт Шоттки.

Все ПТ различают также по типу проводимости канала: транзисторы с каналом *p*- или *n*-типа. Полярности рабочих напряжений смещения, подаваемых на электроды этих транзисторов, противоположны.

Характерным для всех ПТ является очень малый ток в цепи затвора, так как затвор либо изолирован диэлектриком, либо образует с каналом управляющий переход, включаемый в обратном направлении. Так как затвор в электрических схемах является входным электродом, то ПТ обладает высоким входным сопротивлением на постоянном токе ( $10^6$ - $10^{10}$  Ом). В этом заключается отличие ПТ от биполярных транзисторов, во входной цепи которых (обычно базовой) протекает значительный ток при прямом напряжении на переходе эмиттер – база. Поэтому входное сопротивление биполярных транзисторов относительно мало (10-1000 Ом в схемах с общим эмиттером и общей базой).

В связи с указанным различием входных сопротивлений говорят, что ПТ – это прибор, управляемый напряжением (электрическим полем), а биполярный – управляемый током. В приборах, управляемых напряжением, напряжение на входном электроде из-за высокого входного сопротивления  $R_{ВХ}$  практически не зависит от параметров самого прибора и определяется ЭДС генератора входного сигнала, если  $R_{ВХ} \gg R_{ГЕН}$ , где  $R_{ГЕН}$  – внутреннее сопротивление генератора. В приборах, управляемых током, входной ток из-за малого входного сопротивления слабо зависит от параметров прибора и определяется током генератора входного сигнала (при  $R_{ВХ} \ll R_{ГЕН}$ ).

В настоящее время наиболее развита технология изготовления границы Si/SiO<sub>2</sub>. Поэтому МДП – транзисторы широко используются в кремниевых интегральных схемах. Транзисторы с управляющим переходом металл – полупроводник, изготавливаемые в основном из GaAs *n*-типа (подвижности электронов в этом материале значительно выше, чем в Si), используются для создания сверхскоростных интегральных микросхем, используемых в СВЧ – устройствах.

### 3.1. Полевые транзисторы с управляющим переходом

#### 3.1.1. Структура и принцип действия

В полевых транзисторах с управляющим переходом изменение потока основных носителей происходит с помощью выпрямляющего электрического перехода, смещенного в обратном направлении. Принцип действия ПТ с различными типами управляющих переходов один и тот же, поэтому мы подробно рассмотрим лишь прибор с  $p-n$  переходом. На его примере будут проиллюстрированы и общие свойства, присущие также полевым транзисторам барьером Шоттки и с гетероструктурным переходом.

Полевой транзистор с управляющим  $p-n$  переходом имеет два омических контакта к области, по которой проходит управляемый ток основных носителей заряда, один управляющий электронно-дырочный переход и один изолирующий от подложки  $p-n$  переход. На оба перехода подаются запирающие напряжения (говорят, что они «смещены в обратном направлении») (рис. 3.2).

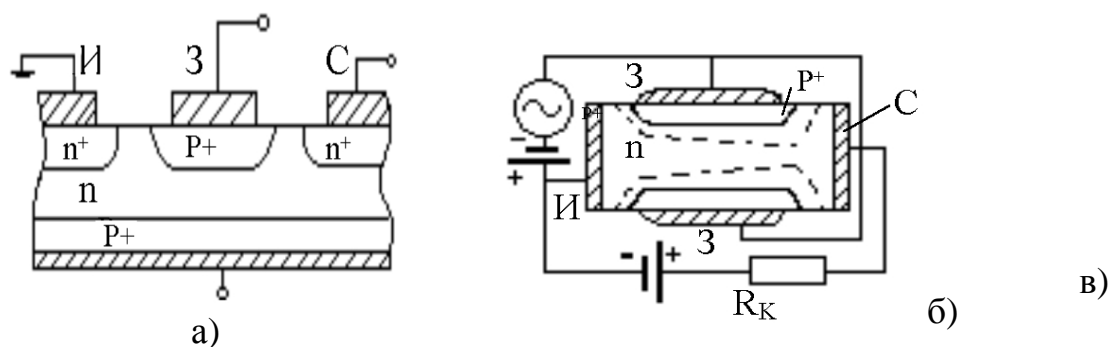


Рис. 3.2. Полевой транзистор с управляющим  $p-n$  переходом: а) реальная структура транзистора; б) схема включения модельной (симметричной) структуры транзистора по схеме с общим истоком; в) графическое обозначение полевого транзистора с управляющим переходом. Обозначения: И – исток; З – затвор; С – сток;  $n$  – область канала  $n$ -типа;  $p^+$  – область затвора  $p$ -типа (значок «+» обозначает высокий уровень содержания легирующей примеси); пунктиром показана обедненная электронами область  $p-n$  переходов затвора в слое канала

Управление током стока происходит при изменении обратного напряжения на  $p-n$  переходе затвора. При этом изменяется толщина  $p-n$  перехода и, следовательно, толщина канала – области, по которой протекает управляемый ток. В связи с тем, что обратные токи малы, мощность, затрачиваемая для управления током стока, оказывается также малой. Поэтому полевой транзистор обеспечивает усиление сигнала по мощности, току и напряжению. Принцип действия полевого транзистора аналогичен вакуумному триоду. Исток в полевом транзисторе подобен катоду, затвор – сетке, сток – аноду.

### 3.1.2. Статические характеристики

Важнейшими семействами статических характеристик ПТ являются выходные статические характеристики и характеристики передачи. Выходные статические характеристики представляют собой зависимость тока стока  $J_C$  от напряжения на стоке относительно истока  $U_{СИ}$  при различных постоянных напряжениях на затворе  $U_{ЗИ}$ :  $J_C=f(U_{СИ})$  при  $U_{СИ}=const$  (рис. 3.3). Все характеристики выходят из начала координат и имеют три характерных участка. На начальном (крутом) участке отличие от линейной зависимости объясняется увеличением толщины управляющего  $p-n$  перехода около стока, при котором поперечное сечение канала уменьшается, а сопротивление канала увеличивается. Другая причина нелинейности выходной характеристики – уменьшение подвижности носителей заряда в канале при увеличении в нем напряженности электрического поля.

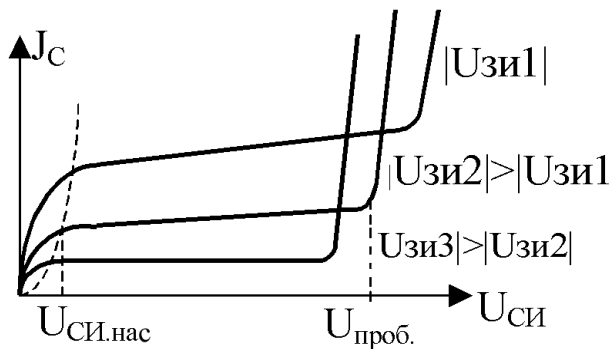


Рис. 3.3. Выходные статические вольт-амперные характеристики ПТ при различных напряжениях исток-затвор

При  $U_{СИ}=U_{СИ.нас}$  (напряжение насыщения) происходит смыкание ОПЗ затворов сначала около стока. При дальнейшем увеличении  $U_{СИ}$  длина перекрытой части канала увеличивается, причем статическое сопротивление канала растет пропорционально увеличению напряжения стока, поэтому ток стока остается постоянным (насыщенным).

При увеличении  $|U_{ЗИ}|$  уменьшается исходное поперечное сечение канала (рис. 3.4). Поэтому начальные участки выходных характеристик имеют меньший наклон, что соответствует большему начальному статическому сопротивлению канала. Перекрытие канала происходит при меньших напряжениях насыщения.

При некотором напряжении на стоке возникает пробой  $p-n$  перехода затвора, обратное напряжение на котором изменяется вдоль канала, достигая максимума у стокового конца. Напряжение, приложенное к  $p-n$  переходу затвора в этом месте равно  $U_{СИ}+|U_{ЗИ}|$ . Поэтому, чем больше  $|U_{ЗИ}|$ , тем меньше  $U_{СИ.проб.}$

Характеристики передачи представляют собой зависимость  $J_C=f(U_{ЗИ})$  при  $U_{СИ}=const$  (рис 3.5). Они снимаются в режиме насыщения тока стока (пологая часть выходных статических характеристик), т.к. это основной рабочий режим полевого транзистора. При изменении  $U_{СИ}$  смещением характеристик передачи практически можно пренебречь. При  $U_{ЗИ}=U_{ЗИотс.}$  (напряжение отсечки)  $J_C=0$ .

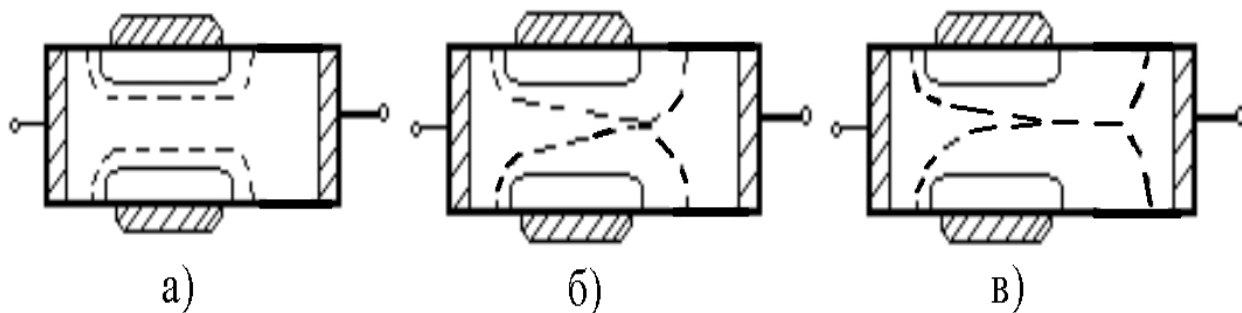


Рис. 3.4. Увеличение толщины управляющего  $p-n$  перехода при увеличении  $U_{СИ}$ : а)  $U_{СИ1}$ ; б)  $U_{СИ2} > U_{СИ1}$ ; в)  $U_{СИ3} > U_{СИ2}$

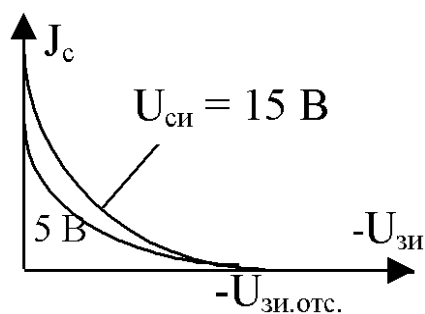


Рис. 3.5. Статическая передаточная вольтамперная характеристика

### 3.1.3 Основные параметры полевого транзистора

Основными параметрами полевого транзистора являются:

$S$  – крутизна вольт-амперной характеристики транзистора (или просто крутизна транзистора), характеризует усилительные свойства полевого транзистора

$$S = \left. \frac{\partial J_C}{\partial U_{ЗИ}} \right|_{U_{СИ} = const} \quad (3.1)$$

$R_i$  – внутреннее сопротивление транзистора в режиме насыщения:

$$R_i = \left. \frac{\partial U_{СИ}}{\partial J_C} \right|_{U_{ЗИ} = const} \quad (3.2)$$

$\mu$  – статический коэффициент усиления

$$\mu = \left. \frac{\partial U_{СИ}}{\partial U_{ЗИ}} \right|_{J_C = const} \quad (3.3)$$

Нетрудно доказать, что  $\mu = S \cdot R_i$

### 3.1.4 Расчет статических характеристик полевого транзистора с управляющим p-n переходом

Пренебрегая объемным сопротивлением кристалла полупроводника на участках между концами канала и контактами истока и стока, рабочую часть полевого транзистора можно представить в упрощенном виде (рис. 3.6):

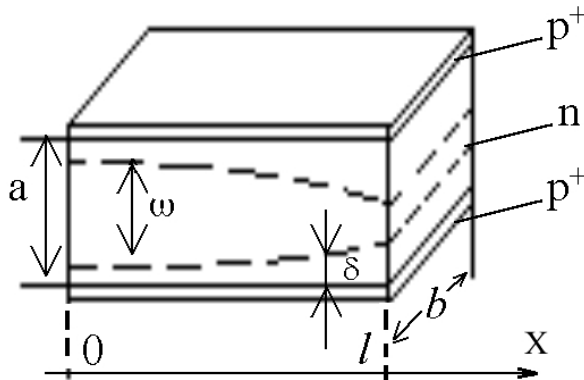


Рис. 3.6. Структура рабочей части полевого транзистора с двумя управляющими p-n переходами – представляет собой «удвоенный» транзистор, как будто он зеркально отражен относительно канала

Плотность тока в канале:

$$j = \sigma \cdot E = -\sigma \cdot \frac{d\varphi}{dx}, \quad (3.4)$$

где  $\sigma$  – удельная проводимость канала,  $E$  – напряженность электрического поля,  $\varphi(x)$  – потенциал произвольной точки канала. Будем считать, что  $\sigma$  не зависит от  $E$ , т.е. подвижность не меняется.

Ток в канале, одинаковый в любом сечении, равен:

$$J_C = -\sigma b \omega(x) \frac{d\varphi(x)}{dx}, \quad (3.5)$$

где  $b$  – ширина канала.

Толщина канала  $\omega$  зависит от толщины p-n перехода

$$\omega = a - 2\delta \quad (3.6)$$

Толщина p-n перехода зависит от напряжения на нем. Учитывая распределение потенциала в канале, возникающее из-за прохождения тока по каналу от истока к стоку, и пренебрегая  $U_K$ , получим:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{eN_d}(\varphi - U_{ЗИ})}, \quad (3.7)$$

где  $U_{ЗИ}$  – абсолютная величина разности потенциалов между затвором и истоком,  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость,  $\varepsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12}$  ф/м – диэлектрическая постоянная;  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл – заряд электрона;  $N_d$  – концентрация примесей ( $N_d \ll N_a$ ).

Для более компактной записи найдем  $U_{ЗИ.омс.}$  из условия, что толщина около стока при этом напряжении равна нулю:

$$\delta = \frac{a}{2} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{eN_d}} \left| U_{3И.отс.} \right|^{3/2}, \quad (3.9)$$

$$\left| U_{3И.отс.} \right| = \frac{e N_d a^2}{8 \varepsilon \varepsilon_0} \quad (3.10)$$

Таким образом

$$\omega = a \left( 1 - \sqrt{\frac{\varphi - U_{3И}}{\left| U_{3И.отс.} \right|}} \right). \quad (3.11)$$

В результате

$$J_C = \sigma b a \left( 1 - \sqrt{\frac{\varphi - U_{3И}}{\left| U_{3И.отс.} \right|}} \right) \frac{d\varphi}{dx}. \quad (3.12)$$

Решая это дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными при условиях:  $x=0, \varphi=0$ ;  $x=l, \varphi=U_{СИ}$ , получим искомую функцию:

$$J_C = \frac{1}{R_{СИ}} \left[ U_{СИ} + \frac{2}{3} \frac{\left| U_{3И} \right|^{3/2} - (U_{СИ} + U_{СИ})^{3/2}}{\left| U_{3И.отс.} \right|^{1/2}} \right], \quad (3.12)$$

где  $R_{СИ} = \frac{l}{\sigma ab}$  – сопротивление сток-исток в открытом состоянии.

Определим величину тока насыщения. Перекрытие канала происходит при напряжении отсечки. Режим насыщения наступит при условии

$$\left| U_{3И} \right| + U_{СИ} = \left| U_{3И.отс.} \right|, \quad (3.13)$$

т.е. при напряжении на стоке

$$U_{СИ.нас.} = \left| U_{3И.отс.} \right| - \left| U_{3И} \right|. \quad (3.14)$$

Заменяя в выражении для тока стока  $U_{3И}$  на его выражение из данной формулы, получим

$$J_{C.нас.} = \frac{1}{R_{СИ}} \left[ U_{СИ.нас.} + \frac{2}{3} \left( \left| U_{3И.отс.} \right| - U_{СИ.нас.} \right) \cdot \sqrt{\frac{\left| U_{3И.отс.} \right| - U_{СИ.нас.}}{\left| U_{3И.отс.} \right|}} - \frac{2}{3} \left| U_{3И.отс.} \right| \right] \quad (3.15)$$

Чтобы найти характеристику передачи для тока насыщения, в выражении для тока стока надо заменить  $U_{СИ}$  на значение  $U_{СИ.нас.}$ . Тогда

$$J_{C.нас.} = \frac{1}{R_{СИ}} \left[ \frac{1}{3} \left| U_{3И.отс.} \right| + U_{3И} \left( 1 - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{U_{3И}}{\left| U_{3И.отс.} \right|}} \right) \right]. \quad (3.16)$$

Поскольку пологий участок выходных статических характеристик полевых транзисторов является основным рабочим участком, определим крутизну  $S$  в этой области

$$S = \left| \frac{dJ_{C.nac.}}{dU_{3И}} \right| = \frac{1}{R_{СИ}} \left( 1 - \sqrt{\frac{U_{3И}}{U_{3И.отс.}}} \right). \quad (3.17)$$

Из этого выражения следует, что для увеличения крутизны  $S$  надо выбирать материал с большей подвижностью носителей заряда и увеличивать отношение  $b/l$ , т.к. это ведет к уменьшению  $R_{СИ}$ .

### 3.1.5 Эквивалентная схема полевого транзистора с управляющим $p$ - $n$ переходом и его частотные свойства

Электрическая эквивалентная схема полевого транзистора приведена на рис. 3.7. Здесь  $R_C$  и  $R_H$  – объемные сопротивления кристалла полупроводника в стоковой и истоковой областях;  $R_i$  – большое дифференциальное сопротивление канала;  $C_{3И}$ ,  $C_{3С}$ ,  $R_{3И}$ ,  $R_{3С}$  – замещают в этой эквивалентной схеме  $p$ - $n$  переход с его барьерной емкостью и большим активным дифференциальным сопротивлением при обратном смещении. Генератор тока отражает усилительные свойства транзистора.

Высокочастотные характеристики канальных транзисторов зависят от двух основных факторов: времени пролета канала транзистора носителями заряда и характерного времени зарядки затвора. Временем пролета называют конечный временной интервал  $\tau$ , который требуется носителям для преодоления расстояния от истока до стока. В приближении постоянной подвижности

$$\tau = \frac{L}{\mu E_x} \approx \frac{L^2}{\mu U_{СИ}}, \quad (3.18)$$

а при высоких полях, в приближении скорости насыщения  $v_s$ :  $\tau = L/v_s$ .

Так, например, в полевом транзисторе из  $GaAs$  с длиной затвора 1 мкм время пролета составляет  $\approx 10$  пс ( $10^{-11}$  с). Обычно время пролета по величине сравнимо с временной постоянной  $R_H C_{3И}$ , определяемой входной областью транзистора.

Важной характеристикой прибора является граничная частота  $f_T$ , при которой коэффициент усиления равен 1. В соответствии с эквивалентной схемой (рис. 3.7) при этой частоте ток через  $C_{3К}$  равен току генератора  $S U_C$ :

$$f_T = \frac{S}{2\pi C_{3К}} \left( = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{v_s}{2\pi L} \right). \quad (3.20)$$

В заключение данного раздела отметим, что принципы действия полевых транзисторов с  $p-n$  переходом и с барьером Шоттки идентичны, поэтому последние не будут рассматриваться нами отдельно.

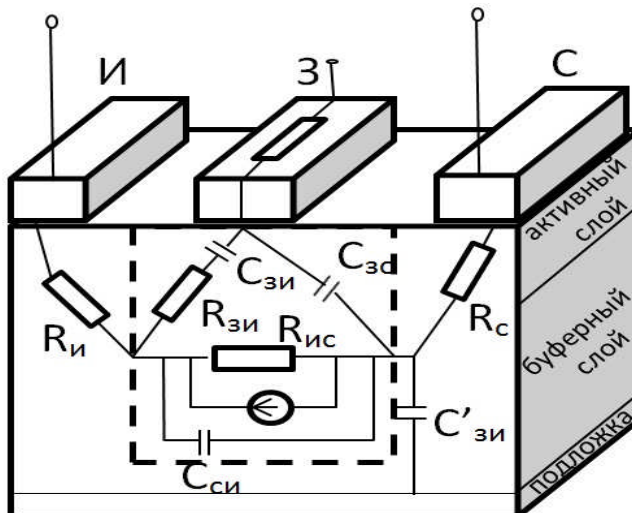


Рис. 3.7. Эквивалентная схема полевого транзистора

## 3.2 Полевые транзисторы с изолированным затвором

### 3.2.1 Структура и принцип действия

В ПТ с изолированным затвором затвор отделен от канала слоем диэлектрика. Структуры полевых транзисторов с изолированным затвором показаны на рис. 3.8 и 3.9.

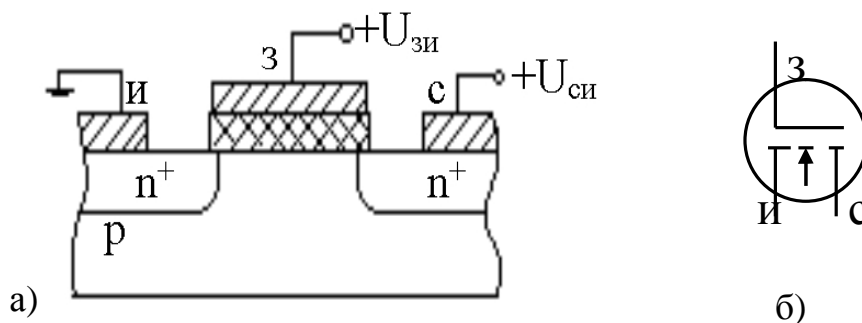


Рис. 3.8. Полевой транзистор с изолированным затвором и индуцированным каналом  $n$ -типа: а) Структура транзистора; б) Графическое обозначение



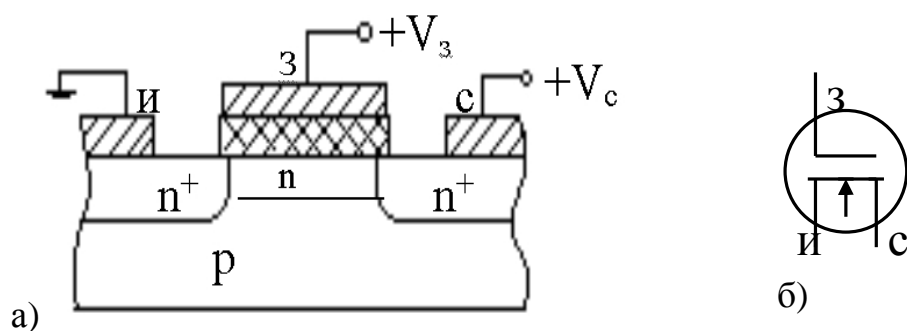


Рис 3.9. Полевой транзистор с изолированным затвором и встроенным каналом n-типа:  
 а) Структура транзистора; б) Графическое обозначение

В кристалле полупроводника с высоким удельным сопротивлением созданы две сильно легированные области с противоположным типом проводимости. На эти области нанесены (напылены в специальной напылительной установке) металлические электроды – исток и сток. Поверхность кристалла покрыта тонким слоем диэлектрика, на который нанесен металлический электрод – затвор. Таким образом, в поперечном сечении мы получаем структуру, состоящую из металла, диэлектрика и полупроводника. Поэтому полевые транзисторы с изолированным затвором часто называют МДП-транзисторами. Существуют две основные разновидности МДП-транзисторов: с индуцированным и со встроенным каналом. В МДП-транзисторах с индуцированным каналом (рис. 8) проводящий канал между сильно легированными областями истока и стока и, следовательно, заметный ток стока появляется только при определенной полярности и при определенном значении  $U_{зи} = U_{зи.пор}$ . (пороговое напряжение). В МДП-транзисторах со встроенным каналом у поверхности полупроводника под затвором специально изготовлен проводящий слой – канал, который соединяет исток со стоком. Поэтому при нулевом напряжении на затворе сопротивление транзистора мало.

Изображенные на рис. 3.8, 3.9. МДП-транзисторы имеют подложку с электропроводностью р-типа. Поэтому сильнолегированные области под истоком и стоком, а также индуцированный и встроенный канал имеют электропроводность n-типа. Если же аналогичные транзисторы созданы на подложке с электропроводностью n-типа, то канал у них будет иметь электропроводность р-типа, и полярность всех напряжений на электродах будет противоположной.

### 3.2.2 МДП-транзисторы с индуцированным каналом

Особенностью этих транзисторов является то, что при  $U_{зи} = 0$  ток стока ничтожно мал и представляет собой обратный ток  $p-n$  перехода между подложкой и сильно легированной областью стока. При  $0 < |U_{зи}| < |U_{зи.пор}|$ , в результате проникновения электрического поля через диэлектрический слой, у поверхности полупроводника под затвором возникает обедненная основными носителями область объемного заряда, состоящая из ионизированных

нескомпенсированных примесных атомов. При  $|U_{3И}| > |U_{3И.пор.}|$  у поверхности полупроводника под затвором возникает инверсный слой электронов, который является каналом, соединяющим исток со стоком. Толщина канала будет изменяться с изменением  $U_{3И}$ , соответственно будет меняться и ток стока. В связи с тем, что затвор отделен от подложки диэлектрическим слоем, ток в цепи затвора мал, тогда как  $J_C$  значителен. Поэтому МДП-транзисторы эффективно усиливают входной сигнал.

Выходные статические характеристики МДП-транзистора с индуцированным каналом определяются аналогично характеристикам полевого транзистора с управляющим  $p-n$  переходом (рис. 3.10). Сублинейность начального участка характеристик объясняется уменьшением толщины канала около стока с увеличением  $U_{СИ}$  при неизменном  $U_{3И}$ , т.к. на сток и затвор подаются потенциалы одного знака относительно истока. Следовательно, разность потенциалов между стоком и затвором уменьшается. При  $U_{СИ} = U_{СИ.нас.}$  происходит перекрытие канала около стока, и дальнейшее увеличение  $U_{СИ}$  вызывает очень малое увеличение  $J_C$ . Другой причиной сублинейности является уменьшение подвижности носителей заряда в сильных полях.

При увеличении  $|U_{3И}|$  выходные статические характеристики смещаются в область больших значений токов стока. При некотором значительном напряжении  $U_{СИ}$  происходит пробой МДП-транзистора. При этом возможны два вида пробоя – пробой  $p-n$  перехода под стоком и пробой диэлектрика под затвором. Пробой  $p-n$  перехода имеет лавинный характер. Величина  $U_{СИ.проб.}$  зависит от  $U_{3И}$ . Т.к. на сток и затвор МДП-транзистора с индуцированным каналом подаются потенциалы одной полярности, то с увеличением  $|U_{3И}|$  увеличивается  $U_{СИ.проб.}$  Пробой диэлектрика под затвором имеет тепловой характер. Он может возникать в результате накопления статических зарядов, т.к. входное сопротивление МДП-транзисторов велико.

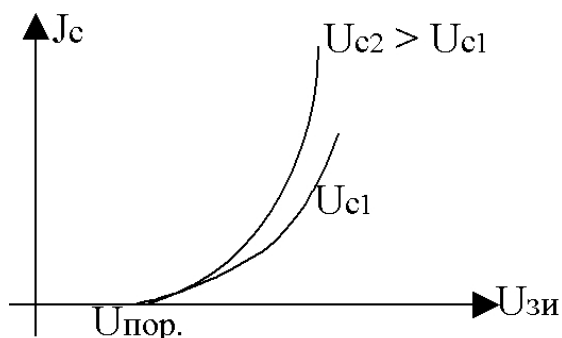


Рис. 3.10. Статические вольт-амперные характеристики передачи МДП-транзистора с индуцированным каналом

Статические вольт-амперные характеристики передачи (проходные характеристики) транзистора показаны на рис. 3.10. Отметим, что в силу нелинейности проходных характеристик усиливаемый сигнал будет в той или иной степени искажаться.

### 3.2.3 МДП-транзисторы со встроенным каналом

В связи с наличием в таких транзисторах встроенного канала его толщина и проводимость будут изменяться при подаче напряжения  $U_{зи}$  как отрицательной, так и положительной полярности. Таким образом, может быть реализован как режим обеднения, так и обогащения. При  $U_{зи} < 0$  канал обедняется носителями заряда, что ведет к уменьшению  $J_C$  (рис. 3.11). Напряжение на затворе, при котором  $J_C = 0$  называется напряжением отсечки ( $U_{зи.отс.}$ ). Положительное напряжение на затворе способствует «вытягиванию» электронов из прилегающей к истоку области в канал, что приводит к увеличению  $J_C$ .

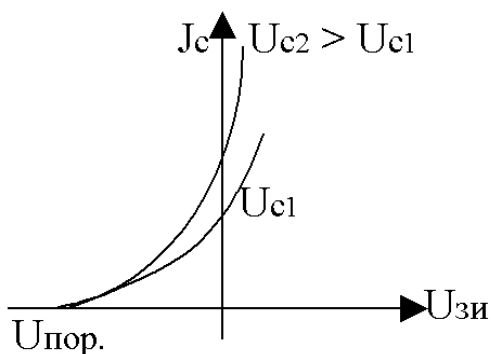


Рис. 3.11 Статические характеристики передачи МДП-транзистора со встроенным каналом

### 3.2.4 Расчет статических характеристик полевого транзистора с изолированным затвором

Рассмотрим вначале удельную проводимость канала, т.е. проводимость, отнесенную к единице площади сечения канала и единице длины (рис. 3.12).

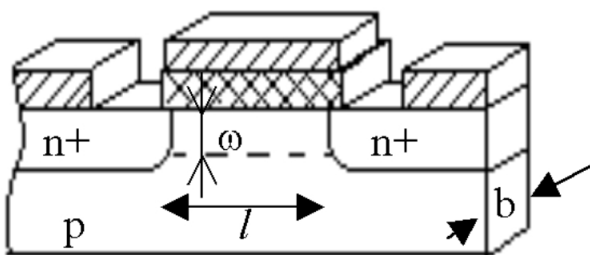


Рис. 3.12. Структура МДП-транзистора, принятая для расчета характеристик

$$\sigma_s = q \int_0^{\omega} n \mu_{ps} dz = q n_s \mu_{ns} = Q_{ns} \mu_{ns}, \quad (3.21.)$$

где  $n_s = \int_0^{\omega} n dz$  — количество электронов, отнесенное к единице площади продольного сечения канала, которое можно назвать также поверхностной плотностью электронов канала ( $n_s$  имеет размерность  $\text{см}^{-2}$ );  $\mu_{ns}$  — эффективная

подвижность электронов в канале, которая из-за рассеяния на поверхностных дефектах полупроводника обычно в несколько раз меньше подвижности электронов в объеме;  $\omega$  – толщина канала;  $qn_s = Q_{ns}$  – поверхностная плотность заряда носителей в канале.

Кроме электронов в канале есть неподвижные заряды: ионизированные примеси, неподвижные заряды в слое  $\text{SiO}_2$  вблизи границы раздела  $\text{SiO}_2\text{-Si}$  и др. Таким образом, поверхностная плотность полного заряда, изменяющаяся по длине канала из-за изменения потенциала канала при прохождении  $J_C$ , равна:

$$Q_{\text{полн.}} = Q_{\text{неподв.}} + Q_{ns} = C_{3K}(U_{3И} - U), \quad (3.22)$$

где  $U$  – изменяющаяся по длине канала разность потенциалов между некоторой точкой канала с координатой  $x$  и истоком;  $C_{3K}$  – удельная емкость барьера между затвором и каналом.

При  $U_{3И} < U_{3И.нор.}$  канала под затвором нет, т.е. под затвором находится обедненный основными носителями слой, содержащий только неподвижные заряды. Поэтому:

$$Q_{\text{неподв.}} = C_{3K} U_{3И.нор.}$$

Таким образом

$$Q_{ns} = C_{3K}(U_{3И} - U_{3И.нор.} - U) \quad (3.23)$$

Ток стока  $J_C$ , одинаковый в каждом поперечном сечении канала, определяется выражением:

$$J_C = \sigma_s b E_x = \sigma_s b \left| \frac{dU}{dx} \right|, \quad (3.24)$$

где  $b$  – ширина канала;  $E_x$  – продольная составляющая электрического поля.

Используя (2.1.) и (2.2.), получим:

$$J_C \int_0^l dx = \mu_{ns} C_{3K} b \int_0^{U_{СИ}} (U_{3И} - U_{3И.нор.} - U) dU. \quad (3.25)$$

Тогда для крутой части выходных характеристик

$$J_C = \frac{\mu_{ns} C_{3K} b}{l} \left[ (U_{3И} - U_{3И.нор.}) U_{СИ} - \frac{U_{СИ}^2}{2} \right] \quad (3.26)$$

Для получения выражений, описывающих пологие части выходных статических характеристик, надо учесть, что при потенциале стокового конца канала  $U(l) > U_{СИ.нас.}$  происходит перекрытие канала около стока. При этом электронов (подвижного заряда) в этой части почти нет. Они пролетают перекрытую часть канала под действием большого продольного поля  $E_x$  со скоростью, равной скорости насыщения. Поэтому приблизительно можно считать, что в канале около стока  $Q_{ns} = 0$ . Тогда из (2.2.) получим:

$$Q_{ns} = C_{3K}(U_{3И} - U_{3И.нор.} - U_{СИ.нас.}) \approx 0 \quad (3.27)$$

Для пологой части выходных статических характеристик из (2.3.) с учетом (2.4.) получим:

$$J_C = \frac{\mu_{ns} C_{3K} b}{2l} (U_{3И} - U_{3И.пор.})^2, \quad (3.28)$$

т.е.  $J_C$  в первом приближении не зависит от  $U_{СИ}$  при  $U_{СИ} > U_{СИ.нас.}$  Для крутой части выходных характеристик, дифференцируя (2.3), получим:

$$S = \left. \frac{\partial I_C}{\partial U_{3И}} \right|_{U_{СИ} = const} = \frac{\mu_{ns} C_{3K} b}{l} U_{СИ}. \quad (3.29)$$

Для пологой части, дифференцируя (2.5):

$$S = \frac{\mu_{ns} C_{3K} b}{l} (U_{3И} - U_{3И.пор.}). \quad (3.30)$$

Для увеличения крутизны  $S$  полупроводник должен обладать большей подвижностью носителей заряда и меньшей длиной канала  $l$ . Увеличение  $C_{3K}$  и  $b$  ведет к увеличению паразитных емкостей между затвором и стоком и между затвором и истоком, что отрицательно влияет на частотные свойства МДП-транзистора.

### 3.2.5 Частотные свойства транзисторов с изолированными затворами

Эквивалентная схема МДП-транзистора аналогична схеме полевого транзистора с управляющим  $p$ - $n$  переходом (см. рис. 7). Однако, вследствие того, что затвор МДП-транзистора отделен от канала слоем диэлектрика, сопротивления  $R_{3И}$  и  $R_{3С}$  оказываются очень большими по сравнению с шунтирующими их емкостями  $C_{3И}$  и  $C_{3С}$ , поэтому ими (сопротивлениями) можно пренебречь даже на низких частотах. Можно пренебречь также очень малыми сопротивлениями  $R_{И}$  и  $R_{С}$ , которые представляют собой дифференциальные сопротивления сильно легированных областей полупроводника под истоком и стоком. Частотные свойства полевых транзисторов с изолированным затвором и управляющим  $p$ - $n$  переходом аналогичны.

## 3.3 Полевые транзисторы с гетеропереходами

Современный уровень развития технологии позволяет формировать в слое канала ПТ двумерный электронный газ. Это может быть реализовано на границе раздела полупроводниковых слоев с различным химическим составом, т.е. с использованием гетеропереходов. Такие приборы принято называть транзисторами с высокой подвижностью электронов (high electron mobility transistor – НЕМТ). Пример подобной структуры приведен на рис. 3.13.

Управление током исток-сток в таком транзисторе осуществляется за счет уменьшения (увеличения) заселенности энергетических уровней в потенциальной яме двумерного электронного газа за счет изменения напряжения на затворе.

Из-за меньшего, чем в трехмерном полупроводнике, рассеяния носителей заряда в двумерном канале, подвижность и скорость носителей заряда больше. Поэтому основные характеристики НЕМТ транзисторов – крутизна, коэффициент усиления и шума – лучше.

Отметим, что формировать слой более широкозонного полупроводника под затвором ПТ имеет смысл даже в случае классического трехмерного канала. Благодаря увеличению напряжения пробоя затвора, расположенного на поверхности слоя широкозонного материала, удастся расширить диапазон используемых напряжений питания стока и затвора, а следовательно, увеличить мощность прибора. В этом смысле дополнительная (т.к. основная изоляция затвора – барьер Шоттки) изоляция затвора слоем широкозонного полупроводника аналогична МДП-транзисторам.

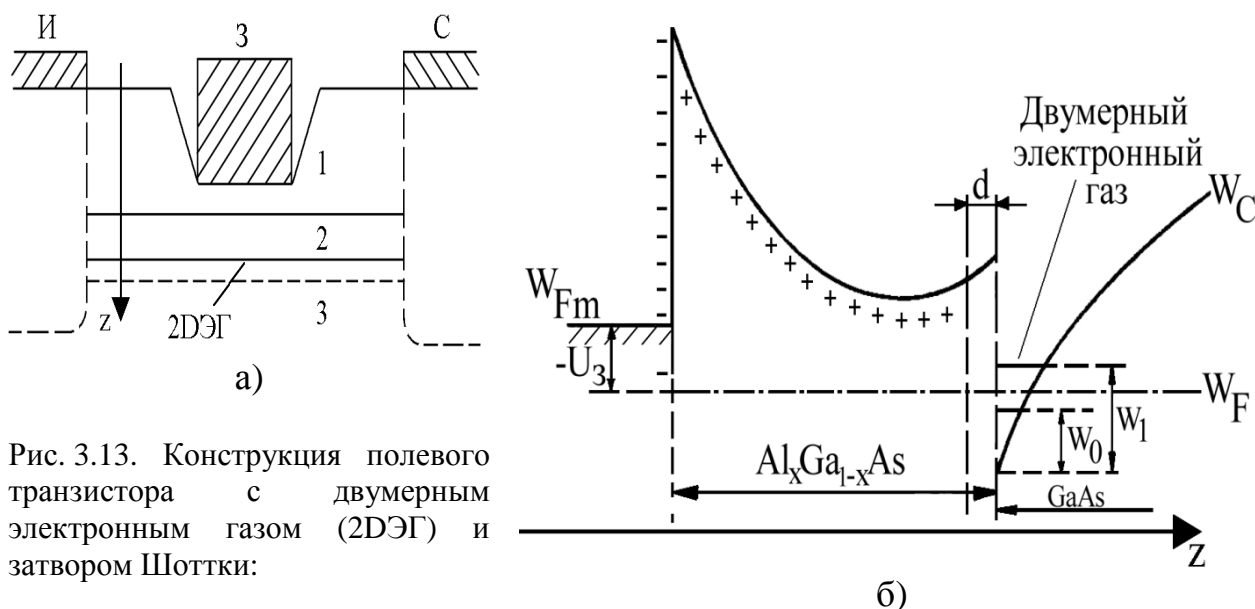


Рис. 3.13. Конструкция полевого транзистора с двумерным электронным газом (2DЭГ) и затвором Шоттки:

а) структура ПТ с полупроводниковыми слоями: 1 - n-AlGaAs, 2 – i-AlGaAs (спейсер), 3 – GaAs; б) зонная диаграмма ПТ в области под затвором. Обозначения:  $d$  – толщина нелегированного слоя i – AlGaAs – спейсера, предназначенного для повышения химической стабильности структуры;  $W_0$  и  $W_1$  – энергетические уровни электронов в потенциальной яме, образующей двумерный газ электронов

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. М.: Сов. Радио, 1984. – 567 с.
2. Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов. Мокслас, Вильнюс, 1989. – 264 с.
3. Степаненко И.П. Основы Микроэлектроники. М.: Лаборатория базовых знаний, 2001. – 488с.
4. Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия. М.: Мир, 1991. – 632 с.
5. Полевые транзисторы на арсениде галлия / ред. Ди Лоренцо Д.В., Канделуола Д.Д. М.: Радио и связь, 1988. – 496 с.
6. Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1990. – 559 с.
7. Технология СБИС / Пирс К., Адамс А., Кац Л., Цай Дж., Сейдел Т., Макгиллис Д.; под редакцией Зи С. М: Мир, 1986. – 404 с.
8. Ricketts L.W. Fundamentals of Nuclear Hardening of Electronic Equipment. Wiley-Interscience, 1972. – 548 P.
9. Коршунов Ф.П., Гатальский Г.В., Иванов Г.М. Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах. М.: Наука и техника, 1978. – 232 с.
10. Рикетс Л.У., Бриджес Дж.Э., Майлетта Дж. Электромагнитный импульс и методы защиты. М.: Атомиздат, 1979. – 328 с.

## **ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ ТРАНЗИСТОРОВ**

Авторы:

Елена Александровна **Тарасова**  
Александр Сергеевич **Пузанов**  
Екатерина Валерьевна **Волкова** и др.

*Учебное пособие*

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского».  
603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23.