Электронный учебно-методический комплекс

# ЭЛЕКТРОНИКА

Учебная программа дисциплины

Учебное пособие

- Конспект лекций

Методические указания по самостоятельной работе

Банк тестовых заданий в системе UniTest

Приложения



Красноярск
ИПК СФУ
2008

УДК 621.38
ББК 32.85
Е30

Электронный учебно-методический комплекс по дисциплине «Электроника» подготовлен в рамках инновационной образовательной программы «Информатизация и автоматизированные системы управления», реализованной в ФГОУ ВПО СФУ в 2007 г.

Рецензенты:
Красноярский краевой фонд науки;
Экспертная комиссия СФУ по подготовке учебно-методических комплексов дисциплин

**Егоров, Н. М.**

Е30 Электроника. Версия 1.0 [Электронный ресурс] : конспект лекций / Н. М. Егоров. – Электрон. дан. (3 Мб). – Красноярск : ИПК СФУ, 2008. – (Электроника : УМКД № 48-2007 / рук. творч. коллектива Н. М. Егоров). – 1 электрон. опт. диск (*DVD*). – Систем. требования : *Intel Pentium* (или аналогичный процессор других производителей) 1 ГГц ; 512 Мб оперативной памяти ; 3 Мб свободного дискового пространства ; привод *DVD* ; операционная система *Microsoft Windows* 2000 *SP* 4 / *XP SP* 2 / *Vista* (32 бит) ; *Adobe Reader* 7.0 (или аналогичный продукт для чтения файлов формата *pdf*).

ISBN 978-5-7638-1479-8 (комплекса)
ISBN 978-5-7638-1478-1 (конспекта лекций)
Номер гос. регистрации в ФГУП НТЦ «Информрегистр» 0320802735 от 20.12.2008 г. (комплекса)

Настоящее издание является частью электронного учебно-методического комплекса по дисциплине «Электроника», включающего учебную программу, учебное пособие «Исследование параметров и характеристик полупроводниковых приборов с применением интернет-технологий», интерактивное электронное техническое руководство к АПК УД «Электроника», демо-версию системы OrCAD 9.1, файлы проектов для математического моделирования полупроводниковых приборов, систему компьютерной проверки знаний тестированием с примерами тестовых заданий, 30-дневную версию LabVIEW 8.5, примеры виртуальных приборов, методические указания по самостоятельной работе, контрольно-измерительные материалы «Электроника. Банк тестовых заданий», наглядное пособие «Электроника. Презентационные материалы».

Рассмотрены физические основы работы, характеристики, параметры и модели основных типов активных приборов, режимы их работы в радиотехнических цепях и устройствах, основы технологии производства микроэлектронных изделий, принципы построения базовых ячеек интегральных схем, механизмы влияния условий эксплуатации на работу активных приборов и микроэлектронных изделий, а также физические и технологические основы наноэлектроники.

Предназначен для студентов направления подготовки бакалавров 210200.62 «Радиотехника» укрупненной группы 210000 «Электроника, радиотехника и связь».

© Сибирский федеральный университет, 2008

Рекомендовано к изданию
Инновационно-методическим управлением СФУ

Редактор Т. И. Тайгина

Разработка и оформление электронного образовательного ресурса: Центр технологий электронного обучения информационно-аналитического департамента СФУ; лаборатория по разработке мультимедийных электронных образовательных ресурсов при КрЦНИТ

Содержимое ресурса охраняется законом об авторском праве. Несанкционированное копирование и использование данного продукта запрещается. Встречающиеся названия программного обеспечения, изделий, устройств или систем могут являться зарегистрированными товарными знаками тех или иных фирм.

Подп. к использованию 25.09.2008
Объем 3 Мб
Красноярск: СФУ, 660041, Красноярск, пр. Свободный, 79

# ОГЛАВЛЕНИЕ


**ВВЕДЕНИЕ** ..... 9

**ЛЕКЦИЯ 1. ПРЕДМЕТ ЭЛЕКТРОНИКИ. МАТЕРИАЛЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ И ИХ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА** ..... 10

1.1. Введение. ..... 10
1.2. Краткая история развития электроники. ..... 10
1.3. Структура кристаллической решетки твердых тел. ..... 14
1.4. Кристаллическая структура и типы межатомных связей металлов. ..... 15
1.5. Кристаллическая структура и типы межатомных связей полупроводников. ..... 15
1.6. Индексы Миллера. ..... 17
1.7. Дефекты кристаллической решетки. ..... 19

**ЛЕКЦИЯ 2. ЗОННАЯ ТЕОРИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА И СТАТИСТИКА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА** ..... 21

2.1. Введение. ..... 21
2.2. Зонная теория твердого тела и статистика носителей заряда. ..... 22
2.3. Обратная решетка. ..... 23
2.4. Волновая механика свободных электронов. ..... 23
2.5. Движение в пространстве с периодическим потенциалом. ..... 24
2.6. Зоны Бриллюэна. ..... 27
2.7. Плотность заполнения энергетических уровней в состоянии термодинамического равновесия. ..... 29
2.8. Статистика носителей заряда в полупроводниках. ..... 31
2.9. Зонная структура собственных и примесных полупроводников. ..... 35
2.10. Зонная структура металлов и диэлектриков. ..... 38
2.11. Генерация и рекомбинация носителей заряда в полупроводниках. ..... 39

**ЛЕКЦИЯ 3. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ВЕРДЫХ ТЕЛ** ..... 41

3.1. Электропроводность твердых тел. ..... 41
3.2. Электропроводность металлов и диэлектриков. ..... 41

3.3. Электропроводность полупроводников. ..... 41
3.4. Дрейф носителей заряда в полупроводниках. ..... 44
3.5. Диффузия носителей заряда в полупроводниках. ..... 45
3.6. Плотность полного тока. ..... 49
3.7. Уравнение непрерывности. ..... 49
3.8. Явления в сильных электрических полях. ..... 51
3.9. Дрейф носителей заряда в сильных электрических полях. ..... 51
**ЛЕКЦИЯ 4. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД** ..... 53
4.1. Электронно-дырочный переход. ..... 53
4.2. Механизм образования *p*–*n*-перехода. ..... 54
4.3. *p*–*n*-переход в равновесном состоянии. ..... 55
4.4. Анализ неравновесного *p*–*n*-перехода. ..... 59
4.5. Вольт-амперная характеристика идеального диода (формула Шокли). ..... 61
4.6. *p*–*n*-переход при прямом и обратном напряжениях. Механизмы пробоя *p*–*n*-перехода (туннельный, лавинный, тепловой). ..... 64
**ЛЕКЦИЯ 5. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ** ..... 67
5.1. Разновидности полупроводниковых диодов. ..... 67
5.2. Выпрямительные полупроводниковые диоды. Характеристики и параметры. Влияние внешних условий на характеристики и параметры. ..... 67
5.3. Рабочий режим диода на постоянном токе. Применение диодов для выпрямления переменного тока. ..... 70
5.4. Модели выпрямительных диодов. ..... 75
5.5. Стабилитроны: характеристики, параметры, применение. ..... 78
5.6. Туннельный диод. Зонная диаграмма и ВАХ. ..... 83
5.7. Варикап: принцип действия, применение. ..... 90
5.8. Импульсные диоды. ..... 91
**ЛЕКЦИЯ 6. СТРУКТУРА И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ БИПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА** ..... 94
6.1. Биполярные транзисторы. ..... 94
6.2. Структура и принцип действия биполярного транзистора. Схемы включения (ОЭ, ОБ, ОК). Статические ВАХ и параметры для основных схем включения. ..... 94

**ЛЕКЦИЯ 7. АКТИВНЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ** ..... 103
7.1. Режим работы на постоянном токе. ..... 103
7.2. Режим работы на переменном токе. ..... 104
**ЛЕКЦИЯ 8. КЛАССЫ УСИЛЕНИЯ** ..... 108
8.1. Понятие о классах усиления. ..... 108
**ЛЕКЦИЯ 9. ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ УСЛОВИЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ БТ** ..... 114
9.1. Влияние внешних условий на характеристики и параметры БТ ..... 114
9.2. Проблема стабилизации рабочей точки и усиления. ..... 116
**ЛЕКЦИЯ 10. ИСТОЧНИКИ ШУМОВ В БТ. МОДЕЛИ БТ** ..... 118
10.1. Источники собственных шумов в БТ. ..... 118
10.2. Модели биполярных транзисторов. Малосигнальные высокочастотные эквивалентные схемы БТ (П- и Т-образные). Модель Эберса – Молла. Понятие о нелинейных моделях БТ для высоких и сверхвысоких частот. ..... 121
**ЛЕКЦИЯ 11. ТИРИСТОРЫ И СИМИСТОРЫ** ..... 123
11.1. Структура и принцип действия тиристоров и симисторов. Характеристики и параметры. ..... 123
11.2. Применение тиристоров. ..... 129
**ЛЕКЦИЯ 12. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ** ..... 131
12.1. Классификация полевых транзисторов. Принцип действия полевого транзистора. ..... 131
12.2. Структура и принцип действия полевого транзистора с управляющим *p*–*n*-переходом и полевого транзистора с барьером Шоттки ..... 133
**ЛЕКЦИЯ 13. МОП-ТРАНЗИСТОРЫ** ..... 138
13.1. Структура и принцип действия МОП-транзистора. ..... 138
**ЛЕКЦИЯ 14. ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ** ..... 141
14.1. Основные схемы включения ПТ ..... 141
14.2. Применение полевых транзисторов в схемах усиления ..... 142
14.3. Работа ПТ в импульсном режиме. ..... 145

**ЛЕКЦИЯ 15. МОДЕЛИ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ** ..... 151
**ЛЕКЦИЯ 16. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ** ..... 155
16.1. Излучательная генерация и рекомбинация носителей заряда в полупроводниках под действием излучения. ..... 155
16.2. Фотосопротивления, фотодиоды, фотоэлементы, фототранзисторы, фототиристоры, оптроны: характеристики, параметры, применение. ..... 156
**ЛЕКЦИЯ 17. ГЕТЕРОПЕРЕХОДЫ И ПРИБОРЫ НА ИХ ОСНОВЕ** ..... 169
17.1. Гетеропереходы. Зонная модель и инжекционные свойства гетеропереходов. ..... 169
**ЛЕКЦИЯ 18. ОСНОВЫ ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ** ..... 179
18.1. Предмет микроэлектроники. Классификация интегральных схем. ..... 179
18.2. Технология полупроводниковых интегральных схем ..... 180
18.3. Подготовительные операции. ..... 180
18.4. Эпитаксия ..... 181
18.5. Термическое окисление. ..... 184
18.6. Легирование. ..... 185
18.7. Травление. ..... 193
18.8. Техника масок. ..... 195
**ЛЕКЦИЯ 19. ПЛЕНОЧНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В ПРОИЗВОДСТВЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ** ..... 200
19.1. Нанесение тонких пленок. ..... 200
19.2. Металлизация ..... 205
19.3. Сборочные операции. ..... 208
19.4. Технология тонкопленочных гибридных ИС. ..... 210
19.5. Технология толстопленочных гибридных ИС. ..... 215
**ЛЕКЦИЯ 20. ЭЛЕМЕНТЫ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ** ..... 218
20.1. Элементы интегральных схем. ..... 218
20.2. Изоляция элементов ..... 220

20.3. Транзисторы *n–p–n*. ..... 228
20.4. Разновидности *n–p–n*-транзисторов. ..... 237
20.5. Транзисторы *p–n–p*. ..... 242
**ЛЕКЦИЯ 21. ЭЛЕМЕНТЫ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ (ОКОНЧАНИЕ)** ..... 246
21.1. Интегральные диоды. ..... 246
21.2. Полевой транзистор с управляющим *p–n*-переходом. ..... 248
21.3. МОП-транзисторы. ..... 251
**ЛЕКЦИЯ 22. БАЗОВЫЕ ЯЧЕЙКИ АНАЛОГОВЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ** ..... 261
22.1. Базовые ячейки аналоговых интегральных схем. ..... 261
22.2. Дифференциальные усилители. ..... 261
**ЛЕКЦИЯ 23. БАЗОВЫЕ ЛОГИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ЦИФРОВЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ** ..... 268
23.1. Базовые логические элементы цифровых ИС на биполярных и полевых транзисторах. ..... 268
23.2. Логические элементы на биполярных транзисторах. ..... 268
23.3. Логические элементы на МОП-транзисторах. ..... 281
**ЛЕКЦИЯ 24. ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ ПРИБОРЫ И ОСНОВЫ ИХ РАБОТЫ** ..... 289
24.1. Классификация электровакуумных приборов. ..... 289
24.2. Физические основы работы электровакуумных приборов. ..... 290
24.3. Приборы на основе термоэлектронной эмиссии. ..... 295
**ЛЕКЦИЯ 25. ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ АВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ** ..... 311
25.1. Приборы на основе автоэлектронной эмиссии. ..... 311
25.2. Практическое применение автоэлектронной эмиссии. ..... 313
**ЛЕКЦИЯ 26. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ЭЛЕКТРОНИКИ. НАНОЭЛЕКТРОНИКА – НОВЫЙ ИСТОРИЧЕСКИЙ ЭТАП РАЗВИТИЯ ЭЛЕКТРОНИКИ** ..... 314
26.1. Перспективы развития электроники. ..... 314
26.2. Квантовые основы наноэлектроники. ..... 316

26.3. Технологические особенности формирования наноструктур и элементы наноэлектроники. ..... 320
ЗАКЛЮЧЕНИЕ ..... 329
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК ..... 330

# ВВЕДЕНИЕ

*Электроника* – область науки, охватывающая исследование, разработку и применение различных электронных приборов и устройств.

В основе развития электроники лежит непрерывное усложнение функций, выполняемых электронными устройствами. На определенных этапах становится невозможным решать новые задачи, применяя старую элементную базу, например электронные лампы или дискретные полупроводниковые приборы. Таким образом, появляются предпосылки для дальнейшего совершенствования элементной базы. Основными факторами, вызывающими необходимость разработки электронных устройств на основе новой элементной базы, являются повышение надежности, уменьшение массы, габаритов, стоимости и потребляемой мощности.

Курс «Электроника» посвящен изучению студентами физических основ работы, характеристик, параметров и моделей основных видов активных электронных приборов, режимов их работы в радиотехнических цепях и устройствах, основ технологии микроэлектронных изделий и принципов построения базовых ячеек интегральных схем, механизмов влияния условий эксплуатации на работу активных приборов и микроэлектронных изделий. Студенты также должны знать основные понятия и физические основы наноэлектроники, технологические особенности формирования наноструктур и элементов наноэлектроники.

# ЛЕКЦИЯ 1. ПРЕДМЕТ ЭЛЕКТРОНИКИ. МАТЕРИАЛЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ТЕХНИКИ И ИХ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

План лекции

1.1. Введение.
1.2. Краткая история развития электроники.
1.3. Структура кристаллической решетки твердых тел.
1.4. Кристаллическая структура и типы межатомных связей металлов.
1.5. Кристаллическая структура и типы межатомных связей полупроводников.
1.6. Индексы Миллера.
1.7. Дефекты кристаллической решетки.

## 1.1. Введение.

Роль электроники в жизни современного общества трудно переоценить. Она справедливо считается катализатором научно-технического прогресса и представляет собой бурно развивающуюся область науки.

Целью преподавания дисциплины «Электроника» является изучение характеристик, параметров и моделей основных типов активных приборов, режимов их работы в радиотехнических цепях и устройствах, основ технологии микроэлектронных изделий и принципов построения базовых ячеек интегральных схем, влияния условий эксплуатации на работу активных приборов и микроэлектронных изделий.

Электронику принято разделять в соответствии с физическими основами работы электронных приборов на вакуумную, твердотельную и квантовую (рис. 1.1).

Прогресс каждого из указанных направлений определяется уровнем теоретических и практических исследований, а также развития технологии.

## 1.2. Краткая история развития электроники.

Развитие электроники можно разделить на ряд исторических этапов. Фундамент электроники был заложен работами физиков XVIII и XIX вв.




Рис. 1.1. Основные направления развития электроники

Первыми в мире исследования электрических разрядов в воздухе осуществили в XVIII в. российские академики М.В. Ломоносов и Г.В. Рихман и независимо от них американский ученый Б. Франклин. В 1802 г. электрическую дугу открыл академик В.В. Петров, а П.Н. Яблочков впервые применил ее для целей освещения в 1876 г. Первый в мире электровакуумный прибор – лампу накаливания – изобрел в 1873 г. русский электротехник А.Н. Лодыгин. Независимо от него такую же лампу создал, а затем усовершенствовал американский изобретатель Т.А. Эдисон.

Выпрямительные свойства контактов между металлами и некоторыми сернистыми соединениями были обнаружены в 1874 г. Чаще всего для демонстрации этого эффекта использовались кристаллы галенита (сернистый свинец – PbS). В 1895 г. А.С. Попов при создании радио применил порошковый когерер, в котором использовались нелинейные свойства

зернистых систем. В 1922 г. сотрудник Нижегородской радиолаборатории О.В. Лосев обнаружил явление генерации электрических колебаний при контакте цинкита (минеральный оксид цинка – ZnO) со стальным острием. Он установил фундаментальную закономерность: генерацию, или усиление сигнала в двухэлектродном приборе, можно получить, если только он имеет так называемую *N*-образную вольт-амперную характеристику (ВАХ). Однако на данном историческом этапе твердотельные приборы не получили широкого распространения, так как не были известны физические основы их работы.

*Первым поколением* элементной базы электроники по праву считаются электровакуумные приборы (ЭВП), применявшиеся в качестве активных элементов. Это стало возможным благодаря детальному исследованию явления термоэлектронной эмиссии, проведенному англичанином О.У. Ричардсоном. В 1928 г. его работы были отмечены Нобелевской премией. Английский ученый А. Флеминг впервые применил в 1904 г. двухэлектродную лампу (диод) для детектирования высокочастотных колебаний. В 1907 г. американский инженер Л.Д. Форест разработал вакуумный триод, что позволило не только детектировать, но и усиливать электрические сигналы.

*Второе поколение* элементной базы электроники – дискретные полупроводниковые приборы (диоды, транзисторы и пр.). В 1948 г. американские ученые У. Шокли, Дж. Бардин и У. Браттейн изобрели биполярный транзистор, а в 1956 г. им была вручена Нобелевская премия.

*Третье поколение* элементной базы электроники – интегральные микросхемы (ИМС), предложенные в 1958 г. Робертом Нойсом и Джеком Килби. Это стало новым историческим этапом развития электроники – микроэлектроники. За изобретение интегральной схемы Д. Килби удостоен Нобелевской премии в 2000 г.

Постоянное повышение степени интеграции привело к тому, что с начала 60-х годов прошлого столетия размеры транзисторов, входящих в состав полупроводниковых интегральных схем, уменьшились с 1 мм до нескольких долей микрона, и если темпы сохранятся, то к 2010–2015 гг. (рис. 1.2) будет преодолен очередной технологический, но самое главное фундаментальный физический барьер, за которым все свойства твердого тела, прежде всего электропроводность, резко изменятся.

Принципиальный технологический момент: групповой способ производства обеспечил микроэлектронике преимущество перед другими областями электронной техники. Микроэлектроника и в настоящее время формирует практически всю элементную базу современных средсв приема, обработки и передачи сигналов.

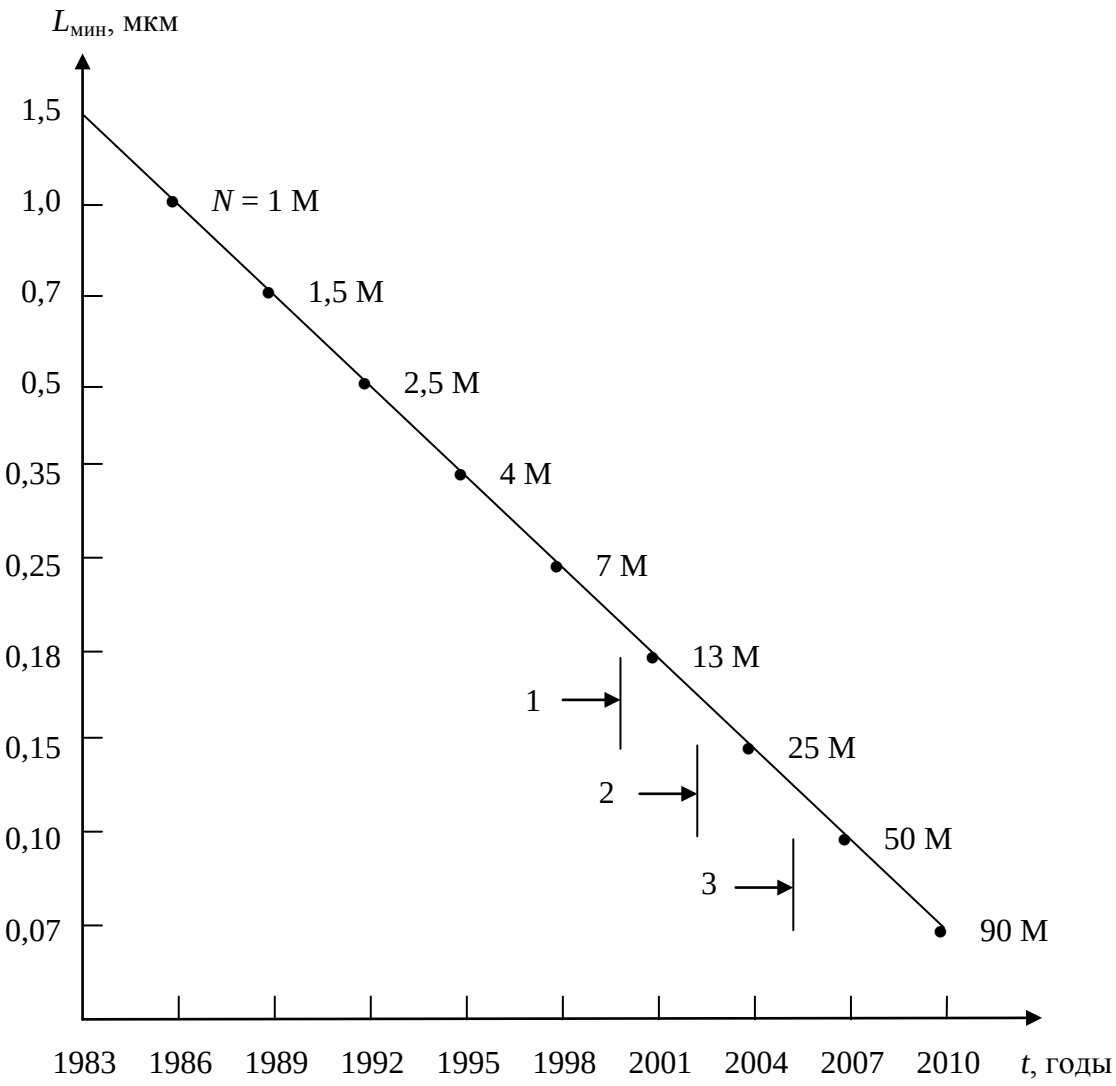



Рис. 1.2. Перспективы развития промышленных методов литографии: 1 – оптическая литография с длиной волны 365 нм, 248 нм и 193 нм; 2 – рентгенолитография или прямое получение рисунка с помощью электронного луча; 3 – электронно-лучевая проекционная литография; $N$ – количество логических элементов микропроцессора на 1 см$^2$ кристалла

Следует отметить, что сочетание достижений в области микроэлектронных технологий и известных преимуществ электровакуумных приборов привело к рождению вакуумной микроэлектроники. Под девизом «Обратно в будущее» в 1988 г. в США прошла первая конференция по вакуумной микроэлектронике. Использование явления автоэлектронной эмиссии позволяет создавать приборы и устройства терагерцевого диапазона частот.

Последняя треть прошлого столетия отмечена также рождением наноэлектроники. С ней связывают начало *четвертого поколения* элементной базы электроники. Характеристические размеры наноструктур лежат в диапазоне 100–10 нм. При таких линейных размерах элементов

физические принципы, явления и привычные теоретические модели теряют силу и начинают проявляться в полной мере эффекты, обусловленные квантовой природой электрона. Уже обсуждаются проблемы создания квантовых интегральных схем, основными элементами которых станут квантовые точки, квантовые проводники, квантовые ямы, транзисторные структуры на основе квантовых размерных эффектов и устройств с управляемой интерференцией электронов.

## 1.3. Структура кристаллической решетки твердых тел.

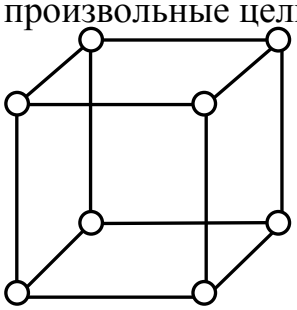
Важнейший из параметров твердых тел – величина удельного электрического сопротивления ρ, изменяется в очень широких пределах. Считают, что удельное сопротивление металлов составляет менее $10^{-4}$ Ом·см, полупроводников – в диапазоне $10^{-3}$–$10^{9}$ Ом·см, диэлектриков – более $10^{9}$ Ом·см. Такая чисто количественная классификация весьма условна, особенно применительно к полупроводникам и диэлектрикам, между которыми по существу нет принципиальных различий. Главное различие между полупроводниками и металлами заключается в том, что у металлов удельное сопротивление с ростом температуры растет, а у полупроводников – падает. Почему проводимость твердых веществ различается так сильно? Более того, атомы одного и того же вещества, например углерода С, в зависимости от того, в какую кристаллическую решетку они соединились, могут образовать или хороший проводник – графит, или прекрасный изолятор – алмаз.

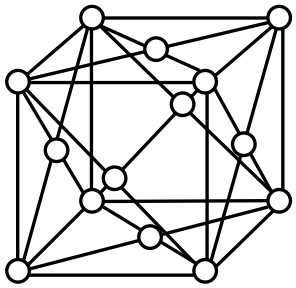
Пример с атомами углерода наводит на мысль, что будет твердое тело металлом, диэлектриком или полупроводником зависит не только и, может быть, не столько от свойств атомов, составляющих кристалл, сколько от того, какие отношения (типы связей) сложатся у него с соседями.

Кристаллическая решетка образуется из элементарных ячеек, содержащих минимальное число атомов или молекул, называемых базисом, которые, в свою очередь, образуют 14 типов пространственных решеток, называемых решетками Бравэ. Каждую элементарную ячейку можно задать с помошью трех векторов $a$, $b$, $c$, которые не обязательно ортогональны друг другу и длины которых не обязательно равны. Они называются примитивными векторами трансляции. Вектор, соответствующий некоторой конкретной точке решетки, представляет трансляцию вида

$$R = n_1 a + n_2 b + n_3 c, \qquad (1.1)$$

где $n_1$, $n_2$, $n_3$ – произвольные целые числа.





*а* *б*

Рис. 1.3. Решетки Бравэ:
*а* – простая кубическая; *б* – гранецентрированая кубическая

На рис. 1.3 показаны две простейшие решетки Бравэ: простая кубическая и гранецентрированная кубическая.

Связь между атомами в кристаллической решетке обусловлена силами электрического притяжения и отталкивания. Типы и силы связи зависят от конкретного строения электронных оболочек атомов. Между близко расположенными атомами всегда существует небольшое притяжение, обусловленное слабыми вандерваальсовыми связями, но его влиянием можно принебречь, если одновременно с этим действуют ионная, ковалентная или металлическая связи.

## 1.4. Кристаллическая структура и типы межатомных связей металлов.

Основная особенность металлических структур состоит в том, что они имеют довольно редкое расположение атомов в кристаллической решетке (межъядерные расстояния большие) и большое число соседей у каждого атома. Большой радиус атомов приводит к тому, что внешние валентные электроны легко покидают атомы, при этом в узлах кристаллической решетки остаются положительно заряженные ионы, а электроны движутся в промежутках между ними, образуя электронный газ. Например, структура меди имеет гранецентрированую кубическую решетку (рис. 1.3, *а*), где 12 ионов находятся в узлах решетки на расстоянии 2,56 Å друг от друга. Количество ближайших атомов называется *координационным числом*. Полная энергия связи в металлах больше, чем в других соединениях, что обусловлено координационным числом 12, обеспечивающим максимальную плотность упаковки.

## 1.5. Кристаллическая структура и типы межатомных связей полупроводников.

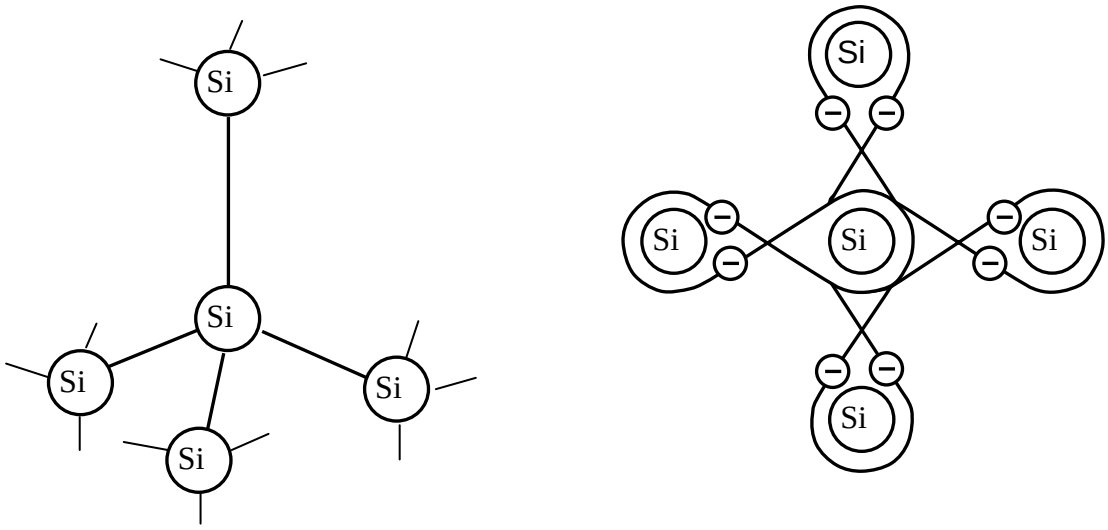
Полупроводниковыми свойствами обладает ряд элементов и соединений, находящихся в III, IV, V, VI группах Периодической системы элементов Менделеева: Si, Ge, GaAs, InP, Se, Te и другие. А ряд элементов и соединений приобретает полупроводниковые свойства лишь при определенных условиях, например при очистке вещества до такой степени, когда один атом примеси приходится на десятки миллионов атомов вещества.

Если рассматривать структуру атомов различных элементов, то можно выделить внутренние оболочки, которые полностью заполнены электронами,

и внешние, на которых располагаются *валентные* электроны. Валентные электроны слабее связаны с ядром, могут легко разорвать связь, обеспечивая процессы тепло- и электропроводности.

Атомы кремния группируются в решетку типа алмаза, которая представляет собой две гранецентрированые кубические решетки, сдвинутые одна относительно другой на 1/4 главной диагонали, при этом каждый атом кремния окружен четырьмя соседними атомами и образует тетраэдр (рис. 1.4, *а*).

В вершинах тетраэдра и его центре расположены атомы. Центральный атом находится на одинаковом расстоянии от четырех других, находящихся в вершинах. Каждый атом в вершине, в свою очередь, является центральным для других четырех ближайших атомов.




*а* *б*

Рис. 1.4. Кристаллическая решетка (*а*) и структура связей (*б*) между атомами кремния

Четыре внешних электрона каждого атома участвуют в образовании *ковалентной* (парноэлектронной) связи (по два электрона в каждой). При качественном рассмотрении физических процессов удобнее пользоваться плоским эквивалентом тетраэдрической решетки (рис. 1.4, *б*). Кристалл кремния с координационным числом 4 образует смешанную $sp^3$ орбиталь, характерной особеностью которой является то, что валентные электроны вращаются не только вокруг собственного ядра, но и вокруг соседних атомов. При этом на одной смешанной $sp^3$ орбитали находятся по два электрона от каждого атома, т. е. всего 8 электронов.

Полупроводники типа $A^3B^5$ (соединения третьей и пятой групп системы Менделеева), например GaAs, имеют структуру типа цинковой обманки. У этих соединений атомы III группы занимают все узлы одной из

двух гранецентрированных кубических решеток, а атомы V группы располагаются в узлах другой гранецентрированной решетки. При этом межатомные связи в кремнии являются чисто ковалентными, а связи в соединениях $A^3B^5$ имеют смешанный характер, присущий ковалентным и ионным кристаллам.

## 1.6. Индексы Миллера.

Поскольку кристаллы имеют периодическую структуру, а межатомные расстояния и углы между векторами, образующими элементарную ячейку, различны, то наблюдается анизотропия (отличие) свойств для различных кристаллографических направлений и плоскостей. В первую очередь это касается электрических свойств, а также играет существенную роль в технологии изготовления полупроводниковых приборов: травлении, эпитаксии, диффузии, окислении и т. д.

Для обозначения кристаллографических направлений и плоскостей используются индексы Миллера, которые определяются следующим образом (рис. 1.5.).

1. Положение одного из атомов выбирают за начало координат, от которого проводят координатные оси в направлениях основных векторов (*a, b, c*).

2. Точки пересечения воображаемой кристаллографической плоскости с этими координатными осями выражают целыми числами, приняв за единицу длины основных векторов (точки 1, 2, 3 на рис. 1.5).

3. Величины, обратные этим числам, умножают на их минимальный общий знаменатель, получая простейшую последовательность целых чисел. Эти числа обозначаются *h, k, l,* и их запись в круглых скобках будет индексами Миллера для данной *кристаллографической плоскости*. Для рис. 1.5 получилось (1/1, 1/3, 1/2) 6=(623).

В достаточно больших кристаллах параллельные плоскости обладают одинаковыми свойствами.

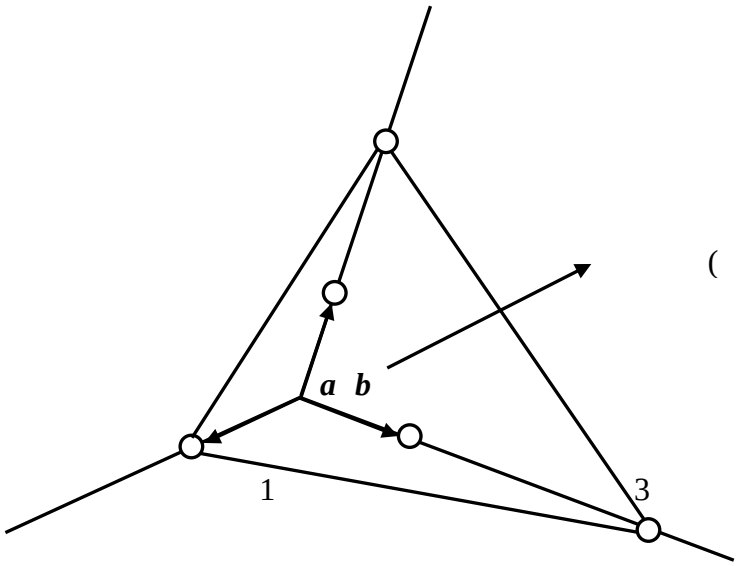



Рис. 1.5. Индексы Миллера

Для записи *кристаллографического направления* служит отношение проекций вектора данного направления на основные векторы *a*, *b*, *c*. Например, направление вектора *ha+kb+lc* записывается в квадратных скобках [*hkl*].

Для записи кристаллографически эквивалентных направлений используют угольные скобки – <*hkl*>.

Для кубической решетки кремния основные векторы *a*, *b*, *c* образуют ортогональну систему координат и имеют одинаковую длину. На рис. 1.6 показаны кристаллографические плоскости (110) и (111).

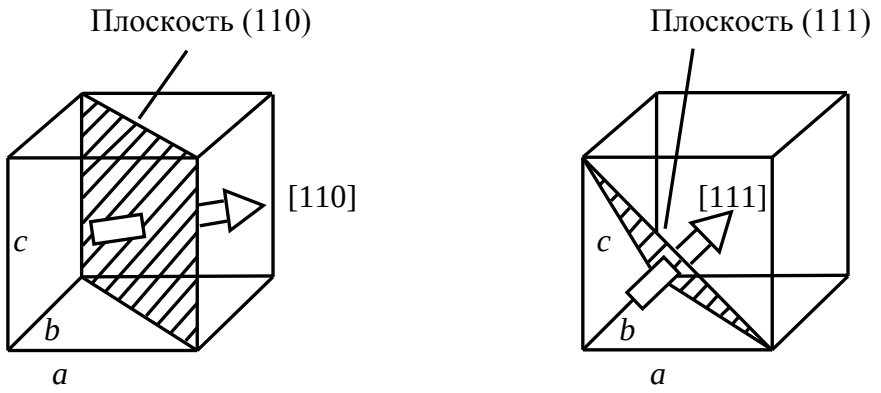



Рис. 1.6. Кристаллографические плоскости (110) и (111) кубической решетки

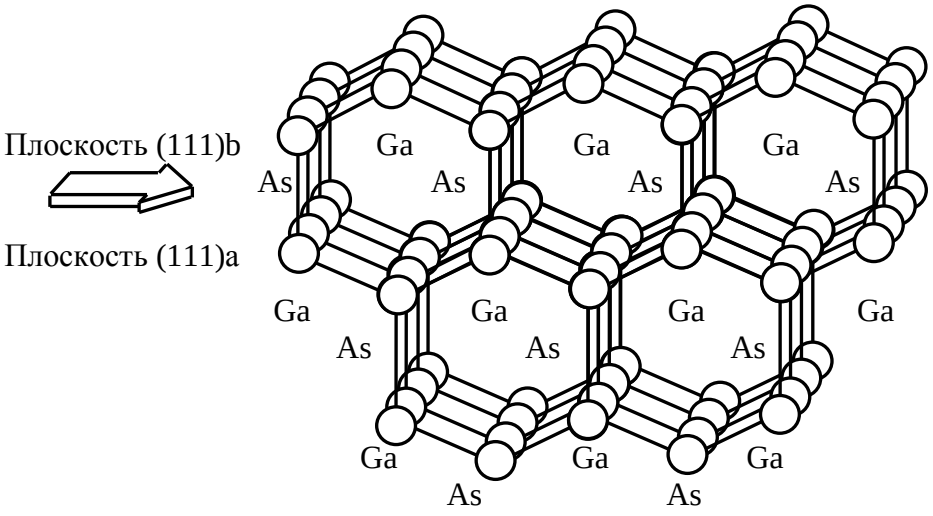


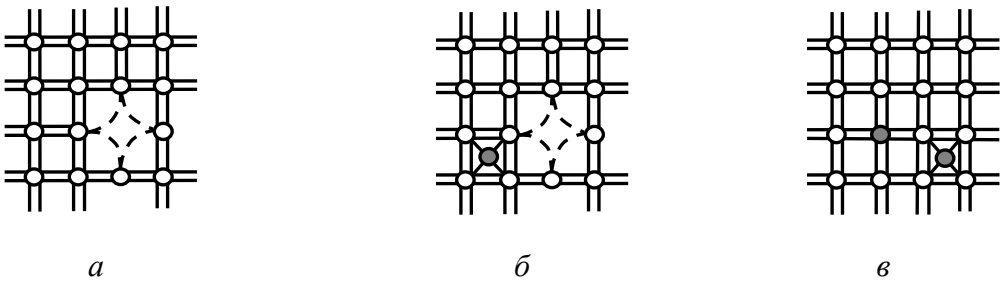

Рис. 1.7. Кристаллическая решетка GaAs в плоскости (111)

Кристаллическая решетка GaAs обладает специфическими свойствами в плоскости (111), рис. 1.7. Плоскости, в наружном слое которых расположены атомы Ga, принято обозначать (111)a, а плоскости с атомами As – (111)b. При этом плоскости обладают различными свойствами. На это обращают особое внимание в технологии производства приборов на основе GaAs.

## 1.7. Дефекты кристаллической решетки.

Структура кристалла никогда не бывает идеальной ни в объеме, ни тем более на поверхности. Обычно в процессе производства нарушается периодичность кристаллической решетки, появляются разнообразные дефекты.

Дефекты решетки могут иметь вид пустого узла (дефект по Шоттки) или совокупности пустого узла и междоузельного атома (дефект по Френкелю). Это дефекты точечного типа (рис. 1.8, *а, б*).



*а* *б* *в*

Рис. 1.8. Точечные дефекты кристалла:
*а* – дефект по Шоттки; *б* – дефект по Френкелю; *в* – примесные атомы

Любой полупроводник содержит примеси: либо паразитные, от которых не удается избавиться при очистке кристалла, либо полезные, которые вводятся специально для получения нужных свойств кристалла. Примесные атомы (рис. 1.8, *в*) могут располагаться или в междоузлиях решетки (примесь внедрения – 1), или в узлах решетки (примесь замещения – 2). Последний вариант более распространен.

Дислокации – специфические линейные дефекты, связанные со смещением плоскостей решетки. Бывают линейные (краевые) и винтовые (спиральные) дислокации.

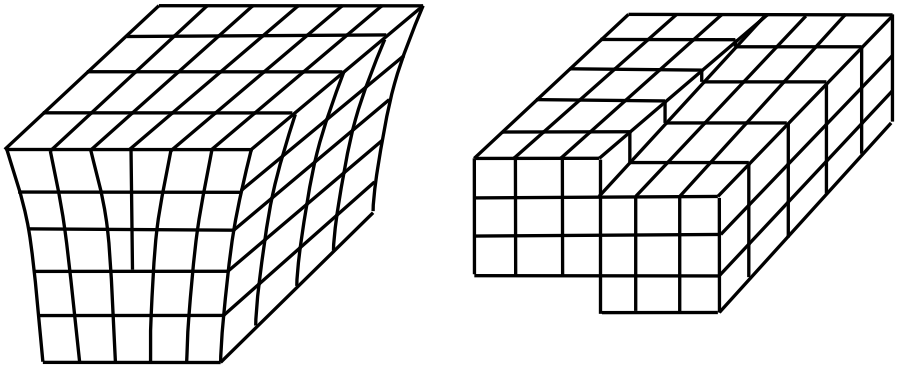


Рис. 1.9. Дислокации в кристаллической решетке:
*а* – линейные; *б* – винтовые

Первые образуются при неполном (не по всей глубине) сдвиге решетки, и в результате появляется незаконченная полуплоскость атомов (рис. 1.9, *а*). Вторые – результат полного (по всей глубине) сдвига некоторого участка решетки (рис. 1.9, *б*).

Наличие паразитных примесей и дислокаций приводит к разбросу параметров и дефектам полупроводниковых приборов и интегральных схем. Поэтому количество паразитных примесей и дислокаций на полупроводниковых пластинах ограничивается.

Поверхность кристалла является грубым нарушением кристаллической решетки. У атомов, расположенных на поверхности, нарушаются ковалентные связи из-за отсутствия соседей по другую сторону границы раздела. Нарушение ковалентных связей влечет за собой нарушение энергетического равновесия на поверхности.

Равновесие восстанавливается разными путями: может измениться расстояние между атомами в приповерхностном слое, т. е. осуществится перестройка поверхности; может произойти адсорбция чужеродных атомов из окружающей среды, которые полностью или частично восстановят оборванные связи; на поверхности может образоваться окисел, который завершит оборванные связи, и на поверхности не будет незаполненных связей. В любом случае структура и свойства приповерхностного слоя отличаются от сруктуры и свойств объема кристалла.

# ЛЕКЦИЯ 2. ЗОННАЯ ТЕОРИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА И СТАТИСТИКА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

План лекции


2.1. Введение.
2.2. Зонная теория твердого тела и статистика носителей заряда.
2.3. Обратная решетка.
2.4. Волновая механика свободных электронов.
2.5. Движение в пространстве с периодическим потенциалом.
2.6. Зоны Бриллюэна.
2.7. Плотность заполнения энергетических уровней в состоянии термодинамического равновесия.
2.8. Статистика носителей заряда в полупроводниках.
2.9. Зонная структура собственных и примесных полупроводников.
2.10. Зонная структура металлов и диэлектриков.
2.11. Генерация и рекомбинация носителей заряда в полупроводниках.


## 2.1. Введение.

Приведенный далее пример призван продемонстрировать принципиальную невозможность с позиций классической физики объяснить фундаментальные факты.

Размеры атома сегодня хорошо известны. Радиус среднего атома $r \approx 3 \cdot 10^{-8}$ см. Положительно заряженое ядро держит отрицательно заряженный электрон с помощью силы кулоновского притяжения:

$$F_{\text{êóë}} = e^2 / r^2, \qquad (2.1)$$

где $e$ – заряд электрона и протона. Чтобы атом был устойчив, силы притяжения недостаточно (электрон упал бы на ядро). Нужны уравновешивающие силы отталкивания. Такой силой является центробежная:

$$F_{\text{öá}} = m\upsilon^2 / r, \qquad (2.2)$$

где $m$ – масса электрона, $V$ – его скорость. Равенство сил позволяет определить скорость электрона на круговой орбите:

$$V = (e^2 / mr)^{1/2}. \qquad (2.3)$$

Подставляя сюда численные значения для заряда, массы электрона и радиуса атома, получаем $\upsilon = 10^6$ м/с. Это огромная по земным и даже

космическим масштабам скорость. Полная энергия электрона на орбите равна сумме потенциальной и кинетической энергий:

$$E = -e^2 / 2r . \qquad (2.4)$$

Знак минус означает, что за нуль энергии выбрана энергия электрона на бесконечном удалении от ядра.

Движущийся по орбите с ускорением электрон излучает энергию, при этом интенсивность излучения (эрг/с)

$$I = \frac{2e^2 r^2}{3C^3} . \qquad (2.5)$$

Если каждую секунду электрон излучает $I$ эргов, то за время

$$\tau \approx \frac{r}{\upsilon}\left(\frac{C}{\upsilon}\right)^3 \qquad (2.6)$$

он растеряет всю свою энергию и упадет на ядро. Здесь $\tau$ – классическое время жизни электрона на орбите. Хотя оно значительно больше периода обращения электрона на орбите $r/\upsilon$ (так как $C/\upsilon$ значительно больше единицы), но все же чудовищно мало $\tau \approx 10^{-10}$ с.

Это – лучшая демонстрация бессилия классической физики. Использование очевидных предпосылок, что невозможно существование стационарной структуры из заряженных частиц без движения и что частица, двигаясь с ускорением, излучает, приводит к тому, что атом существовать не может.

Чтобы ликвидировать это противоречие и была создана новая механика – квантовая. Квантовая механика (в отличие от классической – ньютоновской и релятивистской – эйнштейновской) создана не одним человеком, а целой плеядой замечательных физиков: Максом Планком, Нильсом Бором, Луи де Бройлем, Вернером Гейзенбергом, Эрвином Шредингером, Вольфгангом Паули, Полем Дираком, Энрико Ферми, Максом Борном. Именно квантовая механика позволяет объяснить закономерности поведения заряженных частиц внутри твердого тела.

## 2.2. Зонная теория твердого тела и статистика носителей заряда.

Одна из задач зонной теории твердого тела состоит в том, чтобы математически описать поведение заряженной частицы (например, электрона) в кристалле. Математическая модель при этом должна учитывать большинство эффектов, обусловленных влиянием кристаллической решетки.

## 2.3. Обратная решетка.

Важную роль для описания электронных свойств твердых тел играет понятие *обратной решетки.* На его основе можно решать задачи о распространении волн в кристаллах, а также дать определение энергетической зоны.

Обратная решетка – это упорядоченная совокупность точек, представляющая собой безразмерные значения волнового вектора, нормированные к импульсу частицы:

$$\mathrm{k} = \mathrm{p}/\hbar\,. \tag{2.7}$$

Иногда ее называют решеткой в k пространстве или решеткой в пространстве волновых векторов.

Если некоторая плоская волна может быть описана выражением вида

$$\Psi = \tilde{N}\exp[\,j(\omega t - \mathrm{k}\,r)]\,, \tag{2.8}$$

то в общем случае при любом значении волнового вектора k период этой волны отличается от периода кристаллической решетки. Исключение составляют некоторые частные случаи, когда период волны совпадает с периодом кристаллической решетки. В таком случае говорят, что возникает обратная решетка с тем же законом периодичности, что и прямая решетка Бравэ.

## 2.4. Волновая механика свободных электронов.

В 1924 г. по аналогии со световыми квантами Луи де Бройль высказал предположение, что любая частица (например электрон) должна обладать волновыми свойствами, и предложил формулу для определения длины волны, связанной с любой частицей (такую волну стали называть *волной де Бройля*):

$$\lambda = \frac{h}{p}\,, \tag{2.9}$$

где $p$ – импульс частицы, $h$ – постоянная Планка.

В 1926 г. Эрвин Шредингер вывел уравнение для описания волн де Бройля:

$$\frac{\partial^2\Psi(x)}{\partial x^2} + \frac{8\pi^2 m}{h^2}\left[E - V(x)\right]\Psi(x) = 0\,, \tag{2.10}$$

где $\Psi(x)$– волновая функция электрона; $E$ – кинетическая энергия электрона; $V(x)$ – потенциальная энергия электрона; $m$ – масса электрона.

Максом Борном был показан вероятностный характер волновой функции $\Psi$ (обычно ее называют амплитудой вероятности). Величина $|\Psi|^2 d\upsilon$ называется функцией плотности вероятности, физический смысл которой заключается в том, что она определяет вероятность существования частицы, описываемой волновой функцией $\Psi$ в объеме $d\upsilon$. Другими словами, вероятность существования электрона в объеме $d\upsilon$ определяется квадратом амплитуды его волновой функции. Соответствующая плотность заряда $-e|\Psi|^2$, где $e$ – заряд электрона.

Согласно волновой механике между импульсом частицы и волновым вектором существует соотношение

$$p = \hbar \mathrm{k}. \qquad (2.11)$$

Здесь $\hbar$ – постоянная Планка, деленная на $2\pi$.

Кинетическая энергия свободного электрона определяется выражением

$$E = \frac{\hbar^2 \mathrm{k}^2}{2m}, \qquad (2.12)$$

где $m$ – масса электрона в свободном пространстве.

## 2.5. Движение в пространстве с периодическим потенциалом.

Первым применением квантовой механики к рассмотрению движения электронов в твердых телах стала теория электропроводности металлов Зоммерфельда. В модели, названной моделью потенциального ящика (рис. 2.1), предполагалось, что в металле электроны внешних валентных оболочек не принадлежат определенным атомам, а могут свободно перемещаться по всему кристаллу. Считалось, что каждый электрон в металле движется в пространстве, лишенном поля, так как силовые поля атомных остатков и всех остальных электронов, кроме данного, взаимно компенсируются везде, за исключением поверхности. У поверхности металла предполагалось существование поля, удерживающего электроны в объеме и затрудняющего выход электронов за его пределы.

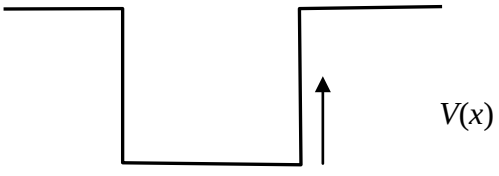



Рис. 2.1. Потенциальная энергия электрона в металле. Модель Зоммерфельда

Ясно, что использованное в теории Зоммерфельда предположение, что электроны двигаются по металлу, не испытывая столкновений с атомами, является весьма грубым. Поэтому теория не дала объяснения существенному различию свойств металлов, диэлектриков и полупроводников.

Более правильный подход к рассмотрению движения электронов в твердом теле использован в модели Кронига – Пенни. В данной модели рассматривается движение электрона в пространстве периодически меняющегося потенциала, обусловленного положительными зарядами ядер, расположенными в узлах кристаллической решетки, и отрицательными зарядами электронов, окружающих эти положительные заряды.

Определим зависимость между энергией электрона и волновым вектором (или импульсом) в прямоугольном одномерном периодическом потенциале (рис. 2.2).

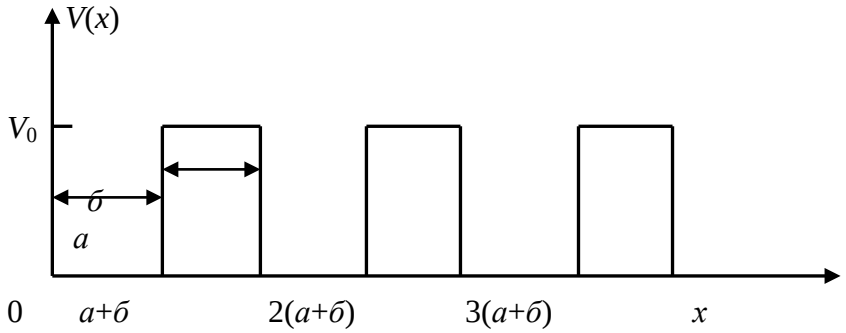



Рис. 2.2. Модель Кронига – Пенни

Уравнение Шредингера для этого случая запишем в виде

$$\frac{\partial^2\Psi(x)}{\partial x^2}+\frac{2m}{h^2}\left[E-V(x)\right]\Psi(x)=0, \qquad (2.13)$$

где $V(x)$ – периодический потенциал; $\Psi(x)$ – волновая функция электрона.

Решения уравнения (2.13) являются функциями Блоха и имеют четкий физический смысл: это плоская волна с некоторым волновым числом k, промодулированная по амплитуде некоторой функцией $U(x)$, также обладающая периодичностью решетки.

$$\Psi\left(x\right)=U(x)\exp(jkx). \qquad (2.14)$$

Подставляя уравнение (2.14) в (2.15) и решая его с учетом формы функции $V(x)$, представленной на рис. 2.2, получаем зависимость между энергией $E$ и волновым вектором k, показанную на рис. 2.3.

На графике рис. 2.3 в точках $\pi/(a+b)$, где $(a+b)$ соответствует периоду потенциала Кронига – Пенни, появляются разрывы функции $E(\mathrm{k})$, т. е. возникают разрешенные и запрещенные энергетические зоны, обозначенные цифрами 1 и 2 справа. Значения волнового вектора $\mathrm{k} = n\pi/(a+b)$, $n = \pm 1,\ \pm 2, \ldots$, при которых возникает разрыв функции $E(\mathrm{k})$, удовлетворяют условию брэгговского отражения для электронной волны, падающей перпендикулярно на дифракционную решетку с периодом $(a+b)$.

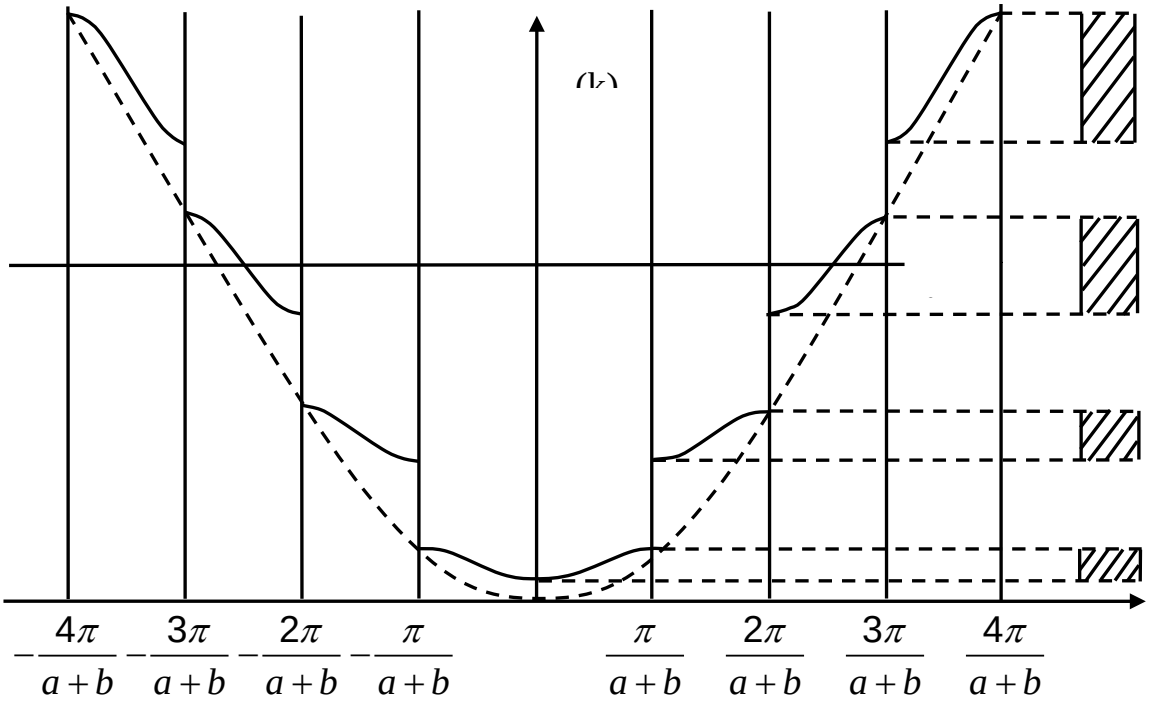



Рис. 2.3. Зависимость энергии $E(\mathrm{k})$ электрона от волнового вектора k в потенциале Кронига – Пенни (сплошная линия). Пунктирной линией показана зависимость $E(\mathrm{k})$ для свободного электрона: 1 – разрешенная зона; 2 – запрещенная зона

Для сравнения на рис. 2.3 пунктирной линией показана функция $E(\mathrm{k})$ для свободного электрона в соответствии с выражением (2.12). Видно, что функция $E(\mathrm{k})$ для свободного электрона и электрона в периодическом потенциале подобны. Поведение свободного электрона соответствует частному случаю, если в функции Блоха (2.14) $U(x)$ = const. Поэтому можно принять, что по аналогии с моментом импульса свободного электрона для электрона в периодическом потенциале (или в кристаллической решетке) существует некоторый момент, называемый моментом кристалла.

## 2.6. Зоны Бриллюэна.

Как отмечалось выше, электрон, движущийся в свободном пространстве, может иметь любую энергию или импульс, а в полупроводниковом кристалле для него существуют только определенные значения энергии и импульса.

Если начальную точку графика $E(\mathrm{k})$ на рис. 2.3 переносить в точки $2n\pi/(a+b)$, где $n = \pm1, \pm2, \ldots$, то получатся полностью совпадающие участки соответствующих графиков. Это объясняется тем, что перенос электрона в пространстве периодического потенциала или реального кристалла на расстояние $(a+b)$, согласно функции Блоха (2.14), полностью адекватен переносу на $2n\pi/(a+b)$ в пространстве момента кристалла (в k-пространстве).

Рассмотрим плоскую электронную волну, распространяющуюся по кристаллу в определенном направлении, в котором плоскости эквивалентных атомов отстоят друг от друга на расстоянии ***a*** (соответствует периоду потенциала Кронига – Пенни). Электронная волна при этом будет испытывать небольшое отражение от каждой из этих периодически расположенных плоскостей. Именно это отличает электронную волну в кристалле от свободной электронной волны. Однако, когда расстояние ***a*** между плоскостями становится равным половине длины волны, эти отражения складываются когерентно и электронная волна полностью отражается. Перенос энергии невозможен при волновом векторе, равном

$$-\pi(a+b) \le \mathrm{k} \le \pi(a+b). \qquad (2.15)$$

Величина k, при которой волна не распространяется, зависит от направления, поскольку межплоскостные расстояния в крисстралле меняются с направлением. Часть k-пространства, ограниченная такими векторами, называется *зоной Бриллюэна*.

Участки графика $E(\mathrm{k})$, расположенные вне этой области, соответствуют импульсам электрона по абсолютной величине большим, чем $\hbar\mathrm{k}$, и переносятся внутрь данной области с соответствующей сменой знака. Данное преобразование называется *представлением приведенных зон*.

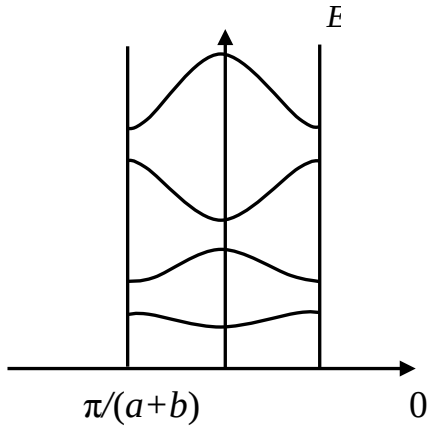



Рис. 2.4. Структура энергетических зон электрона в кристалле, полученная приведением к первой зоне Бриллюэна

Структура энергетических зон электрона, полученная приведением к первой зоне Бриллюэна, изображена на рис. 2.4.

Проведем приближенную оценку величин. Типичное расстояние между атомами составляет около 5Å. При таком расстоянии максимальное значение волнового вектора $k \sim 6 \cdot 10^9$ м$^{-1}$, что соответствует скорости свободного электрона $\upsilon \sim 10^6$ м/с. В то же время тепловые скорости электронов имеют значения порядка $10^5$ м/с. Отсюда следует, что при обычных условиях электроны занимают малую часть зоны Бриллюэна.

Функция $E(k)$ для реальных кристаллов является трехмерной и зависит от кристаллической структуры, в частности от типа симметрии. На рис. 2.5 приведены энергетические диаграммы основных полупроводников в k-пространстве. Полупроводники, у которых минимум $E(k)$ не совпадает с точкой k = 0, называются *полупроводниками с непрямыми переходами*, если же, как в случае с GaAs, этот минимум наблюдается в точке k = 0, то имеем *полупроводник с прямым переходом*.

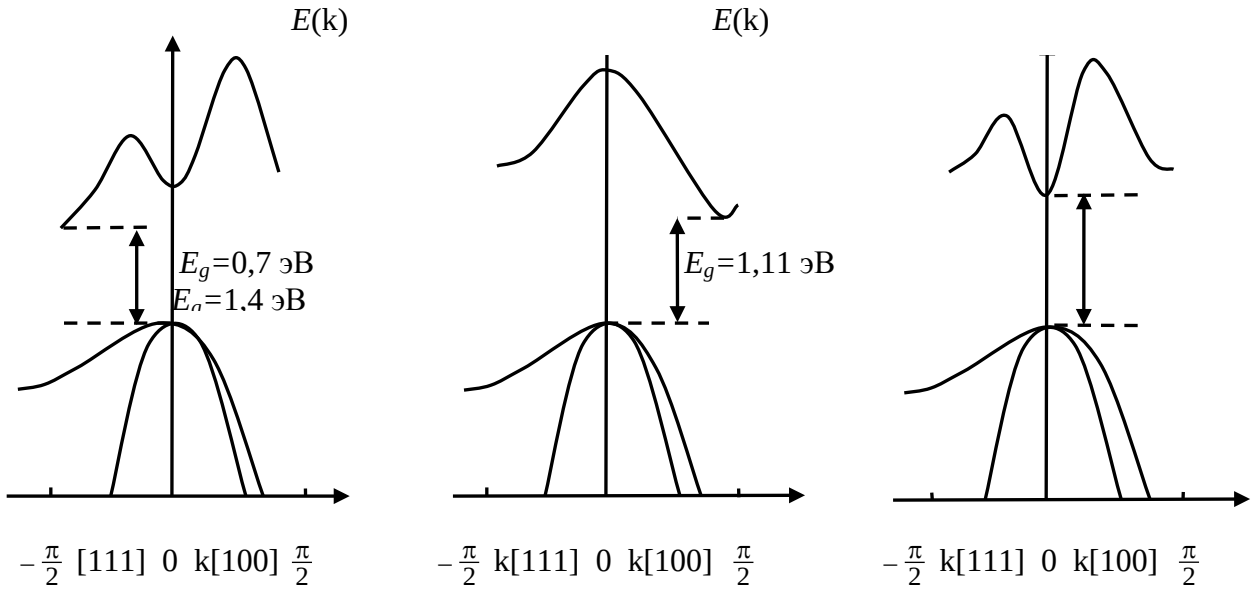



Рис. 2.5. Энергетические диаграммы Ge, Si и GaAs в k-пространстве

Многие полупроводники имеют несколько минимумов (долин) в зоне проводимости, которые расположены в различных точках k-пространства. В кремнии, например, их шесть, и все они эквивалентны. В арсениде галлия таких долин семь: одна центральная с наименьшей энергией и шесть боковых, расположенных так же, как и в кремнии, но в GaAs они находятся ближе к границе зоны Бриллюэна. Неэквивалентность центрального и побочных минимумов в GaAs может привести к очень важным эффектам, таким как, например, эффект Ганна.

# 2.7. Плотность заполнения энергетических уровней в состоянии термодинамического равновесия.

Некоторая система находится в состоянии термодинамического равновесия, если не существует никаких других взаимодействий с окружающей средой кроме тех, которые необходимы для поддержания постоянной в пространстве и во времени температуры. При этом концентрация носителей и полная энергия системы, например полупроводника, сохраняются неизменными. Однако практический интерес представляют явления, наблюдаемые при нарушении равновесного состояния, например процессы электропроводности, когда в полупроводнике создается некоторое электрическое поле или он подвергается воздействию излучения.

Как было показано ранее, в полупроводнике имеется вполне определенная система разрешенных энегетических уровней, которые в зависимости от различных условий могут быть либо заполнены электронами, либо остаются свободными.

Упрощенное изображение зонной энергетической структуры полупроводников (рис. 2.6) включает валентную зону, запрещенную зону и зону проводимости. Следует отметить, что в действительности число энергетических уровней очень велико и распределены они неравномерно. Степень заполнения энергетических уровней в зоне проводимости и валентной зоне определяет важнейшие параметры полупроводника, прежде всего электропроводность.

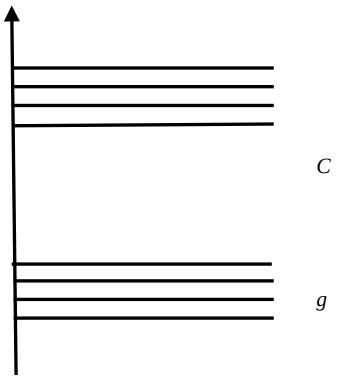



Рис. 2.6. Зонная энергетическая структура полупроводника

Для определения концентрации подвижных электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне полупроводника необходимо найти функцию $N(E)$, которая описывает распределение уровней в соответствующих зонах. Затем следует вычислить величину $N(E)dE$, представляющую собой число разрешенных энергетических уровней, приходящихся на единицу объема и лежащих в пределах от $E$ до $E+dE$.

Решение уравнения Шредингера для свободного электрона, находящегося внутри единичного кубического объема, дает некоторые дискретные значения его энергии в k-пространстве:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^* a}(\mathrm{k}_x^2+\mathrm{k}_y^2+\mathrm{k}_z^2). \qquad (2.16)$$

Здесь $m^*$ – так называемая эффективная масса частицы, сугубо квантовая величина, которую следует отличать от массы свободной частицы в вакууме.

Эффективная масса частицы обратно пропорциональна второй производной энергии по волновому вектору частицы и может принимать как положительные, так и отрицательные значения, что наглядно демонстрирует рис. 2.7, на котором приведена зависимость $E$ от k. Задав в (2.16) допустимые значения волнового вектора $k_x$, $k_y$, $k_z$, получим, что некоторое квантовое состояние отвечает элементу с объемом $(2\pi)^3/V$ в k-пространстве. Таким образом, число частиц в ячейке $N(\mathrm{k})=V/(8\pi^3)$, где $V$ – объем кристалла. В этом пространстве каждому элементу объема (кубу со стороной a=1) соответствует некоторое квантовое состояние, численное значение объема определяет число таких состояний.

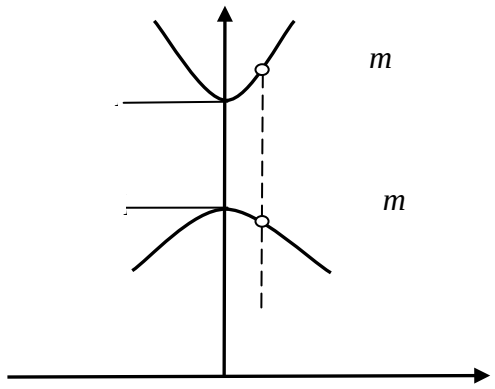



Рис. 2.7. Связь между эффективной массой частицы $m^*$, волновым вектором k и энергией $E$ частицы

Если предположить, что поверхность постоянной энергии это сфера Ферми радиуса |k|, то число квантовых уровней, заключенных внутри этой поверхности:

$$N = \frac{4}{3}\pi|\mathrm{k}|^3. \qquad (2.17)$$

На основании (2.16) и (2.17) получаем

$$N = \frac{4}{3}\pi\left(\frac{2m^*}{\hbar^2}\right)^{3/2}\cdot E^{3/2}. \qquad (2.18)$$

Дифференцируя (2.18) по $E$, находим число энергетических уровней в интервале от $E$ до $E+dE$:

$$dN(E) = 2\pi\left(\frac{2m^*}{\hbar^2}\right)^{3/2}\cdot E^{1/2}dE\,. \qquad (2.19)$$

Принимая во внимание, что значения волнового вектора положительны лишь в 1/8 части объема полной сферы и спин электрона имеет два возможных направления, формула (1.20) будет иметь следующий вид:

$$dN(E) = \frac{4\pi}{\hbar^3}\left(2m^*\right)^{3/2} \cdot E^{1/2} dE\,. \qquad (2.20)$$

Наконец, примем во внимание, что самый нижний уровень энергии электрона в зоне проводимости $E_C$ есть потенциальная энергия покоящегося электрона. Если электрон, находящийся сначала на этом уровне, приобретает энергию $E$, которая превышает $E_C$, то разность $E - E_C$ является кинетической энергией электрона. Значит, плотность квантовых состояний в зоне проводимости

$$N(E) = \frac{4\pi}{\hbar^3}\left(2m_n\right)^{3/2} \cdot (E - E_C)^{1/2} = N_C (E - E_C)^{1/2}. \qquad (2.21)$$

Аналогично в валентной зоне

$$N(E) = \frac{4\pi}{\hbar^3}\left(2m_p\right)^{3/2} \cdot (E_V - E)^{1/2} = N_V (E_V - E)^{1/2}, \qquad (2.22)$$

где $m_n$ и $m_p$ – эффективная масса электрона и дырки соответственно.

Можно заметить, что чем больше численные значения $m_n$ и $m_p$, тем выше плотность квантовых уровней. Кроме этого в окрестности минимума зоны проводимости и максимума валентной зоны, согласно (2.21) и (2.22), наблюдается параболическая зависимость плотности квантовых состояний от энергии носителей заряда.

Таким образом, путем решения первой части статистической задачи найдены плотности квантовых состояний, в которых могут находиться электроны в зоне проводимости и дырки в валентной зоне. Однако для вычисления концентраций электронов и дырок в этих энергетических зонах необходимо решить вторую часть задачи и определить долю занятых квантовых состояний.

## 2.8. Статистика носителей заряда в полупроводниках.

Цель любой статистической теории состоит в том, чтобы найти функцию распределения. Так принято называть функцию, которая в условиях термодинамического равновесия при заданной температуре $T$ пропорциональна вероятности того, что некоторая частица занимает определенный энергетический уровень $E$.

Если рассматриваются классические (не квантовые) системы и не учитываются какие-либо специфические свойства частиц, то применима функция распределения Максвелла – Больцмана:

$$f(E,T) = C\,\mathrm{e}^{-\frac{E}{kT}}, \qquad (2.23)$$

где $k$ – постоянная Больцмана, $T$ – температура, $C$ – некоторая величина, постоянная для определенного полупроводника.

Другая функция описывает распределение Ферми – Дирака. Оно применимо к частицам, волновые функции которых подчиняются принципу Паули, запрещающему двум и более электронам находиться в одном состоянии. Данная функция имеет вид

$$f(E,T) = \left[1 + e^{\frac{E-E_F}{kT}}\right]^{-1}. \qquad (2.24)$$

Функции (2.23) и (2.24) представлены графически на рис. 2.8, причем в качестве параметра выбрана температура $T$.

Функция распределения Ферми – Дирака определяет вероятность заполнения электроном состояния с энергией $E$ в условиях термодинамического равновесия. Как видно из соотношения (2.24), значение этой величины может изменяться в пределах от нуля до единицы. Параметр $E_F$ называется *уровнем Ферми*, который является характеристической величиной систем электронов и дырок, и для каждого полупроводника имеет вполне определенное значение.

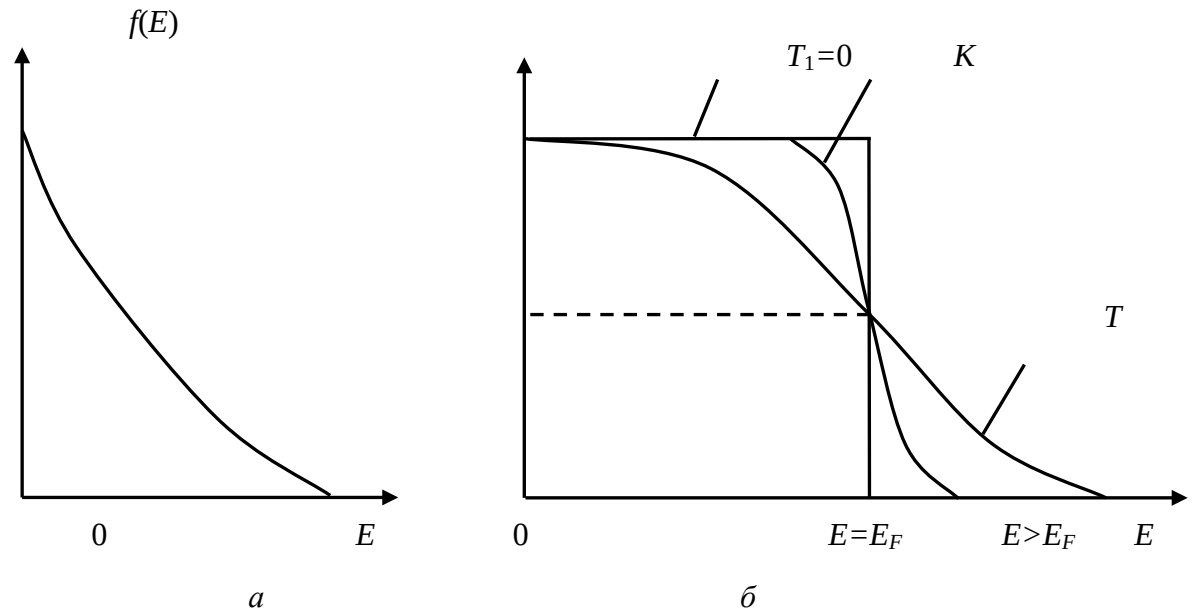



Рис. 2.8. Функции распределения Максвелла – Больцмана (*а*) и Ферми – Дирака (*б*)

Из (2.24) непосредственно следует, что при $E = E_F$ значение $f = 1/2$. Это означает, что уровень Ферми соответствует энергии такого квантового состояния, вероятность заполнения которого равна 1/2.

Для электронов с уровнями энергии $E >> E_F$ единицей в выражении (2.25) можно пренебречь, в результате чего система частиц может быть описана функцией распределения Максвелла – Больцмана.

Зная плотность квантовых состояний и функцию распределения носителей заряда, можно вычислить их концентрацию в соответствующих энергетических зонах.

Концентрация электронов $n$, энергия которых заключена в интервале от $E_c$ до бесконечности, определяется выражением

$$n = \int_{E_C}^{\infty} N(E) f(E,T) dE . \qquad (2.25)$$

Точное решение дает

$$n = N_C \, \mathrm{e}^{-\frac{E_C - E_F}{kT}}, \qquad (2.26)$$

где

$$N_C = 2\left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2}\right)^{3/2} . \qquad (2.27)$$

Аналогично находится концентрация дырок, при этом принимается во внимание, что вероятность возникновения вакантного уровня в валентной зоне равна $1 - f(E,T)$, а интегрирование следует проводить в пределах от $-\infty$ до $E_V$:

$$p = \int_{-\infty}^{E_V} N(E)\left[1 - f(E,T)\right] dE , \qquad (2.28)$$

откуда

$$p = N_V \, \mathrm{e}^{-\frac{E_F - E_V}{kT}}, \qquad (2.29)$$

где

$$N_V = 2\left(\frac{2\pi m_p kT}{h^2}\right)^{3/2} . \qquad (2.30)$$

Здесь через $N_C$ и $N_V$ обозначена эффективная плотность состояний, которая определяет предел заполнения энергетических уровней вблизи дна зоны проводимости и вблизи потолка валентной зоны соответственно.

Перемножая левые и правые части в (2.26) и (2.29) с учетом, что $E_g = E_C - E_V$, получаем

$$np = N_C N_V \, \mathrm{e}^{-\frac{E_g}{kT}}. \qquad (2.31)$$

Как видно, при неизменной температуре произведение концентраций – величина постоянная, т. е. увеличение одной ведет к уменьшению другой.

В собственном полупроводнике число возбужденных электронов в зоне проводимости точно равно числу дырок, оставшихся в валентной зоне. Обе эти концентрации называются собственными концентрациями и обозначаются через $n_i$. С учетом (2.31) выражение для собственной концентрации имеет вид:

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \, \mathrm{e}^{-\frac{E_g}{2kT}}. \qquad (2.32)$$

Из (2.32) следует, что собственная концентрация сильно зависити от температуры. Произведение концентраций можно записать в компактной форме $np = n_i^2$.

Переходя от энергии в электрон-вольтах к потенциалу в вольтах и учитывая, что электростатический потенциал полупроводника $\varphi_E = (\varphi_C + \varphi_V)/2$, отношение концентраций можно записать в виде

$$n / p = \mathrm{e}^{-\frac{(\varphi_E - \varphi_F)}{\varphi_T}}. \qquad (2.33)$$

Подставив в левую часть (2.33) $p = n_i^2/n$ и прологарифмировав обе части, уровень Ферми запишем через концентрацию свободных электронов следующим образом:

$$\varphi_F = \varphi_E + \varphi_T \ln(n / n_i). \qquad (2.34)$$

Подставив в левую часть (*) $n = n_i^2/p$, уровень Ферми через концентрацию дырок запишем как

$$\varphi_F = \varphi_E - \varphi_T \ln(p / n_i). \qquad (2.35)$$

Вторые члены в правых частях (2.34) и (2.35), характеризующие концентрации носителей, называются *химическим потенциалом*. Следовательно, уровень Ферми является суммой электрического и

химического потенциалов полупроводника. Отсюда еще одно его название – *электрохимический потенциал.*

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

$$\varphi_F = \text{const}, \tag{2.36}$$

$$\text{grad}\,(\varphi_F) = 0. \tag{2.37}$$

Из этих условий следует, что если концентрация электронов изменяется с координатой, то возникает электрическое поле

$$E = \varphi_T \frac{\partial n / \partial x}{n}. \tag{2.38}$$

Таким образом, если полупроводник легирован неоднородно, то возникающее под действием градиента концентраций движение носителей заряда уравновешивается внутренним электрическим полем. Такое поле называется встроенным, а возникающее при этом равновесие называют *больцмановским.*

## 2.9. Зонная структура собственных и примесных полупроводников.

Как уже отмечалось, в собственном полупроводнике число возбужденных электронов в зоне проводимости точно равно числу дырок, оставшихся в валентной зоне. Исходя из этого на основании (2.26) и (2.29), получим

$$E_F = E_i = \frac{1}{2}(E_C - E_V) + \frac{1}{2}kT \ln \frac{N_C}{N_V}. \tag{2.39}$$

Отсюда видно, что в собственном полупроводнике уровень Ферми расположен около середины запрещенной зоны.

Этот случай показан на рис. 2.9, *а*, где слева направо приведены упрощенная зонная диаграмма, функция распределения Ферми – Дирака и концентрация электронов и дырок в зоне проводимости и валентной зоне соответственно для собственного полупроводника, называемого полупроводником *i*-типа. Электропроводность собственного полупроводника обеспечивается за счет свободных носителей заряда, электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне.

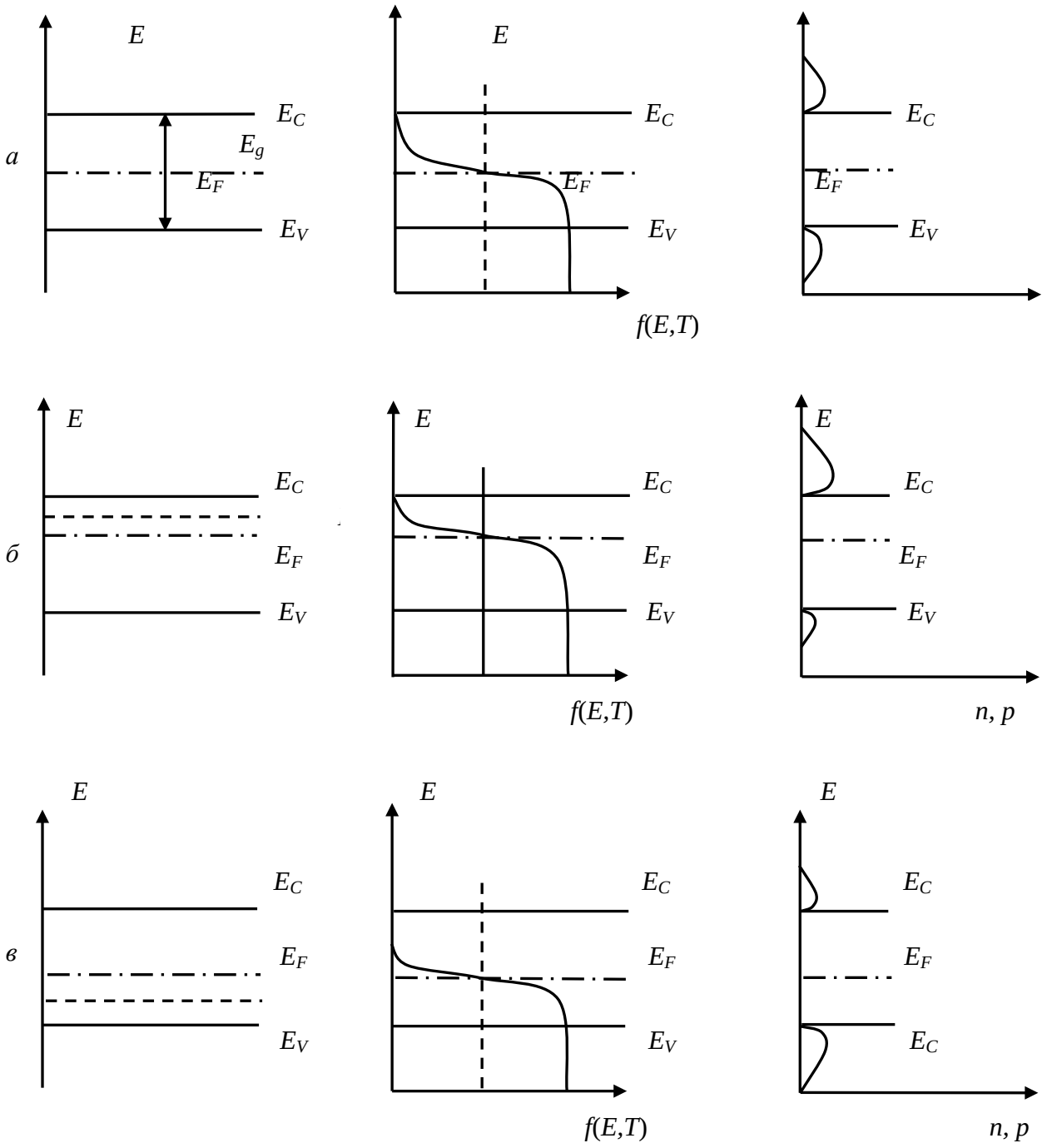



Рис. 2.9. Зонная диаграмма, функция распределения Ферми – Дирака и концентрация носителей в собственном полупроводнике (*а*), в полупроводнике *n*-типа (*б*) и в полупроводнике *p*-типа (*в*)

В полупроводнике, содержащем примесные атомы, уровень Ферми смещается от середины запрещенной зоны настолько, насколько это необходимо, чтобы обеспечить выполнение условия электронейтральности образца.

Чтобы превратить собственный полупроводник в примесный, необходимо ввести в его кристаллическую решетку некоторое количество примеси, т. е. осуществить легирование полупроводника. Свободные

носители заряда, полученные за счет введения примеси, называются *основными носителями заряда*.

Рассмотрим сначала полупроводник, легированный *донорной* примесью. Для элемента четвертой группы Периодической системы Менделеева кремния в качестве донорной примеси используют элементы пятой группы, например фосфор. Разрешенные уровни энергии донорной примеси располагаются в запрещенной зоне вблизи дна зоны проводимости. Четыре внешних валентных электрона атома кремния образуют с четырьмя валентными электронами атома фосфора ковалентные связи, а пятый электрон атома фосфора оказывается не задействован в связи. Он легко покидает внешнюю валентную оболочку и переходит в зону проводимости, становясь при этом свободным носителем заряда. При этом в запрещенной зоне полупроводника остается положительно заряженный ион донора. Энергия ионизации атомов донорной примеси составляет, как правило, сотые доли электрон-вольт, и уже при комнатной температуре все атомы примеси ионизированы. Полупроводник, где основными носителями заряда являются электроны, называется *полупроводником n-типа*. На рис. 2.9, *б* слева направо приведены упрощенная зонная диаграмма, функция распределения Ферми – Дирака и концентрация электронов в зоне проводимостии и дырок в валентной зоне для полупроводника *n*-типа.

Для того чтобы продемонстрировать, насколько может измениться количество свободных носителей заряда при введении примеси и вместе с этим почувствовать сложность технологического процесса выращивания монокристалла полупроводника, приведем следующий пример.

Известно, что в 1 см$^3$ вещества количество атомов составляет $N \approx 1\cdot10^{23}$ см$^{-3}$. Концентрация собственных носителей в кремнии составляет $n_i = 1{,}1\cdot10^{10}$ см$^{-3}$. Допустим, что в кремний введена донорная примесь, число атомов которой составляет $10^{-3}$ от общего числа атомов исходного полупроводника. Получим $N_D = 1\cdot10^{23}\cdot10^{-3} = 1\cdot10^{18}$. Все эти атомы будут ионизированы, что приведет к образованию свободных электронов $n_0 = 1\cdot10^{18}$ см$^{-3}$. Таким образом, введение одной тысячной доли примеси от количества основного вещества может привести к увеличению свободных носителей заряда, участвующих в электропроводности в $1\cdot10^{18}/1{,}1\cdot10^{10} \approx 1\cdot10^{8}$ раз. Очевидно, что получение монокристалла полупроводника, не содержащего паразитных примесей, и операция легирования являются сложнейшими технологиями, обладать которыми в совершенстве человечество стало лишь во второй половине XX века.

Рассмотрим полупроводник, легированный *акцепторной* примесью. Для кремния в качестве акцепторной примеси используют элементы третьей группы, например бор. Разрешенные уровни энергии акцепторной примеси располагаются в запрещенной зоне вблизи потолка валентной зоны. Для завершения ковалентной связи примесный атом бора к трем внешним валентным электронам присоединяет электрон от атома кремния. Электрон легко покидает внешнюю валентную оболочку кремния и переходит из

валентной зоны в запрещенную зону на внешний валентный уровень акцепторной примеси. При этом в валентной зоне остается нескомпенсированный положительный заряд – дырка, а в запрещенной зоне образуется отрицательно заряженный ион акцептора. Дырка – подвижный носитель заряда, перемещение которого является следствием перемещения электронов в валентной зоне. Полупроводник, где основными носителями заряда являются дырки, называется *полупроводником p-типа*. Энергия ионизации атомов акцепторов также составляет сотые доли электрон-вольт, и уже при комнатной температуре все атомы примеси ионизированы.

На рис. 2.9, *в* слева направо приведены упрощенная зонная диаграмма, функция распределения Ферми – Дирака и концентрация электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне для полупроводника *p*-типа.

Таблица 2.1

Значения собственных концентраций свободных носителей заряда

| Параметры | Полупроводник | | | |
|---|---|---|---|---|
| | InSb | Ge | Si | GaAs |
| Ширина запрещенной зоны $E_g$, эВ | 0,17 | 0,72 | 1,1 | 1,4 |
| Собственная концентрация $n_i$, см$^{-3}$ | $1{,}3\cdot10^{16}$ | $2{,}4\cdot10^{13}$ | $1{,}1\cdot10^{10}$ | $1{,}4\cdot10^{7}$ |
| Подвижность электронов $\mu_n$, см$^2$/В·с | 8 | 0,39 | 0,13 | 1 |
| Подвижность дырок $\mu_p$, см$^2$/В·с | 0,07 | 0,19 | 0,05 | 0,04 |

Значения собственных концентраций свободных носителей заряда и ряд других важных параметров для некоторых полупроводников прведены в табл. 2.1.

## 2.10. Зонная структура металлов и диэлектриков.

У металлов зона проводимости непосредственно примыкает к валентной зоне (рис. 2.10, *а*.) Это обясняется особенностью строения металлов, которая заключается в том, что они имеют довольно редкое расположение атомов в кристаллической решетке (межъядерные расстояния большие).

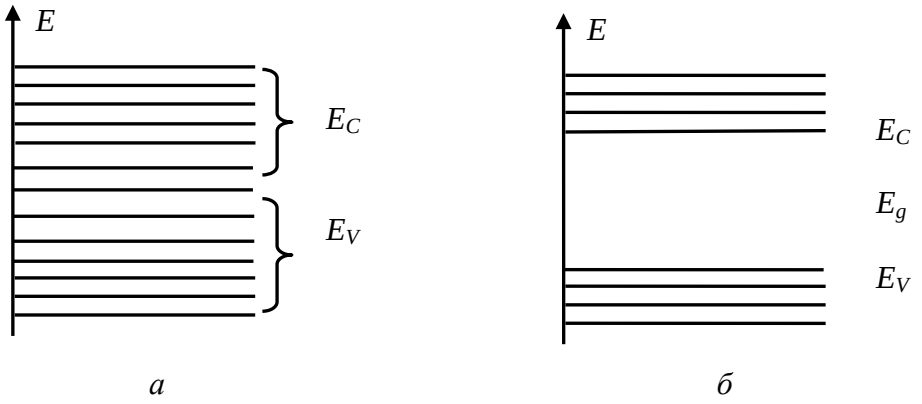



Рис. 2.10. Зонная энергетическая структура
металла (*а*) и диэлектрика (*б*)

Большой радиус атомов приводит к тому, что внешние валентные электроны легко покидают атомы и переходят в зону проводимости. Практически каждый атом металла отдает в зону проводимости, по крайней мере, один электрон. Таким образом, число электронов проводимости в металле не меньше числа атомов.

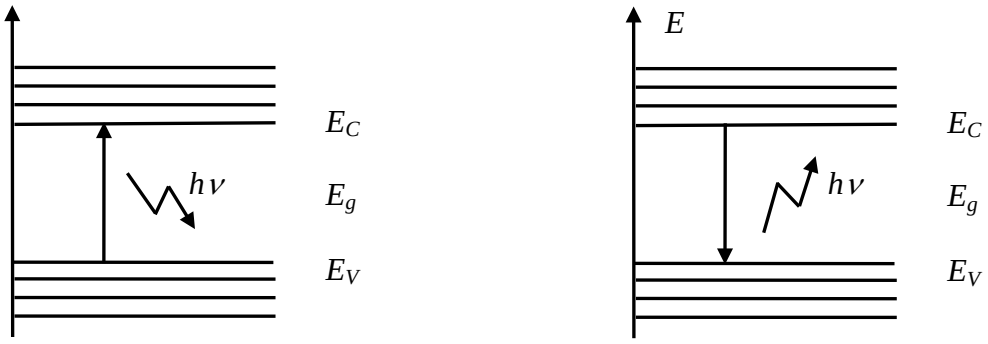
Зонная энергетическая структура диэлектриков похожа на зонную структуру полупроводников (рис. 2.10, *б*).

Отличие состоит в том, что у диэлектриков ширина запрещенной зоны значительно превосходит ширину запрещенной зоны полупроводников и составляет несколько электрон-вольт. Например, у кремния ширина запрещенной зоны $E_g$ = 1,1 эВ, а у его собственного окисла $SiO_2$ ширина запрещенной зоны $E_g$ = 9 эВ. Хороший диэлектрик обладает ничтожно малой проводимостью.

## 2.11. Генерация и рекомбинация носителей заряда в полупроводниках.

Процессы генерации и рекомбинации носителей заряда происходят в полупроводниках непрерывно, неотъемлемы друг от друга, хотя и противоположны по содержанию.

В общем случае генерацией называют процесс перехода электрона из валентной зоны в зону проводимости (рис. 2.11, *а*). Процесс генерации сопровождается поглощением энергии.




*а* *б*

Рис. 2.11. Генерация и рекомбинация носителей заряда в полупроводнике

Рекомбинацией называют процесс перехода электронов из зоны проводимости в валентную зону (рис. 2.11, *б*). Процесс рекомбинации сопровождается выделением энергии.

Различают непосредственную рекомбинации (переход из зоны проводимости в валентную зону) и рекомбинацию на примесных центрах. Второй механизм, как правило, играет главную роль. Речь идет о глубоких уровнях, расположенных вблизи середины запрещенной зоны, которые называют *ловушками*. Роль ловушек могут играть как примесные атомы, так и дефекты кристаллической решетки. Данный механизм – двухэтапный: сначала электрон переходит из зоны проводимости на уровень ловушки, а затем с уровня ловушки – в валентную зону.

# ЛЕКЦИЯ 3. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ВЕРДЫХ ТЕЛ

План лекции


3.1. Электропроводность твердых тел.
3.2. Электропроводность металлов и диэлектриков.
3.3. Электропроводность полупроводников.
3.4. Дрейф ностелей заряда в полупроводниках.
3.5. Диффузия носителей заряда в полупроводниках.
3.6. Плотность полного тока.
3.7. Уравнение непрерывности.
3.8. Явления в сильных электрических полях.
3.9. Дрейф носителей заряда в сильных электрических полях.


## 3.1. Электропроводность твердых тел.

Электропроводность, или удельная проводимость твердых тел $\sigma$ (Ом$^{-1}$·м$^{-1}$), определяется строением кристаллической решетки и типами межатомных связей.

## 3.2. Электропроводность металлов и диэлектриков.

В металлах проводимость $\sigma$ связывает плотность тока $j$ (А/м$^2$) с напряженностью электрического поля $E$ (В/м) в виде соотношения, известного как закон Ома в дифференциальной форме:

$$j = \sigma E . \qquad (3.1)$$

Металлы очень хорошо проводят электрический ток. При комнатной температуре большинство металлов обладает электропроводностью $10^6$–$10^8$ Ом$^{-1}$·м$^{-1}$.

Проводимость диэлектриков (изоляторов) настолько мала, что составляет величину порядка $10^{-16}$ Ом$^{-1}$·м$^{-1}$.

## 3.3. Электропроводность полупроводников.

При приложении электрического поля к однородному полупроводнику в последнем протекает электрический ток. При наличии двух типов свободных носителей – электронов и дырок – проводимость полупроводника $\sigma$ будет определяться суммой электронной $\sigma_n$ и дырочной $\sigma_p$ компонент проводимости: $\sigma = \sigma_n + \sigma_p$. Величина электронной и дырочной компонент в полной проводимости определяется классическим соотношением:

$$\sigma_n = \mu_n n_0 q; \quad \sigma_p = \mu_p p_0 q, \qquad (3.2)$$

где $\mu_n$ и $\mu_p$ – подвижности электронов и дырок соответственно.

Для легированных полупроводников концентрация основных носителей всегда существенно больше, чем концентрация неосновных носителей, поэтому проводимость таких полупроводников будет определяться только компонентой проводимости основных носителей. Так, для полупроводника *n*-типа

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p = \sigma_n . \qquad (3.3)$$

Температурная зависимость собственной проводимости полупроводников определяется температурной зависимостью собственной концентрации носителей. Эта зависимость экспоненциальная. На рис. 3.1 (кривая 1) представлена функция $\sigma_i/\sigma_0 = f(1/T)$ для кремния в полулогарифмическом масштабе. Как видно, в диапазоне температур от –60 до +125 °С собственная проводимость изменяется на 5 порядков. У материалов с меньшей шириной запрещенной зоны изменение $\sigma_i$ будет меньше, а сами значения будут больше из-за большей величины концентрации собственных носителей.

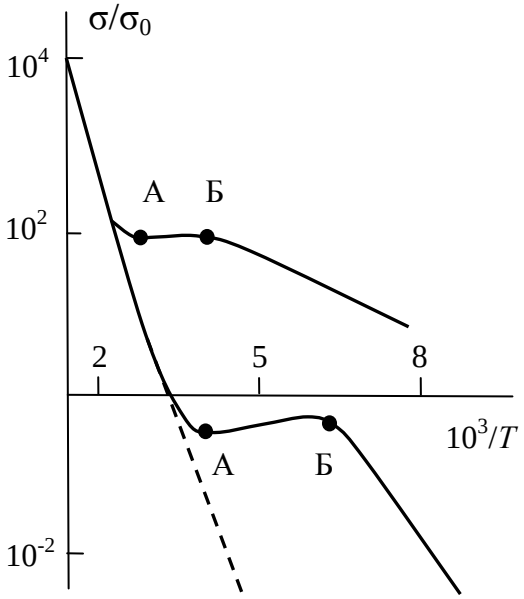



Рис. 3.1. Зависимость относительной удельной проводимости кремния от температуры; 1 – собственный кремний, 2, 3 – примесный

У примесных полупроводников проводимость будет определяться концентрацией свободных носителей, которая, в свою очередь, определяется уровнем легирования. В рабочем диапазоне температур проводимость примесных полупроводников слабо зависит от концентрации носителей и определяется температурной зависимостью подвижности. На рис. 3.1 (кривые 2, 3) показаны зависимости $\sigma_i/\sigma_0 = f(1/T)$ для кремния при разном уровне легирующей примеси ($N_2 > N_1$). Точка А на кривых 2 и 3 соответствует некоторой критической температуре, при которой примесный полупроводник превращается в собственный, поэтому левее точки А кривые 2 и 3 сливаются с кривой 1, характерной для собственного полупроводника. Точка Б соответствует температуре ионизации примеси, потому правее этой точки (т. е. при более низких температурах) концентрация ионизированных атомов убывает и, соответственно, уменьшается удельная проводимость.

Как видно, в диапазоне рабочих температур зависимость $\sigma_i/\sigma_0 = f(1/T)$ для примесных полупроводников гораздо слабее, чем для собственного.

Кроме того, с ростом температуры проводимость примесных полупроводников уменьшается.

Величина, обратная удельной проводимости, называется *удельным сопротивлением*:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\sigma_n + \sigma_p} = \frac{1}{\sigma_n}. \qquad (3.4)$$

Здесь ρ – удельное сопротивление, Ом·см.

Подставляя соотношение (3.2) в (3.4), получаем

$$\rho = \frac{1}{\sigma_n} = \frac{1}{\mu_n n_0 q}. \qquad (3.5)$$

В отраслевых стандартах для маркировки полупроводниковых пластин обычно используют сокращенные обозначения, например КЭФ-4,5. Здесь первые три буквы обозначают название полупроводника, тип проводимости, наименование легирующей примеси. Цифры после букв означают удельное сопротивление, выраженное во внесистемных единицах Ом·см. КЭФ-4,5 – кремний, электронного типа проводимости, легированный фосфором, с удельным сопротивлением ρ = 4,5 Ом·см.

## 3.4. Дрейф носителей заряда в полупроводниках.

В простейшем случае движение носителей заряда в полупроводниках обусловлено двумя процессами: дрейфом под действием градиента электрического потенциала и диффузией под действием градиента концентрации.

Направленное движение свободных носителей заряда в полупроводниках под действием электрического поля называется *дрейфом*. Если к полупроводнику приложено электрическое поле, то на хаотическое тепловое движение свободных носителей (электронов и дырок) накладывается направленный дрейф частиц вдоль направления поля. Определим скорость этого направленного движения.

В электрическом поле $E$ на электрон (или дырку) действует сила

$$F = eE, \tag{3.6}$$

где $e$ – заряд электрона, $E$ – напряженность элекрического поля.

Под действием этой силы носитель набирает ускорение

$$a = \frac{E}{m} = \frac{eE}{m}, \tag{3.7}$$

где $m$ – масса носителя.

Двигаясь без столкновений, носитель за время $t$ приобретает скорость в направлении поля

$$\upsilon = at = \frac{eE}{m}t. \tag{3.8}$$

Чтобы правильно вычислить среднюю скорость, приобретаемую носителем в условиях многократных столкновений, необходимо помнить о следующем.

Во-первых, непосредственно после столкновения носитель может с равной вероятностью двигаться в любом направлении. Это означает, что скорость направленного движения после столкновения равна нулю.

Во-вторых, поскольку процесс столкновения – процесс случайный, носитель в промежутке между столкновениями проводит разное время.

Следовательно, средняя скорость $\upsilon$, приобретаемая носителем, равняется произведению ускорения на среднее время между столкновениями $\tau_0$:

$$\upsilon == \frac{e\tau_0}{m}E. \tag{3.9}$$

Таким образом, средняя скорость направленного движения свободных носителей заряда в кристалле, или *скорость дрейфа*, пропорциональна напряженности электрического поля. Коэффициент пропорциональности

$$\mu = \frac{e\tau_0}{m} \qquad (3.10)$$

носит название *подвижности.*

Подвижность свободных носителей является одной из самых важных характеристик полупроводника (см. табл. 2.1). Из формул (3.10) и (3.11) следует, что

$$\upsilon = \mu E\,. \qquad (3.11)$$

Из формулы (3.11) следует, что единица измерения подвижности μ квадратный метр на вольт-секунду, м$^2$/(В·с). Размерность указывает на физический смысл этой величины.

На основании определения дрейфа и формулы (3.11) можно записать для плотности *дрейфового тока* электронов, что

$$j_{\text{äð.n}} = en\upsilon = en\mu_n E\,, \qquad (3.12)$$

где $n$ – концентрация свободных электронов.

Поскольку электроны и дырки несут разноименные заряды и дрейфуют под действием поля в разных направлениях, суммарная плотность дрейфового тока

$$j_{\text{äð}} = j_{\text{äð.}n} + j_{\text{äð.}p} = en\mu_n E + ep\mu_p E\,. \qquad (3.13)$$

## 3.5. Диффузия носителей заряда в полупроводниках.

Явление диффузии – от латинского diffusio (разлитие) – характерно не только для жидкостей и газов, но и для твердых тел.

Например, если на поверхность тщательно очищенной полупроводниковой пластины нанести слой вещества, содержащего примесь, то через некоторое время эту примесь можно обнаружить в глубине пластины. Примесь попадает в объем благодаря процессу диффузии. Диффузионное введение примесей в полупроводник широко используется при изготовлении полупроводниковых приборов.

Процесс диффузии есть прямое следствие хаотического теплового движения частиц. Понять, почему хаотическое тепловое движение приводит к направленному перемещению частиц из области с высокой концентрацией в область с низкой концентрацией, очень важно.

Рассмотрим пример с каплей пролитого одеколона. Молекулы одеколона (рис. 3.2) хаотически двигаются во всех направлениях под ударами молекул воздуха. Мысленно выделим вокруг капли полусферу, через которую молекулы одеколона проходят беспрепятственно. Если бы концентрация молекул была одинакова по обе стороны мысленной перегородки, то поток молекул, направленный изнутри наружу, был бы в точности равен потоку снаружи внутрь.

В рассматриваемом примере дело обстоит не так: концентрация молекул одеколона над каплей велика и спадает по мере удаления от нее. Под влияием хаотического движения молекулы пересекают мысленную перегородку изнутри наружу и снаружи внутрь. Но внутри перегородки концентрация молекул выше, чем снаружи. Поэтому больше молекул пересечет перегородку изнутри, чем снаружи.

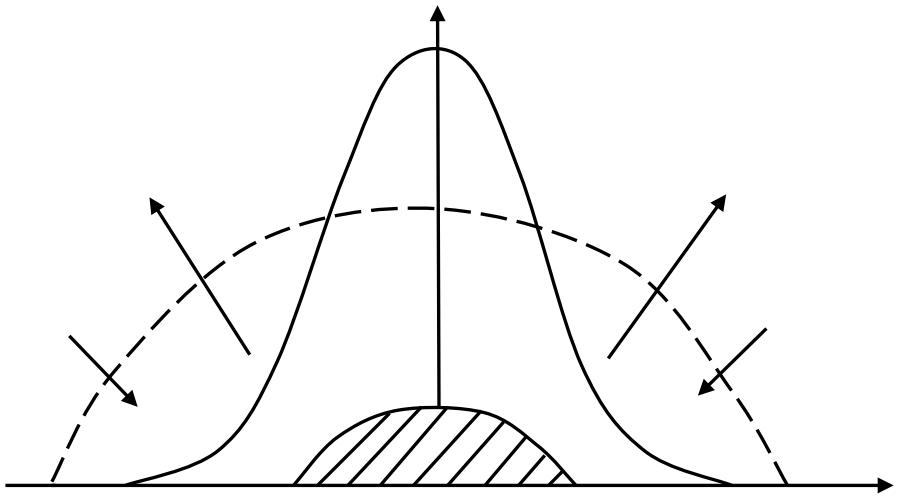


Рис. 3.2. Распределение молекул одеколона над каплей

Из примера ясно, что поток, вызванный диффузией, будет тем больше, чем резче меняется концентрация вблизи мысленно выделенной границы. Скорость изменения концентрации $n$ с координатой $x$ представляет собой частную производную от концентрации по координате $\partial n/\partial x$. Следовательно, диффузионный поток будет пропорционален $\partial n/\partial x$.

$$\Pi = -D\frac{\partial n}{\partial x}. \qquad (3.14)$$

Рис. 3.2 поясняет знак минус перед правой частью выражения (3.14). Там, где производная $\partial n/\partial x$ положительна, поток направлен против положительного направления оси $x$ и наоборот.

Коэффициент пропорциональности $D$ носит название *коэффициента диффузии.*

Определим его размерность. Поток носителей П численно равен числу носителей, пересекающих в единицу времени единичную площадь, $|П| = 1/(м^2 \cdot с)$. Размерность концентрации носителей $|n| = м^{-3}$, а градиента концентраций $|dn/dx| = м^{-4}$. Из этого следует, что коэффициент диффузии имеет размерность $|D| = м^2/с$.

От чего зависит коэффициент диффузии?

Естественно, что коэффициент диффузии будет зависеть от длины свободного пробега молекул. Чем меньше длина свободного пробега $l$, тем медленнее будут диффундировать молекулы, тем меньше будет коэффициент диффузии $D$.

Естественно также, что коэффициент диффузии будет увеличиваться с ростом тепловой скорости движения молекул $\upsilon_T$.

Также коэффициент диффузии зависит от времени между столкновениями $\tau_0$. Но и сама величина $\tau_0$ выражается через $l$ и $\upsilon_T$, а именно: $\tau_0 = l/\upsilon_T$.

Вот, пожалуй, и все переменные, от которых зависит коэффицент диффузии.

Для того чтобы получить из них величину с размерностью $|D| = м^2/с$, нужно перемножить $l$ и $\upsilon_T$:

$$D \sim l\upsilon_T . \qquad (3.15)$$

Точный расчет дает следующее соотношение:

$$D = \frac{1}{3} l\upsilon_T . \qquad (3.16)$$

Применим наши рассуждения к рассмотрению процесса диффузии свободных носителей заряда в полупроводниках.

Представим себе, что в какой-то части полупроводника (для определенности – электронного) концентрация носителей оказалась больше, чем в соседних областях. Такая ситуация может возникнуть, например, если эта часть полупроводника нагрета или освещена. Благодаря процессу диффузии возникает направленный поток электронов из области с высокой концентрацией в область с низкой концентрацией. Но направленный поток заряженных носителей по определению представляет собой электрический ток. Плотность такого тока, называемого *диффузионным*, легко определить. Она равна плотности потока носителей, определяемой уравнением (3.14), умноженной на заряд электрона:

$$j_{\text{äèô}.n} = e\text{П} = -eD\frac{\partial n}{\partial x}. \qquad (3.17)$$

При вычислении плотности диффузионного тока следует помнить о заряде носителей, образующих ток. Если заряд отрицательный (электроны), то, хотя поток электронов будет направлен в сторону убывания концентрации, диффузионный ток будет направлен в противоположную сторону – в сторону возрастания концентрации. Для дырок диффузионный ток направлен в ту же сторону, что и поток дырок.

Чтобы вычислить диффузионный ток, необходимо знать коэффициенты диффузии электронов и дырок $D_n$ и $D_p$.

Перепишем выражение (3.16) в виде

$$D = \frac{1}{3}\upsilon_T^2 \tau_0 . \qquad (3.18)$$

Вычислим значение тепловой скорости. Оно легко вычисляется из средней энергии теплового движения, равной $\frac{3}{2}kT$, и кинетической энергии частицы, равной $m\upsilon^2/2$. Приравняв эти величины, получим

$$\upsilon_T = \sqrt{\frac{3kT}{m}} . \qquad (3.19)$$

Подставив значение квадрата тепловой скорости в выражение (3.18), получим

$$D = \frac{1}{3}\upsilon_T^2 \tau_0 = \frac{kT}{m}\tau_0 . \qquad (3.20)$$

Используя выражение для подвижности носителей заряда (3.10), получаем

$$D = \frac{kT}{e}\mu . \qquad (3.21)$$

Связь между коэффициентом диффузии и подвижностью наглядно отражает то обстоятельство, что процессу диффузии носителей заряда и направленному движению частиц под действием электрического поля мешает одно и то же: столкновения частиц, происходящие через среднее время $\tau_0$, при средней тепловой скорости частиц $\upsilon_T$.

Связь между коэффициентом диффузии и подвижностью установлена Альбертом Эйнштейном, и соотношение (3.21) носит его имя.

Для полупроводника, содержащего свободные электроны и дырки, плотность суммарного диффузионного тока

$$j_{äèô} = j_{äèô.n} + j_{äèô.p} = -eD_n \frac{\partial n}{\partial x} + eD_p \frac{\partial p}{\partial x}. \qquad (3.22)$$

## 3.6. Плотность полного тока.

В большинстве полупроводниковых приборов величины токов обусловлены как дрейфовым, так и диффузионным перемещением свободных носителей заряда – электронов и дырок. Поэтому плотность полного тока с учетом (3.13) и (3.22) равна

$$j = j_{äð} + j_{äèô} = en\mu_n E + ep\mu_p E + eD_n \frac{\partial n}{\partial x} - eD_p \frac{\partial p}{\partial x}. \qquad (3.23)$$

## 3.7. Уравнение непрерывности.

В общем случае движение носителей заряда в полупроводнике определяется не только процессами дрейфа и диффузии, но и изменением во времени концентрации неравновесных носителей заряда, обусловленной процессами генерации и рекомбинации. В любом случае все эти процессы во всем кристалле или в какой-то его части должны подчиняться фундаментальному закону физики – закону сохранения количества заряда:

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = \operatorname{div} j, \qquad (3.24)$$

где ρ – объемная плотность заряда.

Иначе говоря, изменение плотности объемного заряда в любом объеме в единицу времени должно быть равно числу вытекающих из этого объема (или втекающих в этот объем) элементарных электрических зарядов.

Закон сохранения количества электричества для дырочного и электронного полупроводников с учетом указанных процессов записывается в виде следующих уравнений, называемых *уравнениями непрерывности*:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} - \frac{1}{q}\operatorname{div} j_p + G_p; \qquad (3.25)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau_n} - \frac{1}{q}\operatorname{div} j_n + G_n . \qquad (3.26)$$

Здесь первые члены в правых частях характеризуют процесс рекомбинации частиц ($p$ и $n$ – неравновесные концентрации, $p_0$ и $n_0$ – равновесные концентрации (концентрации акцепторов и доноров), а $\tau_p$ и $\tau_n$ – времена жизни неравновесных носителей заряда); члены $G_p$ и $G_n$ характеризуют процессы генерации дырок и электронов под воздействием внешних факторов. Вторые слагаемые в правых частях запишем, использовав (3.23):

$$\frac{1}{e}\operatorname{div} j_p = \frac{1}{e}\frac{\partial}{\partial x}(j_{\text{äð}.p} + j_{\text{äèô}.p}) = \mu_p E\frac{\partial p}{\partial x} + \mu_p p\frac{\partial E}{\partial x} - D_p\frac{\partial^2 p}{\partial x^2}; \qquad (3.27)$$

$$\frac{1}{e}\operatorname{div} j_n = \frac{1}{e}\frac{\partial}{\partial x}(j_{\text{äð}.n} + j_{\text{äèô}.n}) = \mu_n E\frac{\partial n}{\partial x} + \mu_n n\frac{\partial E}{\partial x} + D_n\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}. \qquad (3.28)$$

Подставляя эти соотношения в (3.25) и (3.26), получаем уравнения непрерывности в общем виде:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} - \mu_p E\frac{\partial p}{\partial x} - \mu_p p\frac{\partial E}{\partial x} + D_p\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + G_p; \qquad (3.29)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau_n} - \mu_n E\frac{\partial n}{\partial x} - \mu_n n\frac{\partial E}{\partial x} + D_n\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + G_n . \qquad (3.30)$$

Первый и последний члены в правых частях, как уже было сказано, характеризуют процесс рекомбинации и генерации частиц. Второй и третий члены – дрейфовое движение, а четвертый – диффузионное движение частиц.

Если левая часть уравнений отлична от нуля, то уравнения описывают динамические, зависящие от времени концентрации неравновесных носителей заряда. Эти выражения используются для анализа частотных и переходных характеристик полупроводниковых приборов.

Если левая часть уравнений равна нулю, то уравнения непрерывности описывают стационарные значения неравновесных носителей заряда. Эти выражения используются для расчета статических ВАХ полупроводниковых приборов.

Следует отметить, что дифференциальные уравнения второго порядка в частных производных, как правило, не имеют точного аналитического решения за исключением некоторых частных случаев и их решение

возможно только численными методами на ЭВМ. Например, если в полупроводнике отсутствует электрическое поле или его влиянием можно пренебречь, а также не происходит процесс генерации, то уравнения непрерывности преобразуются в *уравнения диффузии*:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2}; \qquad (3.31)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}. \qquad (3.32)$$

Уравнения диффузии, как будет показано далее, играют важную роль в анализе работы полупроводниковых приборов.

## 3.8. Явления в сильных электрических полях.

В слабых электрических полях, когда скорость направленного движения мала по сравнению с тепловой, наличие или отсутствие электрического поля не сказывается на характере столкновений носителей заряда с кристаллической решеткой. При этом подвижность $\mu$ является величиной постоянной, не зависящей от напряженности электрического поля $E$. В формуле (3.12) произведение $en\mu$ представляет собой удельную электропроводность $\sigma$ и, соответственно, можно записать соотношение, известное как закон Ома в дифференциальной форме:

$$j = \sigma E. \qquad (3.33)$$

Плотность тока в любой точке пропорциональна напряженности электрического поля, что соответствует выполнению закона Ома.

В сильных электрических полях кинетическая энергия носителей, приобретаемая ими в электрическом поле, может сравниться и даже стать больше, чем энергия хаотического теплового движения. Частота и характер столкновений, испытываемых носителями, зависят от их энергии. Поэтому в сильных электрических полях коэффициент диффузии и подвижность зависят от напряженности поля.

## 3.9. Дрейф носителей заряда в сильных электрических полях.

Во всех практически используемых полупроводниках при комнатной температуре *подвижность в сильных полях падает с ростом напряженности электрического поля E.* В очень сильных полях величина подвижности становится обратно пропорциональной напряженности поля:

$\mu \sim 1/E$. В соответствии с выражением (3.11) это означает, что дрейфовая скорость носителей остается постоянной $\upsilon$ = const.

Зависимость дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля для основных полупроводников приведена на рис. 3.3.

Из рис. 3.3 следует, что для всех полупроводников существует величина напряженности электрического поля, называемого *пороговым* ($E_{\text{пор}}$), когда скорость дрейфа электронов перестает зависеть от поля и характеристика $\upsilon = f(E)$ насыщается. Соответствующая пороговому полю величина дрейфовой скорости называется *скоростью насыщения* $\upsilon_s$.

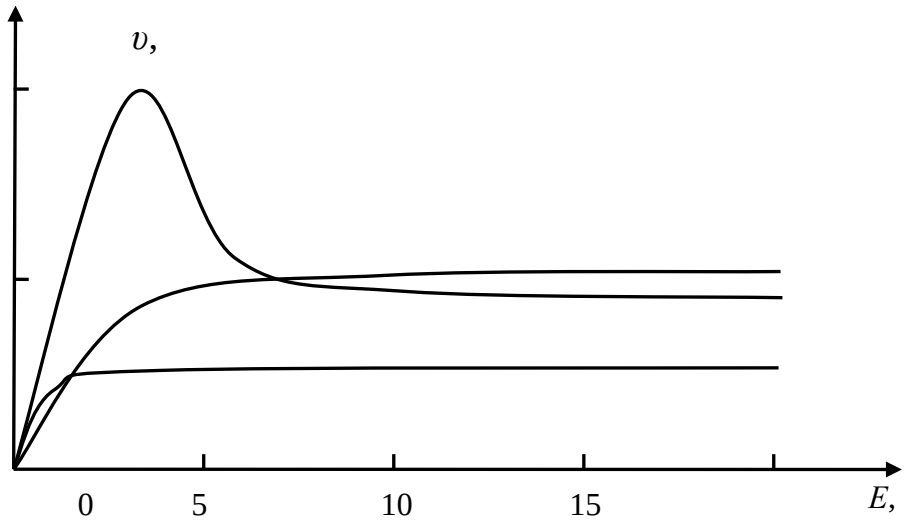



Рис. 3.3. Зависимость скорости дрейфа носителей заряда от напряженности электрического поля в Ge (1), Si (2) и GaAs (3)

Для арсенида галлия зависимость дрейфовой скорости электронов от напряженности электрического поля носит сложный степенной характер и при напряженности электрического поля $E_{\text{пор}} \approx 3{,}5$ кВ/см дрейфовая скорость начинает резко спадать с ростом поля, а затем насыщается. Эта особенность арсенида галлия приводит к ряду таких важных эффектов, как, например, эффект Ганна.

# ЛЕКЦИЯ 4. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД

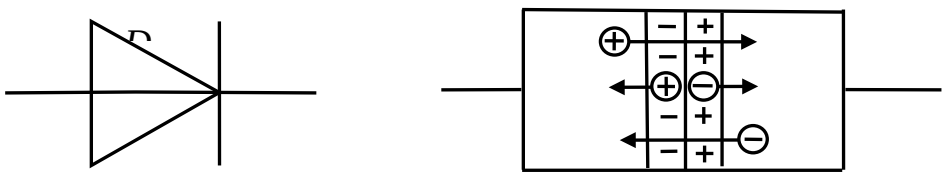
План лекции

4.1. Электронно-дырочный переход.
4.2. Механизм образования *p–n*-перехода.
4.3. *p–n*-переход в равновесном состоянии.
4.4. Анализ неравновесного *p–n*-перехода.
4.5. Вольт-амперная характеристика идеального диода (формула Шокли).
4.6. *p–n*-переход при прямом и обратном напряжениях. Механизмы пробоя *p–n*-перехода (туннельный, лавинный, тепловой).

## 4.1. Электронно-дырочный переход.

Контакт двух полупроводников одного вида с разным типом проводимости называется *электронно-дырочным* или *p–n-переходом*. Поверхность, по которой контактируют *p*- и *n*-слои, называется *металлургической границей*. *p–n*-переход обладает выпрямляющими, или вентильными, свойствами. Когда к полупроводнику *n*-типа приложено отрицательное напряжение, а к полупроводнику *p*-типа – положительное, такое включение называется *прямым*. Соответственно, когда к полупроводнику *n*-типа приложено положительное напряжение, а к полупроводнику *p*-типа – отрицательное, такое включение называется *обратным*. Обычно употребляют термины «прямое и обратное напряжение», «прямой и обратный ток».

Выпрямительные свойства *p–n*-перехода позволяют использовать его в качестве полупроводникового диода. На рис. 4.1, *а* приведено условное графическое обозначение полупроводникового диода на электрических схемах, а на рис. 4.1, *б* – структура полупроводникового диода.



*а* *б*

Рис. 4.1. Условное обозначение (*а*) и структура (*б*) полупроводникового диода

Электрод диода, подключенный к области *p*, называют *анодом*, а электрод, подключенный к области *n*, – *катодом*. По аналогии с электродами биполярных

транзисторов их еще называют соответственно *эмиттер* и *база*. Два внешних контакта в диоде – невыпрямляющие, поэтому их называют *омическими*.

## 4.2. Механизм образования *p–n*-перехода.

Рассмотрим контакт двух полупроводников с разным типом проводимости. Поскольку концентрация электронов в полупроводнике *n*-типа значительно больше, чем в полупроводнике *p*-типа, часть электронов под действием градиента концентраций диффундирует из слоя *n* в слой *p*. При этом в слое *p* вблизи границы раздела окажутся избыточные электроны. Эти электроны будут рекомбинировать с дырками до тех пор, пока не будет выполнено условие равновесия. Соответственно, концентрация дырок в этой области уменьшится и «обнажатся» нескомпенсированные отрицательные заряды ионов акцепторов. В слое *n*, следовательно, «обнажатся» нескомпенсированные положительные заряды ионов доноров, от которых ушли электроны (рис. 4.1, *б*). Следует помнить, что движение дырок возникает лишь вследствие того, что движутся электроны, поэтому рассмотрение движения последних более наглядно. Образовавшиеся объемные заряды и связанное с ними электрическое поле препятствуют дальнейшему диффузионному движению свободных носителей.

Одновременно с диффузионным движением основных носителей заряда происходит движение неосновных носителей заряда под действием электрического поля, называемое *дрейфом*. Неосновные носители заряда генерируются в *p–n*-переходе либо рядом с ним на расстоянии диффузионной длины под действием температуры за счет обрыва ковалентных связей собственного полупроводника.

При постоянной температуре диффузия и дрейф уравновешивают друг друга и обеспечивают больцмановское равновесие в области *p–n*-перехода.

Область объемных зарядов называют *обедненным слоем*, имея в виду резко пониженную концентрацию подвижных носителей в обеих ее частях. Поэтому она является наиболее высокоомной частью всей диодной структуры. В большинстве случаев полностью пренебрегают наличием свободных носителей в переходе и считают его границы идеально резкими. Такая идеализация упрощает решение многих задач.

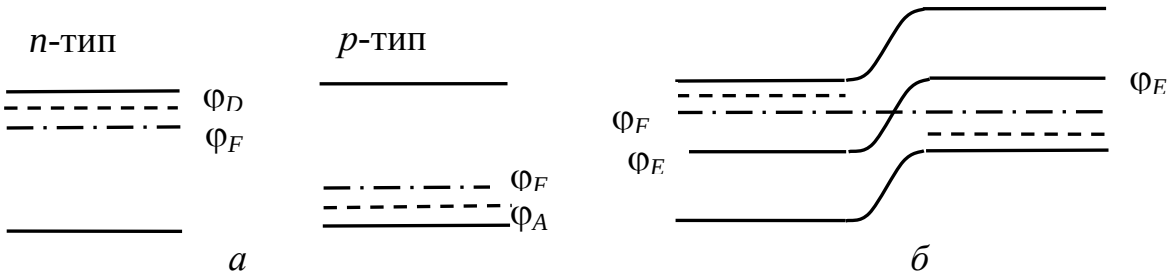



Рис. 4.2. Зонная диаграмма полупроводников
и *p*–*n*-перехода в равновесном состоянии

Считается, что *p*–*n*-переход в целом электрически нейтрален: отрицательный заряд ионов акцепторов равен положительному заряду ионов доноров. Также электрически нейтральны *p*- и *n*-области, в которых суммарный заряд свободных электронов равен заряду ионов доноров и заряд дырок равен суммарному заряду ионов акцепторов.

На рис. 4.2 показаны зонные диаграммы полупроводников *p*- и *n*-типа до и после контакта. Требование единства уровня Ферми в контактирующих слоях приводит к искривлению энергетических зон в *p*–*n*-переходе. В результате образуется потенциальный барьер.

## 4.3. *p*–*n*-переход в равновесном состоянии.

Высота равновесного потенциального барьера определяется разностью электростатических потенциалов в *p*- и *n*-слоях (рис. 4.2, *б*):

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_{A_p} - \varphi_{E_n}. \qquad (4.1)$$

Потенциалы $\varphi_{Ep}$ и $\varphi_{En}$ легко получить из выражений (отношение *n* к *p*), подставив соответственно $p = p_{p0}$ и $n = n_{n0}$ (индекс 0 – обозначает равновесное состояние). Тогда

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_T \ln(n_{n0} p_{p0} / n_i^2). \qquad (4.2)$$

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

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_T \ln(N_D N_A / n_i^2). \qquad (4.3)$$

Очевидно, что при прочих равных условиях высота потенциального барьера тем выше, чем меньше собственная концентрация носителей (т. е. чем больше ширина запрещенной зоны полупроводника). Например, для кремния с концентрацией $N_D = 10^{19}$ см$^{-3}$, $N_A = 10^{16}$ см$^{-3}$ и $n_i = 2\cdot10^{10}$ см$^{-3}$ получаем для комнатной температуры $\Delta\varphi_0 = 0{,}83$ В.

Используя соотношение $np = n_i^2$, заменяем в формуле (4.2) одну из концентраций основных носителей ($p_{p0}$ или $n_{n0}$) на концентрацию неосновных ($p_{n0}$ или $n_{p0}$). При этом оказывается, что равновесная высота потенциального барьера определяется отношением концентраций носителей одного типа (электронов или дырок) по обе стороны перехода:

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_T \ln(n_{n0} / n_{p0}). \qquad (4.4)$$

$$\Delta\varphi_0 = \varphi_T \ln(n_{n0} / n_{p0}). \qquad (4.5)$$

Эти варианты записи мы используем позднее при анализе неравновесного состояния перехода.

Чтобы рассчитать равновесную ширину перехода, воспользуемся идеализированным распределением зарядов. При таком распределении плотности заряда в каждой из двух частей перехода постоянны (рис. 4.3, *б*).

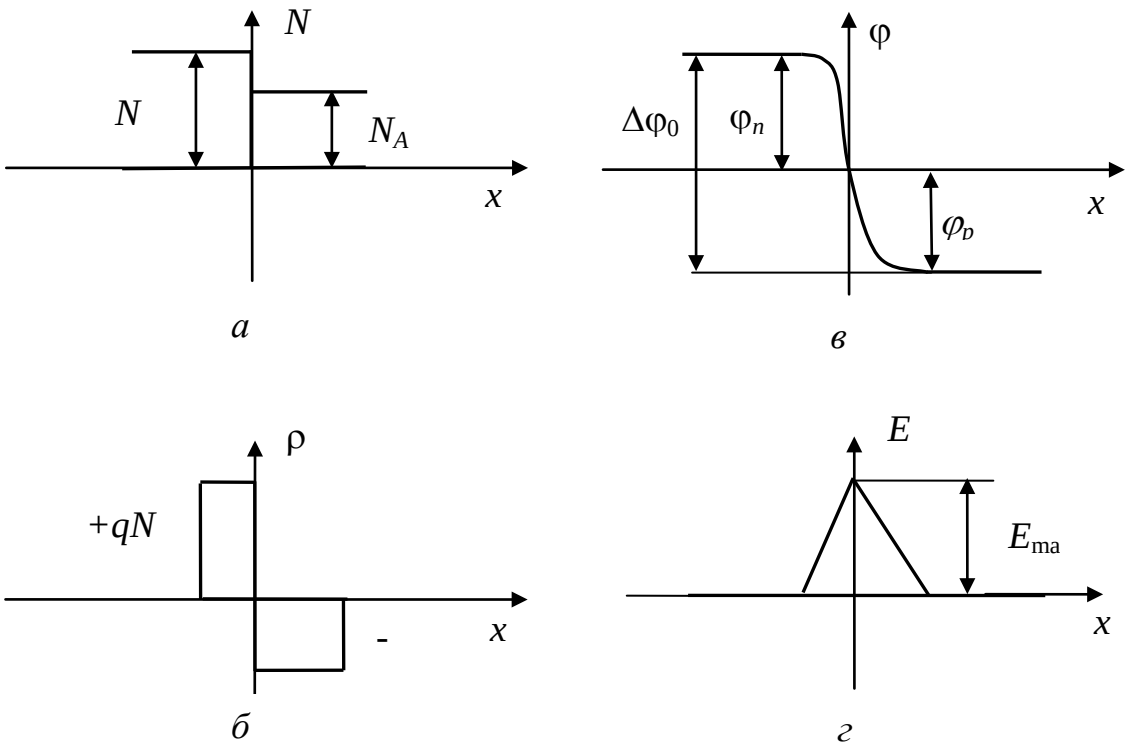



Рис. 4.3. Распределение концентрации примесей (*а*), плотности объемного заряда (*б*), потенциала (*в*) и напряженности поля (*г*) в ступенчатом $n^+$–$p$-переходе

Распределение потенциала в области объемного заряда можно оценить с помощью одномерного уравнения Пуассона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon \varepsilon_0}, \qquad (4.6)$$

где $\rho$ – плотность заряда, $\varepsilon$ – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника, $\varepsilon_0$ – электрическая постоянная.

В общем случае плотность заряда в полупроводнике записывается следующим образом:

$$\rho = q\,(p + N_D - n - N_A). \qquad (4.7)$$

Соответственно для $n^+$-слоя $\rho_n = qN_D$ и для $p$-слоя $\rho_p = -qN_A$.

Подставляя эти значения в уравнение Пуассона и интегрируя его дважды для каждой из двух частей перехода, получаем линейное распределение напряженности электрического поля $E$ и квадратичное распределение электрического потенциала $\varphi$ (рис. 4.3, *в, г*).

Функция $E(x)$ имеет вид

$$E(x) = \frac{qN_D}{2\varepsilon_0 \varepsilon}(l_n + x); \qquad x \le 0; \qquad (4.8)$$

$$E(x) = \frac{qN_A}{2\varepsilon_0 \varepsilon}(l_p - x); \qquad x \ge 0\,. \qquad (4.9)$$

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

$$l_n / l_p = N_D / N_A. \qquad (4.10)$$

В несимметричном переходе типа $n^+$–$p$ выполняется неравенство $N_D >> N_A$. Значит, $l_n << l_p$ и полная ширина перехода близка к составляющей в высокоомном слое: $l_0 \approx l_p$.

Функция $\varphi(x)$ имеет вид

$$\varphi(x) = \varphi_n - \frac{qN_D}{2\varepsilon_0 \varepsilon}(x + l_n); \qquad x \le 0; \qquad (4.11a)$$

$$\varphi(x) = \varphi_p - \frac{qN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon}(x - l_p); \quad x \geq 0. \qquad (4.11б)$$

Приравнивания значения $\varphi(x)$ при $x = 0$ и учитывая, что $\Delta\varphi_0 = \varphi_n - \varphi_p$ получаем

$$\Delta\varphi_0 = \frac{qN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon} l_n^{\,2} + \frac{qN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon} l_p^{\,2}. \qquad (4.12)$$

Для несимметричных переходов одним из слагаемых можно пренебречь. Например, для $n^+$–$p$-перехода, у которого $l_n << l_p$, можно пренебречь первым слагаемым и положить $l_n = l_p$. Поэтому, опустив для общности индексы, запишем ширину потенциального барьера в несимметричном переходе следующим образом:

$$l_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon\Delta\varphi_0}{qN}}, \qquad (4.13)$$

где $N$ – концентрация примеси в высокоомном слое перехода. Полагая для кремния $N = 10^{16}$см$^{-3}$ и $\Delta\varphi_0 = 0{,}8$ В, получаем $l_0 = 0{,}3$ мкм.

Плавные $p$–$n$-переходы получают главным образом путем высокотемпературной диффузии примесей. При этом распределение примеси оказывается близким к экспоненциальному. Однако при анализе плавных переходов считают, что на коротком участке (в пределах ширины перехода) распределение эффективной концентрации примеси линейное. Тогда и плотности объемных зарядов в переходе можно считать линейными функциями координаты $x$. В этом случае решение уравнения Пуассона приводит к квадратичной функции $E(x)$ и кубической функции $\varphi(x)$. Использовав эти функции так же, как и для ступенчатого перехода, можно получить ширину равновесного плавного перехода в следующем виде:

$$l_0 = \sqrt{\frac{9\varepsilon_0\varepsilon\Delta\varphi_0}{qN'}}, \qquad (4.14)$$

где $N'$ – градиент эффективной концентрации. Поскольку градиент одинаков в обеих частях перехода, то и ширина $l_0$ делится поровну между $n$- и $p$-слоями, т. е. плавный переход симметричен.

Что касается высоты равновесного потенциального барьера, то она определяется формулой (4.3), где $N_D$ и $N_A$ – эффективные концентрации примесей на соответствующих границах перехода.

## 4.4. Анализ неравновесного *p–n*-перехода.

Если подключить источник ЭДС между *p*- и *n*-слоями, то равновесие перехода нарушится и в цепи потечет ток. Удельное сопротивление обедненного слоя намного выше, чем удельные сопротивления нейтральных слоев. Поэтому внешнее напряжение практически полностью падает на переходе, а значит, изменение высоты потенциального барьера равно значению приложенной ЭДС.

Когда ЭДС $U$ приложена плюсом к *p*-слою, высота барьера уменьшается (рис. 4.4, *а*):

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 - U\,. \qquad (4.15)$$

Напряжение такой полярности является прямым. При отрицательном потенциале на *p*-слое высота барьера увеличивается (рис. 4.4, *б*) и знак минус в формуле (4.15) следует изменить на плюс. Напряжение такой полярности является обратным.

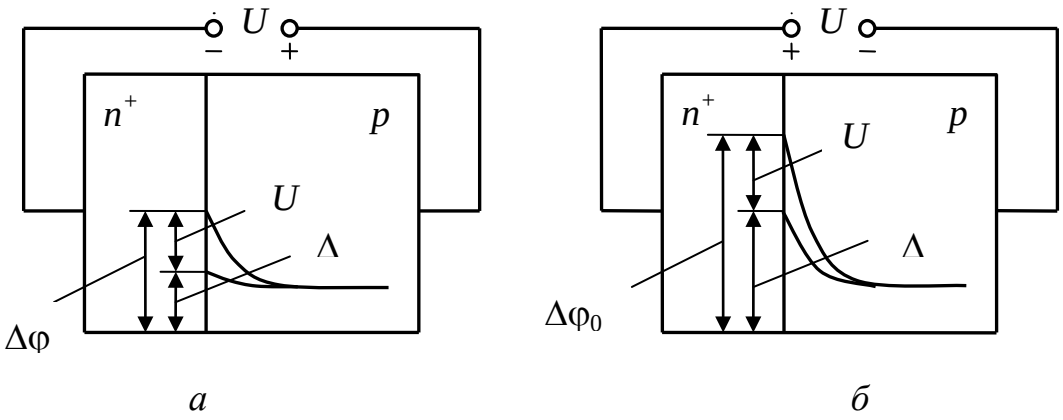



Рис. 4.4. Смещение перехода в прямом (*а*) и обратном (*б*) направлениях

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

Подставляя значение $\Delta\varphi$ из (4.15) в (4.13), получаем ширину неравновесного барьера в виде

$$l = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(\Delta\varphi_0 - U)}{qN}}\,. \qquad (4.16)$$

Как видим, переход сужается при прямом напряжении ($U > 0$) и расширяется при обратном ($U < 0$).

Изменение высоты потенциального барьера в общем случае сопровождается изменением всех четырех граничных концентраций. Однако, поскольку концентрации основных носителей значительно больше, чем неосновных, можно считать, что меняются только последние. Поэтому заменим в правых частях формул (4.4) и (4.5) концентрации $n_{p0}$ на $n_p$ и $p_{n0}$ на $p_n$, а в левых частях – величину $\Delta\varphi_0$ на $\Delta\varphi$.

После этого, подставляя значения $\Delta\varphi_0$ из (4.4) и (4.5), нетрудно установить связь между граничными концентрациями неосновных носителей в равновесном и неравновесном состояниях перехода:

$$n_p = n_{p0} e^{U/\varphi_T}, \tag{4.17}$$

$$p_n = p_{n0} e^{U/\varphi_T}. \tag{4.18}$$

При прямых напряжениях граничные концентрации оказываются больше равновесных. Значит, в каждом из слоев появляются избыточные носители, т. е. происходит *инжекция*. При обратных напряжениях граничные концентрации уменьшаются по сравнению с равновесными, т. е. имеет место *экстракция*.

Избыточные концентрации на границах перехода найдем, вычитая из $n_p$ и $p_n$ и соответственно $n_{p0}$ и $p_{n0}$:

$$\Delta n_p = n_{p0}(e^{U/\varphi_T} - 1); \tag{4.19}$$

$$\Delta p_n = p_{n0}(e^{U/\varphi_T} - 1). \tag{4.20}$$

Поделив (4.19) на (4.20), заменив в правой части концентрации неосновных носителей концентрациями основных и посчитав концентрации основных носителей равными концентрациям соответствующих примесей, получим

$$\Delta n_p/\Delta p_n = N_D/N_A. \tag{4.21}$$

Отсюда следует, что у несимметричных переходов концентрация избыточных носителей в высокоомном слое (с малой концентрацией) гораздо больше, чем в низкоомном. Можно сказать, что в несимметричных переходах инжекция имеет односторонний характер: главную роль играют носители, инжектируемые из низкоомного (сильно легированного) слоя в высокоомный. Инжектирующий слой (с меньшим удельным

сопротивлением) называют *эмиттером*, а слой с большим удельным сопротивлением, в который инжектируются неосновные носители, – *базой*.

При обратных напряжениях, т. е. в режиме экстракции, граничные концентрации согласно (4.17) и (4.18) меньше равновесных и могут быть сколь угодно малыми. При этом избыточные концентрации согласно (4.19) и (4.20) отрицательны, по модулю они не превышают равновесных значений $n_{p0}$ и $p_{n0}$.

## 4.5. Вольт-амперная характеристика идеального диода (формула Шокли).

Вольт-амперная характеристика (ВАХ) идеального диода с *p–n*-переходом, отражающая его основные свойства, была получена У. Шокли и рассчитана путем решения уравнения непрерывности, которое связывает концентрацию носителей заряда в любой части полупроводника с параметрами электрического поля в нем, скоростью генерации и рекомбинации носителей заряда, процессом диффузии носителей и временем. Основными упрощениями, сделанными при построении математической модели диода, были следующие: толщина *p–n*-перехода равна нулю; генерационные и рекомбинационные процессы как в области перехода, так и в объеме полупроводника отсутствуют; отсутствуют явления пробоя *p–n*-перехода и поверхностные состояния; не учитывается омическое сопротивление объема полупроводника.

В результате принятых упрощений уравнения непрерывности сводятся к уравнениям диффузии и соответствующее приближение называется *диффузионным приближением.* При этом интерес представляют только избыточные концентрации, возникающие вследствие инжекции носителей заряда через *p–n*-переход, и достаточно записать только одно из двух уравнений, поскольку второе дает такой же результат в силу условия нейтральности ($\Delta n = \Delta p$).

С учетом всех принятых допущений для электронного полупроводника имеем

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n - n_0}{\tau_n} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2}. \qquad (4.22)$$

Введем величину

$$L_n = (D_n \cdot \tau_n)^{1/2}. \qquad (4.23)$$

Это так называемая *диффузионная длина.* Она характеризует то расстояние, на которое носители заряда успевают продиффундировать за

время жизни. Диффузионная длина – одна из фундаментальных величин в физике полупроводников.

Найдем избыточную концентрацию $\Delta n = n - n_0$. Поделим обе части (4.22) на $D_n$. Тогда уравнение диффузии принимает вид

$$\frac{\partial^2(\Delta n)}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{L^2} = \frac{1}{D_n}\frac{\partial(\Delta n)}{\partial t}. \qquad (4.24)$$

Стационарный вариант уравнения получается, если в правой части положить $\partial(\Delta n)/\partial t = 0$:

$$\frac{\partial^2(\Delta n)}{\partial x^2} - \frac{\Delta n}{L^2} = 0. \qquad (4.25)$$

Уравнение (4.25) – это линейное дифференциальное уравнение 2-го порядка в частных производных. Общее решение его представляет собой сумму экспонент:

$$\Delta n(x) = A_1 e^{x/L_n} + A_2 e^{-x/L_n}, \qquad (4.26)$$

где коэффициенты $A_1$ и $A_2$ определяются из граничных условий.

При $x \to \infty$, $\Delta n \to 0$, т. е. вдали от инжектирующей поверхности, избыточная концентрация отсутствует и полупроводник находится в равновесном состоянии. При этом граничном условии $A_1 = 0$.

При $x = 0$ получаем $A_2 = \Delta n(0)$, следовательно, распределение избыточной концентрации экспоненциальное:

$$\Delta n(x) = \Delta n(0) e^{-x/L_n}. \qquad (4.27)$$

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

Вычислим граничный градиент концентрации носителей заряда. Дифференцируя (4.27), получаем

$$\frac{\partial(\Delta n)}{\partial x} = \frac{\Delta n(0)}{L_n} e^{-x/L_n}. \qquad (4.28)$$

Из (4.28) следует, что градиент концентрации, а значит, и диффузионный ток спадают по мере удаления от инжектирующей

поверхности. Градиент имеет максимальное (по модулю) значение при $x = 0$, т. е. на инжектирующей поверхности

$$\left.\frac{\partial(\Delta n)}{\partial x}\right|_{x=0} = \frac{\Delta n(0)}{L_n}. \qquad (4.29)$$

В общем случае ток через переход состоит из электронной и дырочной составляющих, которые с учетом принятых упрощений являются чисто диффузионными (рис. 4.5).

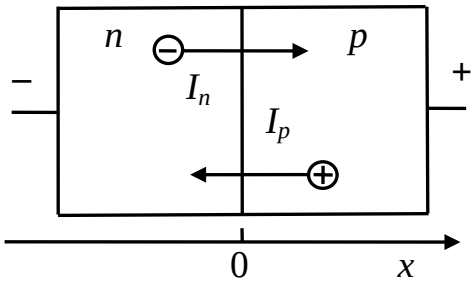



Рис. 4.5. Структура тока в *p*–*n*-переходе в диффузионном приближении

Суммарная плотность диффузионного тока рассчитывается по формуле (3.22). Запишем градиенты концентраций для дырочного и диффузионного тока

$$\left.\frac{\partial(\Delta n)}{\partial x}\right|_{x=0} = -\frac{\Delta n_p}{L_n}; \quad \left.\frac{\partial(\Delta p)}{\partial x}\right|_{x=0} = \frac{\Delta p_n}{L_p}. \qquad (4.30)$$

Знак плюс для дырочного градиента обусловлен тем, что дырки инжектируются в направлении отрицательных значений $x$ (см. рис. 4.5).

Подставляя эти градиенты в выражения для диффузионных компонент тока и используя выражения (4.19) и (4.20) для избыточных концентраций на границах перехода, получаем электронную и дырочную составляющие тока в виде

$$j_n = -\frac{qD_n}{L_n} n_{p0}(e^{U/\varphi_T} - 1); \qquad (4.31)$$

$$j_p = -\frac{qD_p}{L_p} p_{n0}(e^{U/\varphi_T} - 1). \qquad (4.32)$$

Знаки минус обусловлены только тем, что ось $x$ направлена от отрицательного полюса источника ЭДС к положительному, а направление тока в электротехнике принято от плюса к минусу. Суммируя плотности электронного и дырочного токов $j_n$ и $j_p$, умножая их на площадь перехода $S$ и опуская знак минус запишем ВАХ $p$–$n$-перехода в виде

$$I = I_S(e^{U/\varphi_T} - 1), \tag{4.33}$$

где

$$I_S = qS\left(\frac{D_n n_{p0}}{L_n} + \frac{D_p p_{n0}}{L_p}\right). \tag{4.34}$$

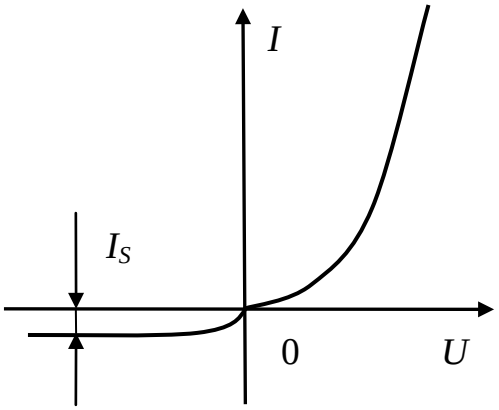



Рис. 4.6. Статическая вольт-амперная характеристика идеального диода

Формула (4.33) получена Уильямом Шокли. Она является одной из важнейших в физике полупроводников. ВАХ диода, определяемая выражением (4.33), называется *идеальной*, так как при ее выводе были приняты многие упрощения. Вид идеальной ВАХ диода приведен на рис. 4.6.

Ток $I_S$ – *обратный ток насыщения диода*, называемый также *тепловым током*, так как имеет тепловое происхождение и очень сильно зависит от температуры. При обратном напряжении $|U|>3\varphi_T$, согласно (4.33), величина тока насыщения не зависит от напряжения.

## 4.6. *p*–*n*-переход при прямом и обратном напряжениях. Механизмы пробоя *p*–*n*-перехода (туннельный, лавинный, тепловой).

При подаче прямого напряжения на $p$–$n$-переход зависимость $I_д = f(U_д)$ настолько крутая, что получить нужный ток, задавая прямое напряжение очень трудно: малейшее изменение напряжения вызывает экспоненциальное изменение тока. Поэтому для $p$–$n$-перехода характерен режим заданного прямого тока. Чтобы исследовать зависимость $U_д = f(I_д)$, запишем ВАХ в следующей форме:

$$U = \varphi_T \ln\left(\frac{I}{I_0} + 1\right). \tag{4.35}$$

Для кремниевых диодов из-за малой величины теплового тока можно воспользоваться упрощенным выражением

$$U = \varphi_T \ln(I / I_0). \qquad (4.36)$$

Если диапазон изменения прямых токов составляет два и более порядка, то прямое напряжение может изменяться существенно. На практике диапазон изменения прямых токов редко бывает таким широким. Тогда прямое напряжение изменяется незначительно.

В зависимости от диапазона токов прямые напряжения на *p–n*-переходе несколько различаются, но в пределах диапазона их можно считать постоянными и рассматривать как параметр открытого перехода. Различают *нормальный* режим, когда прямой ток через переход имеет величину порядка миллиампера и падение напряжения на кремниевом переходе $U \approx 0{,}7$ В, и *микрорежим*, когда прямой ток порядка микроампера и падение напряжения на переходе $U \approx 0{,}5$ В.

Как отмечалось, величина тока насыщения идеального *p–n*-перехода не зависит от напряжения. Реальный обратный ток перехода может намного превосходить величину тока насыщения. Причиной этого может являться генерация электронно-дырочных пар в области обратносмещенного *p–n*-перехода. В равновесном состоянии процессы генерации и рекомбинации уравновешивают друг друга. В случае приложения обратного напряжения область перехода дополнительно обедняется носителями и процесс становится неуравновешенным. Избыточные носители уносятся электрическим полем в нейтральные слои, образуя ток термогенерации, который превосходит ток насыщения на несколько порядков.

При достаточно большой напряженности электрического поля в обратносмещенном *p–n*-переходе может возникнуть пробой. Различают три вида (механизма) пробоя: *туннельный, лавинный и тепловой.*

В основе туннельного пробоя лежит туннельный эффект, который возникает в случае, когда геометрическая ширина потенциального барьера (*p–n*-перехода) становится сравнима с дебройлевской длиной волны электрона и электроны с заполненных энергетических состояний в зоне проводимости переходят на свободные состояния в валентной зоне (рис. 4.7).

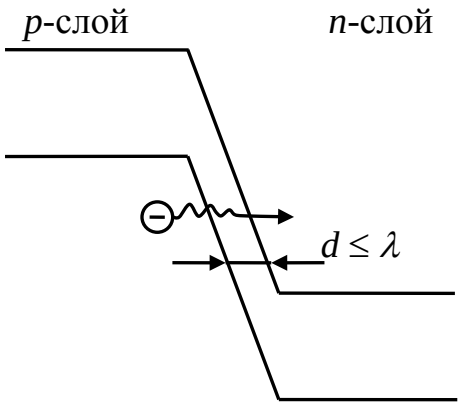



Рис. 4.7. Зонная диаграмма туннельного пробоя

Лавинный пробой возникает в сильном электрическом поле,

действующем в области *p–n*-перехода, когда электрон на длине свободного пробега набирает энергию, равную или большую ширины запрещенной зоны, и ионизирует атом собственного полупроводника. В результате рождается пара электрон – дырка, и процесс повторяется уже с участием новых носителей.

В основе теплового пробоя лежит саморазогрев перехода при протекании обратного тока. С ростом температуры обратный ток возрастает, соответственно увеличивается мощность, рассеиваемая в переходе, это вызывает дополнительный рост температуры и т. д. Характерной особенностью ВАХ при тепловом пробое является наличие участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением: $dU/dI < 0$.

# ЛЕКЦИЯ 5. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ

План лекции

5.1. Разновидности полупроводниковых диодов.
5.2. Выпрямительные полупроводниковые диоды. Характеристики и параметры. Влияние внешних условий на характеристики и параметры.
5.3. Рабочий режим диода на постоянном токе. Применение диодов для выпрямления переменного тока.
5.4. Модели выпрямительных диодов.
5.5. Стабилитроны: характеристики, параметры, применение.
5.6. Туннельный диод. Зонная диаграмма и ВАХ.
5.7. Варикап: принцип работы, применение.
5.8. Импульсные диоды: принцип действия.

## 5.1. Разновидности полупроводниковых диодов.

Прибор, который имеет два электрода и один выпрямляющий *p*–*n*-переход, называется *полупроводниковым диодом*. Существуют разные виды полупроводниковых диодов – выпрямительные, импульсные, обращенные, туннельные, лавинно-пролетные, опорные или зенеровские (стабилитроны), с регулируемой емкостью (варикапы) и т. д.

## 5.2. Выпрямительные полупроводниковые диоды. Характеристики и параметры. Влияние внешних условий на характеристики и параметры.

Выпрямительные диоды предназначены для выпрямления переменного тока. Выпрямительные полупроводниковые диоды изготавливаются, как правило, из кремния или германия. В зависимости от частоты выпрямляемого тока они делятся на низкочастотные и высокочастотные. В зависимости от мощности – на диоды малой, средней и большой мощности, что соответствует предельным значениям выпрямленного тока до 300 мА, от 300 мА до 10 А и выше 10 А. По конструкции выпрямительные диоды подразделяются на точечные и плоскостные, а в зависимости от технологии изготовления – на сплавные, диффузионные и эпитаксиальные.

Точечные диоды имеют малую барьерную емкость, обусловленную малой площадью *p*–*n*-перехода, и применяются, как правило, на высоких и сверхвысоких частотах.

Мощные плоскостные диоды имеют большую площадь *p*–*n*-перехода, являются низкочастотными и используются в основном в выпрямительных устройствах для питания различной аппаратуры. Такие диоды называются *силовыми*. Они изготавливаются преимущественно из кремния, поскольку

германий характеризуется сильной зависимостью обратного тока через *p–n*-переход от температуры. Мощные кремниевые диоды рассчитаны на выпрямленный ток от 10 до 500 А и обратное напряжение до 1000 В.

Для выпрямления высоких напряжений служат выпрямительные столбы, состоящие из ряда последовательно включенных полупроводниковых диодов, выпрямленный ток которых может составлять несколько сот миллиампер, а напряжение до 15000 В.

Сплавные диоды чаще всего применяются для выпрямления переменного тока с частотой до 5 кГц и изготавливаются из кремния. Кремниевые диффузионные диоды могут работать на частотах до 100 кГц, а эпитаксиальные диоды с барьером Шоттки – на частотах до 500 кГц.

Зависимость тока через диод от напряжения на диоде называется вольт-амперной характеристикой диода (ВАХ). Теоретическое описание ВАХ идеального диода с *p–n* переходом, полученное У. Шокли (4.33), имеет вид

$$I = I_S\left(e^{U/\varphi_T} - 1\right), \qquad (5.1)$$

где $U$ – напряжение на *p–n*-переходе диода, $I_S$ – ток насыщения, $\varphi_T = kT/q$ – тепловой потенциал. При $T$ = 300 К $\varphi_T$ = 25 мВ. ВАХ идеального *p–n*-перехода приведена на рис. 5.1, *а*.

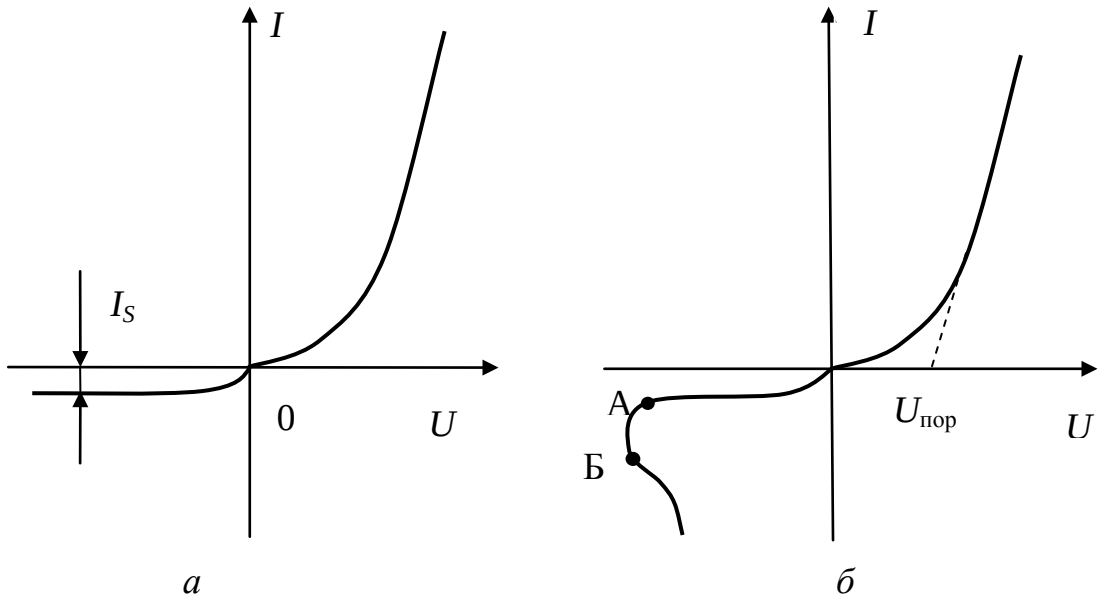



Рис. 5.1. Статические вольт-амперные характеристики идеального *p–n*-перехода (*а*) и реального диода (*б*)

При положительных и отрицательных напряжениях $U$, больших по модулю 0,1 В, ВАХ описывается упрощенным выражением

$$I = I_S e^{U/\varphi_T}. \qquad (5.2)$$

При протекании большого прямого тока через диод падение напряжения возникает не только на *p*–*n*-переходе, но и на объемном сопротивлении полупроводника *R*.

В результате реальная ВАХ диода (рис. 5.1, *б*) отличается от ВАХ идеального *p*–*n*-перехода и описывается выражением

$$I = I_S e^{(U-IR)/\varphi_T}. \qquad (5.3)$$

Различают прямую (при $U > 0$) и обратную (при $U < 0$) ветви ВАХ. Прямой ветви ВАХ соответствуют большие значения прямого тока диода и малые падения напряжения на диоде, обратной ветви – малые значения обратного тока диода при достаточно больших (по модулю) обратных напряжениях на диоде. Свойством проводить ток практически в одном направлении (свойством односторонней проводимости) и определяется использование диода для целей выпрямления переменного тока.

На прямой ветви ВАХ выпрямительного диода выделяют условную точку ее резкого излома и соответствующее ей напряжение, называемое *пороговым*. Пороговое напряжение приближенно составляют 0,3 В для германиевых диодов, 0,6 В – для кремниевых и 1,2 В – для арсенид-галлиевых.

Важным параметром диода является коэффициент выпрямления $K_в$, который определяется как отношение прямого тока к обратному при одинаковой (по модулю) величине прямого и обратного напряжений (например: ±0,01 В; ±0,1 В; ±1 В) [3]. Для идеального диода $K_в = 1$ при $U = \pm 0{,}01$ В. При $U = \pm 1$ В $K_в = 2{,}8 \cdot 10^{20}$.

Для реального диода существует максимально допустимый прямой ток $I_{пр.max}$, превышение которого приводит к его недопустимому разогреву и тепловому пробою. Значение $I_{пр.max}$ относится к справочным предельным параметрам диодов. Для диодов малой мощности предельный прямой ток составляет десятки миллиампер.

При приложении определенного обратного напряжения, называемого *напряжением пробоя*, начинается процесс лавинообразного нарастания тока, что соответствует электрическому пробою *p*–*n*-перехода (отрезок А–Б на рис. 5.1, *б*). Если в этот момент ток не ограничить, то электрический пробой переходит в тепловой (участок ВАХ после точки Б).

Максимально допустимое обратное напряжение $U_{обр.max}$ также является важным предельным параметром выпрямительных диодов и составляет для диодов малой мощности десятки – сотни вольт.

Полупроводниковый диод характеризуется статическим и дифференциальным (динамическим) сопротивлениями, которые определяются по его ВАХ.

Дифференциальное сопротивление диода представляет отношение приращения напряжения на диоде к приращению тока через диод:

$$r_д = dU / dI. \qquad (5.4)$$

Оно имеет большое значение на обратной ветви ВАХ и малое значение, обратно пропорциональное току диода, – на прямой ветви ВАХ диода (рис. 5.2).

Для диодов малой мощности дифференциальное сопротивление составляет единицы – десятки ом, для более мощных диодов – десятые доли ома.

Статическое сопротивление диода (сопротивление постоянному току) определяется отношением напряжения на диоде к протекающему через него току:

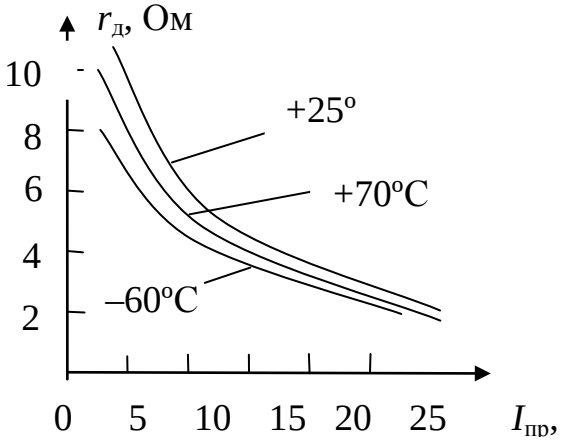



Рис. 5.2. Зависимость дифференциального сопротивления диода ГД402 от величины прямого тока

$$R_{д.ст} = U/I. \qquad (5.5)$$

Свойства полупроводниковых диодов сильно зависят от температуры. При повышении температуры снижается статическое и дифференциальное сопротивление диода (рис. 5.2), соответственно, возрастают прямой и обратный токи диода. У германиевых диодов обратный ток увеличивается в 2 раза на каждые 10 ºС повышения температуры. У кремниевых диодов прямой ток диода растет при нагреве не столь сильно, как обратный, так как его величина определяется концентрацией легирующей примеси. При возрастании температуры ВАХ диода сдвигается влево.

## 5.3. Рабочий режим диода на постоянном токе. Применение диодов для выпрямления переменного тока.

В электронных схемах в цепь диода, как правило, включается какая-либо нагрузка, например резистор (рис. 5.3). Если бы диод обладал линейным сопротивлением, то расчет тока в подобной цепи не представлял бы затруднений. Но диод обладает нелинейным сопротивлением и его сопротивление изменяется при изменении тока. Потому расчет режима диода

по постоянному току делается графически. Он основывается на использовании статической ВАХ диода (рис. 5.3). При этом на ВАХ строится *линия нагрузки* или *нагрузочная характеристика*.

Она устанавливает связь между током через диод $I$ напряжением на диоде $U$, сопротивлением нагрузки $R_н$ и ЭДС источника питания $E$ и определяется выражением

$$I = (E - U)/R_н, \qquad (5.6)$$

которое следует из второго закона Кирхгофа для цепи, содержащей диод, сопротивление нагрузки и источник питания:

$$E = U + IR_н. \qquad (5.6)$$

Построение линии нагрузки производится по точкам ее пересечения с осями координат. При $I = 0$ получаем $U = E$, откладываем на оси напряжений значение $E$, получаем точку А. При $U = 0$ получаем $I = E/R_н$, откладываем это значение по оси токов, получаем точку Б. Соединяя эти точки, получаем линию нагрузки. Пересечение линии нагрузки и ВАХ диода (точка Т) дают решение поставленной задачи.

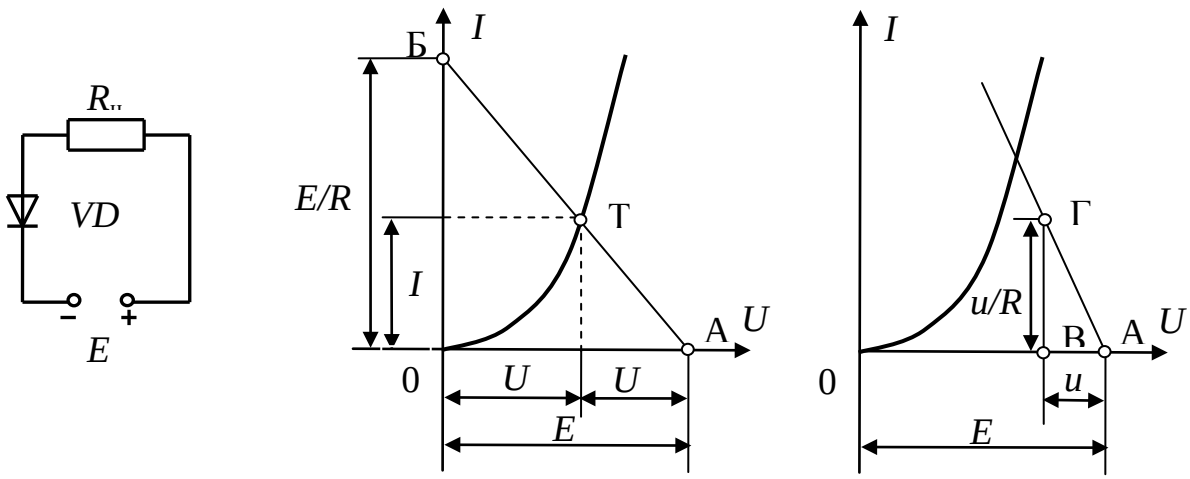



Рис. 5.3. Схема включения диода с нагрузкой и построение линии нагрузки

При сравнительно малых $R_н$ точка Б получается за пределами чертежа, в этом случае следует отложить от точки А влево произвольное напряжение $u$ и от полученной очки отложить ток $I = u/R_н$ (отрезок ВГ). Прямая, проведенная через точки В и Г, будет линией нагрузки. Иногда бывают заданы напряжение, ток и сопротивление нагрузки, а следует определить ЭДС источника питания. Во всех случаях нужно руководствоваться уравнением (5.6).

Выпрямление переменного тока – один из основных процессов в радиоэлектронике. Выпрямителями в общем случае называются устройства, предназначенные для преобразования переменного напряжения в постоянное. Выпрямители на основе полупроводниковых диодов применяются в источниках питания радиоэлектронной аппаратуры, а также используются в качестве измерительных преобразователей, амплитудных детекторов сигналов, умножителей напряжения и др.

Существуют различные виды полупроводниковых выпрямителей, отличающиеся количеством диодов, схемой их включения, типом сглаживающего фильтра. Простейшая схема для выпрямления переменного тока показана на рис. 5.4, *а*. Она включает в себя генератор переменной ЭДС (*e*), диод *VD* и нагрузочный резистор $R_н$. Эта схема называется *однополупериодной схемой выпрямления с активной нагрузкой*.

Для питания радиоэлектронной аппаратуры в качестве генератора переменной ЭДС обычно служит силовой трансформатор, включенный в электрическую сеть (рис 5.4, *б*).

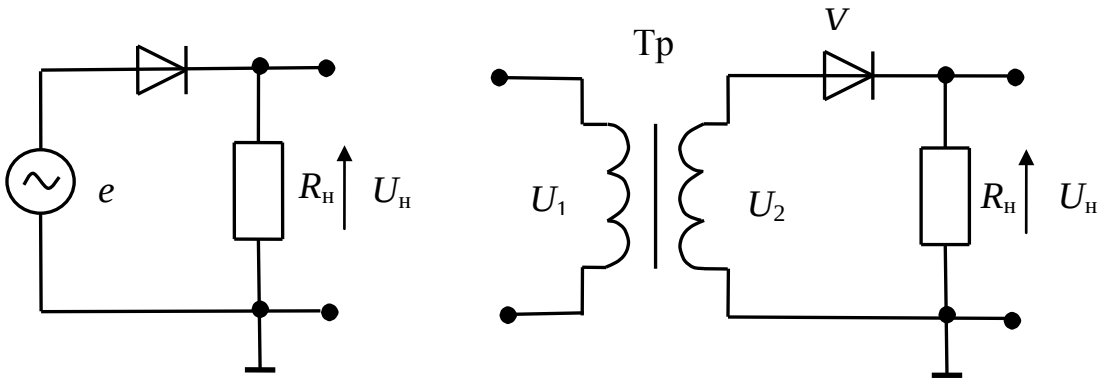



Рис. 5.4. Схема однополупериодного выпрямителя: *e* – источник ЭДС, Тр – трансформатор, $U_1$ , $U_2$ – напряжения на первичной и вторичной обмотках трансформатора, *VD* – выпрямительный диод, $R_н$ – сопротивление нагрузки, $U_н$ – напряжение на нагрузке

Однофазный однополупериодный выпрямитель пропускает на выход только одну полуволну выпрямляемого напряжения (рис. 5.5). Полезной частью такого напряжения является его *постоянная составляющая* или *среднее значение* $U_{ср}$.

Для однополупериодной схемы среднее значение напряжения определяется как

$$U_{\text{ñð}} = \frac{1}{T}\int_0^{T/2} U_{m2}\sin\omega t dt = U_m/\pi = 0{,}318U_m, \qquad (5.7)$$

где $U_m$ (или $E_m$) амплитуда напряжения источника $e$ (для схемы рис. 5.4, *б* – напряжения на вторичной обмотке трансформатора $U_2$).

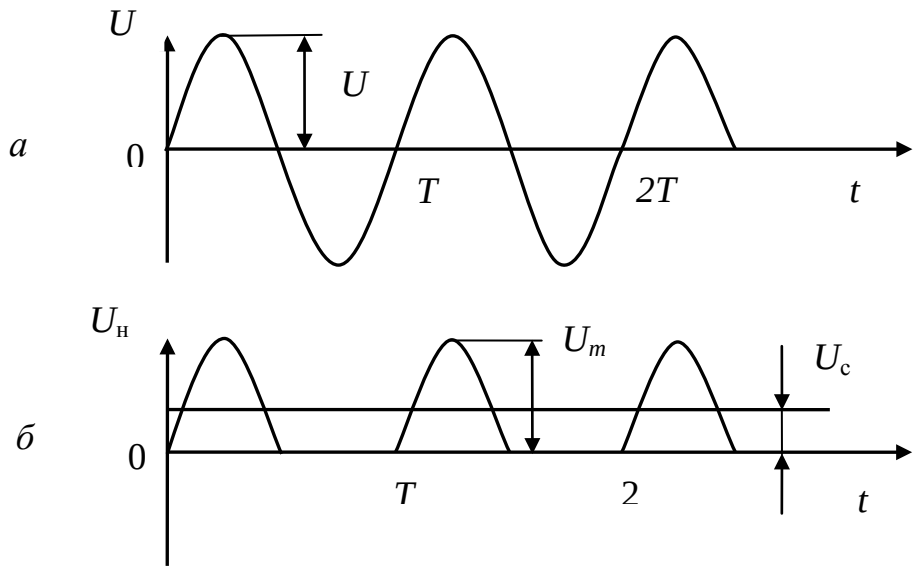



Рис. 5.5. Форма напряжений на входе (*а*) и выходе (*б*) однополупериодного выпрямителя

Если напряжение источника составляет величину десятки – сотни вольт, то падением напряжения на диоде можно пренебречь и $U_{\text{ср}} \approx 0{,}3\ E_m$. При выпрямлении переменного напряжения небольшой амплитуды (единицы вольт) необходимо учитывать падение напряжения на диоде, которое может составлять до 0,6 В для маломощных германиевых диодов и более 1 В для кремниевых. Оно приводит к потере мощности на диоде и снижению коэффициента полезного действия выпрямителя.

При отрицательной полуволне все напряжение источника приложено к диоду и является для него обратным. Максимальное значение обратного напряжения $U_{\text{обр}}$ равно амплитуде ЭДС источника (напряжения на вторичной обмотке трансформатора).

Важным параметром, характеризующим работу выпрямителя, является коэффициент пульсаций:

$$k_{\text{п}} = U_{m1}/U_{\text{ср}}. \qquad (5.8)$$

Он определяется как отношение амплитуды первой гармоники $U_{m1}$ переменного напряжения на нагрузке, получаемой путем разложения его в

ряд Фурье, к среднему значению напряжения на нагрузке. Для однополупериодного выпрямителя

$$U_{m1} = 0{,}5 \cdot U_m = 1{,}57 \cdot U_{ср}, \qquad (5.9)$$

что соответствует значению коэффициента пульсаций $k_п$ = 1,57. Выпрямленное напряжение с такими большими пульсациями непригодно для практических целей. Некоторое уменьшение пульсаций дает более сложные двухполупериодные схемы выпрямления.

Для эффективного сглаживания пульсаций в выпрямительных схемах применяются сглаживающие фильтры. Простейший способ сглаживания пульсаций – включение конденсатора большой емкости $C_ф$ параллельно нагрузке (рис. 5.6). Конденсатор обеспечивает хорошее сглаживание, если его сопротивление на частоте основной гармоники пульсаций $\omega_п$ намного меньше сопротивления нагрузки: $\dfrac{1}{\omega_П C_Ф} << R_Н$.

Работу выпрямителя со сглаживающим конденсатором иллюстрирует рис. 5.7, где приведены графики ЭДС источника $e$, тока через диод $i$ и напряжения на конденсаторе $U_с$, равного напряжению на нагрузке $U_н$.

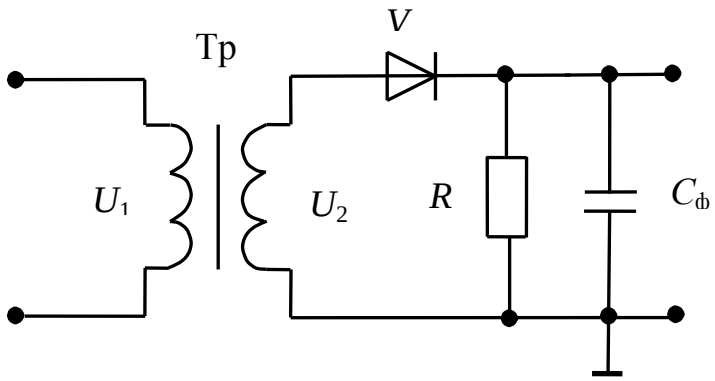



Рис. 5.6. Схема выпрямителя со сглаживающим фильтром

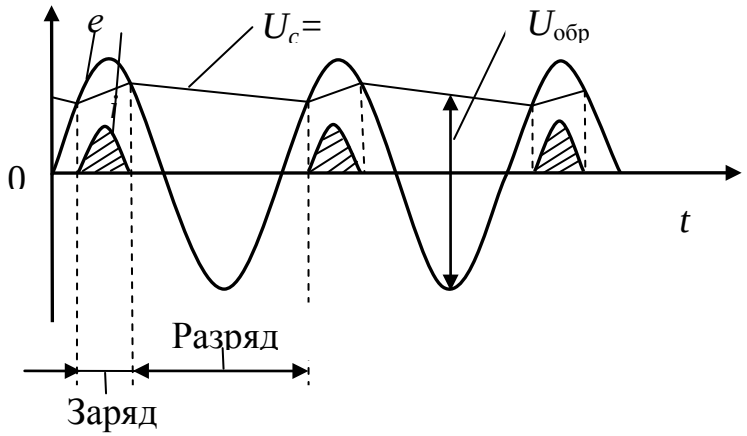



Рис. 5.7. Сглаживание пульсаций с помощью конденсатора

При включении конденсатора большой емкости средневыпрямленное значение напряжения $U_{ср}$ стремится к амплитудному значению $U_m$ и может достигать $(0{,}80–0{,}95)U_m$.

Сведения о более сложных схемах выпрямления с большим числом используемых диодов – двухфазных, двухполупериодных, мостовых, с умножением напряжения, а также о других применениях выпрямительных диодов, приведены в библиографическом списке.

## 5.4. Модели выпрямительных диодов.

На рис. 5.8, *а* показана эквивалентная схема (схема замещения) выпрямительного диода. Приведенная модель является малосигнальной эквивалентной схемой диода для области низких частот.

Сопротивление $R_{пер}$ представляет собой нелинейное сопротивление *p–n*-перехода и в случае прямого включения диода очень мало. Емкость *C* представляет собой сумму барьерной емкости *p–n*-перехода и диффузионной емкости.

Анализ работы указанной схемы не представляет затруднений и ведется на основе соотношений, применяемых при анализе линейных электрических цепей.

Современные САПР (PSPICE, MICROCAP, OrCAD, DesignLab), как правило, имеют встроенные модели нелинейных компонентов, в т. ч. диодов, которые позволяют моделировать поведение схемы в широком диапазоне изменения токов и напряжений. На рис. 5.8, *б* приведена нелинейная схема замещения выпрямительного диода, применяемая в пакете PSPICE. Диод, изображен в виде нелинейного зависимого источника *I*(*V*), емкости *p–n*-перехода *C* и объемного сопротивления *RS*.

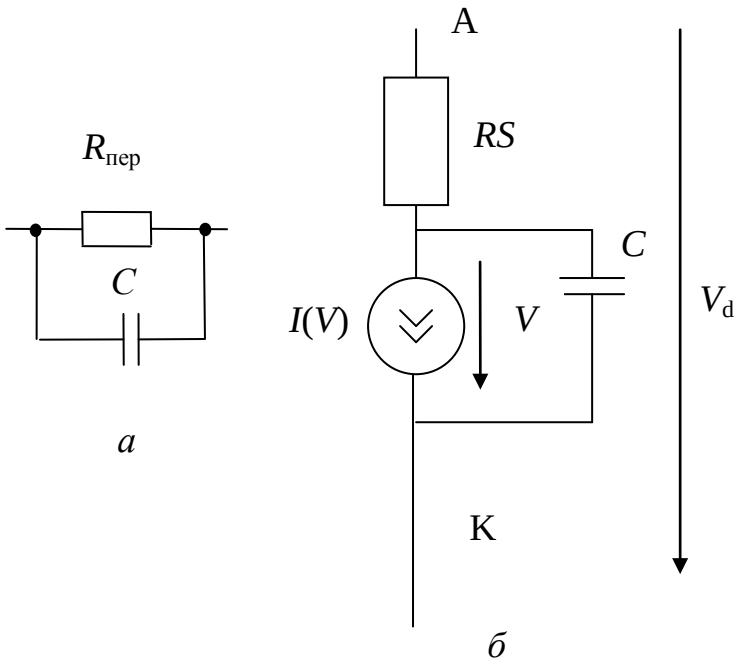



Рис. 5.8. Линейная (*а*) и нелинейная (*б*) схемы замещения диода

В указанной модели нелинейный зависимый источник описывается выражением

$$I = I_0(e^{\frac{U - IR_б}{m\varphi_T}} - 1). \qquad (5.10)$$

Параметры математической модели диода приведены в табл. 5.1.

Таблица 5.1

Параметры модели диода

| Имя | Параметр | Размерн | Значение по |
|---|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 |
| AF | Показатель степени в формуле фликкер-шума | – | 1 |

Продолжение табл. 5.1

| 1 | 2 | 3 | 4 |
|---|---|---|---|
| BV | Обратное напряжение пробоя (положительная величина) | В | ∞ |
| CJO | Барьерная емкость при нулевом смещении | Ф | 0 |
| EG | Ширина запрещенной зоны | эВ | 1.11 |
| FS | Коэффициент нелинейности барьерной емкости прямосмещенного перехода | – | 0.5 |
| IBV | Начальный ток пробоя, соответствующий напряжению BV (положительная величина) | А | $10^{-10}$ |
| IBVL | Начальный ток пробоя низкого уровня | А | 0 |
| IKF | Предельный ток при высоком уровне инжекции | А | ∞ |
| IS | Ток насыщения при температуре 27 °С | А | $10^{-14}$ |
| ISR | Параметр тока рекомбинации | А | 0 |
| KF | Коэффициент фликкер- | – | 0 |
| M | Коэффициент лавинного умножения | – | 0.5 |
| N | Коэффициент инжекции | – | 1 |
| NBV | Коэффициент неидеальности на участке пробоя | – | 1 |
| NBVL | Коэффициент неидеальности на участке пробоя низкого уровня | – | 1 |
| NR | Коэффициент эмиссии для тока ISR | – | 2 |
| RS | Объемное сопротивление | Ом | 0 |

Окончание табл. 5.1

| 1 | 2 | 3 | 4 |
|---|---|---|---|
| TVL1 | Линейный температурный коэффициент BV | $°C^{-1}$ | 0 |
| TVL2 | Квадратичный температурный | $°C^{-2}$ | 0 |
| TIKF | Линейный температурный коэффициент IKF | $°C^{-1}$ | 0 |
| TRS1 | Линейный температурный коэффициент RS | $°C^{-1}$ | 0 |
| TRS2 | Квадратичный температурный коэффициент RS | $°C^{-2}$ | 0 |
| TT | Время переноса заряда | с | 0 |
| VJ | Контактная разность потенциалов | В | 1 |
| XTI | Температурный коэффициент тока насыщения | – | 3 |
| T_ABS | Абсолютная температура | °C | 27 |
| T_MEASURED | Температура измерений | °C | 27 |
| T_REL_GLOBAL | Относительная температура | °C | 0 |
| T_REL_LOCL | Разность между температурой диода и модели-прототипа | °C | 0 |

## 5.5. Стабилитроны: характеристики, параметры, применение.

Стабилитрон – это полупроводниковый диод, работающий в режиме электрического пробоя. Такой режим возникает при смещении *p*–*n*-перехода

в обратном направлении. На рис. 5.9, *а*, *б* показано его условное графическое изображение и вольт-амперная характеристика.

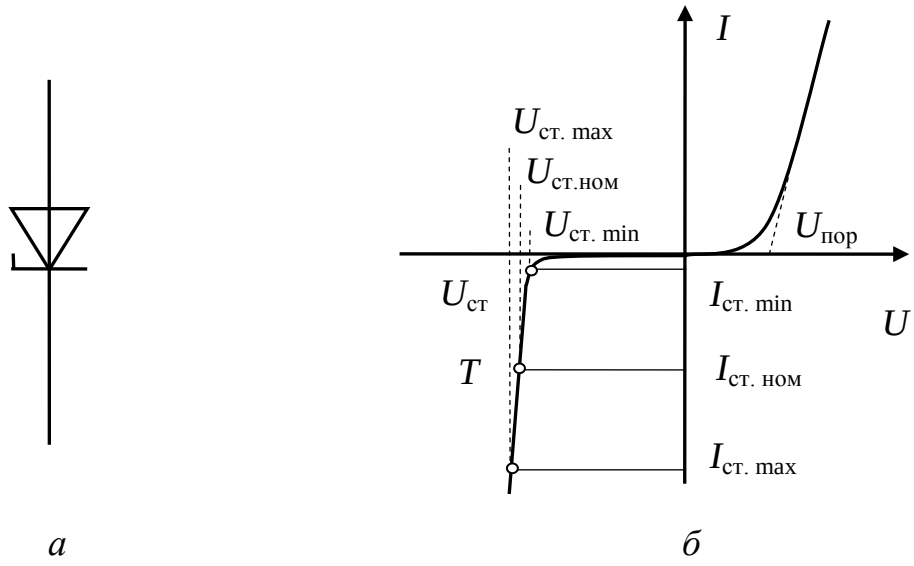



Рис. 5.9. Схематическое изображение (*а*)
и вольт-амперная характеристика (*б*) стабилитрона

При достижении на стабилитроне напряжения, называемого *напряжением стабилизации* $U_{ст}$, ток, проходящий через стабилитрон, резко возрастает и изменяется в широких пределах, а напряжение на стабилитроне остается почти постоянным. Эта особенность полупроводниковых стабилитронов широко используется для стабилизации напряжения.

При подаче на стабилитрон прямого напряжения вольт-амперная характеристика его имеет тот же вид, что и у выпрямительного диода.

В качестве основного материала для полупроводниковых стабилитронов используется кремний, обеспечивающий малую величину обратного тока (тока насыщения). В отличие от выпрямительных диодов в стабилитроне *p*- и *n*-области сильно легированы. Это приводит к тому, что *p*–*n*-переход имеет малую ширину, а напряженность электрического поля в нем высокая и при приложении даже небольшого обратного напряжения возникает электрический пробой.

Механизм пробоя в полупроводниковых стабилитронах может быть туннельным, лавинным или смешанным. Считается, что в низковольтных стабилитронах (до 5 В) преобладает механизм туннельного пробоя, а в стабилитронах, работающих при напряжениях выше 8 В, пробой имеет лавинный характер.

Туннельный пробой возникает в случае, когда геометрическая ширина потенциального барьера (*p*–*n*-перехода) сравнима с дебройлевской длиной волны электрона и становятся возможны туннельные переходы электронов с

заполненных энергетических состояний в зоне проводимости на свободные состояния в валентной зоне.

Лавинный пробой возникает в сильном электрическом поле, действующем в области *p–n*-перехода, когда электрон на длине свободного пробега набирает энергию, равную или большую ширины запрещенной зоны, и ионизирует атом собственного полупроводника. В результате рождается пара электрон – дырка и процесс повторяется уже с участием новых носителей.

К параметрам стабилитрона, определяемым по его ВАХ (рис. 5.9, *б*), относятся:

$U_{ст.ном}$ – номинальное напряжение стабилизации, измеренное при некотором среднем (номинальном) токе стабилитрона $I_{ст.ном}$;

$U_{ст.min}$ – минимальное напряжение стабилизации, измеренное в начале прямолинейного участка обратной ветви ВАХ;

$I_{ст.\ min}$ – минимальный ток, при котором измеряется $U_{ст.min}$;

$U_{ст.max}$ – максимальное напряжение стабилизации при токе $I_{ст.max}$;

$I_{ст.max}$ – максимально допустимый обратный ток стабилитрона, ограниченный предельно допустимой мощностью рассеяния на стабилитроне $P_{ст.max}$.

При токе, не превышающем $I_{ст.max}$, стабилитрон может работать неограниченно долго. Значение предельно допустимой рассеиваемой мощности для полупроводниковых стабилитронов находится в диапазоне от сотен милливатт до единиц ватт.

Один из важнейших параметров стабилитрона – *дифференциальное сопротивление* – характеризует наклон его ВАХ в области пробоя:

$$r_д = dU_{ст}/dI_{ст} \quad \text{при} \quad I_{ст} = \text{const}. \qquad (5.11)$$

Дифференциальное сопротивление идеального стабилитрона на этом участке ВАХ стремится к нулю, в реальных приборах величина $r_д$ имеет значение 2–50 Ом.

По ВАХ стабилитрона находится также его статическое сопротивление: $R_{ст} = U_{ст} / I_{ст}$.

Влияние температуры на характеристики стабилитрона оценивается *температурным коэффициентом напряжения* стабилизации (ТКН), который соответствует изменению напряжения стабилизации $U_{ст}$ при изменении температуры на 1 градус, т. е.

$$\text{ТКН} = \Delta U_{ст} / (U_{ст} \cdot \Delta T). \qquad (5.12)$$

В стабилитронах с туннельным пробоем ТКН может принимать значения от $10^{-5}$ до $10^{-3}$ $К^{-1}$. Стабилитроны, работающие на основе лавинного пробоя, имеют положительный ТКН.

Основное назначение полупроводниковых стабилитронов – стабилизация напряжения в различных электронных схемах. Простейшая схема параметрического стабилизатора напряжения показана на рис. 5.10.

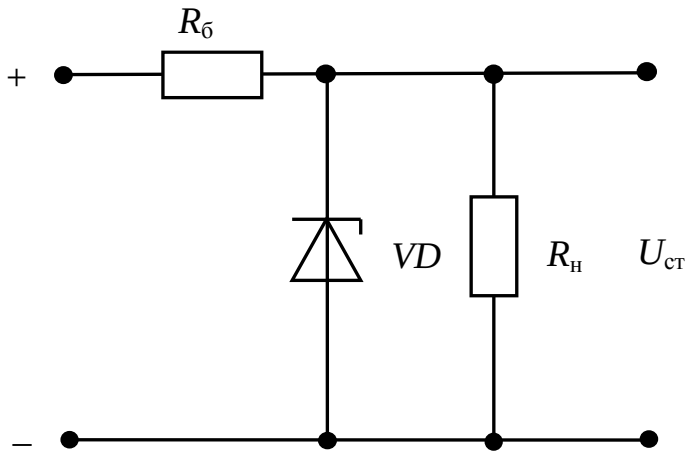



Рис. 5.10. Схема включения стабилитрона:
$R_б$ – балластное (ограничительное) сопротивление, $E_{вх}$ – входное (нестабилизированное) напряжение, $U_{ст}$ – выходное стабилизированное напряжение

Так как нагрузка включена параллельно стабилитрону, то в режиме стабилизации, когда напряжение на стабилитроне постоянно, такое же напряжение будет и на нагрузке. Поэтому стабилитрон называют также *опорным диодом*. Все изменения (пульсации) напряжения (ЭДС) источника $E$ поглощаются балластным (ограничительным) резистором $R_б$.

Наиболее часто стабилитрон работает в режиме, когда входное напряжение источника $E_{вх}$ нестабильно (рис. 5.11), а сопротивление нагрузки $R_н$ постоянно.

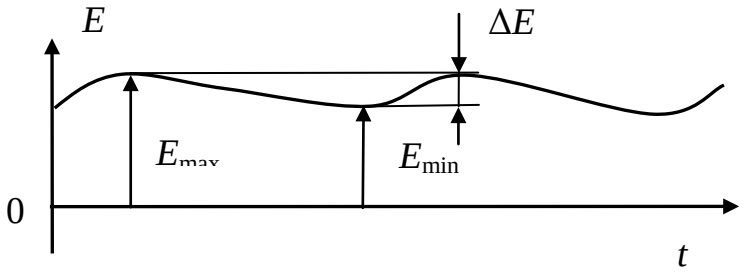



Рис. 5.11. Эпюра изменения входного напряжения (ЭДС) источника

Для установления и поддержания правильного режима стабилизации в этом случае сопротивление $R_б$ должно иметь определенное значение. Обычно сопротивление $R_б$ рассчитывают для среднего значения тока стабилитрона. Если входное напряжение меняется от $E_{min}$ до $E_{max}$, то балластное сопротивление можно найти по формуле

$$R_б = (U_{ср} - U_{ст})/(I_{ср} + I_н), \quad (5.13)$$

где $E_{ср} = 0{,}5\cdot(E_{min} + E_{max})$ – среднее значение напряжения источника; $I_{ср} = 0{,}5\cdot(I_{min} + I_{max})$ – средний ток стабилитрона; $I_н = U_{ст}/R_н$ – ток через нагрузку.

Если напряжение источника изменится в ту или другую сторону, то изменится и ток стабилитрона, но напряжение на нем, а следовательно, и на нагрузке останется постоянным.

Поскольку все изменение напряжения должно поглощаться балластным резистором, то наибольшее изменение этого напряжения $\Delta E = E_{max} - E_{min}$ должно соответствовать наибольшему возможному изменению тока $I_{max} - I_{min}$, при котором еще сохраняется стабилизация. Отсюда следует, что стабилизация возможна только при соблюдении условия:

$$\Delta E \le (I_{max} - I_{min}) \cdot R_б. \quad (5.14)$$

Стабилизация в более широком диапазоне изменения $E$ связана с увеличением сопротивления $R_б$. Из (5.13) следует, что большее сопротивление $R_б$ получается при меньшем токе нагрузки $I_н$, т. е. при большем сопротивлении нагрузки $R_н$ и большем среднем значении ЭДС источника $E_{ср}$, поэтому увеличение $R_н$ и $E_{ср}$ также обеспечивает расширение диапазона стабилизации $\Delta E$.

Эффективность стабилизации напряжения характеризуется *коэффициентом стабилизации* $K_{ст}$, который показывает, во сколько раз относительное изменение напряжения на выходе схемы стабилизации меньше, чем относительное изменение напряжения на входе:

$$\hat{E}_{ñò} = \frac{\Delta E/E}{\Delta U_{ñò}/U_{ñò}}. \quad (5.15)$$

Второй возможный режим стабилизации, когда входное напряжение источника стабильно, а сопротивление нагрузки меняется от $R_{н\,min}$ до $R_{н\,max}$. Для такого режима сопротивление балластного резистора $R_б$ можно определить по формуле

$$R_б = (U - U_{ст})/(I_{ср} + I_{н.ср.}), \quad (5.16)$$

где $I_{н\,ср.} = 0{,}5\cdot(I_{н\,min} + I_{н\,max})$, $I_{н\,min} = U_{ст}/R_{н\,max}$ и $I_{н\,max} = U_{ст}/R_{н\,min}$.

## 5.6. Туннельный диод. Зонная диаграмма и ВАХ.

Экспериментальное открытие эффекта туннелирования в полупроводниках связано с именами японского физика Л. Эсаки и американского ученого А. Джайвера (Нобелевская премия по физике 1973 г.). Предложенный Л. Эсаки в 1958 г. туннельный диод изготавливается из германия или арсенида галлия с высокой концентрацией примесей ($10^{19}$–$10^{20}$ см$^{-3}$), т. е. с очень малым удельным сопротивлением, в сотни или тысячи раз меньшим, чем в обычных диодах. Такие полупроводники с малым сопротивлением называют *вырожденными.* Электронно-дырочный переход в вырожденном полупроводнике получается в десятки раз тоньше (~$10^{-6}$ см), чем в обычных диодах, а потенциальный барьер примерно в два раза выше. В обычных полупроводниковых диодах высота потенциального барьера равна примерно половине ширины запрещенной зоны, а в туннельных диодах она несколько больше. Вследствие малой толщины перехода напряженность поля в нем даже при отсутствии внешнего напряжения достигает величины ~$10^6$ В/см.

В туннельном диоде при отсутствии внешнего напряжения, как и в обычном диоде, происходят диффузионное перемещение основных носителей через электронно-дырочный переход под действием градиента концентрации и дрейф неосновных носителей заряда под действием электрического поля перехода. Но кроме этих процессов основную роль играет *туннельный эффект.* Он состоит в том, что согласно законам квантовой механики при достаточно малой ширине потенциального барьера возможно проникновение электронов через барьер без изменения их энергии. Такой туннельный переход электронов с энергией, меньшей высоты потенциального барьера, совершается в обоих направлениях, но только при условии, что по другую сторону барьера для туннелирующих электронов имеются свободные уровни энергии.

Процессы в туннельном диоде удобно рассматривать на энергетических диаграммах, показывающих уровни энергии валентной зоны и зоны проводимости в *n*- и *p*-областях. Вследствие возникновения контактной разности потенциалов в *p*–*n*-переходе границы зон в контактирующих областях сдвинуты на высоту потенциального барьера, выраженную в электрон-вольтах.

На рис. 5.12 с помощью энергетических диаграмм изображено возникновение туннельных токов в электронно-дырочном переходе туннельного диода. Для того чтобы не усложнять рассмотрение туннельного эффекта, диффузионный ток и ток проводимости на этом рисунке не показаны.

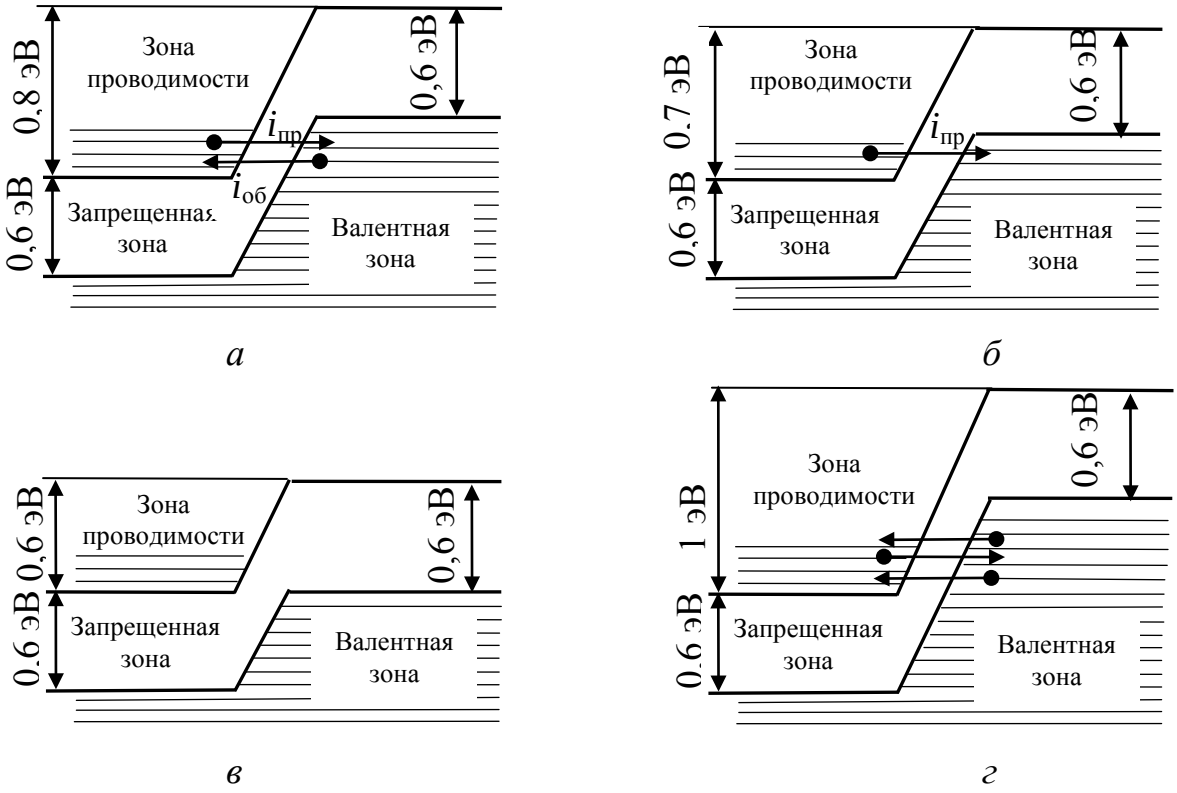



Рис. 5.12. Энергетические диаграммы *p–n*-перехода в туннельном диоде при различных значениях приложенного напряжения

Диаграмма на рис. 5.12, *а* соответствует отсутствию внешнего напряжения. Высота потенциального барьера взята для примера 0,8 эВ, а ширина запрещенной зоны составляет 0,6 эВ. Горизонтальными линиями в зоне проводимости и в валентной зоне показаны энергетические уровни, полностью или частично занятые электронами. В валентной зоне и зоне проводимости изображены также не заштрихованные горизонтальными линиями участки, которые соответствуют уровням энергии, не занятым электронами. Как видно, в зоне проводимости полупроводника *n*-типа и валентной зоне полупроводника *p*-типа имеются занятые электронами уровни, которым соответствуют одинаковые энергии. Поэтому возможен туннельный переход электронов из области *n* в область *p* (прямой туннельный ток $i_{пр}$) и из области *p* в область *n* (обратный туннельный ток $i_{обр}$). Эти два тока одинаковы по значению, и результирующий ток равен нулю.

На рис. 5.12, *б* показана диаграмма при прямом напряжении 0,1 В, за счет которого потенциальный барьер понизился на 0,1 эВ и составляет 0,7 эВ. В этом случае туннельный переход электронов из области *n* в область *p* усиливается, так как в области *p* в валентной зоне имеются свободные уровни с такими же энергиями, как энергии уровней, занятых электронами в зоне проводимости области *n*. А переход электронов из валентной зоны области *p* в область *n* невозможен, так как уровни, занятые электронами в валентной зоне области *p*, соответствуют в области *n* энергетическим

уровням запрещенной зоны. Обратный туннельный ток отсутствует, и результирующий ток достигает максимума. В промежуточных случаях, например, когда $U_{пр}$ = 0,05 В, существуют и прямой, и обратный туннельный токи, но обратный ток меньше прямого. Результирующим будет прямой ток, но он меньше максимального, получающегося при $U_{пр}$ = 0,1 В.

Случай, показанный на рис. 5.12, *в*, соответствует $U_{пр}$ = 0,2 В, когда высота потенциального барьера стала 0,6 эВ. При этом напряжении туннельный переход невозможен, так как уровням, занятым электронами в данной области, соответствуют в другой области энергетические уровни, находящиеся в запрещенной зоне. Туннельный ток равен нулю. Он отсутствует также и при большем прямом напряжении.

Но следует помнить, что при возрастании прямого напряжения увеличивается прямой диффузионный ток диода. При рассмотренных значениях $U_{пр}$ < 0,2 В диффузионный ток гораздо меньше туннельного тока, а при $U_{пр}$ > 0,2 В диффузионный ток возрастает и достигает значений, характерных для прямого тока обычного диода.

На рис. 5.12, *г* рассмотрен случай, когда обратное напряжение $U_{обр}$ = – 0,2 В. Высота потенциального барьера стала 1 эВ, и значительно увеличилось число уровней, занятых электронами в валентной зоне *p*-области и соответствующих свободным уровням в зоне проводимости *n*-области. Поэтому резко возрастает обратный туннельный ток, который получается такого же порядка, как и ток при прямом напряжении.

Вольт-амперная характеристика туннельного диода (рис. 5.13) поясняет рассмотренные диаграммы. Как видно, при $U = 0$ ток равен нулю. Увеличение прямого напряжения до 0,1 В дает возрастание прямого туннельного тока до максимума (точка А). Дальнейшее увеличение прямого напряжения до 0,2 В сопровождается уменьшением туннельного тока.

Поэтому в точке Б получается минимум тока и характеристика имеет *падающий участок* АБ, для которого характерно отрицательное сопротивление переменному току:

$$R_i = \Delta U/\Delta i < 0. \qquad (5.17)$$

После этого участка ток снова возрастает за счет прямого диффузионного тока, характеристика которого на рис. 5.13 показана штриховой линией. Обратный ток получается такой же, как прямой, т. е. во много раз больше, нежели у обычных диодов.

Основные параметры туннельных диодов: ток максимума $I_{max}$, ток минимума $I_{min}$ (часто указывается отношение $I_{max}/I_{min}$, которое бывает равно нескольким единицам), напряжение максимума $U_1$, напряжение минимума $U_2$, наибольшее напряжение $U_3$, соответствующее току $I_{max}$ на втором восходящем участке характеристики (участок БВ). Разность $\Delta U = U_3 - U_1$ называется *напряжением переключения* или *напряжением скачка.* Токи в современных туннельных диодах составляют единицы миллиампер, напряжения – десятые доли вольта. К параметрам также относится отрицательное дифференциальное сопротивление диода (обычно несколько десятков ом), общая емкость диода (единицы или десятки пикофарад), время переключения (доли наносекунды) и максимальная, или критическая, частота (сотни гигагерц).

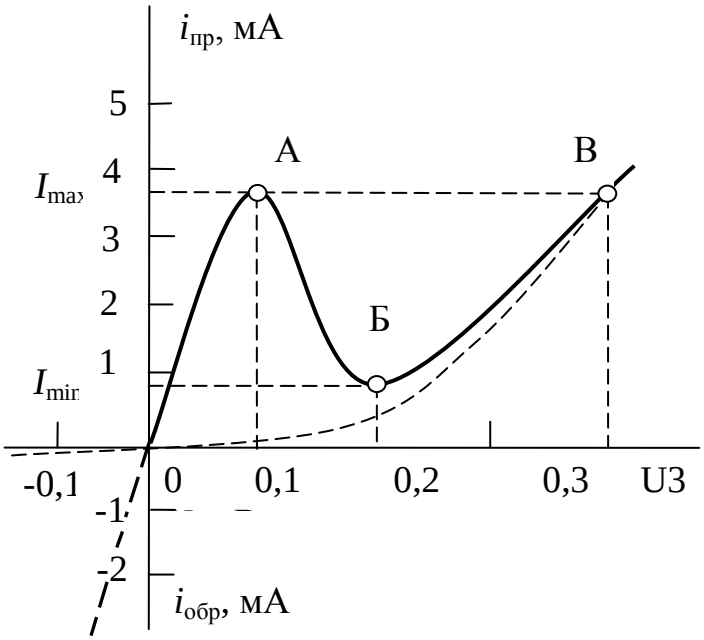



Рис. 5.13. Вольт-амперная характеристика туннельного диода

Включая туннельный диод в различные схемы, можно его отрицательным сопротивлением компенсировать положительное активное сопротивление (если рабочая точка будет находиться на участке АБ) и получать режим усиления, или генерации, колебаний. Например, в обычном колебательном контуре за счет потерь всегда имеется затухание. Но с помощью отрицательного сопротивления туннельного диода можно уничтожить потери в контуре и получить в нем незатухающие колебания. Простейшая схема генератора колебаний с туннельным диодом показана на рис. 5.14. Работу такого генератора можно объяснить следующим образом. При включении питания в контуре $LC$ возникают свободные колебания. Без туннельного диода они затухли бы. Пусть напряжение $E$ выбрано

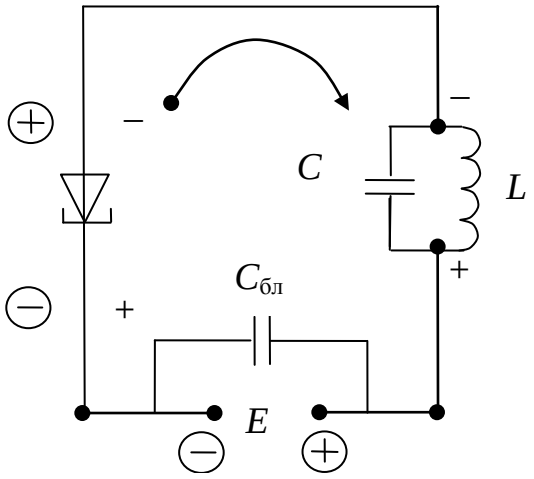



Рис. 5.14. Сема включения туннельного диода для генерации колебаний

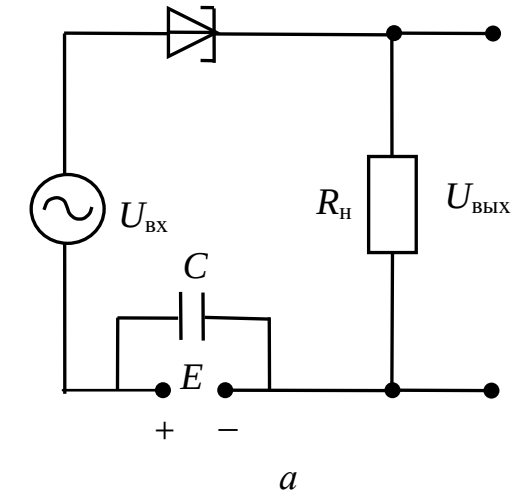
таким, чтобы диод работал на падающем участке характеристики, и пусть во время одного полупериода переменное напряжение контура имеет полярность, показанную на рис. 5.14 знаками «+» и «–» без кружков (знаки «+» и «–» в кружках относятся к постоянным напряжениям). Напряжение от контура подается на диод и является для него обратным. Поэтому прямое напряжение на диоде уменьшается. Но за счет работы диода на падающем участке характеристики ток возрастает, т. е. пройдет дополнительный импульс тока, который добавит энергию в контур. Если эта дополнительная энергия достаточна для компенсации потерь, то колебания в контуре станут незатухающими.

Туннельный переход электронов через потенциальный барьер происходит в чрезвычайно малые промежутки времени: $10^{-12}$–$10^{-14}$ с или $10^{-3}$–$10^{-5}$ нс. Поэтому туннельные диоды хорошо работают на сверхвысоких частотах. Например, можно генерировать и усиливать колебания с частотой до десятков и даже сотен гигагерц. Следует заметить, что частотный предел работы туннельных диодов практически определяется не инерционностью туннельного эффекта, а емкостью самого диода, индуктивностью его выводов и его активным сопротивлением. Принцип усиления с туннельным диодом показан на рис. 5.15. Для получения режима усиления необходимо иметь строго определенные значения $E$ и $R_н$. Сопротивление $R_н$ должно быть немного меньше абсолютного значения отрицательного сопротивления диода. Тогда при отсутствии входного напряжения исходная рабочая точка $T$ может быть установлена на середине падающего участка (эта точка является пересечением линии нагрузки с характеристикой диода).

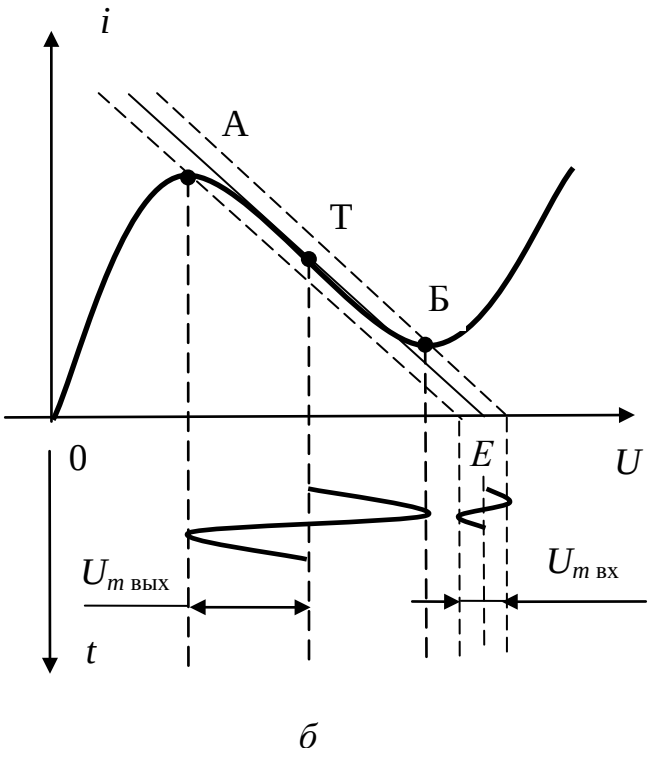
При подаче входного напряжения с амплитудой $U_{m\ вх}$ линия нагрузки будет совершать колебания, перемещаясь параллельно самой себе. Крайние ее положения показаны штриховыми линиями. Они определяют конечные точки рабочего участка АБ. Проектируя эти точки на ось напряжений, получаем амплитуду выходного напряжения $U_{m\ вых}$, которая оказывается значительно больше амплитуды входного. Особенность усилителя на туннельном диоде – отсутствие отдельной входной и отдельной выходной цепи, что создает некоторые трудности при осуществлении схем с несколькими каскадами усиления. Усилители на туннельных диодах могут давать значительное усиление при невысоком уровне шумов и работают устойчиво.

Туннельный диод используется также в качестве быстродействующего переключателя, причем время переключения может быть около $10^{-9}$ с, т. е. около 1 нс и даже меньше. Схема работы туннельного диода в импульсном режиме в общем случае такая же, как на рис. 5.15, но только входное напряжение представляет собой импульсы, а сопротивление $R_н$ должно быть несколько больше абсолютного значения отрицательного сопротивления диода.

На рис. 5.16 показана диаграмма работы туннельного диода в импульсном режиме. Напряжение питания $E$ выбрано таким, что при отсутствии входного импульса диод работает в точке А и ток получается максимальным ($I_{max}$), т. е. диод открыт. При подаче положительного импульса входного напряжения прямое напряжение на диоде увеличивается и режим работы диода скачком переходит в точку Б. Ток уменьшается до минимального значения $I_{min}$, что условно можно считать закрытым состоянием диода. А если установить постоянное напряжение $E$, соответствующее точке Б, то можно переводить диод в точку А подачей импульсов напряжения отрицательной полярности.




*а*




*б*

Рис. 5.15. Простейшая схема усилителя с туннельным диодом (*а*) и график, поясняющий процесс усиления (*б*)

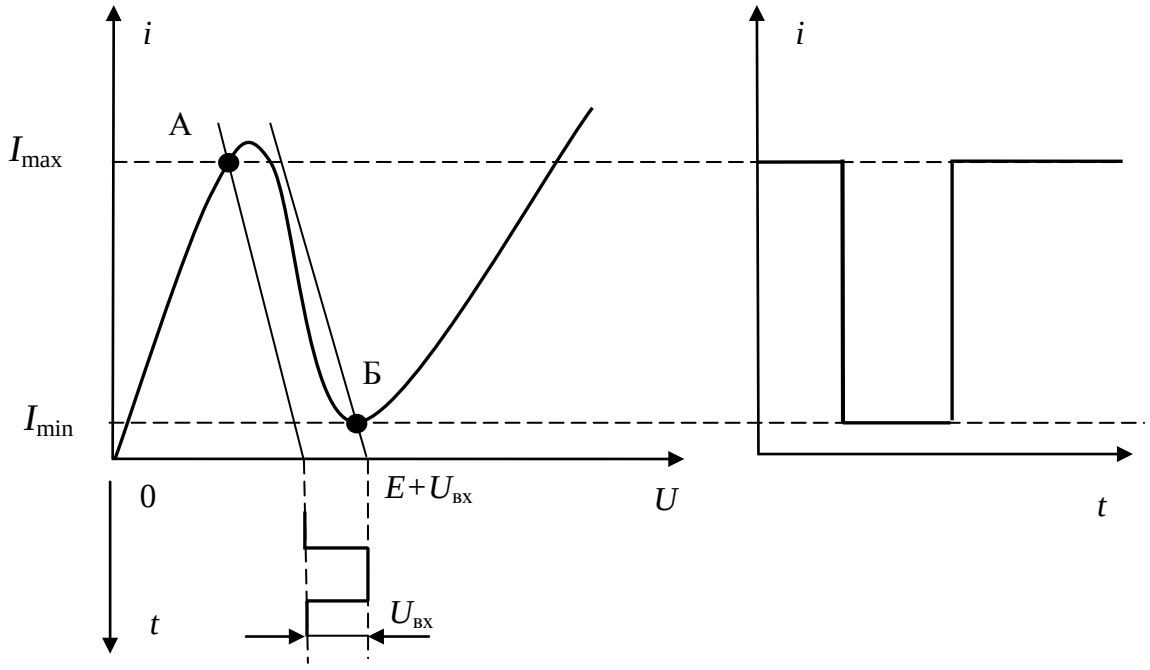



Рис. 5.16. Работа туннельного диода в импульсном режиме

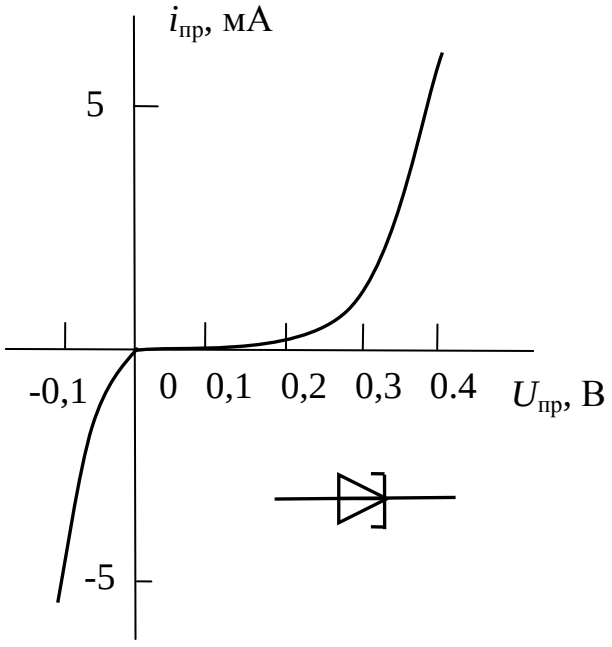



Рис. 5.17. Вольт-амперная характеристика и условное графическое обозначение обращенного диода

Туннельные диоды могут применяться в технике СВЧ, а также во многих импульсных радиоэлектронных устройствах, рассчитанных на высокое быстродействие. Помимо весьма малой инерционности достоинством туннельных диодов является их стойкость к ионизирующему излучению и малое потребление энергии от источника питания.

К сожалению, эксплуатация туннельных диодов выявила существенный их недостаток. Он заключается в том, что эти диоды подвержены значительному старению, т. е. с течением времени их характеристики и параметры заметно изменяются, что может привести к нарушению нормальной работы того или иного устройства. Надо полагать, что в дальнейшем этот недостаток удастся свести к минимуму. Если для диода

применить полупроводник с концентрацией примеси около $10^{18}$ см$^{-3}$, то при прямом напряжении туннельный ток практически отсутствует и на вольт-амперной характеристике нет падающего участка (рис. 5.17). Зато при обратном напряжении туннельный ток по-прежнему значителен, и поэтому такой диод хорошо пропускает ток в обратном направлении. Подобные диоды, получившие название *обращенных,* могут работать в качестве детекторов на более высоких частотах, нежели обычные диоды.

Все туннельные диоды имеют малые размеры. Например, они могут быть оформлены в цилиндрических герметичных металлостеклянных корпусах диаметром 3–4 мм и высотой около 2 мм. Выводы у них гибкие ленточные. Масса не превышает 0,15 г.

## 5.7. Варикап: принцип действия, применение.

Варикапы – это плоскостные диоды, иначе называемые параметрическими, работающие при обратном напряжении, от которого зависит барьерная емкость. Таким образом, варикапы представляют собой конденсаторы переменной емкости, управляемые не механически, а электрически, т. е. изменением обратного напряжения.

Варикапы применяются главным образом для настройки колебательных контуров, а также в некоторых специальных схемах, например в так называемых параметрических усилителях. На рис. 5.18 показана простейшая схема включения варикапа в колебательный контур.

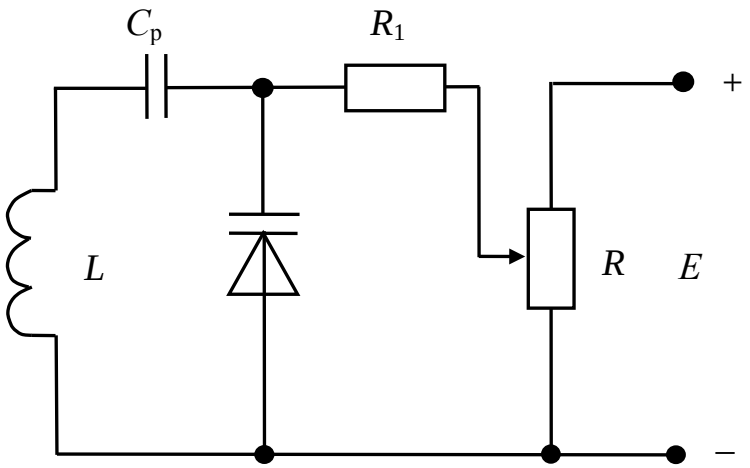



Рис. 5.18. Схема включения варикапа в колебательный контур в качестве конденсатора переменной емкости

Изменяя с помощью потенциометра $R$ обратное напряжение на варикапе, можно изменять резонансную частоту контура. Добавочный резистор $R_1$ с большим сопротивлением включен для того, чтобы добротность контура не снижалась заметно от шунтирующего влияния

потенциометра $R$. Конденсатор $C_p$ является разделительным. Без него варикап был бы для постоянного напряжения замкнут накоротко катушкой $L$.

В качестве варикапов довольно успешно можно использовать кремниевые стабилитроны при напряжении ниже $U_{ст}$, когда обратный ток еще очень мал и, следовательно, обратное сопротивление очень велико.

## 5.8. Импульсные диоды.

Во многих современных радиоэлектронных устройствах полупроводниковые диоды часто работают в импульсном режиме при длительности импульсов, равной единицам или долям микросекунды. Рассмотрим особенности этого режима на примере, когда диод соединен последовательно с нагрузкой, сопротивление которой $R_н$ во много раз больше прямого сопротивления диода ($R_н >> R_{пр}$). Пусть такая цепь находится под действием импульсного напряжения, которое состоит из короткого импульса прямого напряжения (положительного импульса), отпирающего диод, и более длительного импульса обратного напряжения (отрицательного импульса), надежно запирающего диод. Импульсы напряжения имеют прямоугольную форму (рис. 5.19, *а*). График тока и напряжения на $R_н$ показан для этого случая на рис. 5.19, *б*. При прямом напряжении ток в цепи определяется сопротивлением $R_н$.

Хотя прямое сопротивление диода нелинейно, но оно почти не влияет на ток, так как во много раз меньше $R_н$. Поэтому импульсы прямого тока почти не искажены. Некоторые сравнительно небольшие искажения могут наблюдаться только при очень коротких (длительностью в доли микросекунды) импульсах.

При перемене полярности напряжения, т. е. при подаче обратного напряжения, диод запирается не сразу, а в течение некоторого времени проходит импульс обратного тока (рис. 5.19, *б*), значительно превосходящий по амплитуде обратный ток в установившемся режиме $i_{обр.\ уст}$. Причины возникновения импульса обратного тока такие же, как и при работе диода на высоких частотах. Главная причина – это разряд диффузионной емкости, т. е. рассасывание зарядов, образованных подвижными носителями в $n$- и $p$-областях. Поскольку концентрации примесей в этих областях обычно весьма различны, то практически импульс обратного тока создается рассасыванием заряда, накопленного в базе, т. е. в области с относительно малой проводимостью. Например, если область $n$ является эмиттером, а область $p$ – базой, то при прямом токе можно пренебречь потоком дырок из $p$-области в $n$-область и рассматривать только поток электронов из $n$-области в $p$-область.

Этот диффузионный поток через переход вызывает накопление электронов в *p-о*бласти, так как они не могут сразу рекомбинировать с дырками или дойти до вывода от *p*-области. При перемене полярности напряжения накопленный в базе заряд начинает двигаться в обратном направлении и возникает импульс обратного тока. Чем больше был прямой ток, тем больше электронов накапливалось в базе и тем сильнее импульс обратного тока. Двигаясь от базы обратно в эмиттер, электроны частично рекомбинируют с дырками, а частично проходят через *n*-область до металлического вывода от этой области.

Рассасывание заряда, накопленного в базе, длится некоторое время. К концу рассасывания обратный ток достигает своего установившегося значения $i_{обр.\ уст}$. Иначе можно сказать, что обратное сопротивление диода $R_{обр}$ сначала оказывается сравнительно небольшим, а затем постепенно возрастает до своего нормального установившегося значения.

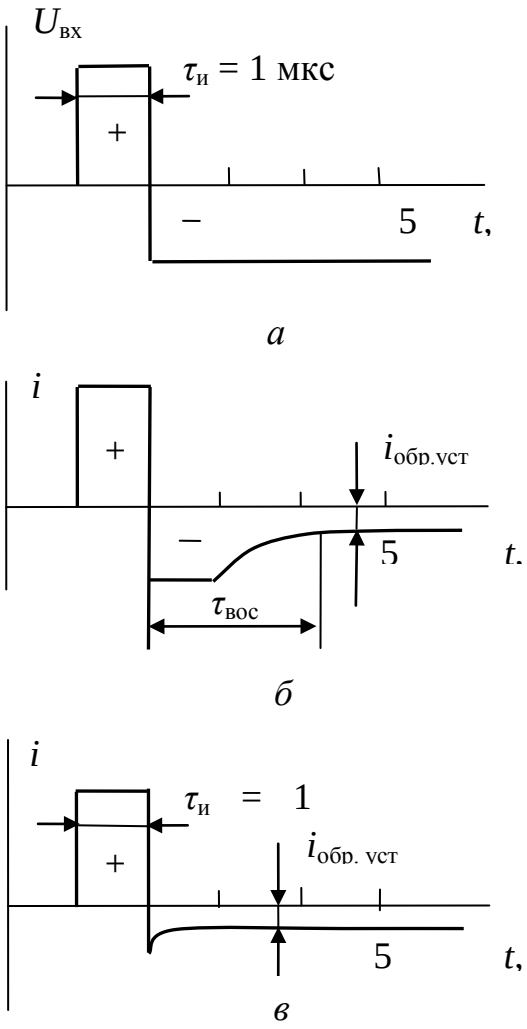



Рис. 5.19. Импульсный режим работы диода

Время $\tau_{вос}$ от момента возникновения обратного тока до момента, когда он принимает установившееся значение, называют *временем восстановления обратного сопротивления.* Это время – важный параметр импульсных диодов. У таких диодов $\tau_{вос}$ не превышает десятых долей микросекунды. Чем оно меньше, тем лучше: тогда диод быстрее запирается.

Вторая причина возникновения импульса обратного тока – заряд емкости диода под действием обратного напряжения. Зарядный ток этой емкости складывается с током рассасывания заряда, и в результате получается суммарный импульс обратного тока, который тем больше, чем больше емкость диода. Эта емкость у импульсных диодов не превышает единиц пикофарад.

Если импульс прямого тока имеет длительность значительно большую, чем длительность переходных процессов, то импульс обратного тока получается во много раз более коротким (рис. 5.19, *в*) и его можно не принимать во внимание.

Импульсные диоды, помимо параметров $\tau_{вос}$ и $C$, характеризуются еще рядом параметров. К ним относятся постоянное прямое напряжение $U_{пр}$, постоянный прямой ток $I_{пр}$, обратный ток $I_{обр}$, обратное напряжение $U_{обр}$, максимальные допустимые обратное напряжение $U_{обр.max}$ и максимальной амплитудой импульса прямого тока $I_{пр.\ и\ max}$.

Конструктивно импульсные диоды (рис. 5.20) изготавливают так, чтобы емкость перехода была малой и рекомбинация носителей происходила как можно быстрее. Импульсные диоды выпускают на токи в импульсе до нескольких сотен миллиампер и предельные обратные напряжения в несколько десятков вольт.

Импульсные диоды как правило имеют мезаструктуру (от испанского слова «меза» – стол).

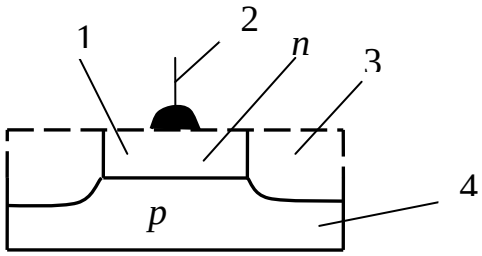



Рис. 5.20. Устройство мезадиода:
1 – слой с электропроводностью *n*-типа, полученный диффузией;
2 – вывод от *n*-области; 3 – участок, удаляемый травлением;
4 – основная пластинка полупроводника *p*-типа

Сначала на пластине основного полупроводника диффузионным методом создается слой с другим типом электропроводности. Далее эта пластина покрывается специальной маской и подвергается травлению. Маска защищает от травления много небольших участков. Именно в этих защищенных областях остаются *p*–*n*-переходы малого размера, которые возвышаются над поверхностью пластинки в виде «столиков». Затем пластина разделяется на отдельные чипы – диоды. Особенностью мезадиодов является уменьшенный объем базовой области. За счет этого сокращается время накопления и рассасывания носителей в базе. Групповая технология изготовления большого числа диодов из одной пластины обеспечивает сравнительно малый разброс их характеристик и параметров.

# ЛЕКЦИЯ 6. СТРУКТУРА И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ БИПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА

План лекции

6.1. Биполярные транзисторы.
6.2. Структура и принцип действия биполярного транзистора. Схемы включения (ОЭ, ОБ, ОК). Статические ВАХ и параметры для основных схем включения.

## 6.1. Биполярные транзисторы.

Полупроводниковый прибор, имеющий три электрода и два взаимодействующих между собой *p–n*-перехода, называется *биполярным транзистором*.

## 6.2. Структура и принцип действия биполярного транзистора. Схемы включения (ОЭ, ОБ, ОК). Статические ВАХ и параметры для основных схем включения.

Биполярный транзистор был изобретен американскими физиками Джоном Бардином и Уолтером Браттейном в 1948 г. Они вместе с американским физиком Уильямом Шокли в 1956 г. были награждены Нобелевской премией за исследования полупроводников и открытие транзисторного эффекта.

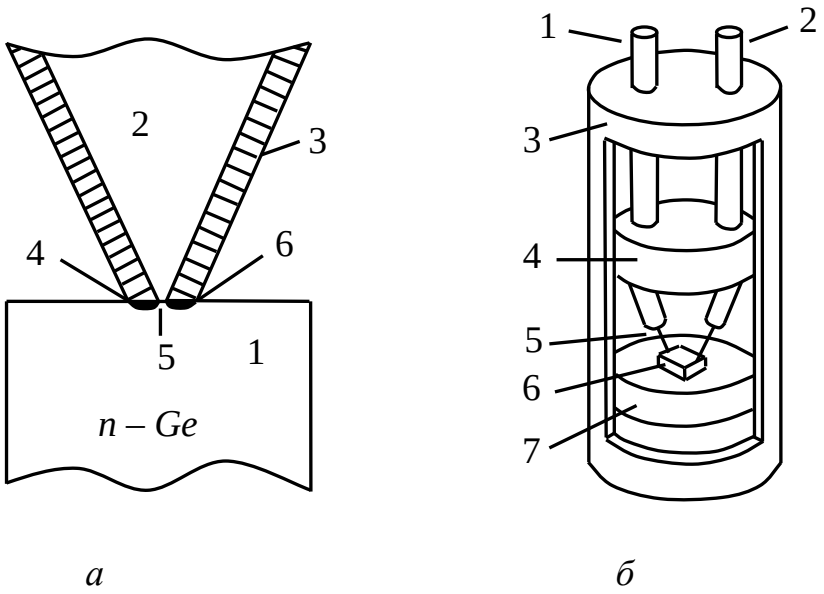
Конструкция первого биполярного транзистора (БТ) приведена на рис. 6.1. В пластинку монокристаллического германия *n*-типа 1 с силой вдавливался пластмассовый треугольник 2, обернутый золотой фольгой 3. На вершине треугольника фольга разрезалась бритвой. В месте соприкосновения фольги с поверхностью пластины образуются области *p*-типа: эмиттер 4 и коллектор 6. Между ними располагается база 5. На рис. 6.1, *б* приведено изображение первого промышленного биполярного транзистора, где 1 – контакт эмиттера; 2 – контакт коллектора; 3 – корпус; 4 – изолирующая прокладка; 5 – контактная проволочка; 6 – кристалл германия; 7 – контакт к базе. Эмиттерный и коллекторный переходы изготавливались вплавлением в германиевый кристалл тонких проволочек. Диаметр транзистора составлял 1 см, высота 4 см.

Устройство, обозначение и включение биполярных транзисторов *n–p–n*- и *p–n–p*-типа в активном режиме (режим усиления) показано на рис. 6.2.

Биполярным транзистор называется потому, что в нем используются носители заряда двух видов: электроны и дырки. Слово «транзистор» (от английского transfer resistor) означает, что этот прибор согласует низкоомную

входную цепь эмиттера с высокоомной выходной цепью коллектора, третий электрод – база – является управляющим.

Основными материалами для изготовления биполярных транзисторов служат кремний, германий и арсенид галлия. По технологии изготовления они делятся на сплавные, диффузионные и эпитаксиальные.




*а* *б*

Рис. 6.1. Конструкция первого биполярного транзистора (*а*) и первый промышленный образец (*б*)

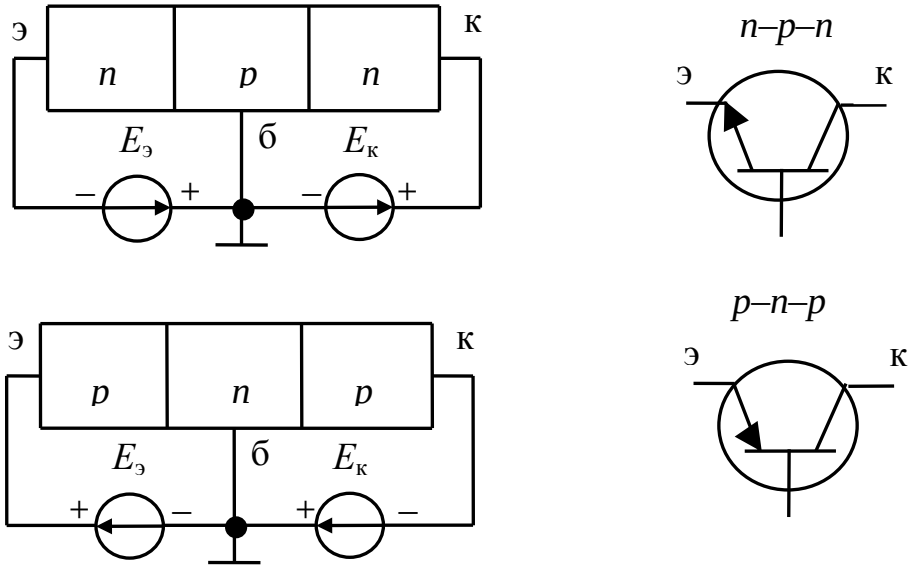



Рис. 6.2. Устройство, условное обозначение и включение биполярных транзисторов в активном режиме

Биполярные транзисторы – активные приборы, позволяющие усиливать, генерировать и преобразовывать электрические колебания в широком диапазоне частот и мощностей. В соответствии с этим их можно разделить на низкочастотные (до 3 МГц), среднечастотные (3–30 МГц), высокочастотные (30–300 МГц), сверхвысокочастотные (более 300 МГц). По мощности их можно разделить на маломощные (не более 0,3 Вт), средней мощности (0,3–1,5 Вт) и большой мощности (более 1,5 Вт).

В зависимости от того, какой из электродов транзистора является общей точкой действия входного и выходного напряжений, различают три основные схемы включения БТ: схема с общим эмиттером (ОЭ), схема с общей базой (ОБ) и схема с общим коллектором (ОК), называемая также эмиттерным повторителем.

Принцип работы, характеристики и параметры биполярных транзисторов удобно рассматривать на примере широко используемой на практике схемы включения транзистора с общим эмиттером (рис. 6.3). Эта схема дает наибольшее усиление по току, напряжению и мощности. На схеме показаны включенные в цепь базы источник питания $E_б$ с резистором $R_б$ для задания режима работы транзистора по постоянному току и источник питания $E_к$ цепи коллектора с нагрузочным резистором $R_к$.

В зависимости от того, какие напряжения действуют на переходах, различают 3 режима работы транзистора:

– *активный режим*, или режим усиления, когда эмиттерный переход смещен в прямом направлении, а коллекторный в обратном;

– *режим насыщения*, когда оба перехода смещены в прямом направлении;

– *режим отсечки*, когда оба перехода смещены в обратном направлении.

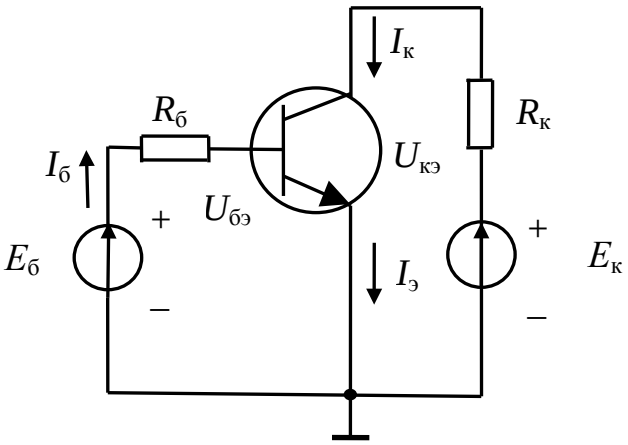



Рис. 6.3. Включение биполярного транзистора *n–p–n*-типа по схеме с общим эмиттером

*Принцип работы биполярного транзистора* заключается в том, что незначительный по величине ток базы $I_б$, возникающий при подаче прямого напряжения $U_{бэ}$ на переход эмиттер – база, вызывает значительные изменения тока эмиттера $I_э$ и тока коллектора $I_к$. Это обусловлено сильной инжекцией электронов из эмиттера, которые втягиваются полем обратно смещенного коллекторного перехода. Ток коллектора при этом определяется выражением

$$I_к = \beta_{ст} \cdot I_б, \qquad (6.1)$$

где $\beta_{ст}$ – статический коэффициент передачи тока базы, значительно превышающий по величине единицу.

Ток коллектора $I_к$ связан с напряжением на переходе база – эмиттер уравнением Эберса – Молла:

$$I_{\hat{e}} = I_{\hat{e}0}\left(\exp(U_{\acute{a}\acute{y}}/\varphi_T) - 1\right), \qquad (6.2)$$

где $I_{к0}$ – обратный ток коллекторного перехода, $\varphi_T$ – температурный потенциал, составляющий для кремния при температуре $T$ = 300 К примерно 26 мВ. Токи эмиттера, коллектора и базы транзистора связаны соотношением $I_э = I_к + I_б$.

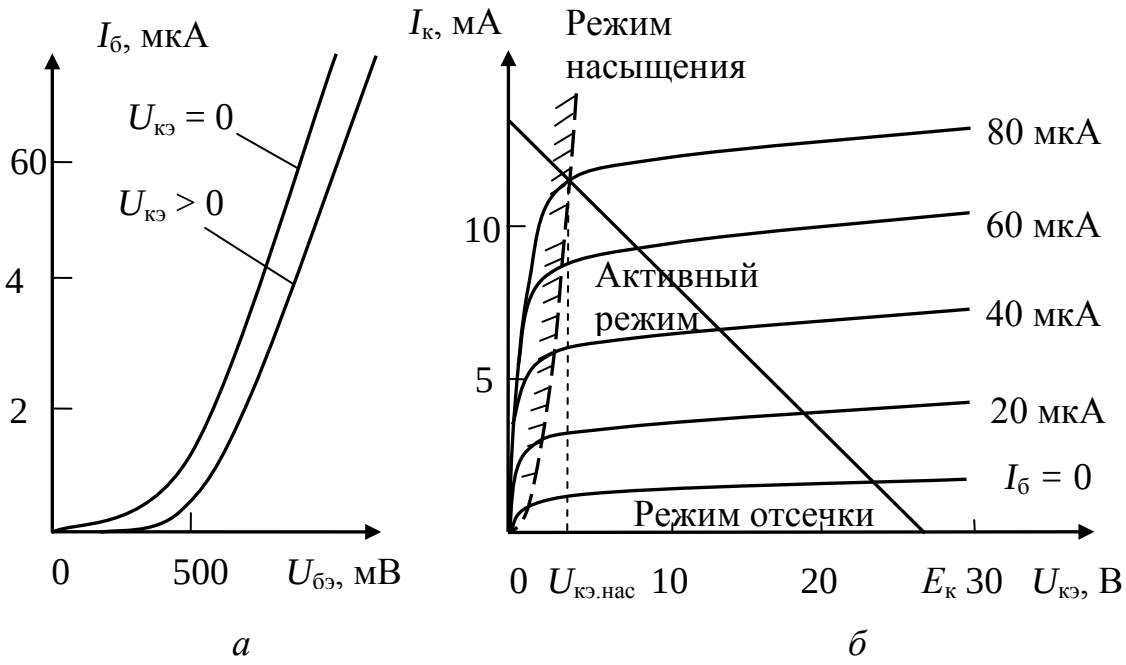



Рис. 6.4. Входные (*а*) и выходные (*б*) ВАХ биполярного транзистора *n–p–n*-типа в схеме с общим эмиттером

Зависимость между входными и выходными токами и напряжениями в транзисторах определяется семействами *входных* и *выходных* статических вольт-амперных характеристик (ВАХ) (рис. 6.4).

Входные характеристики $I_б = f(U_{бэ})|U_{кэ}$ (рис. 6.4, *а*) снимаются при постоянных выходных напряжениях коллектор-эмиттер $U_{кэ}$ = const. При $U_{кэ}$ = 0 характеристика идет из начала координат, так как при отсутствии напряжения отсутствует и ток. При $U_{кэ} > 0$ характеристика сдвигается вправо на величину так называемого порогового напряжения $U_{бэ.пор}$, различающегося у германиевых и кремниевых транзисторов.

Семейство выходных ВАХ $I_к = f(U_{кэ})|I_б$ (рис. 6.4, *б*) снимается при различных токах базы $I_б$ = const.

На вольт-амперных характеристиках выделены области, соответствующие работе транзистора в активном режиме, в режимах насыщения и отсечки.

Биполярные транзисторы характеризуются большим числом различных параметров (статических, дифференциальных, физических) и соответствующих им линейных и нелинейных эквивалентных схем.

Одним из широко используемых на практике параметров БТ является определенный выше статический коэффициент усиления по току в схеме с общим эмиттером $\beta_{ст}$.

При представлении БТ как линейного активного четырехполюсника используются несколько систем характеристических параметров, каждая из которых имеет свои преимущества и недостатки с точки зрения измерения параметров и практического их использования в инженерных расчетах. Как правило, в справочных данных транзисторов приводятся значения так называемых смешанных или гибридных *h*-параметров – $h_{11}$, $h_{12}$, $h_{21}$, $h_{22}$.

Параметр $h_{11}$ в схеме с общим эмиттером определяется как отношение приращения входного напряжения база-эмиттер к вызвавшему его приращению тока базы при фиксированном значении напряжения коллектор-эмиттер:

$$h_{11} = (\Delta U_{бэ}/\Delta I_{б})|U_{кэ} = \text{const}. \qquad (6.3)$$

Он имеет смысл и размерность *дифференциального входного сопротивления* транзистора в режиме малого сигнала.

Параметр $h_{21}$ в схеме с общим эмиттером определяется как приращение тока коллектора к вызвавшему его приращению тока базы при фиксированном значении напряжения коллектор-эмиттер:

$$h_{21} = (\Delta I_{к}/\Delta I_{б})|U_{кэ} = \text{const}. \qquad (6.4)$$

Он называется дифференциальным *коэффициентом усиления транзистора по току* или коэффициентом передачи по току. Значения дифференциального $h_{21}$ и статического $\beta_{ст}$ коэффициентов усиления по току достаточно близки.

Параметр $h_{12}$ в схеме с общим эмиттером определяется как отношение приращения напряжения база-эмиттер к вызвавшему его приращению напряжения коллектор-эмиттер при фиксированном значении тока базы:

$$h_{12} = (\Delta U_{бэ}/\Delta U_{кэ})|I_{б} = \text{const}. \qquad (6.5)$$

Он характеризует влияние выходной цепи транзистора на входную цепь вследствие имеющейся внутренней обратной связи между ними и называется *коэффициентом обратной связи по напряжению*.

Параметр $h_{22}$ в схеме с общим эмиттером определяется как отношение приращения тока коллектора к вызвавшему его приращению напряжения коллектор-эмиттер при фиксированном значении тока базы:

$$h_{22} = (\Delta I_к/\Delta U_{кэ})|I_б = \text{const}. \quad (6.6)$$

Он имеет смысл и размерность *дифференциальной выходной проводимости*, обратной выходному сопротивлению транзистора в режиме малого сигнала.

Указанные параметры биполярных транзисторов могут быть легко определены на основе их ВАХ.

Коэффициент усиления по напряжению, согласно определению, равен отношению выходного и входного напряжений:

$$k_U = (\Delta U_{кэ}/\Delta U_{бэ}). \quad (6.7)$$

Напряжение база-эмиттер не превышает десятых долей вольта, а напряжение коллектор-эмиттер может достигать величины единиц или десятков вольт. Поэтому $k_U$ может принимать значение от десятков до сотен.

В соответствии со схемой рис. 6.4 могут быть построены и измерены динамические входные и выходные характеристики каскада $I_к = f(U_{кэ})|E_к =$ $= \text{const}$, $I_б = f(U_{бэ})|E_к = \text{const}$. Выходная динамическая характеристика описывается уравнением $I_к = (E_к - U_{кэ})/R_к$ и называется также *нагрузочной прямой* или нагрузочной характеристикой (рис. 6.4, б). Динамические характеристики используются для выбора режима работы транзистора по постоянному току и графического определения значений его токов и напряжений при приложении входного переменного напряжения или тока.

Перейдем к рассмотрению характеристик и параметров транзистора включенного по схеме с общей базой (рис. 6.5). Используя соотношения между токами и напряжениями БТ в схемах включения с общим эмиттером и с общей базой: $I_э = I_к + I_б$, $U_{кб} = U_{кэ} - U_{бэ}$, можно по ВАХ транзистора в схеме с общим эмиттером построить его ВАХ в схеме включения с общей базой.

Входные характеристики устанавливают связь между током эмиттера и напряжением эмиттер-база при фиксированных значениях напряжения коллектор-база $I_э = f(U_{эб})|U_{кб} = \text{const}$. При $U_{кб} = 0$ характеристика идет из начала координат, так как при отсутствии напряжения отсутствует и ток. При $U_{кб} > 0$ характеристика сдвигается влево, так как протекает небольшой начальный ток эмиттера $I_{эн}$. Характеристики для различных $U_{кб}$ расположены близко друг к другу, так как основное падение напряжения $U_{кб}$ сосредоточено на коллекторном переходе.

Семейство выходных ВАХ, показывающее зависимость выходного тока коллектора от напряжения коллектор-база, снимается при различных токах эмиттера $I_к = f(U_{кб})|I_э = \text{const}$ (рис. 6.6, *б*).

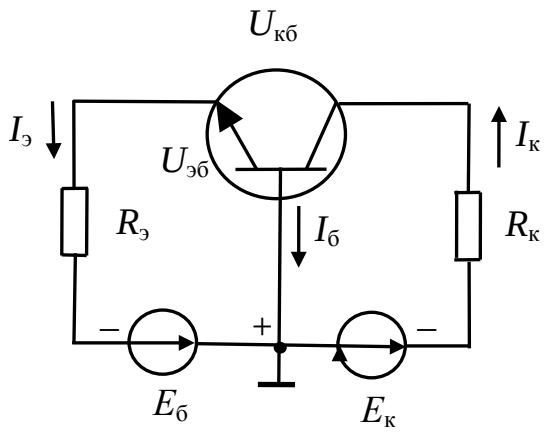



Рис. 6.5. Включение биполярного транзистора
*n–p–n*-типа по схеме с общей базой

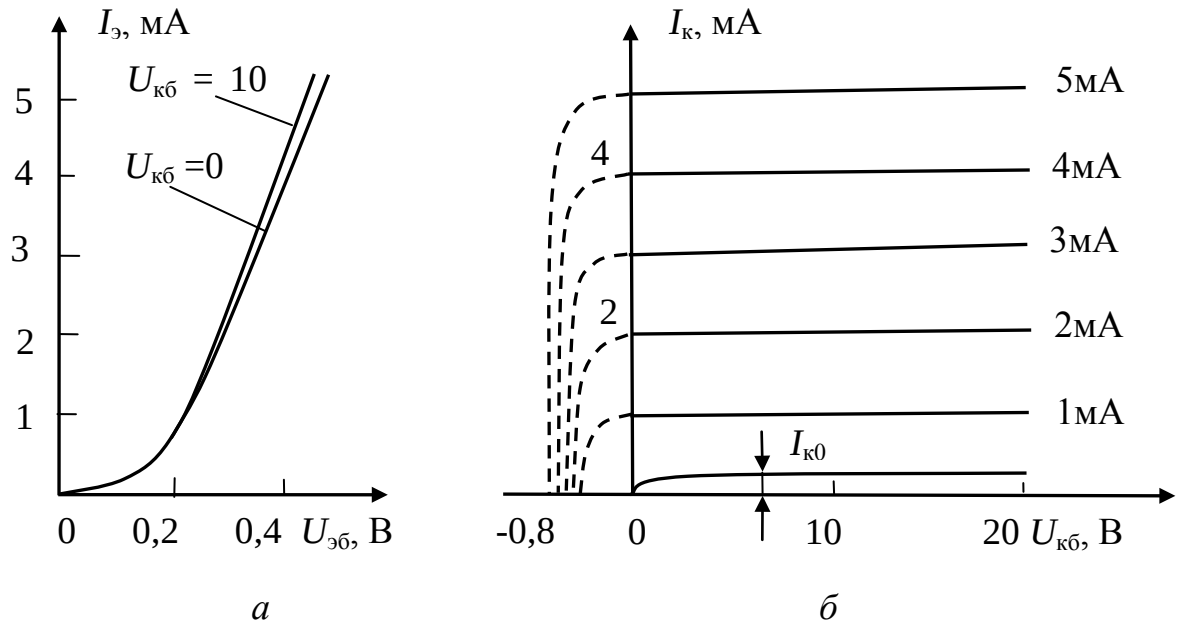



Рис. 6.6. Входные (*а*) и выходные (*б*) ВАХ биполярного транзистора
*n–p–n*-типа в схеме с общей базой

Соответствующие этой схеме включения *h*-параметры транзистора определяются следующим образом:

$h_{11(об)} = (\Delta U_{эб}/\Delta I_э)|U_{кб} = \text{const};$
$h_{12(об)} = (\Delta U_{эб}/\Delta U_{кб})|I_э = \text{const};$
$h_{21(об)} = (\Delta I_к/\Delta I_э)|U_{кб} = \text{const};$
$h_{22(об)} = (\Delta I_к/\Delta U_{кб})|I_э = \text{const}.$

В табл. 6.1. приведены значения *h*-параметров для схем включения ОБ и ОЭ.

Таблица 6.1

Значения *h*-параметров для схем включения ОБ и ОЭ

| Параметр | Схема ОЭ | Схема ОБ |
|---|---|---|
| $h_{11}$ | Сотни ом – единицы килоом | Единицы – десятки ом |
| $h_{12}$ | $10^{-3}$–$10^{-4}$ | $10^{-3}$–$10^{-4}$ |
| $h_{21}$ | Десятки – сотни | 0,95–0,98 |
| $1/h_{22}$ | Единицы – десятки килоом | Сотни килом – единицы мегаом |

Из таблицы следует, что у обоих схем включения есть существенный недостаток – малое входное сопротивление. Именно для преодоления этого недостатка, применяется схема включения с общим коллектором (рис. 6.6).

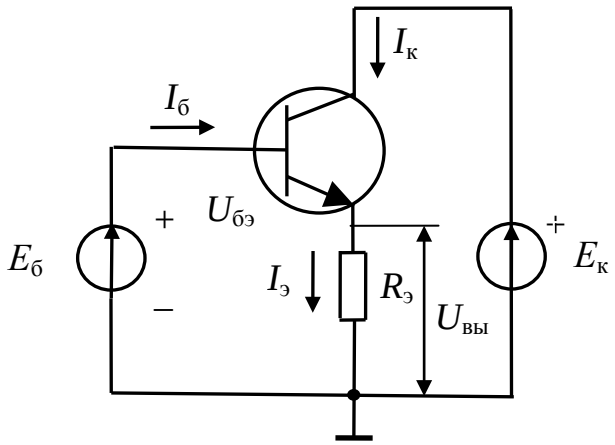



Рис. 6.6. Включение биполярного транзистора *n–p–n*-типа по схеме с общим коллектором

Особенностью схемы ОК является то, что сопротивление нагрузки включено в цепь эмиттера и падение напряжения, возникающее на сопротивлении нагрузки, полностью передается на вход, т. е. существует сильная отрицательная обратная связь. Отсюда вытекает второе название данной схемы – *эмиттерный повторитель*. Входное напряжение схемы является суммой напряжений база–эмиттер и выходного напряжения. Входное сопротивление схемы ОК может достигать десятков – сотен килоом.

$$R_{вх} = U_{вх}/I_б = (U_{бэ}+U_{вых}) / I_б. \qquad (6.8)$$

Отношение $U_{бэ}/I_б$ есть входное сопротивление схемы с общим эмиттером, которое может достигать значения единиц килоом. А так как выходное напряжение в десятки раз больше напряжения база-эмиттер, то и входное сопротивление в десятки раз превышает сопротивление схемы ОЭ.

Коэффициент усиления по току схемы ОК почти такой же, как в схеме с ОЭ, т. е. равен нескольким десяткам. Действительно, для данной схемы можно записать

$$k_i = I_э/I_б \qquad (6.9)$$

Коэффициент усиления по напряжению близок к единице, но всегда меньше ее:

$$K_U = U_{вых}/(U_{бэ} + U_{вых}) < 1. \qquad (6.10)$$

Для удобства сравнения основные свойства всех трех схем включения сведены в табл. 6.2.

Таблица 6.2

Основные свойства схем включения

| Параметр | Схема ОЭ | Схема ОБ | Схема ОК |
|---|---|---|---|
| $k_i$ | Десятки – сотни | < 1 | Десятки – сотни |
| $K_U$ | Десятки – сотни | Десятки – сотни | < 1 |
| $K_P$ | Сотни–десятки тысяч | Десятки – сотни | Десятки – сотни |
| $R_{вх}$ | Сотни ом – единицы килоом | Единицы – десятки ом | Десятки – сотни килоом |
| $R_{вых}$ | единицы – десятки килоом | Сотни килоом – Единицы мегаом | Сотни ом – единицы килоом |
| Фазовый сдвигмежду $U_{вх}$ и $U_{вых}$ | 180° | 0° | 0° |

К основным предельным параметрам БТ относятся максимально допустимое напряжение коллектор-эмиттер $U_{кэ.max}$, максимальный постоянный ток коллектора $I_{к.max}$ и максимальная рассеиваемая мощность на коллекторе $P_{к.max}$. При определенных применениях БТ необходимо учитывать и предельно допустимое значение обратного напряжения перехода эмиттер-база $U_{эб.max}$, также приводимое в справочных данных.

# ЛЕКЦИЯ 7. АКТИВНЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

План лекции

7.1. Режим работы на постоянном токе.
7.2. Режим работы на переменном токе.

## 7.1. Режим работы на постоянном токе.

Биполярные транзисторы применяются для усиления электрических сигналов. Наибольшее распространение для усиления сигналов переменного тока получила схема с общим эмиттером. На рис. 7.1 приведена схема резистивного усилительного каскада с ОЭ на основе БТ *n–p–n*-типа.

Кроме активного элемента (БТ), схема содержит источник питания цепи коллектора $E_к$, источник смещения цепи базы $E_б$, резистор нагрузки $R_к$, резистор смещения $R_б$ и конденсатор $C_р$, разделяющий входные цепи постоянного и переменного токов. Через разделительный конденсатор ко входу каскада подключается источник усиливаемого переменного напряжения $U_{вх}$. В практических схемах используются различные способы задания смещения, в том числе от общего источника питания $E_к$, различные способы термостабилизации режима работы и связи с источником сигнала, в том числе гальванической. В схеме усиления активный элемент, управляемый входным током, преобразует энергию источника питания в энергию полезных усиливаемых сигналов, выделяемых на сопротивлении нагрузки.

Каскад с общим эмиттером дает большое усиление по току, по напряжению и мощности и инвертирует фазу сигнала.

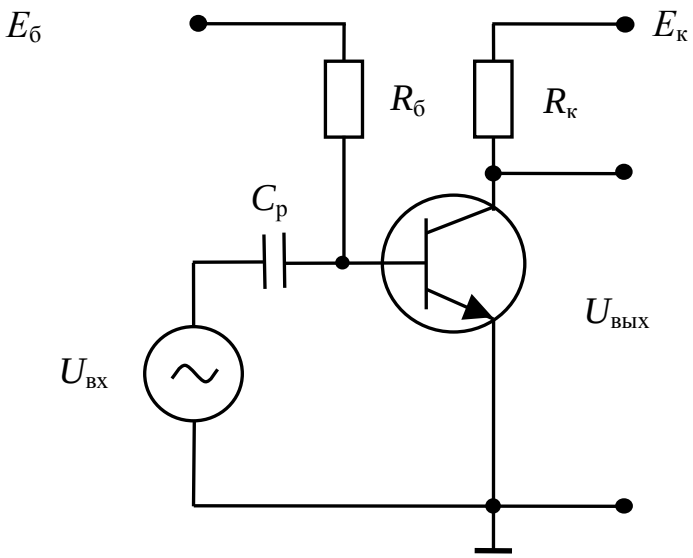



Рис. 7.1. Типовая схема усилительного каскада с общим эмиттером

Наглядное представление об усилительных свойствах биполярного транзистора дает графоаналитический метод расчета и анализа усилительных каскадов. Графоаналитический метод позволяет определить переменные составляющие токов и напряжений транзистора с учетом его нелинейных свойств, выбрать и задать необходимый режим работы транзистора по постоянному току. Он основывается на использовании семейств статических входных и выходных характеристик транзистора.

При этом на семействе статических выходных характеристик (рис. 7.2, *а*) строится динамическая выходная характеристика, называемая также *линией нагрузки* или *нагрузочной характеристикой*.

Она устанавливает связь между током коллектора $I_к$ и напряжением коллектор-эмиттер $U_{кэ}$ транзистора при заданном сопротивлении нагрузки $R_к$ и ЭДС (напряжении) источника питания $E_к$:

$$I_к = (E_к - U_{кэ})/R_к. \qquad (7.1)$$

Построение линии нагрузки производится по точкам ее пересечения с осями координат. При $I_к = 0$ получаем $U_{кэ} = E_к$, откладываем на оси напряжений значение $E_к$, получаем точку М. При $U_{кэ} = 0$ получаем $I_к = E_к/R_к$, откладываем это значение по оси токов, получаем точку N. Соединяя эти точки прямой, получаем линию нагрузки.

## 7.2. Режим работы на переменном токе.

Затем на ней выбираем рабочий участок. Например, для получения большой выходной мощности и малых искажений сигнала следует взять рабочий участок *АБ*. По проекциям рабочего участка на оси координат

определяем двойные амплитуды первых гармоник переменных составляющих выходного напряжения $2U_{кэ\ m}$ и выходного тока $2I_{к\ m}$. После этого можно найти выходную мощность:

$$P_{вых} = 0{,}5 \cdot I_{к\ m} \cdot U_{кэ\ m}. \qquad (7.2)$$

На рис. 7.2, *а* заштрихован так называемый *треугольник полезной мощности*. Его гипотенузой является рабочий участок АБ, а катетами – соответственно двойные амплитуды тока $2I_{к\ m}$ и напряжения $2U_{кэ\ m}$. Нетрудно вычислить, что площадь треугольника соответствует учетверенной полезной мощности $2I_{к\ m} \cdot U_{кэ\ m}$. В этом случае рабочая точка *Т* на линии нагрузки соответствует току базы $I_{б(0)}$, среднему по отношению к токам базы в точках *А* и *Б*. Рабочая точка *Т* определяет амплитуду первой гармоники входного тока $I_{б\ m}$ как половину разности токов базы, соответствующих точкам *А* и *Б*. Проекции рабочей точки на оси координат определяют постоянное значение тока коллектора $I_{к(0)}$ и напряжения $U_{кэ(0)}$ в режиме покоя.

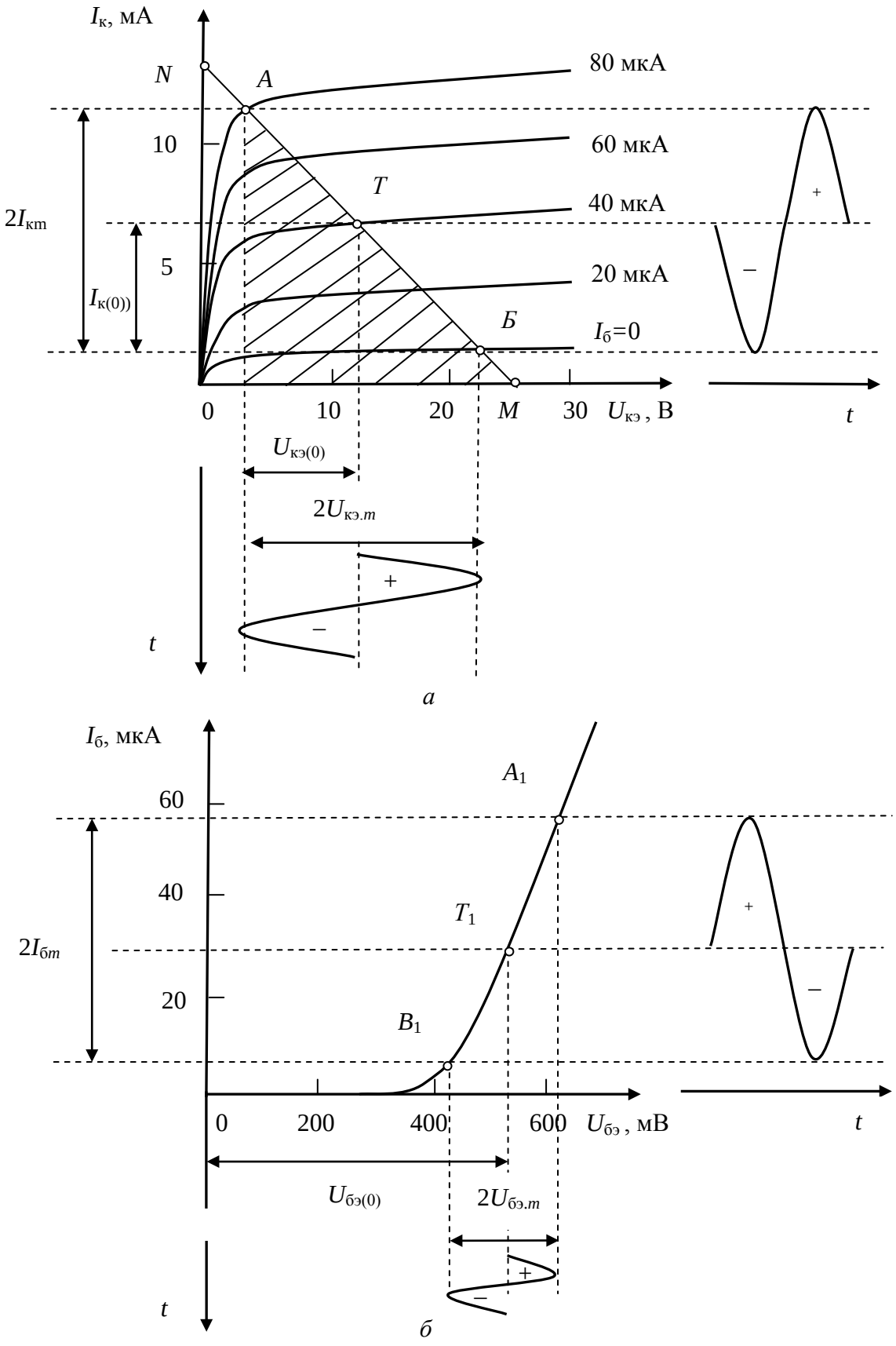



Рис. 7.2. К графоаналитическому методу расчета и анализа усилительного каскада на биполярном транзисторе

Если имеется семейство входных характеристик транзистора, то можно построить входную динамическую характеристику путем перенесения на это семейство точек выходной динамической характеристики.

На эту характеристику переносятся точки *А, Т* и *Б* и получаются точки $A_1$, $T_1$ и $Б_1$ (рис. 7.2, *б*). Проекция рабочего участка $A_1Б_1$ на ось напряжений дает двойную амплитуду входного напряжения $2U_{бэ\,m}$.

Зная $I_{б\,m}$ и $U_{бэ\,m}$, можно рассчитать входное сопротивление $R_{вх}$ и входную мощность по формулам:

$$P_{вх} = 0{,}5 \cdot I_{б\,m} \cdot U_{бэ\,m}. \qquad (7.3)$$

$$R_{вх} = U_{бэ\,m} / I_{б\,m}. \qquad (7.4)$$

Рабочая точка $T_1$ определяет также постоянное напряжение базы $U_{бэ(0)}$. Считая, что постоянная составляющая тока базы в режиме усиления равна $I_{б(0)}$, можно рассчитать сопротивление резистора смещения в цепи базы $R_б$, через который от источника $E_б$ подается постоянное напряжение на базу:

$$R_б = (E_б - U_{бэ(0)})/I_{б(0)}. \qquad (7.5)$$

Коэффициенты усиления каскада по напряжению, току и мощности можно рассчитать в соответствии с их определениями:

$$K_I = I_{к\,m}/I_{б\,m}; \quad K_U = U_{кэ\,m}/U_{бэ\,m}; \quad K_p = K_I \cdot K_U . \qquad (7.6)$$

Биполярные транзисторы могут работать как в активной области ВАХ без отсечки тока (в классе *А*), так и в активной области с отсечкой тока (например, в классе *В*). При работе в ключевом режиме (класс *D*) используется также область насыщения ВАХ.

# ЛЕКЦИЯ 8. КЛАССЫ УСИЛЕНИЯ

План лекции

8.1. Понятие о классах усиления.

## 8.1. Понятие о классах усиления.

В зависимости от значения и знака напряжения смещения $U_{см}$ и напряжения сигнала $U_с$ в схеме транзисторного каскада, приведенного на рис. 7.1, возможно несколько принципиально различных режимов его работы, называемых классами усиления. Для обозначения различных классов усиления используются прописные латинские буквы. Рассмотрим их подробнее.

**Класс усиления *А*.** Режим работы транзисторного каскада, при котором ток в выходной цепи транзистора протекает в течение всего периода изменения напряжения входного сигнала, называется режимом *усиления класса А*. Характерной чертой этого режима является выполнение условия $\Delta I_к < I_{кп}$, для обеспечения которого напряжение $U_{см}$ применительно к схеме на рис. 7.1 должно быть положительным и превосходить максимальную амплитуду напряжения $U_с$.

Максимальная амплитуда выходного сигнала в данном режиме может достигать значения близкого к $U_п/2$. Для этого необходимо, чтобы $U_{кэ\,п} = U_п/2$ или $I_{кп} = U_п/2R_к$. Используя характеристики каскада, приведенные на рис. 7.2, можно легко найти напряжение $U_{см}$ и допустимый диапазон изменения входного сигнала, обеспечивающие получение максимальной амплитуды выходного сигнала при условии минимальных его искажений. Последнее является характерной чертой класса *А*. Для этого по характеристике на рис. 7.2, *б* находят ток базы, соответствующий началу линейного участка входной характеристики транзистора. По выходным характеристикам транзистора (рис. 7.2, *а*) определяют коллекторный ток транзистора и его напряжение $U_{кэ}$, соответствующие найденному току $I_{б\ min}$ ($I_{к\ min}$ и $U_{кэ\ max}$). По этим же характеристикам определяют максимальный коллекторный ток транзистора, соответствующий границе его активного режима работы и режима насыщения (точка А пересечения нагрузочной прямой с характеристикой $U_{кб} = 0$), т. е. $I_{к\,max}$. Искомый ток покоя коллектора будет равен полусумме найденных значений:

$$I_{кп} = (I_{к\,min} + I_{к\,max})/2, \qquad (8.1)$$

а максимальная амплитуда выходного тока – полуразности этих значений:

$$\Delta I_{к\ max} = (I_{к\ max} - I_{к\ min})/2. \qquad (8.2)$$

По найденным значениям $I_{кп}$ и $\Delta I_{к\ max}$ для известного значения $h_{21э}$ находят $I_{бп}$, $\Delta I_{б\ max}$, $U_{бп}$ и $\Delta U_{бэ\ max}$.

Таким образом, класс усиления *A* имеет место при выборе рабочей точки *T* в средней части нагрузочной характеристики выходной цепи транзистора (рис. 7.2, *а*). Этот режим характерен тем, что форма выходного сигнала $U_{вых}$ повторяет форму входного сигнала $U_{вх}$ за счет работы транзистора в активной области без захода в области насыщения и отсечки. При этом транзистор, как видно из рисунка, работает в линейной области, что объясняет минимальное нелинейное искажение усиливаемого сигнала. В то же время работа усилителя в классе *A* характеризуется низким КПД, который теоретически не может превышать 0,5, что объясняется постоянным током $I_{кп}$ в цепи $R_к$ вне зависимости от наличия или отсутствия входного сигнала, в результате чего в транзисторе рассеивается мощность $P_{кп} = I_{кп}U_{кп}$. В связи с этим режим усиления *A* используют лишь в маломощных каскадах (предварительных усилителях), для которых, как правило, важен малый коэффициент нелинейных искажений усиливаемого сигнала, а значение КПД не играет решающей роли.

**Класс усиления *B*.** Режим работы транзисторного каскада, при котором ток в выходной цепи транзистора протекает только в течение половины периода изменения напряжения входного сигнала, называется *режимом усиления класса B*. Данный режим соответствует выбору $U_{см} = 0$. При этом $I_{кп} = I_{к\ min} \approx 0$ и $U_{кэ\ п} = U_п - I_{к\ min} R_к \approx U_п$. Из сказанного следует, что мощность, рассеиваемая в каскаде при условии $U_с = 0$, практически также равна нулю, так как транзистор находится в режиме отсечки.

Таким образом, класс усиления *B* имеет место при смещении рабочей точки *T* в нижний участок линии нагрузки (рис. 7.2). Это способствует предельному снижению тока $I_{бп}$, обусловливая существенное улучшение энергетических показателей каскада за счет значительного (по сравнению с режимом класса *A*) снижения мощности, рассеиваемой в транзисторе в режиме покоя. Поэтому класс *B* предпочтительнее для использования в усилителях средней и большой мощности. В этом режиме значение КПД каскада можно довести до 0,7 и более (при мощности, рассеиваемой в транзисторе, менее 0,25 от максимума полезной мощности в нагрузочном устройстве). Вместе с тем в классе *B* наблюдается усиление лишь одной положительной полуволны усиливаемого сигнала $U_{вх}$, и потому выходной ток $I_к$ имеет прерывистый характер.

Для усиления как положительной, так и отрицательной полуволны входного сигнала применяют двухтактные усилители, работающие в классе усиления *B* (рис. 8.1, *а*). Здесь при положительной полуволне входного сигнала открыт транзистор *VT*1 *n–p–n*-типа, а при отрицательной полуволне – транзистор *VT*2 (*p–n–p*-типа). В нагрузочное устройство с сопротивления $R_н$ поступает усиленный сигнал обоих полупериодов. Как правило, двухтактные

усилители изготовляют в виде ИС, в едином кристалле полупроводника, что позволяет обеспечивать идентичность параметров транзисторов *VT*1 и *VT*2.

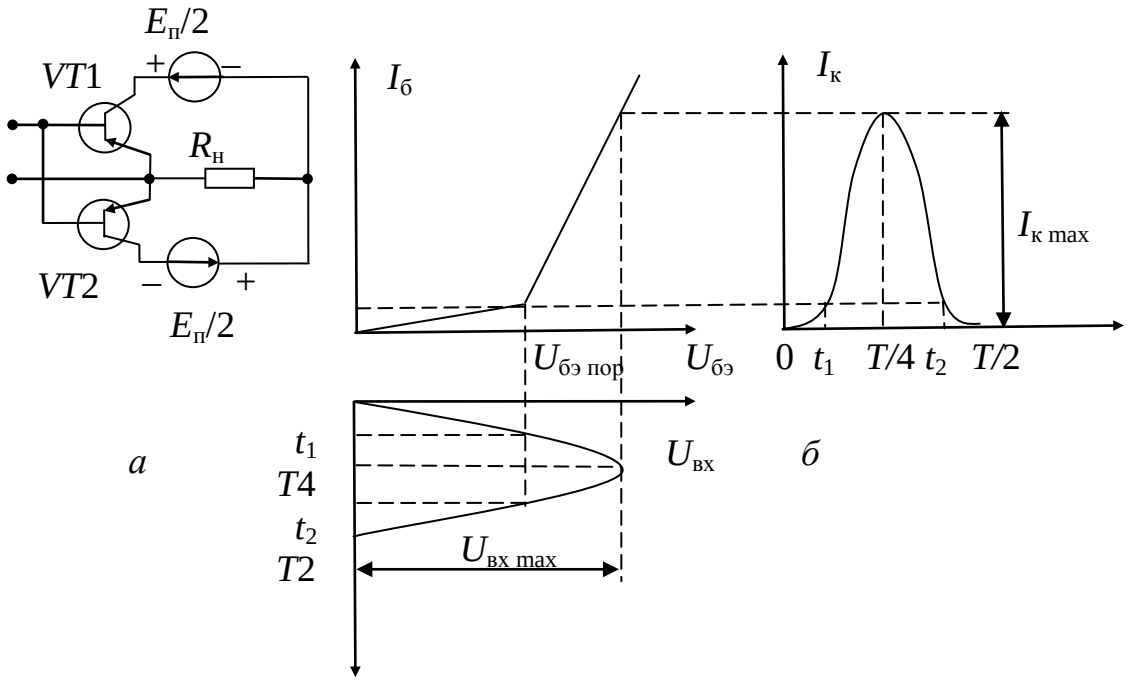



Рис. 8.1. Принципиальная схема двухтактного усилителя мощности (*а*) и временные диаграммы (*б*), поясняющие ее работу (*VT*1 – *n*–*p*–*n*, *VT*2 – *p*–*n*–*p*)

Основным недостатком усилителей, работающих в классе *B*, являются значительные нелинейные искажения выходного напряжения. Проиллюстрируем сказанное с помощью входной характеристики транзистора, показанной на рис. 8.1, *б*. Предположим, что на вход каскада подано напряжение $U_{вх} = U_m \sin \omega t$. Так как $U_{см} = 0$, то ток коллектора транзистора будет изменяться только для интервала $U_{вх} > 0$. При этом из-за существенной нелинейности начального участка входной характеристики транзистора коэффициент пропорциональности между входным и выходным напряжениями не будет оставаться постоянным. На интервале $0–t_1$ и $t_2–T/2$, где $U_{вх} < U_{бэ\ пор}$, ток коллектора транзистора будет изменяться существенно медленнее, чем на интервале $t_1–t_2$. Это приведет к появлению на выходе типичных искажений, получивших название «ступеньки». Большие искажения усиленного сигнала являются причиной того, что класс усиления *B* практически не используется в усилителях.

Устранить указанный недостаток усилителей класса *B* можно, введя в каскад небольшое напряжение смещения. Если $U_{см} = U_{бэ\ пор}$, то причина появления «ступеньки» в выходном напряжении устраняется. При этом в выходной цепи транзистора начинает протекать некоторый ток покоя. Однако этот ток, как правило, существенно меньше максимального тока

коллектора ($I_{кп} \approx$ 5–10 % $I_{к\ max}$), что позволяет обеспечить высокий КПД каскада.

**Класс усиления *AB*.** Режим работы транзисторного каскада, при котором ток в выходной цепи транзистора протекает больше половины периода изменения напряжения входного сигнала, называется *режимом усиления класса AB*.

Таким образом, в режиме усиления класса *AB* $U_{см} = U_{бэ\ пор} > 0$. Такой режим работы нашел широкое применение при построении выходных каскадов усилителей мощности, так как при высоком КПД они обеспечивают получение небольших искажений выходного сигнала.

На практике встречаются случаи, когда нагрузкой транзисторного каскада является колебательный контур, в котором необходимо обеспечить поддержание незатухающих колебаний, например выходные каскады передающих устройств. Для поддержания колебаний транзистор должен обеспечивать «подкачку» в контур энергии, рассеивающейся на его активных элементах. При больших добротностях контура эта энергия может быть существенно меньше энергии собственных колебаний, и для ее восстановления достаточно подключение внешнего источника питания на время, меньшее половины периода колебаний. Реализовать такой режим работы можно, если на вход каскада, показанного на рис. 7.1 подать напряжение смещения, удовлетворяющее условию $U_{см} < 0$.

**Класс усиления *C*.** Режим работы транзисторного каскада, при котором ток в выходной цепи транзистора протекает на интервале, меньшем половины периода изменения напряжения входного сигнала, называется *режимом усиления класса C*.

В режиме класса *C* транзистор больше половины периода находится в состоянии отсечки (точка Б на рис. 7.2, *а*), и его ток мало отличен от нуля. Этот режим соответствует расположению точки покоя в области отсечки и находит широкое применение в мощных резонансных усилителях (например, радиопередающих устройствах).

Во всех рассмотренных ранее режимах работы максимальный входной ток, а следовательно, и входное напряжение ограничиваются величинами, соответствующими границе между активным режимом работы и режимом насыщения.

В этом случае $I_{вх\ max} < (U_{п} - U_{кэ\ п})/(R_к h_{21\ э})$, а $U_{вх\ max}$ может быть определено по известному току $I_{вх\ max}$, т. е. во всех рассмотренных режимах работы рабочая точка на выходных характеристиках каскада (рис. 7.2, *а*) не заходит правее точки Б и левее точки А.

Общим для всех рассмотренных режимов работы является также тот факт, что усиление входного сигнала сопровождается потерями мощности в транзисторе усилительного каскада. Абсолютная величина этих потерь для различных классов усиления различна, но они не могут быть сведены к нулю. Это вытекает из того, что сам процесс усиления связан с перераспределением напряжения (мощности) между транзистором и нагрузкой.

На выходных характеристиках каскада (рис. 7.2, *а*) существуют только две области, для которых можно считать, что мощность, выделяющаяся в транзисторе, теоретически равна нулю. Это точка Б, соответствующая режиму отсечки (цепь нагрузки практически разорвана – выключена), и точка А, соответствующая режиму насыщения биполярного транзистора (цепь нагрузки непосредственно подключена к источнику питания – включена). В этих областях потери, существующие в транзисторе, определяются исключительно его собственными параметрами и не связаны с процессом усиления входного сигнала.

**Класс усиления *D*.** Режим работы транзисторного каскада, при котором в установившемся режиме усилительный элемент (биполярный транзистор) может находиться только в состоянии «включено» (режим насыщения биполярного транзистора) или «выключено» (режим отсечки биполярного транзистора), называется *ключевым режимом* или *режимом усиления*
*класса D*.

Таким образом, ток в выходной цепи усилительного каскада, работающего в режиме усиления класса *D*, может принимать только два значения: $I_{к\ max}$ и $I_{к\ min}$-. Поэтому КПД такого усилительного каскада близок к единице.

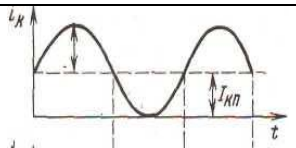
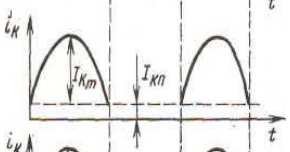
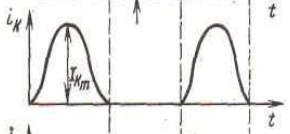
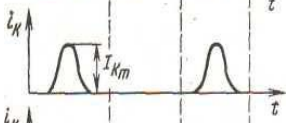
Режим класса *D* широко используется в устройствах, основным требованием к которым является получение максимального КПД. Как правило, это устройства с автономным питанием, рассчитанные на длительный режим работы. Для реализации данного режима работы входное напряжение должно принимать значение либо меньшее порогового напряжения $U_{бэ\ пор}$, либо большее $U_{вых\ max}$, соответствующего границе активного режима работы и режима насыщения.

Согласно данному определению, выходное напряжение усилителя, работающего в режиме класса *D*, всегда имеет форму прямоугольного импульса и усиление входного сигнала сопряжено с изменением того или иного параметра этого импульса, например его длительности, фазы и т. п.

Следует отметить, что КПД каскада, работающего в режиме класса *D*, только теоретически может быть равен единице. На практике в таких каскадах всегда присутствуют три составляющие потерь, природа которых кроется в неидеальности используемой элементной базы. Это потери в насыщенном состоянии, потери в режиме отсечки и потери на переключение, обусловленные движением рабочей точки на выходных характеристиках транзистора из точки Б в точку А и обратно. Однако при правильном проектировании эти потери всегда меньше потерь в других классах усиления.

Таблица 8.1

Основные параметры усилителей различных классов усиления

| Класс усиления | Напряжение смешения | Ток покоя транзистора | Зависимость тока от времени | Примечание |
|---|---|---|---|---|
| A | > 0 | $I_{бп}\,h_{21э}$ |  | $I_{к\,m} < I_{кп}$ |
| AB | > 0 | $I_{бп}\,h_{21э}$ |  | $I_{к\,m} < I_{кп}$<br>$I_{к\,m} < U_к/R_{кп}$ |
| B | = 0 | $I_{к\,нач}$ |  | $I_{к\,m} \le U_к/R_{кп}$ |
| C | < 0 | $I_{к0}$ |  | $I_{к\,m} \le U_к/R_{кп}$ |
| D | < 0 | $I_{к0}$ |  | $I_{к\,m} = U_к/R_{кп}$ |

Основные параметры транзисторного каскада для различных классов усиления сведены в таблицу.

# ЛЕКЦИЯ 9. ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ УСЛОВИЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ БТ

План лекции

9.1. Влияние внешних условий на характеристики и параметры БТ.
9.2. Проблема стабилизации рабочей точки и усиления.

## 9.1. Влияние внешних условий на характеристики и параметры БТ.

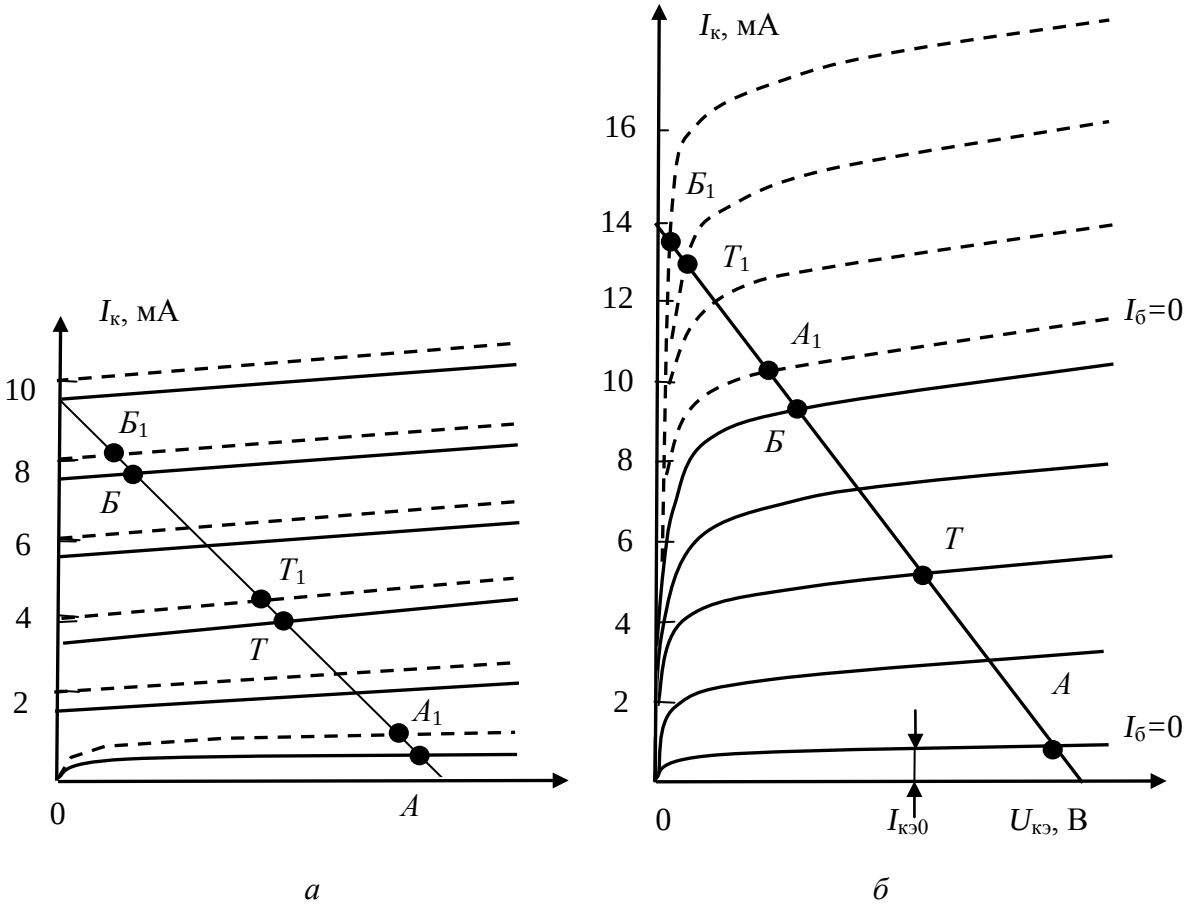
Транзисторы, работающие в аппаратуре, нагреваются от внешних источников теплоты, например от расположенных рядом нагретых деталей и токов, протекающих через транзистор. Как было показано ранее, изменение температуры оказывает значительное влияние на работу полупроводниковых приборов.

При повышении температуры увеличивается проводимость полупроводников и токи в них возрастают. Особенно сильно растет с повышением температуры обратный ток *p*–*n*-перехода. У транзисторов таким током является начальный ток коллектора $I_{к0}$. Возрастание этого тока приводит к изменению характеристик транзистора. Это удобно проследить на выходных характеристиках, изображенных для схем ОБ и ОЭ на рис. 9.1.

При включении по схеме ОБ характеристики незначительно поднялись. Показанная на том же рисунке рабочая точка *Т* немного переместилась и заняла положение $Т_1$, а новый рабочий участок $А_1Б_1$ мало отличается от участка *АБ*. Следовательно, усиление почти не изменится. Таким образом, схема с ОБ является стабильной даже при нагреве на десятки градусов.

Для наглядности рассмотрим числовой пример, относящийся к германиевому транзистору, у которого коэффициент усиления по току в схеме с общим эмиттером $\beta = 100$ и начальный ток коллектора $I_{к0} = 2$ мкА при 20 °С. Пусть транзистор включен по схеме ОБ и нагрелся до 70 °С, т. е. на 50 °С. Так как для германия обратный ток *p*–*n*-перехода возрастает примерно в 2 раза при нагреве на каждые 10 °С, то в данном случае ток $I_{к0}$ должен увеличиться в $2^5$ раз, т. е. в 32 раза. При $t = 70$ °С он будет составлять 64 мкА, т. е. возрастет на 62 мкА. Если считать приближенно, что статический коэффициент передачи тока в схеме с общей базой $\alpha < 1$ и не зависит от температуры, то из равенства $I_к = \alpha I_э + I_{к0}$ следует, что при $I_э = \text{const}$ ток коллектора возрастет также на 62 мкА. Поскольку $I_к$ составляет единицы миллиампер, то такое увеличение незначительно изменит режим работы транзистора.

На рис. 9.1 показаны сплошными линиями характеристики при $t = 20$ °С и штриховыми – при $t = 70$ °С. Как видно, режим работы транзистора в данной схеме изменяется мало, и в этом заключается ее важное достоинство.




*а* *б*

Рис. 9.1. Влияние температуры на выходные характеристики транзистора при включении его по схеме ОБ (*а*) и ОЭ (*б*)

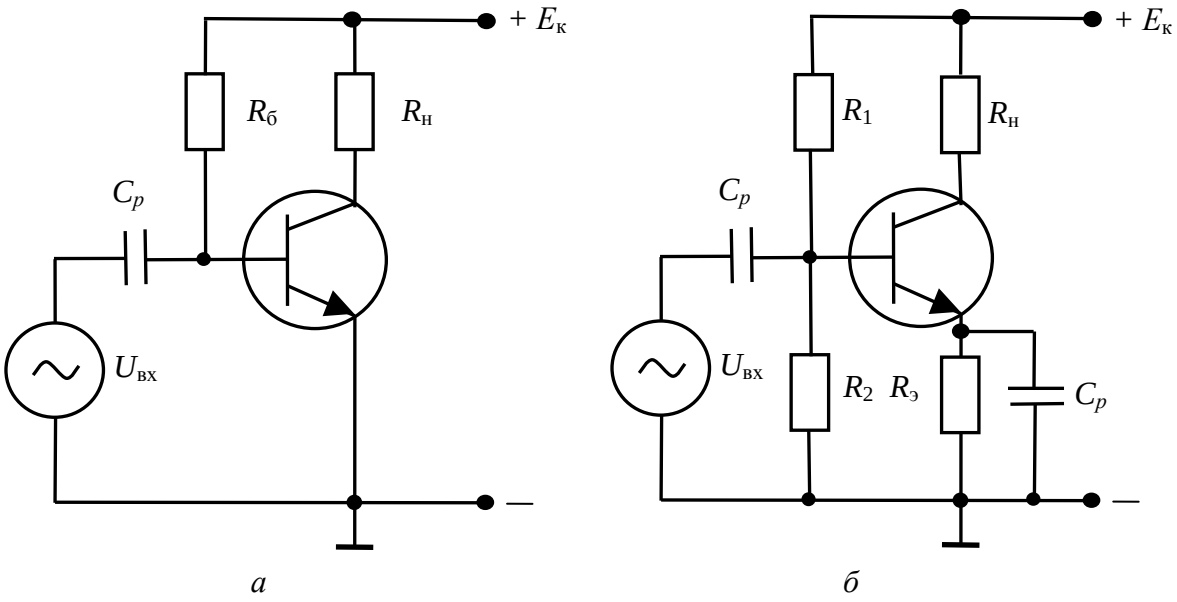
Совсем иное получается при работе транзистора в схеме ОЭ. Начальным током для этой схемы является сквозной ток $I_{кэ0}$, который приблизительно в β раз больше тока $I_{к0}$. В нашем примере $I_{кэ0} \approx \beta I_{к0} = 100 \cdot 2 =$ 200мкА при 20 °С. При нагреве до 70 °С этот ток возрастет в 32 раза и будет составлять 6400 мкА или 6,4 мА, т. е. увеличится на 6,2 мА. Из равенства $I_к = \beta I_б + I_{кэ0}$ видно, что при $I_б$ = const и β = const ток коллектора также возрастет на 6,2 мА. Ясно, что при таком сильном изменении тока выходные характеристики резко изменяют свое положении (рис. 8.1, *б*). Рабочая точка и рабочий участок *АБ* при таком нагреве перемещаются в положение $T_1$ и $A_1Б_1$ и режим усиления совершенно нарушается. В данном случае, который, конечно, является лишь примером, часть рабочего участка $A_1T_1$ резко уменьшилась, а часть $Б_1T_1$ стала ничтожно малой. Усиление резко уменьшится, и работа усилительного каскада будет происходить с большими нелинейными искажениями, так как положительная полуволна входного тока почти не усиливается. Если не осуществить температурной стабилизации, то усиление в схеме ОЭ при нагреве может стать совершенно неудовлетворительным.

Как видно, схема ОЭ обладает низкой температурной стабильностью и весьма сильно изменяет свои свойства при повышении температуры, что является ее существенным недостатком по сравнению со схемой ОБ.

Следует подчеркнуть, что при изменении температуры изменяются не только характеристики, но и все параметры транзистора. Так, например, при постоянстве токов *h*-параметры для схемы ОЭ с увеличением температуры несколько возрастают. Изменение параметров в большей степени происходит в схеме ОЭ, а в схеме ОБ параметры более стабильны.

## 9.2. Проблема стабилизации рабочей точки и усиления.

Для обеспечения постоянства режима служит температурная стабилизация, но следует помнить, что рассматриваемые далее схемы стабилизируют лишь положение рабочей точки и не могут полностью устранить изменение параметров транзистора под действием температуры. На рис. 9.2 показаны наиболее распространенные простейшие схемы стабилизации режима каскада ОЭ, который наиболее подвержен влиянию температуры. На рис. 9.2, *а* приведена схема так называемой *коллекторной стабилизации.* Резистор $R_б$, служащий для установки необходимого смещения на базе, подключен к коллектору. Если от нагрева или смены транзистора ток $I_к$ возрастет, то соответственно увеличится падение напряжения на $R_н$, а напряжение $U_{кэ}$ соответственно уменьшиться. Но тогда уменьшится и напряжение $U_{бэ}$, что приведет к уменьшению $I_к$. Таким образом, одновременно происходят противоположные изменения этого тока, и в результате он остается почти постоянным.




*а* *б*

Рис. 9.2. Схемы стабилизации рабочего режима усилительного каскада на биполярном транзисторе

Рассмотренная схема наиболее проста и экономична, но дает хороший результат лишь в том случае, если на сопротивление нагрузки $R_н$ падает не менее половины напряжения источника питания $E_к$. Кроме того, в данной схеме несколько снижается усиление, так как часть усиленного напряжения передается на вход транзистора в противофазе, т.е. получается отрицательная обратная связь.

Более сложна и менее экономична схема *эмиттерной стабилизации* (рис. 9.2, *б*). Она требует источника питания с более высоким напряжением, но по стабилизирующим свойствам значительно превосходит схему коллекторной стабилизации. Здесь резисторы $R_1$ и $R_2$ создают делитель для получения смещения на базе, а резистор $R_э$ в цепи эмиттера является стабилизирующим. Падение напряжения на этом резисторе $U_э = I_{э0}R_э$ действует навстречу напряжению $U_2 = I_д R_2$. Поэтому напряжение смещения базы $U_{бэ0} = U_2 - U_э$. Резистор $R_э$ создает отрицательную обратную связь по постоянному току. Если под влиянием температуры токи в транзисторе начинают возрастать, то от повышения тока $I_{э0}$ увеличится напряжение $U_э$ и, соответственно, уменьшится напряжение смещения на базе $U_{бэ0}$, а это вызовет уменьшение токов. Таким образом, одновременно происходят противоположные изменения тока, и в результате режим получается более стабильным. Для того чтобы резистор $R_э$ не создавал отрицательной обратной связи по переменному току, он зашунтирован конденсатором $C_э$ достаточно большой емкости. Его сопротивление для самой низкой частоты должно быть во много раз меньше $R_э$. Обычно это электролитический конденсатор емкостью несколько десятков микрофарад. Расчет резисторов для схемы эмиттерной стабилизации делают по следующим приближенным формулам:

$$R_1 \approx (E_к - U_э)/(I_{б0} + I_д); \quad R_2 \approx U_э/I_д; \quad R_э \approx U_э/I_{э0}. \qquad (9.1)$$

Совместное применение рассмотренных схем стабилизаций дает еще лучший результат.

# ЛЕКЦИЯ 10. ИСТОЧНИКИ ШУМОВ В БТ. МОДЕЛИ БТ

План лекции

10.1. Источники собственных шумов в БТ.
10.2. Модели биполярных транзисторов. Малосигнальные высокочастотные эквивалентные схемы БТ (П- и Т-образные). Модель Эберса – Молла. Понятие о нелинейных моделях БТ для высоких и сверхвысоких частот.

## 10.1. Источники собственных шумов в БТ.

При большом коэффициенте усиления в телефоне или громкоговорителе, включенном на выходе усилителя или приемника, слышен характерный шум в виде шороха (шипения) даже в том случае, если на вход никакие сигналы не подаются (например, если замкнуть накоротко входные зажимы, чтобы приема внешних сигналов не было). Чем больше коэффициент усиления, тем сильнее собственный шум приемника.

Исследование этого явления показало, что токи и напряжения в любых электрических цепях всегда совершают небольшие беспорядочные (хаотичные) колебания, называемые *электрическими флюктуациями.* Они объясняются тепловым движением электронов. С повышением температуры флюктуации усиливаются.

Токи всех электродов транзистора подвержены флюктуациям. После усиления эти флюктуации при звуковом воспроизведении сигналов проявляются в виде шума. Название «собственные шумы» применяют и тогда, когда сигналы не преобразуются в звуковые колебания.

Любой постоянный ток не является строго постоянным, а помимо постоянной составляющей $I_0$ имеет шумовую переменную составляющую $I_ш$. Это объясняется тем, что вследствие теплового движения число электронов, проходящих через поперечное сечение проводника в малые равные промежутки времени, даже при постоянном токе не постоянно, а меняется. Флюктуации тока показаны на рис. 10.1, причем для наглядности значение $I_ш$ преувеличено, так как обычно шумовой ток очень мал по сравнению с током $I_0$.

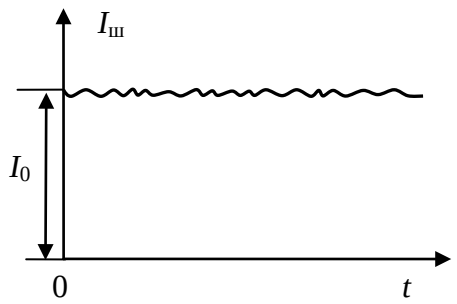



Рис.10.1. Флюктуации тока

Теоретически и экспериментально доказано, что шумовой ток представляет собой сумму переменных синусоидальных составляющих с

самыми различными частотами от нуля до сверхвысоких. Но любой усилитель (или другое устройство) пропускает колебания только в определенном диапазоне частот. Поэтому на выходе усилителя воспроизводится лишь часть составляющих шума, которая тем больше, чем шире полоса пропускания $\Delta f$ усилителя.

Собственные шумы транзисторов ограничивают чувствительность радиоприемников и других устройств, служащих для обнаружения, усиления и измерения слабых сигналов. Если полезные сигналы слабее собственных шумов, то прием этих сигналов весьма затрудняется или даже практически невозможен.

В любом резисторе за счет происходящих в нем электрических флюктуаций создастся некоторая шумовая ЭДС. Действующее значение шумовой ЭДС $E_{ш}$, возникающей в резисторе или в любой цепи с сопротивлением $R$, определяется формулой Найквиста:

$$E_{ш} = \sqrt{4kTR\Delta f}\ , \qquad (10.1)$$

где $k$ – постоянная Больцмана, $T$ – абсолютная температура.

Полный шум, возникающий в транзисторе, имеет несколько составляющих.

*Тепловые шумы* обусловлены тепловыми флюктуациями электронов, характерными для любого резистора. Поскольку все области транзистора обладают некоторым сопротивлением, то в них возникают шумовые напряжения. Так как сопротивления эмиттерной и коллекторной областей сравнительно малы, то главную роль в создании тепловых шумов играет сопротивление базы $R_{б}$, тем более что оно включено во входную цепь и шум от него усиливается самим транзистором.

*Дробовые шумы* происходят от флюктуаций, возникающих вследствие инжекции и экстракции в эмиттерном и коллекторном переходе.

*Шумы токораспределения* вызваны флюктуациями распределения эмиттерного тока между базой и коллектором.

*Рекомбинационные шумы* имеют своей причиной флюктуации, возникающие вследствие рекомбинации.

Кроме того, дополнительные шумы создаются за счет флюктуаций токов утечки в поверхностных слоях полупроводников и некоторых других явлений. Эти шумы часто называют *мерцательными* или *избыточными* (*фликкер-шум*).

Мощность шумов тем больше, чем шире полоса частот, в пределах которой проявляется их действие.

Для оценки шумовых свойств транзисторов служит *коэффициент шума* $F_{ш}$. Он определяется так же, как и для любых четырехполюсников.

Влияние шумов всегда характеризуется отношением мощности полезного сигнала $P_{с}$ к мощности шумов $P_{ш}$. На выходе это отношение меньше, чем на входе, так как на выходе обе мощности усилены в $K_{р}$ раз, но к

мощности шумов транзистор добавляет еще собственный шум $P_{ш.тр}$. Коэффициент шума показывает, во сколько раз отношение мощности сигнала к мощности шума на входе больше, чем на выходе:

$$F_ш = \frac{P_{с.вх} P/_{ш.вх}}{P_{с.вых}/P_{ш.вых}}. \qquad (10.2)$$

Принято измерять величину $F_ш$ в децибелах, согласно формуле

$$F = 10\ 1g F_ш, \qquad (10.3)$$

из которой следует, что при значениях $F_ш$, равных 10, 100 и 1000, значение $F$ соответственно равно 10, 20 и 30 дБ.

Современные транзисторы имеют $F$ примерно от 3 до 30 дБ (в среднем 10–20 дБ). Значение коэффициента шума транзисторов указывается обычно для частоты 1 кГц и температуры 20 ºС. Шумы транзистора зависят от его параметров и режима работы, а также от внутреннего сопротивления источника усиливаемых колебаний (источника сигнала) $R_{ик}$. Чем меньше у транзистора $\alpha$, тем больше шумы. Это объясняется тем, что уменьшение $\alpha$ сопровождается возрастанием тока базы, и он будет создавать на сопротивлении $R_б$ большее шумовое напряжение, которое усиливается транзистором. Кроме того, чем меньше $\alpha$, тем интенсивнее рекомбинация в базе, а она также является причиной шумов.

С увеличением сопротивления $R_б$ и начального тока коллектора $I_{ко}$ шумы возрастают. Материал полупроводников также влияет на уровень шумов. Например, кремниевые транзисторы «шумят» сильнее германиевых. Понижение напряжения коллекторного перехода $U_{кб}$ и тока эмиттера $I_э$ ослабляет шумы, но до известного предела, так как при их слишком малых значениях $U_{кб}$ и $I_э$ уменьшается $\alpha$ и за счет этого шумы могут возрасти.

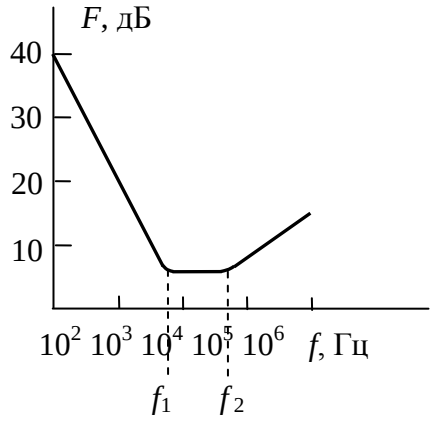



Рис.10.2. Зависимость коэффициента шума транзистора от частоты

Чтобы шумы были минимальными, сопротивление $R_{ик}$ должно иметь некоторое оптимальное значение, обычно несколько сотен ом. Повышение температуры резко увеличивает собственные шумы транзисторов. Теория и опыт показывают, что при прочих равных условиях шумы транзистора для всех трех основных схем ОЭ, ОБ и ОК примерно одинаковы.

По частоте шумы распределены неравномерно. Из рис. 10.2 видно, что в диапазоне

средних частот $F$ имеет минимальное и примерно постоянное значение. Нижняя частота $f_1$ этого диапазона составляет единицы килогерц. На частотах ниже $f_1$ увеличиваются мерцательные шумы и за счет этого $F$ возрастает. Увеличение $F$ на частотах выше $f_2$ происходит вследствие снижения $\alpha$. Частота $f_2$ может составлять сотни килогерц и больше. Она тем выше, чем выше $f_\alpha$ и приблизительно в $\sqrt{\beta}$ раз меньше ее.

С учетом указанных выше зависимостей изготовляют специальные малошумящие транзисторы, предназначенные для первых каскадов усилителей и радиоприемников. Чтобы шумы были минимальными, такие транзисторы используют при пониженных $U_{кб}$ и $I_э$ и температура у них должна быть низкой. Эти транзисторы имеют высокие значения $\alpha$ и $f_\alpha$ , но малые $R_б$ и $I_{к0}$.

По сравнению с электронными лампами хорошие транзисторы «шумят» в области средних частот слабее, а на более низких и высоких частотах – сильнее.

## 10.2. Модели биполярных транзисторов. Малосигнальные высокочастотные эквивалентные схемы БТ (П- и Т-образные). Модель Эберса – Молла. Понятие о нелинейных моделях БТ для высоких и сверхвысоких частот.

На рис. 10.3 показана эквивалентная схема (схема замещения) биполярного транзистора для схемы включения с общим эмиттером. Приведенная модель является малосигнальной эквивалентной схемой биполярного транзистора для области низких частот. Усилительные свойства транзистора здесь отражены генератором тока $\beta I_{mб}$.

Указанная эквивалентная схема пригодна только для анализа работы транзистора на низших частотах. На высоких частотах необходимо учитывать барьерные емкости эмиттерного и коллекторного переходов и диффузионную емкость. С учетом этого эквивалентная схема приобретает вид, показанный на рис. 10.4. Кроме указанных эквивалентных схем биполярный транзистор может быть заменен эквивалентной схемой с использованием $h$-параметров, которые легко определяются по его ВАХ (рис. 10.5).

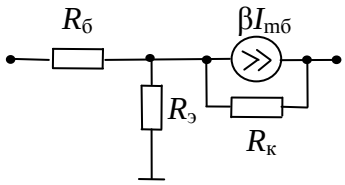



Рис. 10.3. Эквивалентная Т-образная схема биполярного транзистора для области низких частот

Анализ работы указанных схем не представляет затруднений и ведется на основе соотношений, применяемых при анализе линейных электрических цепей.

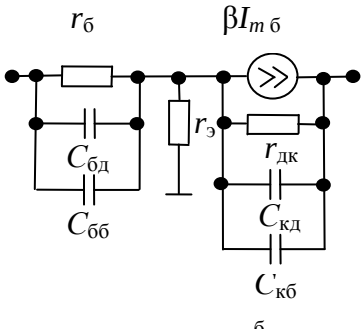



Рис. 10.4. Эквивалентная Т-образная схема биполярного транзистора для области высоких частот

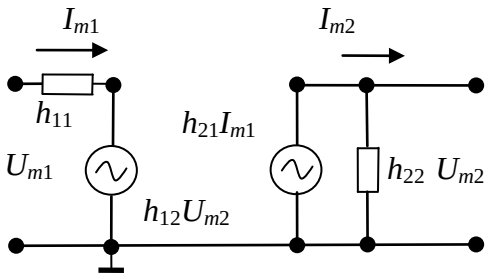



Рис. 10.5. Эквивалентная схема транзистора с использованием *h*-параметров

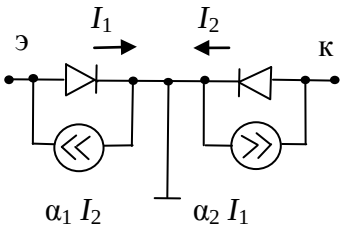



Рис. 10.6. Модель Эберса – Молла

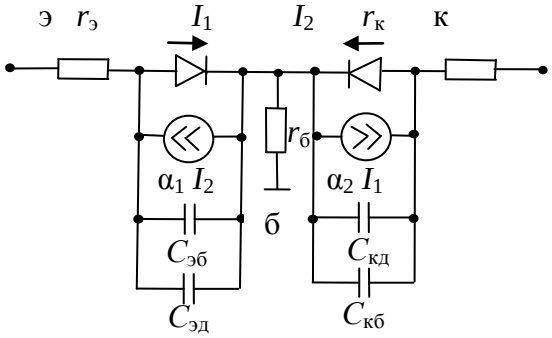



Рис. 10.7. Динамическая модель Эберса – Молла

Современные САПР (PSPICE, MICROCAP, OrCAD, DesignLab) как правило, имеют встроенные модели нелинейных компонентов, в т. ч. биполярных транзисторов, которые позволяют моделировать поведение схемы в широком диапазоне изменения токов и напряжений как постоянных, так и переменных, составляющих сигналов. Этот класс моделей называется *динамическими моделями большого сигнала*.

Нелинейная модель биполярного транзистора, предложенная Эберсом и Моллом в 1954 г., получила название модели Эберса – Молла (рис. 10.6). Токи диодов определяются выражениями, получившими названия уравнений Эберса – Молла:

$$I_1 = I_{э0}(\exp(U_{бэ}/m\varphi_T) - 1); \qquad (10.4а)$$

$$I_2 = I_{к0}(\exp(U_{бэ}/m\varphi_T) - 1). \qquad (10.4б)$$

Динамическая модель Эберса – Молла дополнительно включает в свой состав емкости эмиттерного и коллекторного переходов (рис. 10.7).

# ЛЕКЦИЯ 11. ТИРИСТОРЫ И СИМИСТОРЫ

План лекции

11.1. Структура и принцип действия тиристоров и симисторов. Характеристики и параметры.
11.2. Применение тиристоров.

## 11.1. Структура и принцип действия тиристоров и симисторов. Характеристики и параметры.

Тиристоры являются переключающими приборами. Их название происходит от греческого слова thyra (тира), означающего «дверь», «вход».

Структура *диодного тиристора (динистора)* *p–n–p–n* показана на рис. 11.1, *а*. Как видно, он имеет три *p–n*-перехода, причем два из них ($П_1$ и $П_3$) смещены в прямом направлении, а средний переход $П_2$ – смещен в обратном направлении. Крайнюю область *p* называют анодом, а крайнюю область *n* – катодом.

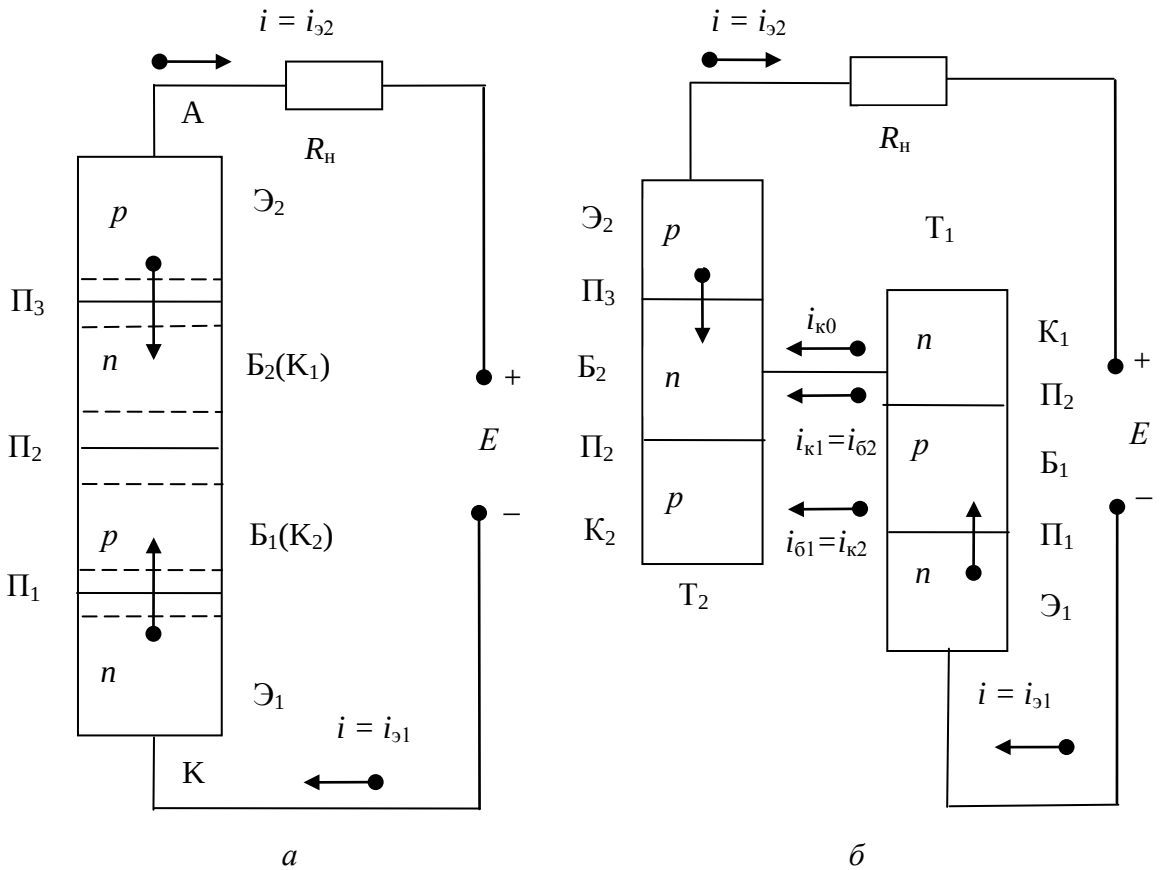



Рис. 11.1. Структура диодного тиристора (*а*) и его эквивалентная схема в виде двух транзисторов (*б*)

Тиристор можно представить в виде эквивалентной схемы (модели), состоящей из двух транзисторов $Т_1$ и $Т_2$ типа *n–p–n* и *p–n–p*, соединенных так, как показано на рис. 11.1, *б*. Получается, что переходы $П_1$ и $П_3$ являются эмиттерными переходами этих транзисторов, а переход $П_2$ работает в обоих транзисторах в качестве коллекторного перехода. Область базы $Б_1$ транзистора $Т_1$ одновременно является коллекторной областью $К_2$ транзистора $Т_2$, а область базы $Б_2$ транзистора $Т_2$ одновременно служит коллекторной областью $К_1$ транзистора $Т_1$. Соответственно этому коллекторный ток первого транзистора $i_{к1}$ является током базы второго транзистора $i_{б2}$, а ток коллектора второго транзистора $i_{к2}$ представляет собой ток базы $i_{б1}$ первого транзистора. Схема из двух транзисторов по своим свойствам совпадает с диодным тиристором. Современные тиристоры делают, как правило, из кремния с применением планарной технологии. Концентрация примеси в базовых (средних) областях значительно меньше, чем в эмиттерных (крайних) областях.

Физические процессы в тиристоре можно представить себе следующим образом. Если бы был только один переход $П_2$, работающий при обратном напряжении, то существовал бы лишь небольшой обратный ток, вызванный перемещением через переход неосновных носителей, которых мало. Но, как известно, в транзисторе может быть получен большой коллекторный ток, являющийся обратным током коллекторного перехода, если в базу транзистора со стороны эмиттерного перехода инжектируются в большом количестве неосновные носители. Чем больше прямое напряжение на эмиттерном переходе, тем больше этих носителей приходит к коллекторному переходу, тем больше становится ток коллектора. Напряжение на коллекторном переходе, наоборот, становится меньше, так как при большем токе уменьшается сопротивление коллекторного перехода и возрастает падение напряжения на нагрузке, включенной в цепь коллектора. Так, например, в схемах переключения транзистор переводится в открытое состояние (в режим насыщения) путем подачи на его эмиттерный переход соответствующего прямого напряжения. При этом ток коллектора достигает максимального значения, а напряжение между коллектором и базой снижается до десятых долей вольта.

Нечто подобное получается и в тиристоре. Через переходы $П_1$ и $П_3$, работающие в прямом направлении, в области, примыкающие к переходу $П_2$, инжектируются неосновные носители, которые уменьшают сопротивление перехода $П_2$. Вольт-амперная характеристика тиристора, представленная на рис. 11.2, показывает, что происходит в тиристоре при повышении приложенного к нему напряжения. Сначала ток невелик и растет медленно, что соответствует участку ОА характеристики. В этом режиме тиристор можно считать закрытым («запертым»). На сопротивление коллекторного перехода $П_2$ влияют два взаимно противоположных процесса. С одной стороны, повышение обратного напряжения на этом переходе увеличивает его сопротивление, так как под влиянием обратного напряжения основные носители уходят в разные стороны от границы, т. е. переход $П_2$ все больше

обедняется основными носителями. Но, с другой стороны, повышение прямых напряжений на эмиттерных переходах $П_2$ и $П_3$ усиливает инжекцию носителей, которые подходят к переходу $П_2$, обогащают его и уменьшают его сопротивление. До точки А перевес имеет первый процесс и сопротивление растет, но все медленнее и медленнее, так как постепенно усиливается второй процесс.

Около точки А при некотором напряжении (десятки или сотни вольт), называемом *напряжением включения* $U_{вкл}$, влияние обоих процессов уравновешивается, а затем даже ничтожно малое повышение подводимого напряжения создает перевес второго процесса и сопротивление перехода $П_2$ начинает уменьшаться. Тогда возникает лавинообразный процесс быстрого отпирания тиристора. Этот процесс объясняется следующим образом.

Ток резко, скачком, возрастает (участок АБ на характеристике), так как увеличение напряжения на $П_1$ и $П_3$ уменьшает сопротивление $П_2$ и напряжение на нем, за счет чего еще больше возрастают напряжения на $П_1$ и $П_3$, а это, в свою очередь, приводит к еще большему возрастанию тока, уменьшению сопротивления $П_2$ и т. д. В результате такого процесса устанавливается режим, напоминающий режим насыщения транзистора: большой ток при малом напряжении (участок БВ). Ток в этом режиме, когда прибор открыт («отперт»), определяется главным образом сопротивлением нагрузки $R_н$, включенной последовательно с прибором. За счет возникшего большого тока почти все напряжение источника питания падает на нагрузке $R_н$.

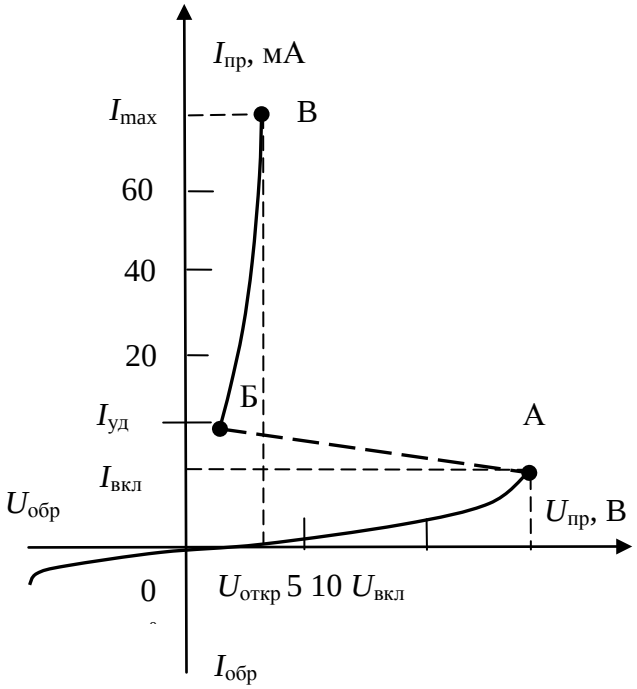



Рис. 11.2. Вольт-амперная характеристика диодного тиристора

В открытом состоянии вследствие накопления больших зарядов около перехода $П_2$ напряжение на нем прямое, что, как известно, характерно для коллекторного перехода в режиме насыщения. Поэтому полное напряжение на тиристоре складывается из трех небольших прямых напряжений на переходах и четырех также небольших падений напряжений в *n*- и *p*-областях. Так как каждое из этих напряжений составляет доли вольта, то общее напряжение на открытом тиристоре обычно не превышает нескольких вольт и, следовательно, тиристор в этом состоянии имеет малое сопротивление.

Процесс скачкообразного переключения тиристора из закрытого состояния в открытое можно еще весьма просто объяснить математически. Из эквивалентной схемы на рис. 11.1 видно, что ток тиристора $i$ является током первого эмиттера $i_{э1}$ или током второго эмиттера $i_{э2}$. Иначе ток $i$ можно рассматривать как сумму двух коллекторных токов $i_{к1}$ и $i_{к2}$, равных соответственно $\alpha_1 i_{э1}$ и $\alpha_2 i_{э2}$, где $\alpha_1$ и $\alpha_2$ – коэффициенты передачи эмиттерного тока транзисторов $T_1$ и $T_2$. Кроме того, в состав тока $i$ входит еще начальный ток коллекторного перехода $i_{к0}$. Таким образом, можно написать $i = \alpha_1 i_{э1} + \alpha_2 i_{э2} + i_{к0}$ или (учитывая, что $i_{э1} = i_{э2} = i$)

$$i = \alpha_1 i + \alpha_2 i + i_{к0}. \qquad (11.1)$$

Решая это уравнение относительно $i$, находим

$$i = i_{к0} /(1 - (\alpha_1 + \alpha_2)). \qquad (11.2)$$

Проанализируем полученное выражение. При малых токах $\alpha_1$ и $\alpha_2$ значительно меньше единицы, и сумма их также меньше единицы. Тогда в соответствии с формулой (11.2) ток $i$ получается сравнительно небольшим. С увеличением тока значения $\alpha_1$ и $\alpha_2$ растут, и это приводит к возрастанию тока $i$. При некотором токе, являющемся током включения $I_{вкл}$, сумма $\alpha_1 + \alpha_2$ становится равной единице и ток $i$ возрос бы до бесконечности, если бы его не ограничивало сопротивление нагрузки. Именно такое стремление тока $i$ неограниченно возрастать указывает на скачкообразное нарастание тока, т. е. на отпирание тиристора. Диодный тиристор характеризуется максимальным допустимым значением прямого тока $I_{max}$ (точка В на рис. 11.2), при котором на приборе будет небольшое напряжение $U_{откр.}$ Если же уменьшать ток через прибор, то при некотором значении тока, называемом удерживающим током $I_{уд}$ (точка Б), ток резко уменьшается, а напряжение резко повышается, т. е. прибор переходит скачком обратно в закрытое состояние, соответствующее участку характеристики ОА. При обратном напряжении на тиристоре характеристика получается такой же, как для обратного тока обычных диодов, поскольку переходы $П_1$ и $П_2$ будут под обратным напряжением. Характерными параметрами диодных тиристоров являются также время включения $t_{вкл}$, время выключения $t_{выкл}$, общая емкость $C_{общ}$, максимальные значения импульсного прямого тока $I_{имп.max}$ и обратного напряжения $U_{обр.max}$. Время включения тиристоров обычно не более единиц микросекунд, а время выключения, связанное с рекомбинацией носителей, доходит до десятков микросекунд. Поэтому тиристоры могут работать только на сравнительно низких частотах. Если от одной из базовых областей сделан вывод, то получается управляемый переключающий прибор, называемый *триодным тиристором* или *тринистором*. Подавая через этот вывод прямое напряжение на переход, работающий в прямом направлении, можно

регулировать значение $U_{вкл}$. Чем больше ток через такой управляющий переход $I_у$, тем ниже $U_{вкл}$.

Эти основные свойства триодного тиристора наглядно отражаются его вольт-амперными характеристиками, приведенными на рис. 11.3 для различных токов управляющего электрода $I_у$. Чем больше этот ток, тем сильнее инжекция носителей от соответствующего эмиттера к среднему коллекторному переходу и тем меньшее требуется напряжение на тиристоре, для того чтобы начался процесс отпирания прибора. Наиболее высокое $U_{вкл}$ получается при отсутствии тока управляющего электрода, когда триодный тиристор превращается в диодный. Наоборот, при значительном токе $I_у$ характеристика триодного тиристора приближается к характеристике прямого тока обычного диода.

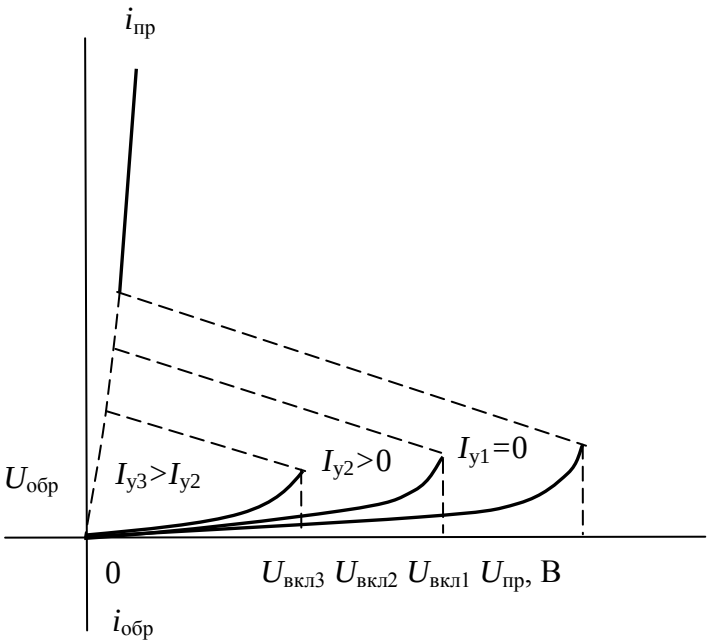



Рис. 11.3. Вольт-амперные характеристики триодного тиристора для разных управляющих токов

Простейшая схема включения триодного тиристора показана на рис. 11.4. На этой схеме дано условное графическое обозначение тиристора с выводом от *p*-области. Подобный тиристор называют *тиристором с управлением по катоду,* так как управляющим электродом является базовая область *p*, ближайшая к катодной области *n*. При подаче импульса прямого напряжения через вывод управляющего электрода на эмиттерный переход триодный тиристор отпирается, если, конечно, напряжения источника *E* достаточно.

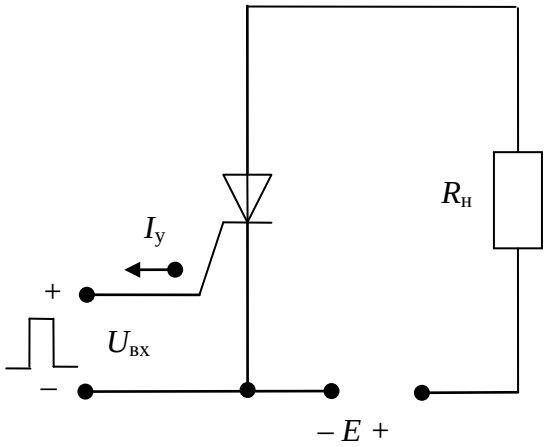



Рис. 11.4. Простейшая схема включения триодного тиристора с выводом от *p*-области

Параметры у триодных тиристоров такие же, как у диодных. Добавляются лишь величины, характеризующие управляющую цепь.

Обычные триодные тиристоры не запираются с помощью управляющей цепи, и для запирания необходимо уменьшить ток в тиристоре до значения ниже $I_{уд}$. Однако разработаны и применяются так называемые *запираемые триодные тиристоры,* которые запираются при подаче через управляющий электрод короткого импульса обратного напряжения на эмиттерный переход. Разработаны также *симметричные тиристоры,* или *симисторы*, имеющие структуру *n–p–n–p–n* или *p–n–p–n–p*, которые отпираются при любой полярности напряжения и проводят ток в оба направления (рис. 11.5). На рис. 11.6 изображена структура симметричного тиристора. Из этого рисунка видно, что при полярности напряжения, показанной знаками « + » и « – » без скобок, работает левая половина прибора (направление движения электронов обозначено стрелками).

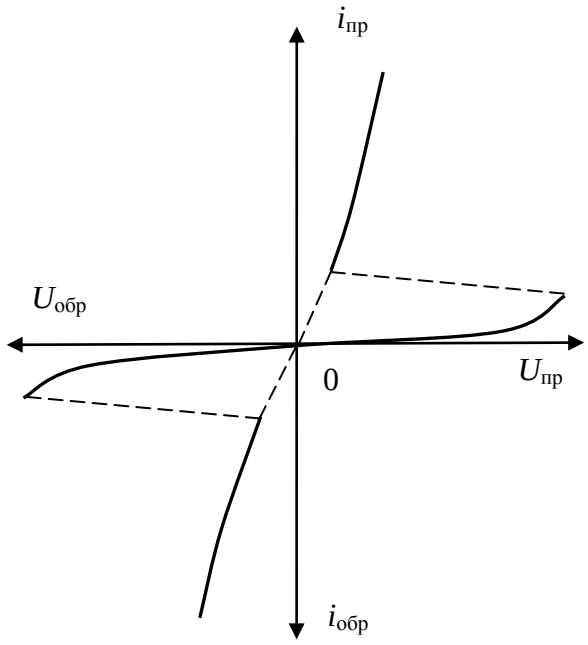



Рис. 11.5. Вольт-амперная характеристика симметричного тиристора

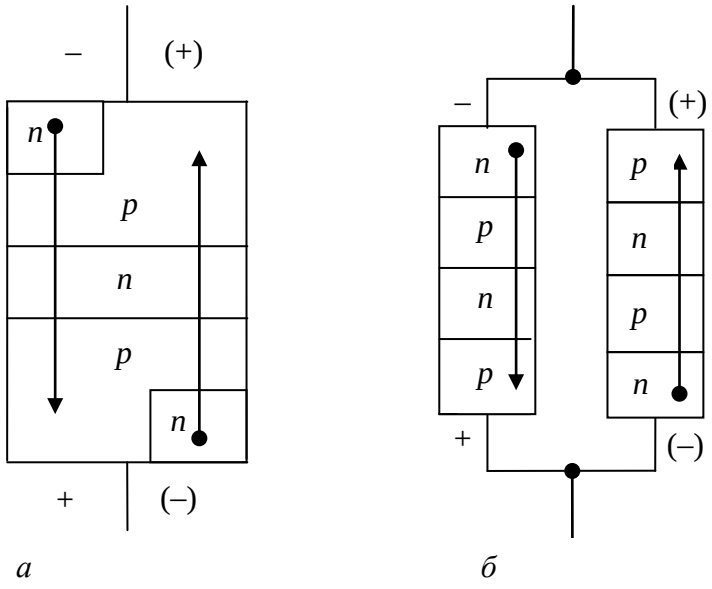



Рис. 11.6. Структура симметричного тиристора (*а*) и замена симметричного тиристора двумя диодными тиристорами (*б*)

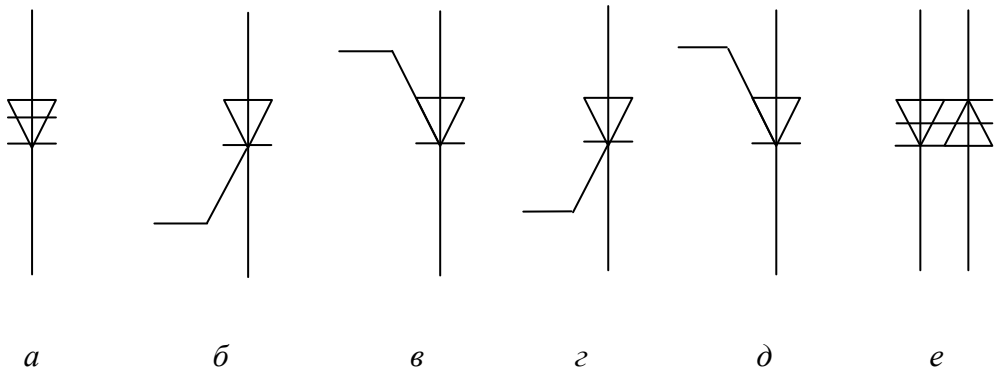



Рис. 11.7. Условные графические обозначения различных тиристоров: *а* – диодный тиристор, *б* и *в* – незапираемые триодные тиристоры с выводом от *p*- и *n*-областей, *г* и *д* – запираемые триодные тиристоры с выводом от *p*- и *n*-областей, *е* – симметричный тиристор

При обратной полярности, показанной знаками в скобках, ток идет в обратном направлении через правую половину прибора. Роль симметричного тиристора могут выполнить два диодных тиристора, включенные параллельно (рис. 11.6, *б*). Управляемые симметричные тиристоры имеют выводы от соответствующих базовых областей.

Условные графические обозначения различных тиристоров приведены на рис. 11.7.

## 11.2. Применение тиристоров.

Триодные тиристоры нашли очень широкое применение в различных схемах радиоэлектроники, автоматики, промышленной электроники. Пример использования триодного (или диодного) тиристора в простейшей схеме генератора импульсного пилообразного напряжения дан на рис. 11.8. От источника $E$ через резистор $R$ сравнительно медленно заряжается конденсатор $C$. Пока напряжение $U_c$ на конденсаторе невелико, триодный тиристор находится в запертом состоянии. Но когда $U_c$ станет равно напряжению включения $U_{вкл}$, тиристор отпирается, и конденсатор быстро разряжается через него, так как в открытом состоянии тиристор имеет малое сопротивление. В конце разряда конденсатора ток через тиристор снижается до значения удерживающего тока и тиристор запирается. После этого снова повторяется заряд конденсатора, затем его разряд через тиристор и т. д. График напряжения, получаемого на конденсаторе, показан на том же рис. 11.8. Ограничительный резистор $R_{огр}$ включен для того, чтобы ток в тиристоре не превысил максимального значения. Чем больше $R$ и $C$, тем медленнее происходит заряд и тем ниже частота получаемого напряжения. Его амплитуда определяется значением $U_{вкл}$ и может регулироваться изменением напряжения управляющего электрода $U_у$. Обычно в цепь управления также включают резистор для ограничения тока.

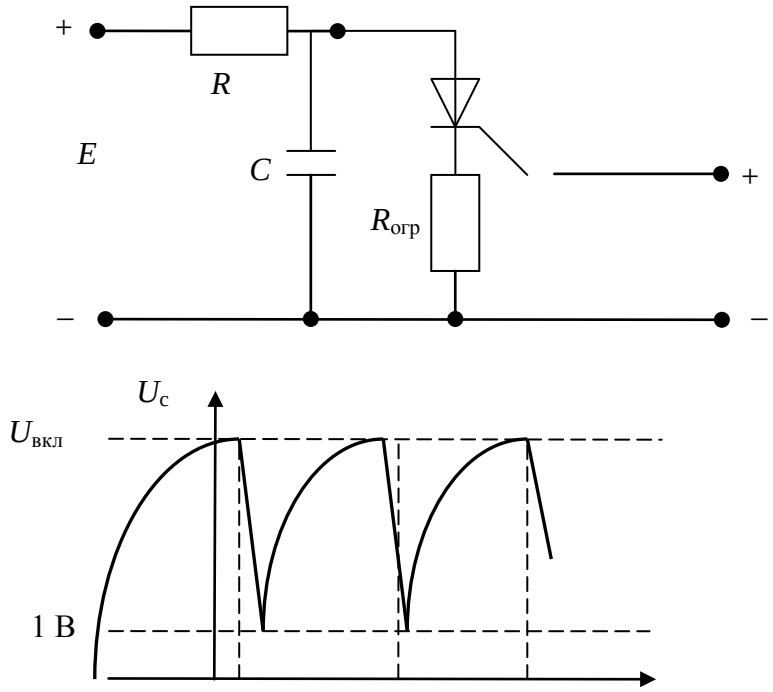



Рис. 11.8. Генератор пилообразного напряжения с тиристором

В рассмотренном генераторе форма пилообразного напряжения для многих случаев неудовлетворительна, так как нарастание напряжения происходит по экспоненте. Чтобы получить линейное нарастание напряжения, надо сделать ток заряда конденсатора постоянным. Для этого вместо резистора $R$ можно включить транзистор по схеме с общей базой, а тогда, как известно, при изменении напряжения $U_{кб}$ ток коллектора почти не изменяется.

Представляет интерес применение триодных тиристоров в генераторах синусоидальных колебаний. В таких генераторах тиристор работает как ключ и подключает с нужной частотой источник питания к колебательному контуру. Поэтому колебания в этом контуре становятся незатухающими, а сам тиристор управляется напряжением от колебательного контура. Тиристорные генераторы обладают высоким КПД, так как на самом тиристоре в открытом состоянии падение напряжения незначительно. Но вследствие инерционности процессов включения и особенно выключения тиристора подобные генераторы могут работать только на сравнительно низких частотах. Как правило, тиристоры выпускаются на большие токи и тиристорные генераторы можно построить на значительно большие мощности, нежели генераторы с транзисторами.

Помимо рассмотренных, существуют еще диодные и триодные тиристоры, проводящие ток в обратном направлении. Структура их такова, что с электродами тиристора имеют контакт не только крайние эмиттерные области, но и средние базовые. Поэтому при подаче обратного напряжения между электродами действует только одно прямое напряжение среднего перехода, т. е. тиристор будет в открытом состоянии.

# ЛЕКЦИЯ 12. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ

План лекции

12.1. Классификация полевых транзисторов (ПТ). Принцип действия полевого транзистора.

12.2. Структура и принцип действия ПТ с управляющим *p*–*n*-переходом и барьером Шоттки. Статические ВАХ и параметры в схеме с общим истоком.

## 12.1. Классификация полевых транзисторов. Принцип действия полевого транзистора.

*Полевым транзистором* называется полупроводниковый прибор, управление током которого основано на зависимости электрического сопротивления токопроводящего слоя от напряженности поперечного электрического поля.

Полупроводниковый прибор (рис. 12.1), напоминающий современный МОП-транзистор (транзистор со структурой металл–окисел–полупроводник), способный усиливать электрические колебания, был запатентован американским исследователем Юлиусом Лалиенфельдом в 1925 г.

У. Шокли и А. Пирсоном были проведены опыты, в которых полупроводником служил германий, а диэлектриком – тонкая пластинка слюды. Исследования привели к отрицательному результату, так как лишь ~10 % наведенного у поверхности полупроводника заряда участвовало в модуляции проводимости. В настоящее время известно, что причиной этого являются поверхностные состояния в полупроводнике (уровни Тамма).

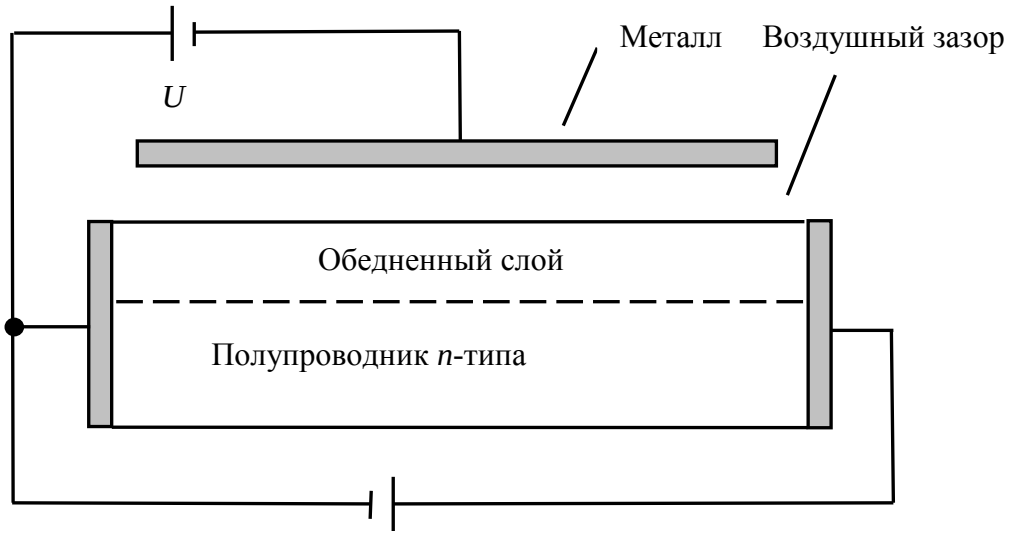



Рис. 12.1. Конструкция прибора, запатентованного Ю. Лалиенфельдом

Изобретение биполярного транзистора в 1948 г. не прекратило попыток создать полевой транзистор. Первое успешное решение было предложено У. Шокли в 1952 г. Он предложил создавать *p*–*n*-переход в глубине пластины, где нет поверхностных состояний и, подавая на него обратное напряжение, модулировать сопротивление полупроводникового слоя.

Полевые транзисторы являются униполярными приборами, так как в них используются только основные носители заряда – либо электроны, либо дырки.

Слой полупроводника, в котором протекает ток, называется *каналом*. Электрическое поле, воздействующее на поток носителей, создается с помощью расположенного над каналом металлического электрода, называемого *затвором*.

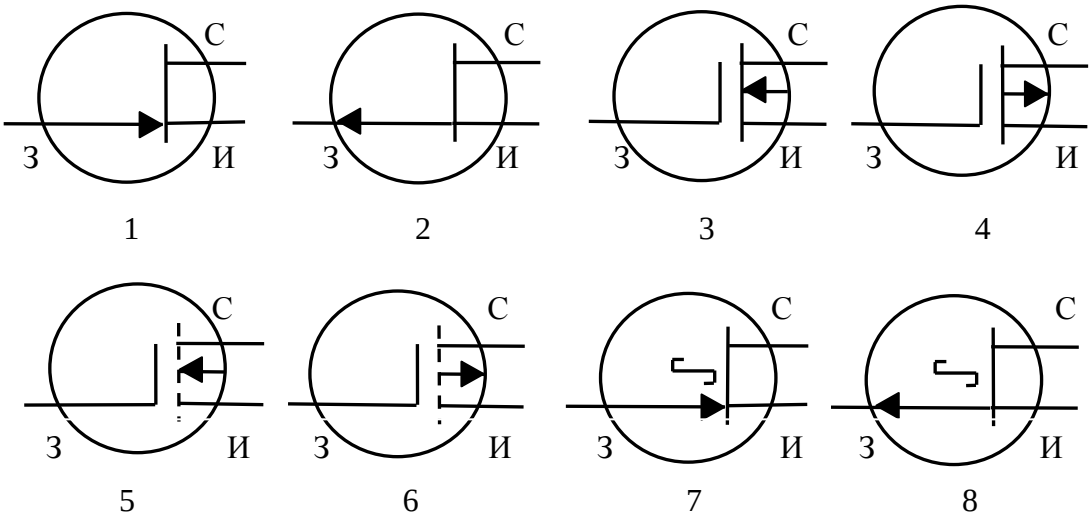



Рис. 12.2. Условные обозначения различных типов полевых транзисторов: (И – исток, С – сток, З – затвор): 1, 2 – транзисторы с управляющим *p*–*n*-переходом (1 – с *n*-каналом, 2 – с *p*-каналом); 3, 4 – МОП-транзисторы со встроенным каналом (соответственно с *n*-каналом и *p*-каналом); 5, 6 – МОП-транзисторы с индуцированным каналом (с *n*-каналом и *p*-каналом); 7, 8 – транзисторы с барьером Шоттки (7 – с *n*-каналом, 8 – с *p*-каналом)

В настоящее время существуют три основных разновидности полевых транзисторов:

полевые транзисторы с управляющим *p*–*n*-переходом;

полевые транзисторы со структурой металл–окисел–полупроводник или МОП-транзисторы;

полевые транзисторы с барьером Шоттки (ПТШ).

Условные обозначения различных разновидностей полевых транзисторов на электрических схемах приведены на рис. 12.2.

## 12.2. Структура и принцип действия полевого транзистора с управляющим *p–n*-переходом и полевого транзистора с барьером Шоттки.

Структура полевого транзистора с управляющим *p–n*-переходом показана на рис. 12.3. На подложке из *p*-кремния создается тонкий слой полупроводника *n*-типа, выполняющий функции канала. На концах канала находятся сильно легированные $n^+$-области, называемые *истоком* и *стоком* соответственно, с помощью которых канал включается в цепь управляемого тока. Под металлическим электродом затвора находится $p^+$-слой, образующий с каналом *p–n*-переход.

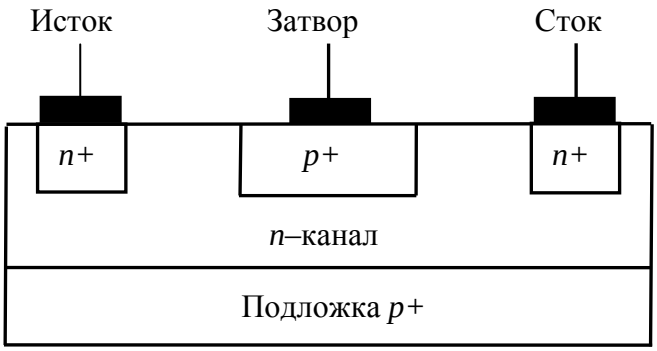



Рис. 12.3. Структура полевого транзистора
с управляющим *p–n*-переходом

Полевые транзисторы с барьером Шоттки, структура которых показана на рис. 12.4, имеют принцип действия такой же, как транзисторы с управляющим *p–n*-переходом. Поэтому ниже рассматриваются полевые транзисторы с управляющим *p–n*-переходом.

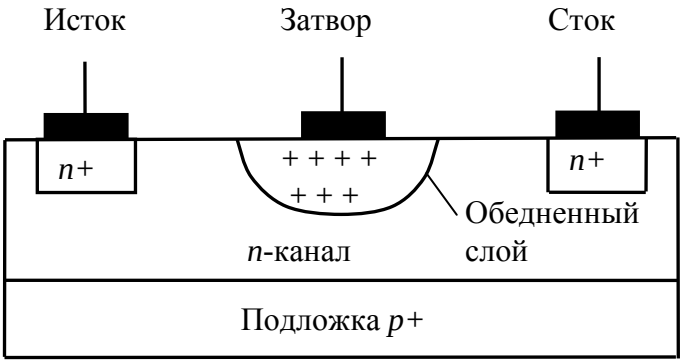



Рис. 12.4. Структура полевого транзистора
с барьером Шоттки

Прикладывая к затвору обратное напряжение $U_{зи}$, можно изменять ширину обедненной области *p–n*-перехода. Чем больше обратное напряжение, тем глубже обедненный слой и тем, соответственно, меньше поперечное сечение канала, где протекает ток. Таким образом, меняя обратное напряжение на затворе, можно менять поперечное сечение, а значит и сопротивление канала. В результате будет меняться величина тока стока $I_с$, протекающего по каналу и выходной цепи транзистора под воздействием приложенного напряжения сток-исток $U_{си}$. Поскольку величина выходного тока (тока стока) может быть достаточно большой, а входной ток затвора (ток обратно смещенного *p–n*-перехода) мал, то обеспечивается усиление по току и по мощности.

Связь между током стока и напряжениями на стоке $U_{си}$ и затворе $U_{зи}$ определяется с помощью семейства статических *выходных (стоковых)* вольт-амперных характеристик, выражающих зависимость $I_с = f(U_{си})$ при $U_{зи}$ = const (рис. 12.5, *а*). Управляющее действие затвора иллюстрируют статические *передаточные* (*сток–затворные*) вольт-амперные характеристики (рис. 12.5, *б*), выражающие зависимость $I_с = f(U_{зи})$ при $U_{си}$ = const. На ВАХ полевого транзистора можно выделить три области: *линейную и насыщения и отсечки*.

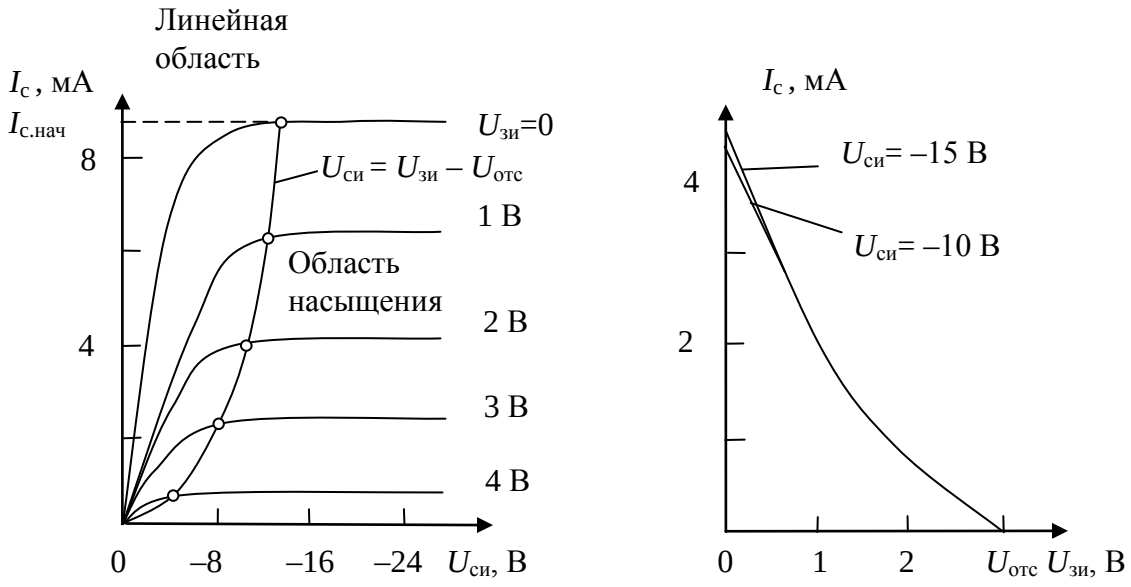



Рис. 12.5. Выходные характеристики (*а*) и передаточные характеристики (*б*) транзистора КП103М с каналом *p*-типа

В линейной области с увеличением напряжения $U_{си}$ ток стока $I_с$ вначале довольно быстро растет вплоть до точки перегиба и характеристики представляют собой прямые линии, наклон которых определяется напряжением на затворе. В этой области полевой транзистор может использоваться как сопротивление, управляемое напряжением на затворе.

В области насыщения рост тока стока прекращается и характеристики идут практически горизонтально. Это объясняется тем, что при повышении

напряжения $U_{си}$ ток стока должен увеличиваться, но так как одновременно повышается обратное напряжение на *p–n*-переходе стока, то обедненный слой расширяется, канал сужается, т. е. его сопротивление возрастает и за счет этого ток стока должен уменьшиться. Таким образом, происходят два противоположных воздействия на ток стока, который в результате остается почти постоянным. Увеличение напряжения на стоке выше предельного значения приводит к электрическому пробою *p–n*-перехода. В области насыщения полевые транзисторы используются в качестве усилительных приборов.

Напряжение сток-исток, соответствующее точкам перегиба, определяется как $U_{си} = U_{зи} - U_{отс}$.

При увеличении обратного напряжения на затворе ток стока уменьшается и характеристика проходит ниже. При определенном значении напряжения на затворе, называемым напряжением отсечки $U_{отс}$ или пороговым напряжением $U_{пор}$, канал почти полностью перекрывается и протекает лишь ток утечки, обусловленный обратным напряжением на *p–n*-переходе стока (для КП103М $U_{отс}$ = 2,7–7,0 В при $U_{си}$ =10 В, $I_с$ = 10 мкА).
Теоретическое описание ВАХ полевого транзистора с управляющим *p–n*-переходом в области насыщения получено Уильямом Шокли:

$$I_с = I_{с\,max}\left[1 - 3\frac{U_{çè}}{U_{î\,òñ}} + 2\left(\frac{U_{çè}}{U_{î\,òñ}}\right)^{3/2}\right], \qquad (12.1)$$

где $I_{с\ max}$ – максимальный ток стока при $U_{зи}$ = 0, называемый также начальным током $I_{с.нач}$.

На практике используют более простое описание ВАХ в области насыщения:

$$I_с = k(U_{отс} - U_{зи})^2, \qquad (12.2)$$

где $k = I_{с.нач}/U^2_{отс}$ – постоянный коэффициент, зависящий от геометрических и электрофизических параметров транзистора.
В линейной области ВАХ ПТ описывается выражением

$$I_с = 2k\left[\left(U_{î\,òñ} - U_{çè}\right)\cdot U_{ñè} - \frac{U^2_{ñè}}{2}\right]. \qquad (12.3)$$

К низкочастотным параметрам ПТ, определяемым по ВАХ, относятся крутизна $S$, выходное сопротивление $R_i$ (выходная проводимость $g_{22} = 1/R_i$) и сопротивление канала $R_к$.

Основной параметр ПТ – *крутизна* – определяется частной производной передаточной характеристики при заданном (постоянном) напряжении сток-исток:

$$S = (\partial I_с / \partial U_{зи}) | U_{си} = \text{const}. \qquad (12.4)$$

Крутизна характеризует усилительные свойства полевого транзистора в области насыщения и измеряется в сименсах (См) или как чаще принято называть – в миллиамперах на вольт.

Дифференцируя (12.2), можно найти зависимость крутизны от тока стока и напряжения затвор-исток:

$$S = 2k\left(U_{\text{î òñ}} - U_{\text{çè}}\right) = \frac{2I_{\text{ñ.í à÷}}}{U^2_{\text{î òñ}}}\left(U_{\text{î òñ}} - U_{\text{çè}}\right) = \frac{2}{|U_{\text{î òñ}}|}\sqrt{I_{\text{ñ}} I_{\text{ñ.í à÷}}} = S_{\max}\left(1 - \frac{U_{\text{çè}}}{U_{\text{î òñ}}}\right), \qquad (12.5)$$

где $S_{\max} = 2I_{с.нач}/|U_{отс}|$ – максимальное значение крутизны при $U_{зи} = 0$.

Второй параметр – *выходное* (*внутреннее*) *сопротивление* $R_i$, называемый также дифференциальным сопротивлением – представляет сопротивление канала ПТ переменному току:

$$R_i = (\partial U_{си} / \partial I_c) | U_{зи} = \text{const}. \qquad (12.6)$$

Оно характеризует слабо выраженную зависимость тока стока от напряжения сток-исток. На участке насыщения $R_i$ может достигать сотен килоом.

Параметром линейной области ВАХ ПТ является сопротивление канала постоянному току $R_к = U_{си}/I_с$, зависящее от напряжения затвор-исток $U_{зи}$.

Иногда используется такой параметр, как статический *коэффициент усиления*, который показывает, во сколько раз сильнее действует на ток стока изменение напряжения на затворе, чем изменение напряжения на стоке:

$$\mu = dU_{си}/dU_{зи} = S \cdot R_i \;\text{ при }\; I_с = \text{const}. \qquad (12.7)$$

К параметрам ПТ относится также его *входное сопротивление*, определяемое как

$$R_{вх} = (\partial U_{зи}/\partial I_з) | U_{си} = \text{const}. \qquad (12.8)$$

Поскольку ток затвора $I_з$ – это очень малый ток обратно смещенного *p–n*-перехода (ток утечки), то входное сопротивление полевого транзистора достигает единиц и десятков мегаом.

Измерение или графический расчет крутизны и выходного (внутреннего) сопротивления ПТ по его ВАХ выполняют по конечным приращениям тока стока и напряжений затвор-исток и сток-исток:

$$S = (\Delta I_c / \Delta U_{зи})|U_{си} = \text{const}; \quad R_i = (\Delta U_{си} / \Delta I_c)|U_{зи} = \text{const}. \qquad (12.9)$$

Полевые транзисторы характеризуются *предельными параметрами*, которые приводят в справочных данных.

Например, для полевого транзистора КП103М приводят следующие предельные параметры:

предельное напряжение затвор-исток $U_{зи\ пред} = 17$ В;

предельное напряжение сток-исток $U_{си\ пред} = 10$ В;

максимальный ток стока $I_{c.max} = 10$ мА;

максимальная рассеиваемая мощность $P_{c.max} = 120$ мВт при температуре $T = 218–358$ К.

# ЛЕКЦИЯ 13. МОП-ТРАНЗИСТОРЫ

План лекции

13.1. Структура и принцип действия МОП-транзистора.

## 13.1. Структура и принцип действия МОП-транзистора.

Как уже отмечалось, еще в 1926 г. была высказана идея устройства, аналогичного полевому транзистору, со структурой металл–окисел–полупроводник (МОП-транзистор).

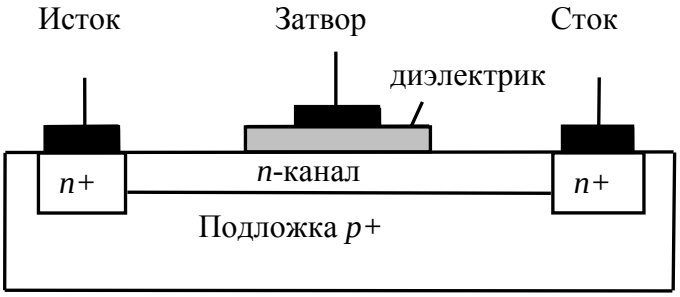



Рис. 13.1. Структура МОП-транзистора со встроенным *n*-каналом

По технологическим причинам реализовать эту идею в те годы не удалось. В 1960 г. ученые М. Аталла и Каланг предложили наносить на поверхность подложки из кремния тонкую пленку оксида кремния ($SiO_2$), которая позволяет уменьшить плотность поверхностных состояний на границе раздела Si–$SiO_2$. А в 1963 г. С. Хофштейн и Ф. Хайман создали МОП-транзистор, работающий в режимах объединения и обогащения.

Устройство полевого МОП-транзистора показано на рис. 13.1. Его называют также МДП-транзистором (от слов «металл», «диэлектрик», «полупроводник»), так как диэлектриком для кремния служит двуокись кремния $SiO_2$.

МОП-транзистор с *n*-каналом, который называется *встроенным*, может работать в режимах обеднения и обогащения. Эти режимы работы показывают выходные и передаточные характеристики (рис. 13.2, *а*, *б*).

Если при $U_{зи} = 0$ между стоком и истоком приложить напряжение, то через канал потечет ток, представляющий собой поток электронов. При подаче на затвор отрицательного напряжения относительно истока в канале создается поперечное электрическое поле, выталкивающее из канала электроны проводимости. Чем больше это напряжение, тем меньше ток. Этот режим транзистора называют *режимом обеднения*.

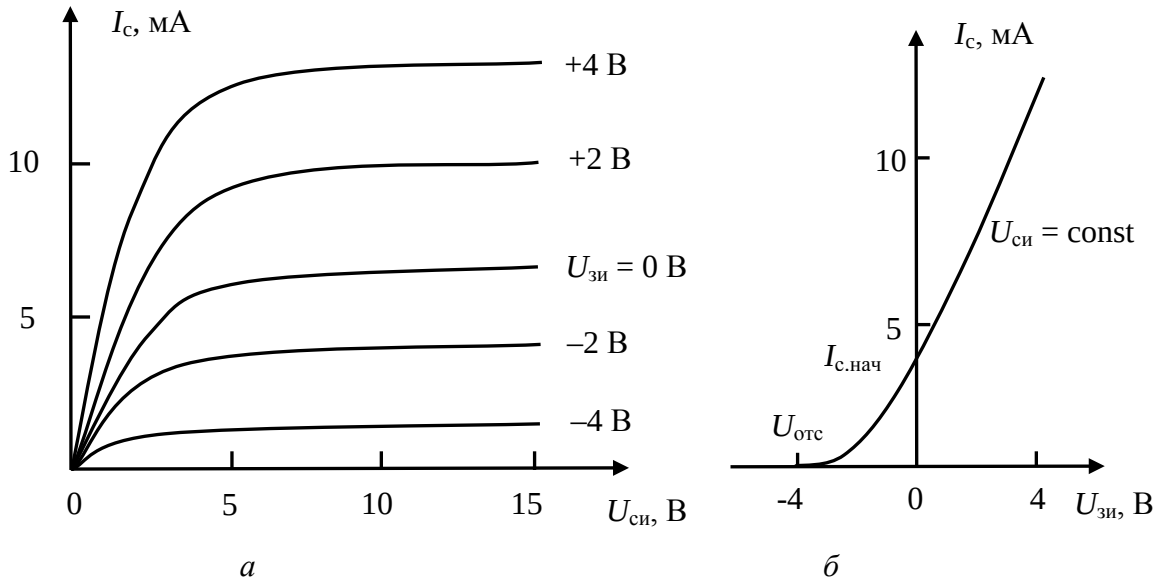



Рис. 13.2. Выходные (*а*) и передаточные (*б*) характеристики МОП-транзистора со встроенным каналом

Если же подавать на затвор положительное смещение, то под действием электрического поля из областей истока и стока, а также из подложки в канал будут приходить дополнительные электроны и ток стока возрастет. Этот режим называют *режимом обогащения*.

Другим типом МОП-транзистора является транзистор с *индуцированным каналом* (рис. 13.3). От транзистора со встроенным каналом он отличается тем, что канал возникает только при приложении на затвор напряжения определенной полярности.

Его выходные и передаточные вольт-амперные характеристики показаны на рис. 13.4, *а*, *б*.

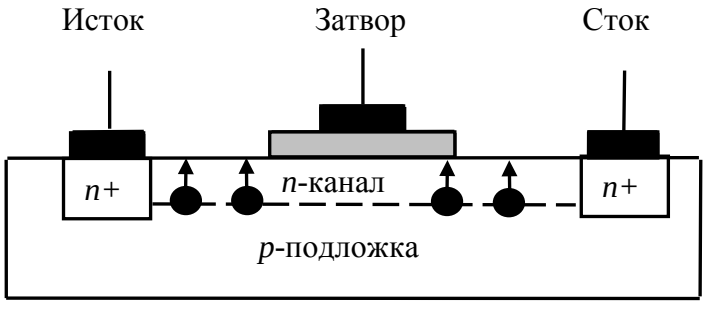



Рис. 13.3. Структура МОП-транзистора с индуцированным *n*-каналом

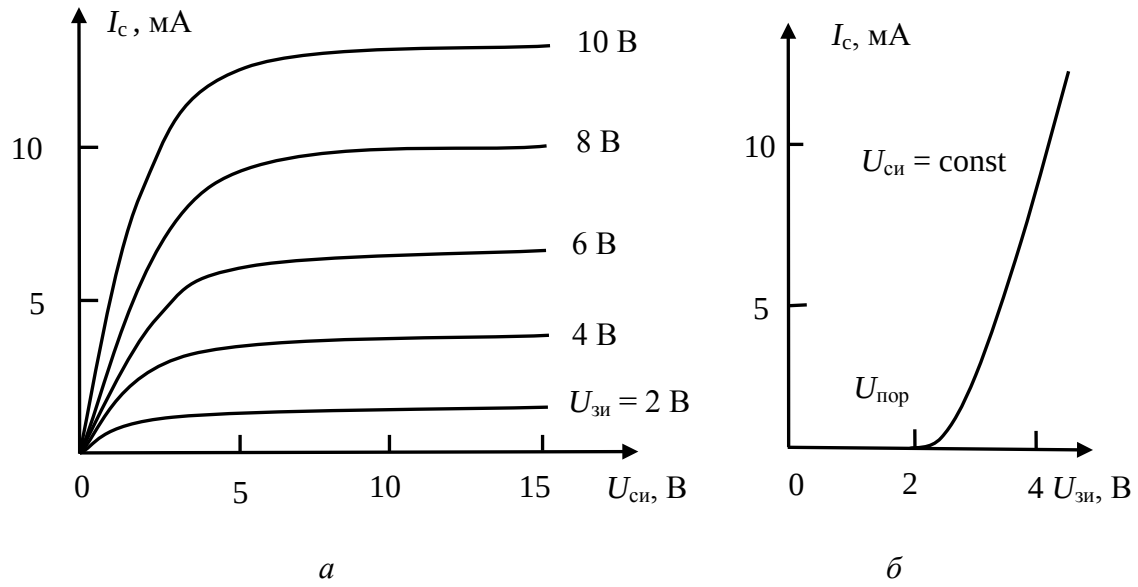



Рис. 13.4. Выходные (*а*) и передаточные (*б*) характеристики МОП-транзистора с индуцированным каналом *n*-типа

При отсутствии напряжения канала нет, между истоком и стоком расположен только кристалл *p*-типа и на одном из $p$–$n^+$-переходов действует обратное напряжение. Если подать на затвор положительное напряжение, то под влиянием электрического поля электроны проводимости будут перемещаться из областей истока и стока и из подложки к затвору.

Когда напряжение затвора превысит некоторое *пороговое* значение $U_{пор}$ (единицы вольт), то в приповерхностном слое концентрация электронов превысит концентрацию дырок, произойдет так называемая *инверсия* типа электропроводности, т. е. образуется тонкий канал *n*-типа и транзистор начнет проводить ток. Таким образом, подобный транзистор может работать только в режиме обогащения. Поскольку входной ток МОП-транзисторов ничтожно мал, а выходной ток может быть большим, то получается значительное усиление по мощности.

Основные параметры МОП-транзисторов аналогичны параметрам полевых транзисторов с управляющим $p$–$n$-переходом.

# ЛЕКЦИЯ 14. ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

План лекции

14.1. Основные схемы включения ПТ.
14.2. Применение полевых транзисторов в схемах усиления.
14.3. Работа ПТ в импульсном режиме.

## 14.1. Основные схемы включения ПТ.

Полевые транзисторы применяются для усиления электрических сигналов. В зависимости от того, какой из электродов транзистора является общей точкой для входного и выходного напряжений, различают три основные схемы включения ПТ: схема с общим истоком (ОИ), схема с общим стоком (ОС) и схема с общим затвором (ОЗ). Наибольшее распространение для усиления сигналов получила схема с общим истоком. На рис. 14.1 приведена простейшая схема резистивного усилительного каскада с ОИ на основе полевого транзистора с управляющим *p*–*n*-переходом и каналом *n*-типа.

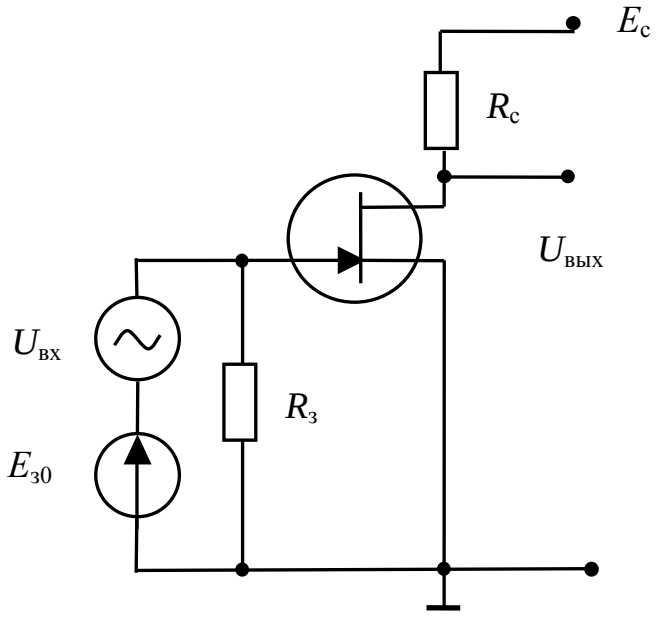



Рис. 14.1. Схема усилительного каскада с общим истоком на полевом транзисторе

Кроме активного элемента (ПТ), схема содержит источник питания цепи стока $E_c$, источник смещения $E_{з0}$ в цепи затвора, в которой действует также источник усиливаемого напряжения $U_{вх}$, резистор нагрузки $R_c$ в цепи стока и резистор утечки $R_з$ в цепи затвора. В практических схемах используются различные способы задания смещения и связи с источником

сигнала. В схеме усиления активный элемент, управляемый входным напряжением, преобразует энергию источника питания в энергию полезных усиливаемых сигналов, выделяемых на сопротивлении нагрузки. Каскад с общим истоком обеспечивает большое усиление по току и по напряжению.

## 14.2. Применение полевых транзисторов в схемах усиления.

Наглядное представление об усилительных свойствах полевого транзистора дает графоаналитический метод расчета и анализа работы каскада (рис. 14.2).

Графоаналитический метод позволяет не только определить переменные составляющие токов и напряжений, но и задать режим работы транзистора по постоянному току. Расчет выполняют с помощью семейства выходных и передаточных характеристик транзистора. Для этого на семействе статических выходных характеристик по заданным или выбранным значениям напряжения питания цепи стока $E_c$ и сопротивления нагрузки $R_c$ строится динамическая выходная характеристика, называемая также *линией нагрузки* (рис. 14.2, *а*). Линия нагрузки определяется выражением

$$I_c = (E_c - U_{си})/R_c, \qquad (14.1)$$

которое получается из уравнения Кирхгофа для выходной цепи транзистора:

$$E_c = U_{си} + I_c R_c. \qquad (14.2)$$

Выражение (14.1) является уравнением прямой линии, которая может быть построена по двум точкам пересечения ее с осями координат. При $I_c = 0$ получаем $U_{си} = E_c$; откладываем эту точку на оси напряжений (точка *М*). При $U_{си} = 0$ получаем $I_c = E_c/R_c$; откладываем это значение по оси тока, получаем точку *N*. Соединяя эти точки прямой, получаем линию нагрузки. Затем выбираем на ней рабочий участок (область рабочих токов транзистора) и исходную рабочую точку. Например, для получения большой выходной мощности и малых искажений сигнала следует взять рабочий участок *АБ*. Входное напряжение $U_{зи}$ изменяется при этом от $U_{зи} = 0$ (точка *А*) до $U_{зи} = U_{отс}$ (точка *Б*). По проекциям рабочего участка на оси координат определяем двойные амплитуды переменных составляющих выходного напряжения $2U_{cm}$ и выходного тока $2I_{cm}$. По ним можно найти полезную выходную мощность:

$$P_{вых} = 0{,}5 \cdot I_{c\,m} \cdot U_{c\,m}. \qquad (14.3)$$

На рис. 14.2, *а* заштрихован так называемый *треугольник полезной мощности*. Его гипотенузой является рабочий участок *АБ*, а катетами –

двойные амплитуды тока $2I_{cm}$ и напряжения $2U_{cm}$. Нетрудно видеть, что площадь треугольника соответствует учетверенной полезной выходной мощности $2I_{c\,m}{\cdot}U_{c\,m}$.

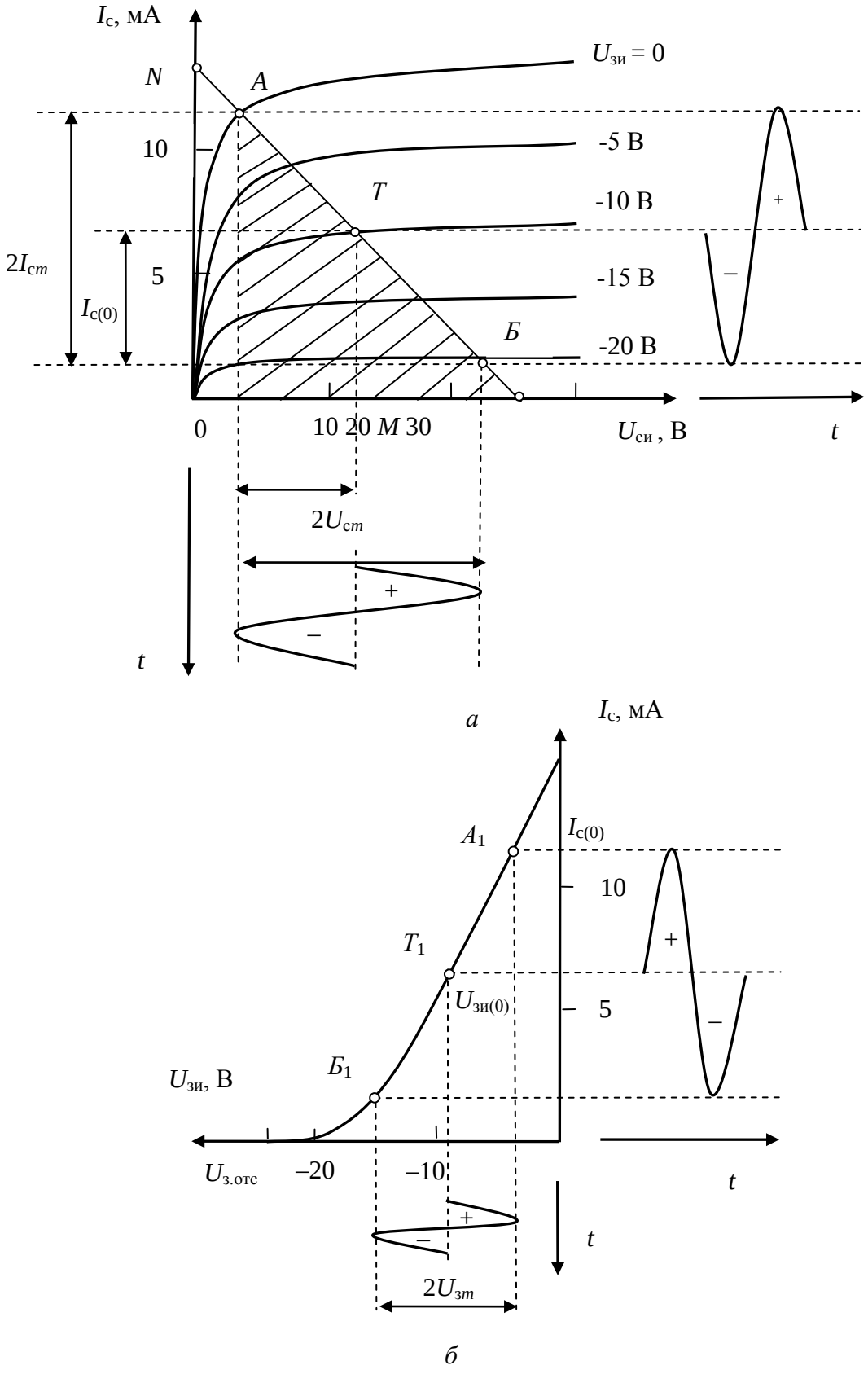



Рис. 14.2. К графоаналитическому расчету и анализу режима усиления полевого транзистора с управляющим *p*–*n*-переходом

Рабочая точка $T$ выбирается на середине рабочего участка линии нагрузки и соответствует напряжению на затворе $U_{зи(0)}$, равному половине суммы напряжений на затворе в точках $А$ и $Б$. Половиной разности этих напряжений определяется максимальная амплитуда переменной составляющей входного напряжения $U_{зm}$.

Проекции рабочей точки на оси координат определяют постоянные значения тока стока $I_{с(0)}$ и напряжения $U_{си(0)}$ в режиме покоя.

Коэффициент усиления каскада по напряжению $K_U$ можно рассчитать как отношение амплитуд его выходного и входного напряжений:

$$K_U = U_{m\,вых}/U_{m\,вх} = U_{с\,m}/U_{з\,m}. \qquad (14.4)$$

Если имеется семейство передаточных статических характеристик, то перенося на них точки динамической выходной ВАХ, можно построить динамическую передаточную ВАХ (рис. 14.2, *б*). На нее отображаются точки $А_1$, $Т_1$ и $Б_1$, соответствующие точкам $А$, $Т$ и $Б$ выходной динамической характеристики, которые определяют рабочую точку и границы рабочего участка на динамической передаточной характеристике. Проекция рабочего участка $А_1Б_1$ на ось напряжений выражает двойную амплитуду переменной составляющей входного напряжения $2U_{з\,m}$. Проекция точки $Т_1$ на ось напряжений определяет постоянное напряжение (ЭДС) смещения $E_{з0}$.

По динамической передаточной ВАХ может быть графически определена также средняя динамическая крутизна каскада $S_д = 2I_{с\,m}/2U_{з\,m}$, через которую по заданному сопротивлению нагрузки рассчитывается коэффициент усиления по напряжению

$$K_U = S_д R_к. \qquad (14.5)$$

Следует отметить, что МОП-транзисторы и полевые транзисторы с барьером Шоттки используются в тех же схемах включения, что и полевые транзисторы с управляющим $p$–$n$-переходом.

## 14.3. Работа ПТ в импульсном режиме.

Полевые транзисторы, главным образом имеющие индуцированный канал, находят широкое применение в качестве ключевых элементов в разнообразных устройствах цифровой электронной техники. Преобладающее положение транзисторов с индуцированным каналом (обычно $p$-типа) в ключевых схемах объясняется наличием у них четко выраженного уровня порогового напряжения затвора $U_{пор}$. Если управляющее напряжение $U_{вх}$, подаваемое на затвор, меньше порогового, то транзистор закрыт, если больше порогового, то транзистор открыт.

Наибольшее распространение получила схема с общим истоком (рис. 14.3). Управляющее напряжение $U_{вх} = U_{зи}$ подается на затвор. Выходное $U_{вых} = U_{си}$ снимается со стока. На схеме показан транзистор с индуцированным *p*-каналом.

**Статические состояния ключа.** На рис. 14.4 показана нагрузочная характеристика транзистора, нанесенная на семейство его выходных статических характеристик $I_с = f(U_{си})$ при различных значениях $U_{зи}$. Для тока стока транзистора можно записать

$$I_с = \frac{E_{си} - U_{си}}{R_с}. \qquad (14.6)$$

Ключ в рабочем режиме постоянно находится в одном из двух состояний (точка *A* или *B* на нагрузочной характеристике).

Состояние А – ключ закрыт, через транзистор протекает пренебрежимо малый ток. Выходное напряжение равно практически напряжению источника питания $U_{вых} = U_A = E_{си}$, если сопротивление нагрузки резистора $R_с$ не очень большое. В этом режиме входное напряжение должно быть меньше порогового: $|U_{вх}| < |U_{пор}|$.

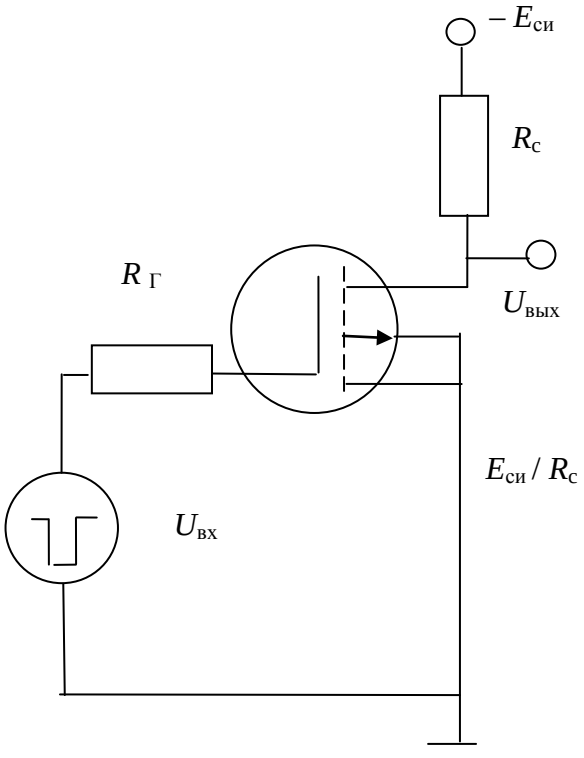



Рис. 14.3. Ключ на основе МОП-транзистора с индуцированым *p*-каналом

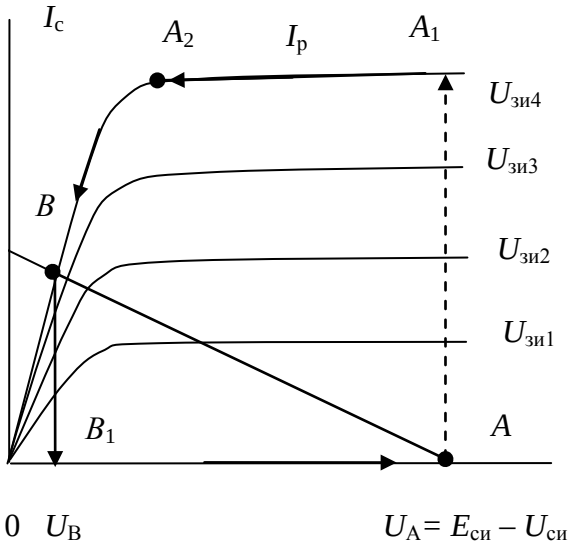



Рис. 14.4. Семейство выходных ВАХ и нагрузочная характеристика ключа

Состояние В – ключ открыт, через транзистор протекает полный рабочий ток. В этом режиме входное напряжение должно быть больше порогового: $|U_{вх}|>|U_{пор}|$. Выходное напряжение

$$U_{вых} = U_В = E_{си} - R_с I_с \qquad (14.7)$$

уменьшается вследствие увеличения падения напряжения на нагрузке $R_с$.

Выходное напряжение открытого ключа тем меньше (что желательно), чем выше сопротивление резистора $R_с$ и больше ток транзистора в режиме открытого канала, т. е. на восходящем участке его выходных характеристик. Низкопороговые ключевые МДП-транзисторы имеют кремниевый затвор вместо металлического. В таких транзисторах пороговое напряжение снижается до 1,5 В, т. е. почти вдвое по сравнению с транзисторами, имеющими металлический затвор.

**Процесс включения транзистора.** Под воздействием управляющего напряжения транзистор открывается и через него происходит разряд емкости $C_{си}$, которая при закрытом транзисторе была заряжена до напряжения $E_{си}$ (рис. 14.5).

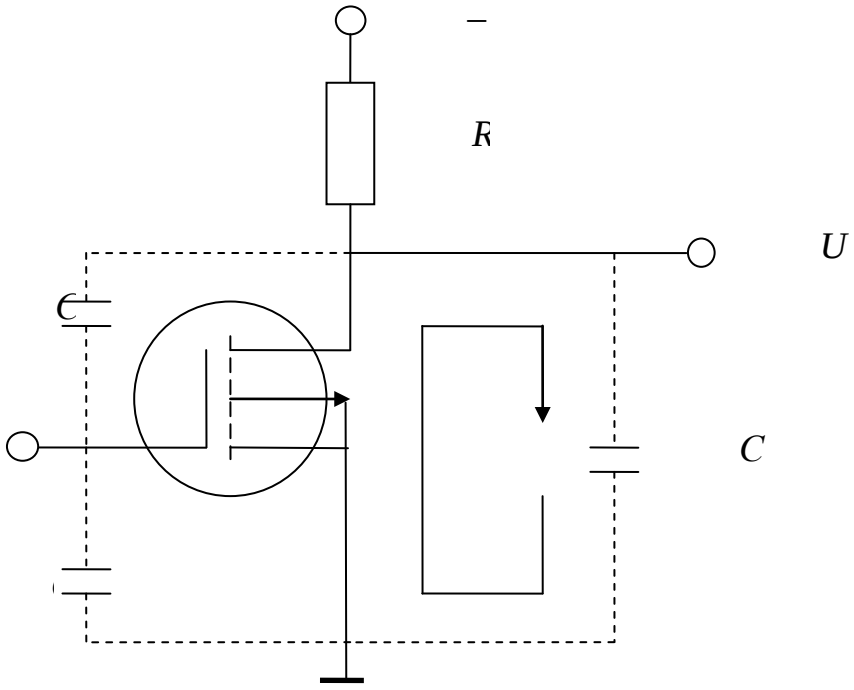



Рис. 14.5. Схема ключа на МОП-транзисторе с учетом паразитных емкостей

Рассмотрим процесс включения транзистора с помощью идеализированного графика перемещения рабочей точки из положения А в положение В (показан на рис. 14.4 пунктирными стрелками). После подачи импульса
входного напряжения $U_{вх} = U_{зи4}$ в течение *времени задержки* $t_з$ формируется

новое (проводящее) состояние канала. Это время определяется динамической входной емкостью ключа (она больше статической емкости $C_{зи}$ за счет влияния проходной $C_{зс}$ и выходной $C_{си}$ емкостей), а также пороговым напряжением $U_{пор}$, амплитудой и внутренним сопротивлением $U_{вх}$ источника входного напряжения:

$$t_з = \frac{C_{зи}U_{пор}}{I_{вх}} = \frac{C_{зи}U_{пор}}{U_{вх}}R_Г. \qquad (14.8)$$

Если внутреннее сопротивление $R_Г$ источника входного сигнала небольшое (источник напряжения), то время задержки $t_з$ пренебрежимо мало. Снижение порогового напряжения также уменьшает время задержки.

После того как сформировалось проводящее состояние канала, рабочая точка скачком переходит в положение $A_1$, поскольку выходное напряжение $U_{си}$ не может мгновенно уменьшится из-за влияния выходной емкости $C_{си}$, для разряда которой требуется определенное время. По мере разряда емкости $C_{си}$ через открытый канал током $I_p$ рабочая точка за некоторое время $t_1$ перемещается в положение $A_2$. Разряд осуществляется током постоянной величины (влиянием резистора $R_с$ пренебрегаем):

$$I_p = I_с = \beta(U_{зи4} - U_{пор})^2, \qquad (14.9)$$

где β первеанс транзистора. В этом случае справедливо соотношение

$$I_р = C_{си}\frac{dU_{си}}{dt}, \qquad (14.10)$$

в котором должна быть учтена проходная емкость $C_{зс}$, если источник входного напряжения низкоомный.

На завершающем этапе процесса включения рабочая точка перемещается за время $t_2$ в положение В, на выходе устанавливается напряжение $U_{вых} = U_{В.}$ Тогда время $t_2$ может быть оценено с помощью соотношения для элементарной RC-цепочки:

$$t_2 \approx 2{,}3R_сC_{си}. \qquad (14.11)$$

Полное время включения транзистора

$$t_{вкл} = t_з + t_1 + t_2. \qquad (14.12)$$

Из рассмотренного следует, что для уменьшения времени включения необходимо увеличивать первеанс транзистора и уменьшать пороговое напряжение $U_{пор}$.

**Процесс выключения транзистора.** При уменьшении входного напряжения ниже порогового значения рабочая точка переходит из положения В в положение $B_1$. Время перехода зависит от входной емкости транзистора и внутреннего сопротивления источника сигнала $R_Г$. В реальных условиях оно пренебрежимо мало.

Далее происходит заряд выходной емкости $C_{си}$ через резистор $R_с$ от источника $E_{си}$. Время заряда $t_з \approx 2{,}3R_сC_{си}$ определяет время выключения транзистора $t_{выкл} \approx t_з$. Это время больше времени включения $t_{вкл}$, поскольку сопротивление резистора $R_с$ обычно велико.

Временные диаграммы входного и выходного напряжений ключа на транзисторе с изолированным затвором показаны на рис. 14.6.

**Ключевые МОП-транзисторы.** Для работы в ключевом режиме необходимы транзисторы, удовлетворяющие специфической системе требований, отличающихся от тех, которые характерны для транзисторов, работающих в усилительном режиме. По этой причине промышленностью выпускается ряд транзисторов, специально предназначенных для работы в ключевом режиме. Такие транзисторы будем для краткости называть *ключевыми.*

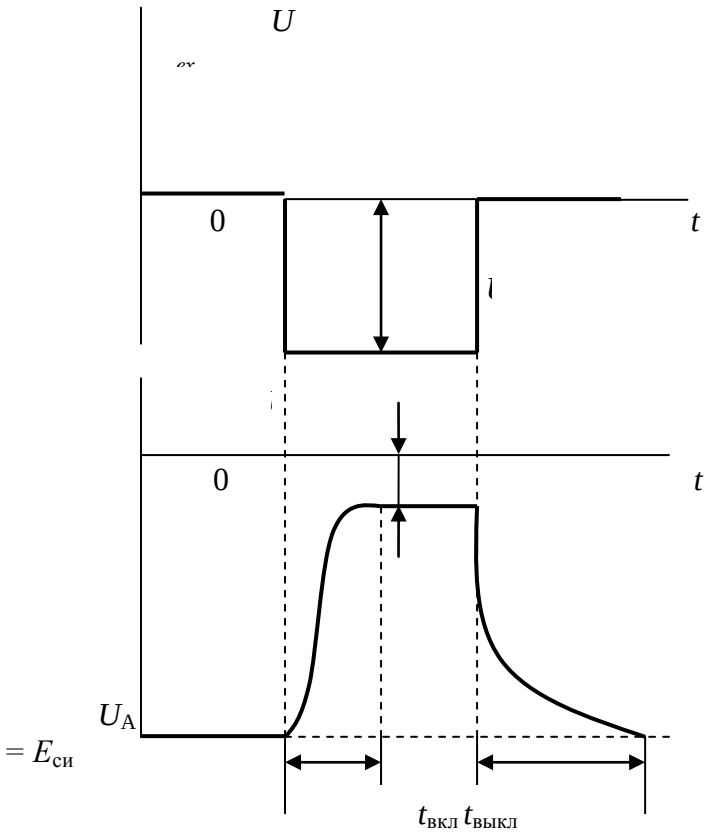



Рис. 14.6. Временные диаграммы входного и выходного напряжений

Сравнивая ключевые МОП-транзисторы с ключевыми биполярными транзисторами, можно отметить важное свойство первых, заключающееся в

наличие высокоомного входа, допускающего управление по напряжению. Другими преимуществами являются:

высокое быстродействие, обусловленное отсутствием в канале неравновесных носителей заряда и малыми величинами входной и выходной емкостей (время переключения 1–0,4 нс);

сочетание высокого быстродействия с большими напряжениями и токами переключения (до 10 А за 15 нс);

низкое сопротивление открытого канала, обеспечивающее коммутацию сигналов в низкоомных цепях, например в коаксиальном кабеле с волновым сопротивлением 50 Ом.

Ввиду указанных преимуществ ключевые МОП-транзисторы находят широкое практическое применение.

# ЛЕКЦИЯ 15. МОДЕЛИ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Эквивалентная схема (схема замещения) полевого транзистора для схемы включения с общим истоком показана на рис. 15.1. Приведенная модель является малосигнальной эквивалентной схемой полевого транзистора для области низких частот.

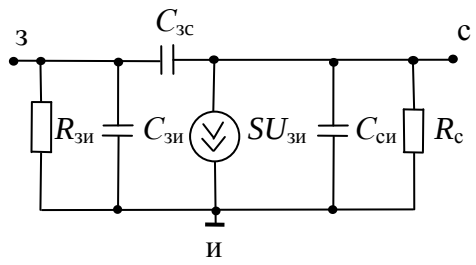



Рис. 15.1. Малосигнальная эквивалентная схема полевого транзистора

Входное сопротивление $R_{зи}$ велико и представляет собой сопротивление обратно смещенного $p$–$n$-перехода, либо сопротивление изолирующего слоя диэлектрика в случае МОП-транзистора. Емкости $C_{зс}$, $C_{зи}$ и $C_{си}$ – это емкости перекрытия затвора с областями стока и истока. Для анализа работы транзистора в области низких частот во многих случаях указанные емкости можно исключить. Генератор тока $SU_{зи}$ отражает усиление, даваемое транзистором. Выходное сопротивление транзистора $R_c$ представляет собой сопротивление канала переменному току и в случае работы транзистора на участке насыщения велико.

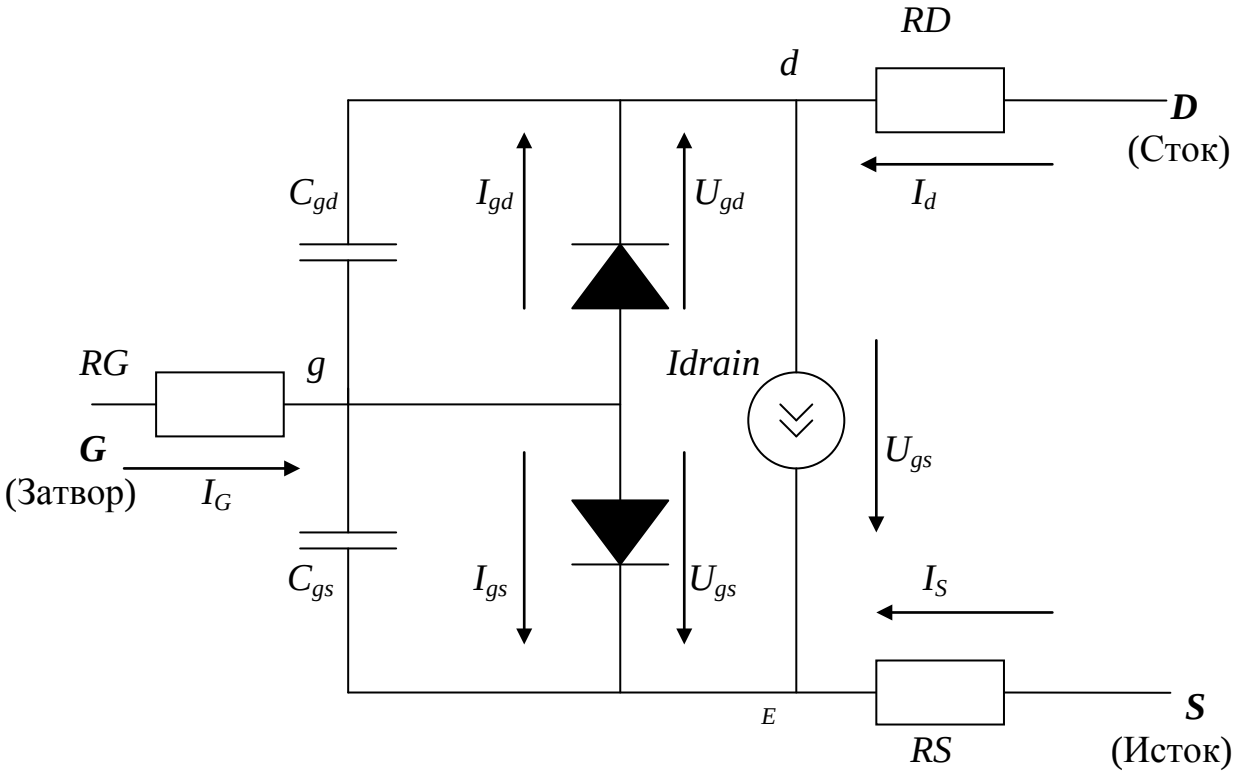



Рис. 15.2. Нелинейная схема замещения полевого транзистора с управляющим $p$–$n$-переходом

Анализ работы указанной схемы не представляет затруднений и ведется на основе соотношений, применяемых при анализе линейных электрических цепей.

Современные САПР (PSPICE, MICROCAP, OrCAD, DesignLab), как правило, имеют встроенные модели нелинейных компонентов, в т. ч. полевых транзисторов, которые позволяют моделировать поведение схемы в широком диапазоне изменения токов и напряжений как постоянных, так и переменных составляющих сигналов. Этот класс моделей называется *динамическими моделями большого сигнала*.

Полевые транзисторы с управляющим *p*–*n*-переходом описываются нелинейной моделью Шихмана – Ходжеса в соответствии с эквивалентной схемой (рис. 15.2). Параметры модели транзистора приведены в табл. 15.1.

Полевой транзистор обедненного типа характеризуется отрицательными значениями порогового напряжения VTO (для каналов *p*- и *n*-типа), а транзистор обогащенного типа – положительными значениями VTO.

Таблица 15.1

Параметры полевого транзистора

| Имя | Параметр | Размерность | Значение по умолчанию |
|---|---|---|---|
| 1 | 2 | 3 | 4 |
| AF | Показатель степени, определяющий зависимость спектральной плотности фликкер-шума от тока через переход | – | 1 |
| ALPHA | Коэффициент ионизации | В | 0 |
| BETA | Коэффициент пропорциональности | А/В | $10^{-4}$ |
| BETATCE | Температурный коэффициент BETA | %/°C | 0 |
| CGD | Емкость перехода затвор-сток при нулевом смещении | Ф | 0 |
| CGS | Емкость перехода затвор-исток при нулевом смещении | Ф | 0 |

Продолжение табл. 15.1

| 1 | 2 | 3 | 4 |
|---|---|---|---|
| FC | Коэффициент нелинейности емкостей переходов при прямом смещении | – | 0.5 |
| IS | Ток насыщения *p–n*-перехода затвор-канал | A | $10^{-14}$ |
| ISR | Параметр тока рекомбинации *p–n*-перехода затвор-канал | A | 0 |
| KF | Коэффициент, определяющий спектральную плотность фликкер-шума | – | 0 |
| LAMBDA | Параметр модуляции длины канала | 1/В | 0 |
| M | Коэффициент лавинного умножения обедненного *p–n*-перехода затвор-канал | – | 0.5 |
| N | Коэффициент неидеальности *p–n*-перехода затвор-канал | – | 1 |
| NR | Коэффициент эмиссии для тока ISR | – | 2 |
| PB | Контактная разность потенциалов *p–n*-перехода затвора | В | 1 |
| RD | Объемное сопротивление области стока | Ом | 0 |
| RS | Объемное сопротивление области истока | Ом | 0 |
| VK | Напряжение ионизации для перехода затвор-канал | В | 0 |
| VTO | Пороговое напряжение | В | –2 |
| VTOTC | Температурный коэффициент VTO | В/°С | 0 |
| XTI | Температурный коэффициент тока IS | – | 3 |

Окончание табл. 15.1

| 1 | 2 | 3 | 4 |
|---|---|---|---|
| T_ABS | Абсолютная температура | °C | 27 |
| T_MEASURED | Температура измерений | °C | 27 |
| T_REL_GLOBAL | Относительная температура | °C | 0 |
| T_REL_LOCL | Разность между температурой транзистора и модели-прототипа | °C | 0 |

Для МОП-транзисторов существуют семь уровней модели. Модели уровней 5–7 редко используются в расчетах. На практике чаще всего используется модель первого уровня (LEVEL =1). Она применяется в приближенных расчетах, когда не требуется высокая точность. По умолчанию, если параметр LEVEL не указан при описании модели, используется модель МОП-транзистора первого типа.

# ЛЕКЦИЯ 16. ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ

План лекции

16.1. Излучательная генерация и рекомбинация носителей заряда в полупроводниках под действием излучения.
16.2. Фотосопротивления, фотодиоды, фотоэлементы, фототранзисторы, фототиристоры, оптроны: характеристики, параметры, применение.

## 16.1. Излучательная генерация и рекомбинация носителей заряда в полупроводниках под действием излучения.

Работа различных полупроводниковых приемников излучения (фоторезисторы, фотодиоды, фототранзисторы, фототиристоры) основана на использовании внутреннего фотоэффекта, который состоит в том, что под действием излучения в полупроводниках происходит генерация пар носителей заряда – электронов и дырок. Эти дополнительные носители увеличивают электрическую проводимость. Такая добавочная проводимость, обусловленная действием фотонов, получила название *фотопроводимости*. У металлов явление фотопроводимости практически отсутствует, так как у них концентрация электронов проводимости огромна (примерно $10^{22}$ см$^3$) и не может заметно увеличиться под действием излучения. В некоторых приборах за счет фотогенерации электронов и дырок возникает ЭДС, которую принято называть фотоЭДС, и тогда эти приборы работают как источники тока. В результате рекомбинации электронов и дырок в полупроводниках образуются фотоны, и при некоторых условиях полупроводниковые приборы могут работать в качестве источников излучения.

Далее рассматриваются наиболее широко применяемые полупроводниковые приборы, работающие в качестве приемников или источников излучения, а также приборы, представляющие собой сочетание источников и приемников излучения и получившие название *оптронов*. Многие из описанных далее приборов изготовляются не только в виде дискретных элементов для РЭА, но и входят в состав интегральных микросхем.

# 16.2. Фотосопротивления, фотодиоды, фотоэлементы, фототранзисторы, фототиристоры, оптроны: характеристики, параметры, применение.

Фоторезистор представляет собой полупроводниковый резистор, сопротивление которого изменяется под действием излучения. Устройство фоторезистора поясняется на рис. 16.1, *а*. На диэлектрическую пластину нанесен тонкий слой полупроводника 2 с контактами 3 по краям. Схема включения фоторезистора приведена на рис. 16.1, *б*. Полярность источника питания не играет роли.

Если облучения нет, то фоторезистор имеет некоторое большое сопротивление $R_т$, называемое *темновым*. Оно является одним из параметров фоторезистора и составляет величину $10^4$–$10^7$ Ом. Соответствующий ток через фоторезистор называют *темновым током*. При действии на фоторезистор излучения с энергией фотонов, достаточной для генерации пар подвижных носителей заряда (электронов и дырок), его сопротивление уменьшается.

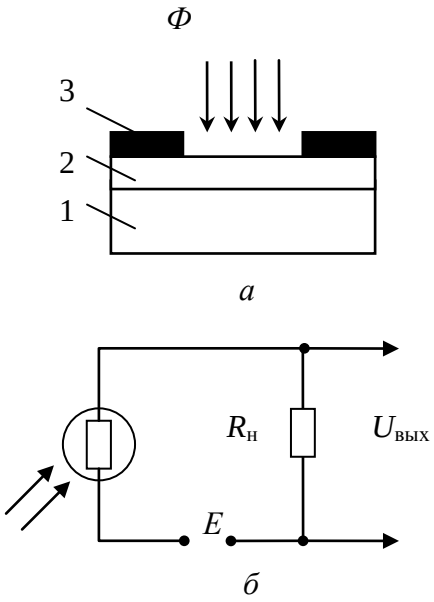



Рис. 16.1. Устройство и схема включения фоторезистора

Для фоторезисторов применяют различные полупроводники, обладающие необходимыми свойствами. Так, например, сернистый свинец и антимонид индия наиболее чувствительны к инфракрасным, а сернистый кадмий – к видимым лучам. Фоторезисторы характеризуются удельной чувствительностью, т. е. интегральной чувствительностью отнесенной к 1 В приложенного напряжения:

$$S_{\text{уд}} = \frac{I}{(\Phi U)}, \qquad (13.1)$$

где Ф – световой поток.

Обычно удельная чувствительность составляет несколько сотен или тысяч микроампер на вольт-люмен.

Фоторезисторы имеют линейную вольт-амперную и нелинейную энергетическую характеристики (рис. 16.2). К параметрам фоторезисторов кроме темнового сопротивления и удельной чувствительности следует еще отнести максимальное допустимое рабочее напряжение (до 600 В), кратность изменения сопротивления (может быть до 500), температурный коэффициент фототока ТКФ = $\Delta I/I \cdot \Delta T$. Значительная зависимость сопротивления от температуры, характерная в целом для полупроводников, является недостатком и фоторезисторов. Существенным недостатком надо считать также их большую инерционность, объясняющуюся довольно большим временем рекомбинации электронов и дырок после прекращения облучения. Практически фоторезисторы применяются лишь на частотах не выше нескольких сотен герц или единиц килогерц. Собственные шумы фоторезисторов значительны. Тем не менее, фоторезисторы широко применяются в различных схемах автоматики и во многих других устройствах.

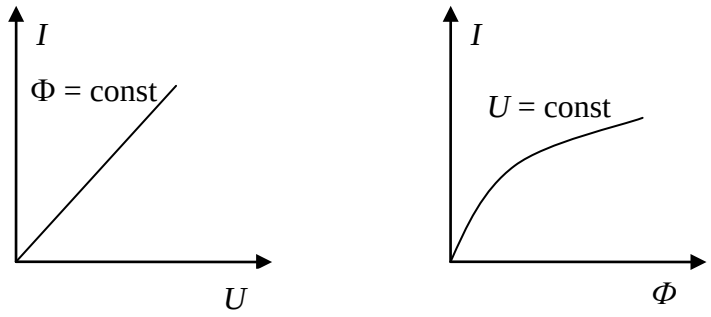



Рис. 16.2. Вольт-амперная (*а*) и энергетическая (*б*) характеристики фоторезистора

Фотодиоды представляют собой полупроводниковые диоды, работающие при обратном напряжении, в которых используется внутренний фотоэффект. Световой поток управляет обратным током фотодиодов. Под воздействием света на электронно-дырочный переход и прилегающие к нему области происходит генерация пар носителей заряда, проводимость диода возрастает и обратный ток увеличивается. Такой режим работы называется *фотодиодным* (рис. 16.3).

Вольт-амперные характеристики $I = f(U)$ при $\Phi$ = const для фотодиодного режима (рис. 16.4) напоминают выходные характеристики биполярного транзистора, включенного по схеме с общей базой. Если светового потока нет, то через фотодиод протекает обычный начальный обратный ток $I_0$, который называют *темновым*. А под действием светового потока ток в диоде возрастает, и характеристика проходит выше. Чем больше световой поток, тем больше ток. Повышение обратного напряжения на диоде незначительно увеличивает ток. Но при некотором напряжении может возникнуть электрический пробой (штриховые участки характеристик). Энергетические характеристики фотодиода $I = f(\Phi)$ при $U$ = const линейны и мало зависят от напряжения (рис. 16.5).

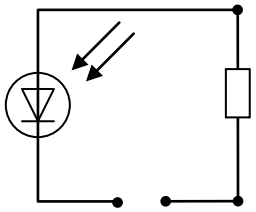


Рис. 16.3. Схема включения фотодиода для работы в фотодиодном режиме

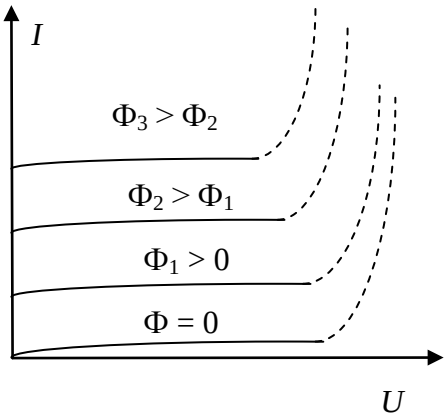



Рис. 16.4. Вольт-амперные характеристики фотодиода для фотодиодного режима

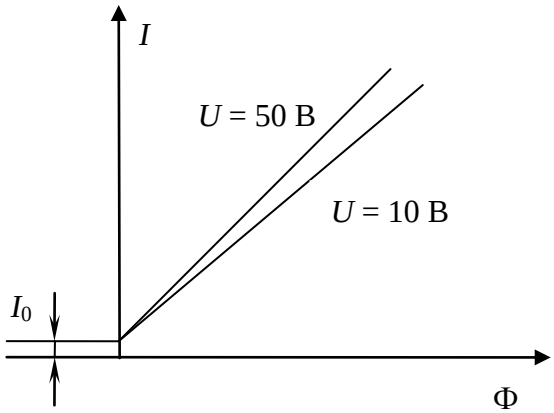



Рис. 16.5. Энергетические характеристики фотодиода

Интегральная чувствительность фотодиода обычно составляет десятки миллиампер на люмен. Она зависит от длины волны световых лучей и имеет максимум при некоторой длине волны, различной для разных полупроводников. Инерционность фотодиодов невелика. Они могут работать на частотах до нескольких сотен мегагерц. А у фотодиодов со структурой *p–i–n* граничные частоты повышаются до десятков гигагерц. Рабочее напряжение у фотодиодов обычно 10–30 В. Темновой ток не превышает 20 мкА для германиевых приборов и 2 мкА – для кремниевых. Ток при освещении составляет сотни микроампер. В последнее время разрабатываются фотодиоды на основе сложных полупроводниковых соединений, наиболее чувствительные к инфракрасному излучению. Большинство фотодиодов изготовляется по планарной технологии (рис. 16.6).

Имеется несколько разновидностей фотодиодов. У *лавинных фотодиодов* происходит лавинное размножение носителей в *p–n*-переходе, и за счет этого в десятки раз возрастает чувствительность. В *фотодиодах с барьером Шоттки* используется выпрямляющий контакт полупроводника с металлом. Это диоды с повышенным быстродействием. Улучшенными свойствами обладают *фотодиоды с гетеропереходами.* Все фотодиоды могут работать и как генераторы ЭДС.

Полупроводниковые фотоэлементы, иначе называемые *вентильными* или *фотогальваническими,* служат для преобразования энергии излучения в электрическую энергию. По существу, они представляют собой фотодиоды, работающие без источника внешнего напряжения и создающие собственную ЭДС под действием излучения.

Фотоны, воздействуя на *p–n*-переход и прилегающие к нему области, вызывают генерацию пар носителей заряда. Возникшие в *n*- и *p*-областях электроны и дырки диффундируют к переходу, и если они не успели рекомбинировать, то попадают под действие внутреннего электрического поля, имеющегося в переходе. Это поле также действует и на носители заряда, возникающие в самом переходе. Поле разделяет электроны и дырки. Для неосновных носителей, например для электронов, возникших в *p*-области, поле перехода является ускоряющим. Оно перебрасывает электроны в *n*-область. Аналогично дырки перебрасываются полем из *n*-области в *p*-область. А для основных носителей, например дырок в *p*-области, поле перехода является тормозящим, и эти носители остаются в своей области, т. е. дырки остаются в *p*-области, а электроны – в *n*-области (рис. 16.7).

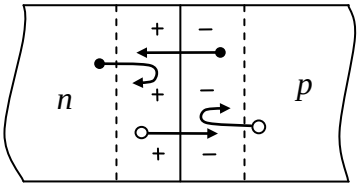



Рис. 16.7. Разделение возбужденных светом носителей полем

В результате такого процесса в *n*- и *p*-областях накапливаются избыточные основные носители, т. е. создаются соответственно заряды электронов и дырок и возникает разность потенциалов, которую называют фотоЭДС ($E_ф$). С увеличением светового потока фотоЭДС растет по нелинейному закону (рис. 16.8). Значение ЭДС может достигать нескольких десятых долей вольта. При включении полупроводникового фотоэлемента на нагрузку (рис. 16.9) возникает фототок $I_Ф = E_Ф/(R_Н + R_i)$, где $R_i$ – внутреннее сопротивление самого фотоэлемента.

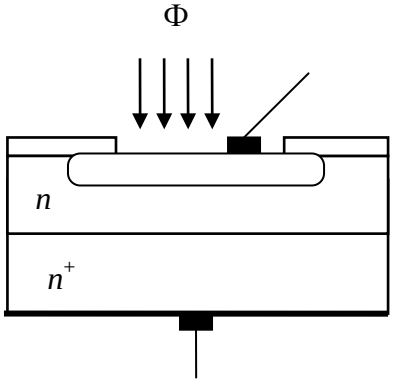



Рис. 16.6. Принцип устройства планарного фотодиода

Первые вентильные фотоэлементы из закиси меди были разработаны еще в 1926 г. В дальнейшем особенно широко

применялись селеновые фотоэлементы, сделанные на основе селена *p*-типа. В пластинке такого селена создавался тонкий слой *n*-типа, на который воздействовал световой поток. Интегральная чувствительность селеновых фотоэлементов доходила до нескольких сотен микроампер на люмен. Они имели спектральную характеристику почти такую же, как у человеческого глаза, что было удобно для различных фотометрических методов. Значительный интерес представляли сернисто-таллиевые фотоэлементы, которые разработал в СССР Б. Т. Коломиец. У них чувствительность достигала тысяч микроампер на люмен. Недостаток вентильных фотоэлементов – низкие частотные свойства и значительная зависимость интегральной чувствительности от температуры.

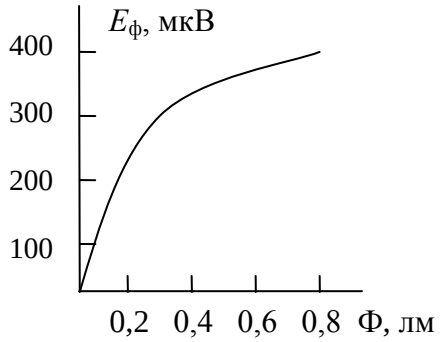



Рис. 16.8. Зависимость фотоЭДС от светового потока

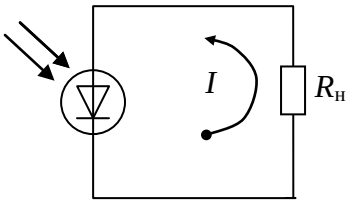



Рис. 16.9. Схема включения фотоэлемента

В настоящее время важное значение имеют кремниевые фотоэлементы, используемые в качестве солнечных преобразователей. Они преобразуют энергию солнечных лучей в электрическую, и ЭДС их достигает 0,5 В. Из таких элементов путем последовательного и параллельного соединения создаются солнечные батареи, которые могут развивать мощность до нескольких киловатт. Солнечные батареи из кремниевых фотоэлементов – это основные источники питания на искусственных спутниках Земли, космических кораблях, автоматических метеостанциях и др. Практическое применение солнечных батарей непрерывно расширяется.

Значительно выше по сравнению с фотодиодами интегральная чувствительность у фототранзисторов. *Биполярный фототранзистор* представляет собой обычный транзистор, но в корпусе его сделано прозрачное «окно», через которое световой поток может воздействовать на область базы. Схема включения биполярного фототранзистора типа *p–n–p* со «свободной», т. е. никуда не включенной базой, приведена на рис. 16.10.

На эмиттерный переход подано прямое напряжение, а на коллекторный – обратное.

Фотоны вызывают в базе генерацию пар носителей заряда – электронов и дырок. Они диффундируют к коллекторному переходу, в котором происходит их разделение так же, как и в фотодиоде.

Дырки под действием поля коллекторного перехода идут из базы в коллектор и увеличивают ток коллектора. А электроны остаются в базе и повышают прямое напряжение эмиттерного перехода, что усиливает инжекцию дырок в этом переходе. За счет этого дополнительно увеличивается ток коллектора. В транзисторе типа *n–p–n* все происходит аналогично.

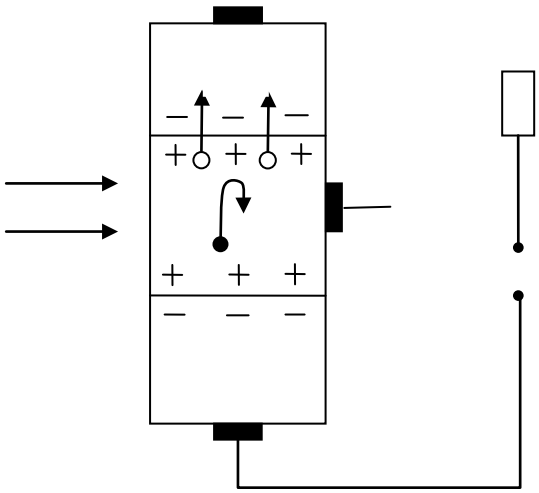


Рис. 16.10. Структура и схема включения фототранзистора со «свободной» базой

Интегральная чувствительность у фототранзистора в десятки раз больше, чем у фотодиода, и может достигать сотен миллиампер на люмен. Фототранзистор со «свободной» базой имеет низкую температурную стабильность. Для устранения этого недостатка применяют схемы стабилизации, которые были рассмотрены ранее. При этом, конечно, должен быть использован вывод базы. На этот вывод можно также подавать постоянное напряжение смещения или электрические сигналы и осуществлять совместное действие этих сигналов и световых.

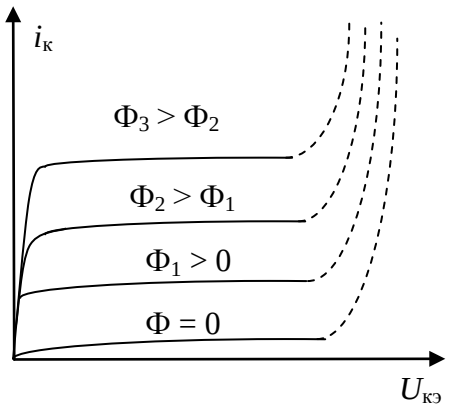



Рис. 16.11. Выходные параметры фоторезистора

Выходные характеристики фототранзистора показаны на рис. 16.11.

Они аналогичны выходным характеристикам для включения транзистора по схеме с общим эмиттером, но различные кривые соответствуют различным значениям светового потока, а не тока базы. Характеристики показывают, что при повышенном напряжении возникает электрический пробой (штриховые участки).

Параметры фототранзисторов – интегральная чувствительность, рабочее напряжение (10–15 В), темновой ток (до сотен микроампер), рабочий ток (до десятков миллиампер), максимальная допустимая рассеиваемая мощность (до десятков милливатт), граничная частота. Фототранзисторы, изготовленные диффузионным методом (планарные), могут работать на частотах до нескольких мегагерц. Недостаток фототранзисторов – сравнительно высокий уровень собственных шумов.

Помимо рассмотренного биполярного фототранзистора применяются и другие. *Составной фототранзистор* представляет собой фототранзистор, соединенный с обычным транзистором. Составной транзистор имеет коэффициент усиления тока $\beta$, равный произведению коэффициентов усиления двух транзисторов $\beta_1 \cdot \beta_2$. В результате интегральная чувствительность у составного фототранзистора в десятки раз больше, чем у обычного, и в тысячи раз больше, чем у фотодиодов. Высокая чувствительность и хорошее быстродействие достигаются при сочетании фотодиода с высокочастотным транзистором.

Кроме биполярных фототранзисторов в качестве приемников излучении используются и *полевые фототранзисторы*. На рис. 16.12 показан полевой фототранзистор с каналом *n*-типа. При облучении *n*-канала в нем и в прилегающей к нему *p*-области (области затвора) генерируются электроны и дырки. Переход между *n*-каналом и *p*-областью находится под обратным напряжением и поэтому под действием поля перехода происходит разделение носителей заряда. В результате повышается концентрация электронов в *n*-канале, уменьшается его сопротивление и увеличивается концентрация дырок в *p*-области. Ток канала (ток стока) возрастает. Кроме того, возникает фототок в цепи затвора. Этот ток создает падение напряжения на резисторе $R_З$, за счет чего уменьшается обратное напряжение на управляющем переходе канал-затвор. Это, в свою очередь, приводит к увеличению толщины канала, а следовательно, к дополнительному уменьшению его сопротивления и

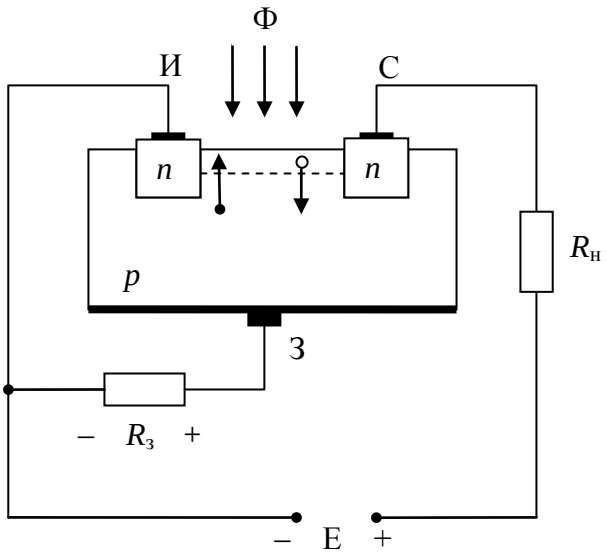



Рис. 16.12. Структура и схема включения полевого фототранзистора с каналом *n*-типа

возрастанию тока стока. Таким образом, осуществляется управление током стока с помощью света.

Представляют интерес МОП-фототранзисторы с индуцированным (инверсным) каналом. Они имеют полупрозрачный затвор, через который освещается область полупроводника под затвором. В этой области происходит фотогенерация носителей заряда. За счет этого изменяется значение порогового напряжения, при котором возникает индуцированный канал, а также крутизна, являющаяся основным параметром такого транзистора. На затвор иногда подают постоянное напряжение для установления начального режима.

Еще одна разновидность – *однопереходные фототранзисторы*, в которых при облучении светом понижается напряжение включения.

Тиристорные четырехслойные структуры *p–n–p–n* (рис. 16.13) могут управляться световым потоком, подобно тому, как триодные тиристоры управляются напряжением, подаваемым на один из эмиттерных переходов. При действии света на область базы $p_1$ в ней генерируются электроны и дырки, которые диффундируют к *p–n*-переходам. Электроны, попадая в область перехода $П_2$, находящегося под обратным напряжением, уменьшают его сопротивление. За счет этого происходит перераспределение напряжения, приложенного к тиристору: напряжение на переходе $П_2$ несколько уменьшается, а напряжения на переходах $П_1$ и $П_3$ несколько увеличиваются. Но тогда усиливается инжекция в переходах $П_1$ и $П_3$, к переходу $П_2$ приходят инжектированные носители, его сопротивление снова уменьшается и происходит дополнительное перераспределение напряжения, еще больше усиливается инжекция в переходах $П_1$ и $П_3$, ток лавинообразно нарастает (см. штриховые линии на рис. 16.14), т. е. тиристор отпирается.

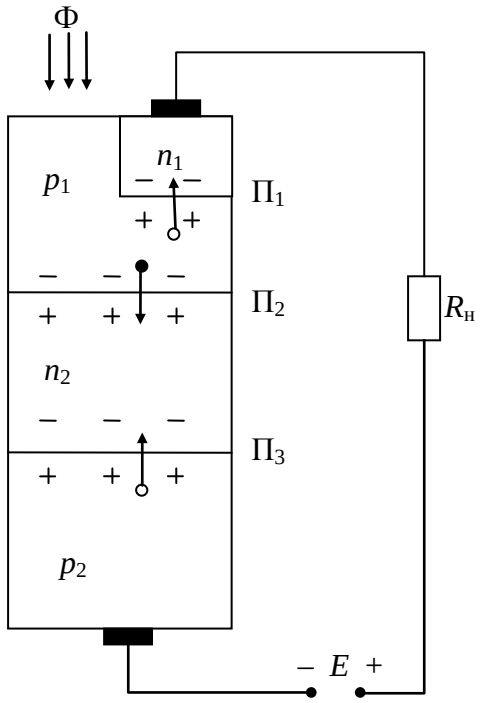



Рис. 16.13. Структура и схема включения фототиристора

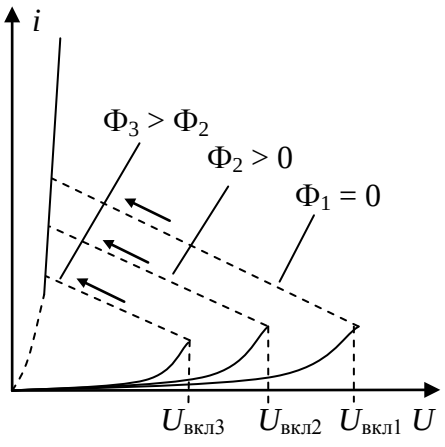



Рис. 16.14. Вольт-амперная характеристика фототиристора

Чем больше световой поток, действующий на тиристор, тем при

меньшем напряжении включается тиристор. Это наглядно показывают вольт-амперные характеристики фототиристора, приведенные на рис. 16.14. После включения на тиристоре устанавливается, как обычно, небольшое напряжение и почти все напряжение источника $E$ падает на нагрузке. Иногда у фототиристора бывает сделан вывод от одной из базовых областей ($p_1$ или $n_2$). Если через этот вывод подавать на соответствующий эмиттерный переход прямое напряжение, то можно понижать напряжение включения. Само включение по-прежнему будет осуществляться действием светового потока.

Фототиристоры могут успешно применяться в различных автоматических устройствах в качестве бесконтактных ключей для включения значительных напряжений и мощностей. Важные достоинства фототиристоров – малое потребление мощности во включенном состоянии, малые габариты, отсутствие искрения, малое время включения.

*Оптрон* – это полупроводниковый прибор, в котором конструктивно объединены источник и приемник излучения, имеющие между собой оптическую связь. В источнике излучения электрические сигналы преобразуются в световые, которые воздействуют на фотоприемник и создают в нем снова электрические сигналы. Если оптрон имеет только один излучатель и один приемник излучения, то его называют *оптопарой* или *элементарным оптроном.* Микросхема, состоящая из одной или нескольких оптопар с дополнительными согласующими и усилительными устройствами, называется *оптоэлектронной интегральной микросхемой.* На входе и выходе оптрона всегда имеются электрические сигналы, а связь входа с выходом осуществляется световыми сигналами. Цепь излучателя является управляющей, а цепь фотоприемника – управляемой.

Важнейшие достоинства оптронов:

1. Отсутствие электрической связи между входом и выходом и обратной связи между фотоприемником и излучателем. Сопротивление изоляции между входом и выходом может достигать $10^{14}$ Ом, а проходная емкость
не превышает 2 пФ и в некоторых оптронах снижается до малых долей пикофарада.

2. Широкая полоса частот пропускаемых колебаний, возможность передачи сигналов с частотой от нуля до $10^{14}$ Гц.

3. Возможность управления выходными сигналами путем воздействия на оптическую часть.

4. Высокая помехозащищенность оптического канала, т. е. его невосприимчивость к воздействию внешних электромагнитных полей.

5. Возможность совмещения в РЭА с другими полупроводниковыми и микроэлектронными приборами.

Недостатки оптронов следующие:

1. Относительно большая потребляемая мощность из-за того, что дважды происходит преобразование энергии, причем КПД этих преобразований невысок.

2. Невысокая температурная стабильность и радиационная стойкость.
3. Заметное ухудшение параметров с течением времени.
4. Сравнительно высокий уровень собственных шумов.

Конструктивно в оптронах излучатель и приемник излучения помещаются в корпус и заливаются оптически прозрачным клеем (рис. 16.15).

Особую конструкцию имеют оптопары с открытым оптическим каналом. У них между излучателем и фотоприемником имеется воздушный зазор (рис. 16.16, *а*), в котором может перемещаться светонепроницаемая преграда, например перфолента с отверстиями. С помощью перфоленты можно управлять световым потоком.

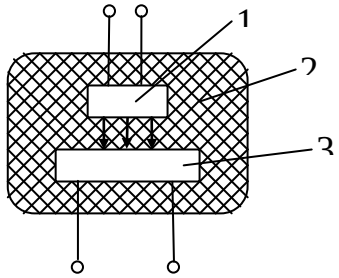



Рис. 16.15. Принцип устройства оптопары: 1 – излучатель; 2 – оптически прозрачный клей; 3 – фотоприемник

В другом варианте оптопар с открытым каналом световой поток излучателя попадает в фотоприемник, отражаясь от какого-либо объекта (рис. 16.16, *б*).

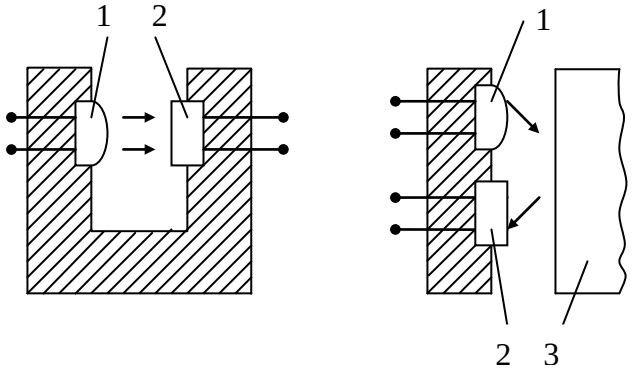



Рис. 16.16. Оптопары с открытым оптическим каналом: 1 – излучатель; 2 – фотоприемник; 3 – объект

Рассмотрим различные типы оптопар, отличающиеся друг от друга фотоприемниками.

*Резисторные оптопары* имеют в качестве излучателя сверхминиатюрную лампочку накаливания или светодиод, дающий видимое или инфракрасное излучение. Приемником излучения является фоторезистор из селенида кадмия или сульфида кадмия для видимого излучения, а для инфракрасного – из селенида или сульфида свинца. Фоторезистор может работать как на постоянном, так и на переменном токе. Для хорошей работы

оптопары необходимо согласование излучателя и фоторезистора по спектральным характеристикам.

На рис. 16.17 схематически изображена резисторная оптопара (светодиод и фоторезистор), у которой выходная цепь питается от источника постоянного или переменного напряжения $E$ и имеет нагрузку $R_н$. Напряжение $U_{упр}$, подаваемое на светодиод, управляет током в нагрузке. Цепь управления (цепь излучателя) изолирована от фоторезистора, который может быть включен в цепь относительно высокого напряжения, например 220 В.

В качестве параметров резисторных оптопар обычно указываются максимальные токи и напряжения на входе и выходе, выходное сопротивление при нормальной работе и так называемое темновое выходное сопротивление (соответствующее темновому току при отсутствии входного тока), сопротивление изоляции и максимальное напряжение изоляции между входом и выходом, проходная емкость, время включения и выключения, характеризующее инерционность прибора. Важнейшие характеристики оптопары – входная вольт-амперная и передаточная. Последняя показывает зависимость выходного сопротивления от входного тока.

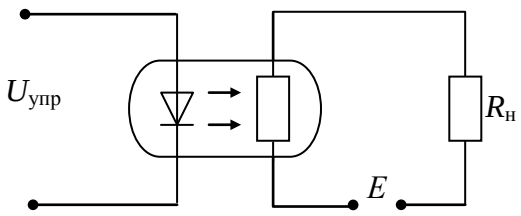



Рис. 16.17. Схема включения резисторной оптопары

Резисторные оптопары применяются для автоматического регулирования усиления, связи между каскадами, управления бесконтактными делителями напряжения, модуляции сигналов, формирования различных сигналов и т. д.

*Диодные оптопары* (рис. 16.18, *а*) имеют обычно кремниевый фотодиод и инфракрасный арсенид-галиевый светодиод. Фотодиод может работать в фотогенераторном режиме, создавая фотоЭДС до 0,8 В, или в фотодиодном режиме. Диоды изготовляют по планарно-эпитаксиальной технологии. Для повышения быстродействия применяют фотодиоды типа *p–i– n*.

Основные параметры диодных оптопар – входные и выходные напряжения и токи для непрерывного и импульсного режима, коэффициент передачи тока, т. е. отношение выходного тока к входному, время нарастания и спада выходного сигнала, а также другие величины, аналогичные параметрам резисторных оптопар. Коэффициент передачи тока обычно составляет лишь единицы процентов, а время нарастания и спада для *p–i–n*-фотодиодов может быть снижено до нескольких наносекунд. Свойства диодных оптопар отображаются входными и выходными вольт-амперными характеристиками и передаточными характеристиками для фотогенераторного и фотодиодного режима.

Многоканальные диодные оптопары имеют в одном корпусе несколько оптопар. Масса оптопары составляет примерно один грамм или десятые доли грамма. Оптопары оформлены в металлостеклянном корпусе, а для гибридных микросхем выпускаются бескорпусные оптопары.

Применение диодных оптопар весьма разнообразно. Например, на основе диодных оптопар создаются импульсные трансформаторы, не имеющие обмоток. Оптопары используются для передачи сигналов между блоками сложной РЭА, для управления работой различных микросхем, особенно микросхем на МДП-транзисторах, у которых входной ток очень мал. Разновидность диодных оптопар – оптопары, в которых фотоприемником служит фотоварикап (рис. 16.18, *б*).

*Транзисторные оптопары* (рис. 16.18, *в*) имеют обычно в качестве излучателя арсенид-галиевый светодиод, а приемника излучения – биполярный кремниевый фототранзистор типа *n–p–n*. Основные параметры входной цепи таких оптопар аналогичны параметрам диодных оптопар. Дополнительно указываются максимальные токи, напряжения и мощность, относящиеся к выходной цепи, темновой ток фототранзистора, время включения и выключения, параметры, характеризующие изоляцию входной цепи от выходной. Оптопары этого типа работают главным образом в ключевом режиме и применяются в коммутаторных схемах, устройствах связи различных датчиков с измерительными блоками, в качестве реле и во многих других случаях.

Для повышения чувствительности в оптопаре может быть использован составной транзистор (рис. 16.18, *г*) или фотодиод с транзистором (рис. 16.18, *д*). Оптопары с составным транзистором обладают наибольшим коэффициентом передачи тока, но наименьшим быстродействием, а наибольшее быстродействие характерно для диодно-транзисторных оптопар.

В качестве приемника излучения в оптопарах применяются также однопереходные транзисторы (рис. 16.18, *в*). Такие оптопары обычно используются для ключевых схем, например для управляемых релаксационных генераторов, создающих импульсы прямоугольной формы. Однопереходный фототранзистор универсальный: его можно использовать как фоторезистор, если не включен эмиттерный переход, или как фотодиод, если включен только один этот переход.

Разновидность транзисторных оптопар – оптопары с полевым фототранзистором (рис. 16.18, *ж*). Они отличаются хорошей линейностью выходной вольт-амперной характеристики в широком диапазоне напряжений и токов и поэтому удобны для аналоговых схем.

*Тиристорные оптопары* имеют в качестве фотоприемника кремниевый фототиристор (рис. 16.18, *з*) и применяются в ключевых режимах. Основная область использования – схемы для формирования мощных импульсов, управления мощными тиристорами, управления и коммутации различных устройств с мощными нагрузками. Параметры тиристорных оптопар –

входные и выходные токи и напряжения, соответствующие включению, рабочему режиму и максимальным допустимым режимам, а также время включения и выключения, параметры изоляции между входной и выходной цепями.

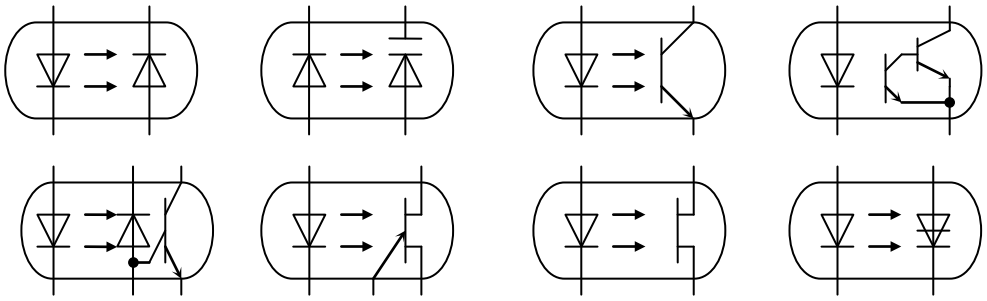


Рис. 16.18. Различные типы оптопар

*Оптоэлектронные интегральные микросхемы* (ОЭ ИМС) имеют оптическую связь между отдельными узлами или компонентами. В этих микросхемах изготовляемых на основе диодных, транзисторных и тиристорных оптопар, кроме излучателей и фотоприемников содержатся еще устройства для обработки сигналов, полученных от фотоприемника. Особенность ОЭ ИМС – однонаправленная передача сигнала и отсутствие обратной связи.

Различные ОЭ ИМС используются главным образом в качестве переключателей логических и аналоговых сигналов, реле и схем цифро-буквенной индикации. Кроме ряда параметров, аналогичных параметрам обычных оптопар, для ОЭ ИМС еще характерны входные и выходные токи и напряжения, соответствующие логическим единице и нулю, время задержки включения и выключения, напряжение источника питания и потребляемый ток.

Существуют типы оптронов, например с оптическим входом и выходом, служащие для преобразования световых сигналов, индикаторные ОЭ ИМС с несколькими встроенными светодиодами или с сегментным светодиодным индикатором. Техника на основе оптоэлектронных приборов весьма перспективна и непрерывно развивается.

# ЛЕКЦИЯ 17. ГЕТЕРОПЕРЕХОДЫ И ПРИБОРЫ НА ИХ ОСНОВЕ

**П л а н  л е к ц и и**

17.1. Гетеропереходы. Зонная модель и инжекционные свойства гетеропереходов.

## 17.1. Гетеропереходы. Зонная модель и инжекционные свойства гетеропереходов.

Гетеропереходы представляют собой контакты между двумя веществами, обладающими различными электрическими и электрооптическими свойствами. В данной лекции рассматриваются переходы между двумя различными полупроводниками на примере GaAs и Ge. Переходы между металлами и полупроводниками, такие как барьер Шоттки или омический контакт, требуют отдельного рассмотрения.

При рассмотрении полупроводниковых гетеропереходов мы предполагаем, что имеется представление о полупроводниковых *p*–*n*-гомопереходах и, в частности, известна изображенная на рис. 17.1, *а* диаграмма энергетических зон германиевого *n*–*p*-диода в отсутствие внешнего напряжения.

Для сравнения на рис. 17.2. показана диаграмма энергетических зон гетероперехода *n*-GaAs – *p*-Ge.

Следует обратить внимание на существенное различие между диаграммами гомо- и гетероперехода, представленными на рис. 17.1 и рис. 17.2. В валентной зоне гетероперехода имеется очень высокий барьер, препятствующий инжекции дырок из *p*-Ge и *n*-GaAs. Поэтому *p*-Ge может быть сильно легированным ($p^+$-типа), при этом поток дырок из области $p^+$ в область *n* должен быть пренебрежимо мал по сравнению с потоком электронов из *n* в $p^+$. Это является самым важным свойством полупроводниковых гетеропереходов.

Диаграмма энергетических зон гетероперехода несколько сложнее, чем в случае гомоперехода, за счет разрывов энергий $\Delta E_C$ и $\Delta E_V$. Эти разрывы обусловлены различием в величинах ширины запрещенной зоны и работы выхода контактирующих полупроводников. Смысл такой энергетической диаграммы гетероперехода легче всего понять, если построить в качестве примера диаграмму для конкретного случая.

Рассмотрим энергетическую диаграмму гетероперехода GaAs – Ge в предположении, что объемные свойства этих полупроводников сохраняются вплоть до границы раздела, где имеет место резкий переход от одного материала к другому. Ширины запрещенных зон GaAs и Ge примем равными соответственно 1,45 и 0,7 эВ. Работа выхода $f_a$ определяется для полупровод-

ника, как и для металла, величиной энергии, требуемой для перевода электрона, находящегося на уровне Ферми, через поверхность, ограничивающую объем, на уровень энергии свободного пространства (вакуума) за пределами материала. Поскольку работа выхода зависит от положения уровня Ферми и изменяется при легировании, удобнее пользоваться электронным сродством $\chi$, определяемым как энергия, необходимая для перевода электрона с края зоны проводимости на «уровень вакуума», так как эта величина представляет собой свойство материала, не зависящее от уровня легирования.

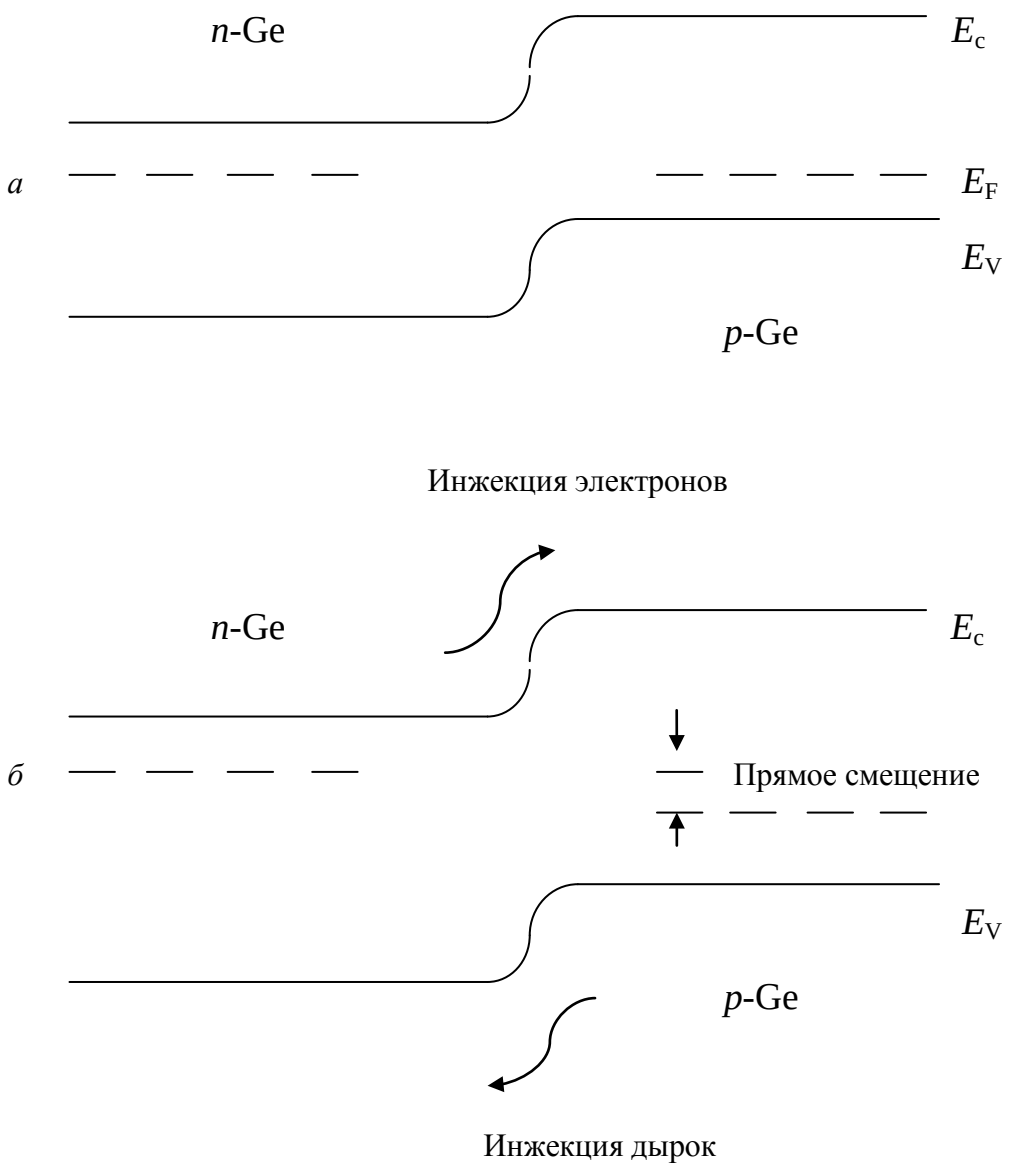



Рис. 17.1. Энергетическая диаграмма *n*–*p*-гомоперехода в Ge:
в отсутствие внешнего напряжения (*а*); при прямом смещении (*б*)

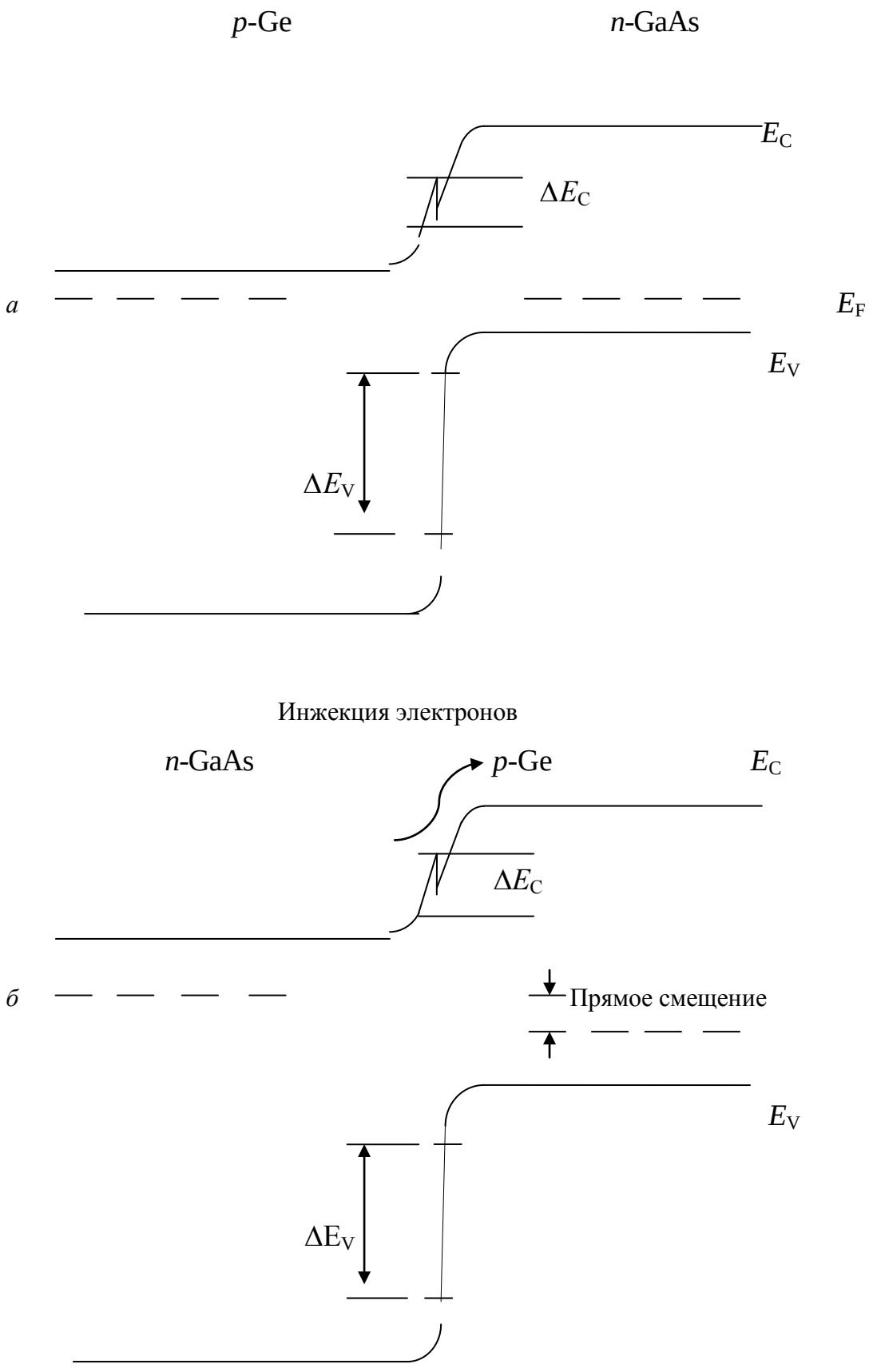



Рис. 17.2. Диаграмма энергетических зон гетероперехода *n*-*p*-GaAs – Ge: в отсутствие внешнего напряжения (*а*), при прямом смещении (*б*). Заметим, что большой барьер в валентной зоне препятствует инжекции из *p*-Ge

Многие полупроводники, интересные с точки зрения получения гетеропереходов, обладают структурой алмаза (две сдвинутые одна относительно другой гранецентрированные кубические решетки). Эта структура характеризуется размером грани кубической элементарной ячейки a. В структуре алмаза расстояние между атомом и его четырьмя ближайшими соседями равно $a\sqrt{3}$. Постоянные решетки у GaAs и Ge почти идентичны при 300К (с точностью 0,08 %), и коэффициенты линейного расширения также очень близки, поэтому указанные материалы образуют потенциально очень интересные гетеропереходы.

Для конкретизации построения зонной диаграммы предположим, что *n*-GaAs легирован донорами с концентрацией $10^{16}$ см$^{-3}$, а *p*-Ge легирован акцепторами с концентрацией $3\cdot10^{18}$ см$^{-8}$. В табл. 17.1 приведены необходимые параметры этих полупроводников.

Таблица 17.1

Параметры полупроводников

| Параметры | GaAs | Ge |
|---|---|---|
| Ширина запрещенной зоны $E_g$ | 1,45 эВ | 0,7 эВ |
| Электронное сродство $\chi$ | 4,07 эВ | 4,13 эВ |
| Концентрация нескомпенсированных доноров $N_D - N_A$ | $10^{16}$ см$^{-3}$ | – |
| Концентрация нескомпенсированных акцепторов $N_A - N_D$: | – | $3\cdot10^{16}$ см$^{-3}$ |
| $E_C - E_F = \delta_{GaAs}$ | 0,1 эВ | – |
| $E_F - E_V = \delta_{Ge}$ | – | 0,14 эВ |
| Постоянная решетки, *a* | 5,654 А | 5,658 А |
| Относительная диэлектрическая пропроницаемость, $\varepsilon$ | 11,5 | 16 |

Для построения энергетических диаграмм гетероперехода нужно вначале начертить в отдельности энергетические диаграммы обоих материалов с совпадающими уровнями вакуума (рис. 17.3, *а*). Как видно, энергия электрона да уровне $E_{Fp}$ меньше, чем на уровне $E_{Fn}$. Поэтому для выравнивания уровней Ферми, которое должно произойти после приведения материалов в контакт, необходимо, чтобы небольшое число электронов перешло из GaAs в Ge. Такое перемещение электронов на границе раздела

вызывает изгиб вверх уровня $E_C$ в GaAs. Обозначим величины изгиба зон $V_{Dn}$ и $V_{Dp}$. Величина смещения уровней Ферми, которое должно иметь место, выражается соотношением (17.1)

$$E_{Fp} - E_{Fn} = (\chi_{Ge} + E_{g(Ge)} - \delta_{Ge}) - (\chi_{GaAs} + \delta_{GaAs}) = V_{Dn} + V_{Dp} \qquad (17.1)$$

и составляет в нашем примере 0,52 эВ. Эта разница в энергии соответствует суммарному изгибу зон $V_{Dn} + V_{Dp}$. Предлагается, что, как и в гомопереходе, вблизи границы имеются полностью обедненные области толщиной $x_n$ и $x_p$, причем из закона сохранения заряда следует, что

$$x_n/x_p = N_A/N_D. \qquad (17.2)$$

Используя уравнение Пуассона, получаем

$$V_{Dn} = N_D\, x^2_n / 2\varepsilon_{GaAs}$$

и

$$V_{Dp} = N_A\, x^2_p / 2\varepsilon_{Ge},$$

откуда

$$V_{Dn} / V_{Dp} = N_A\, \varepsilon_{Ge} / N_D\, \varepsilon_{GaAs}. \qquad (17.3)$$

В нашем примере отношение $V_{Dn} / V_{Dp}$ составляет примерно 4 : 1, следовательно, $V_{Dn}$ =0,42 эВ и $V_{Dp}$ 0,10 эВ. Продолжая построение энергетической диаграммы, мы придем к результату, показанному на рис. 17.3, *б*. На основании простых геометрических соображений можно получить для энергетического разрыва $\Delta E_c$ выражение

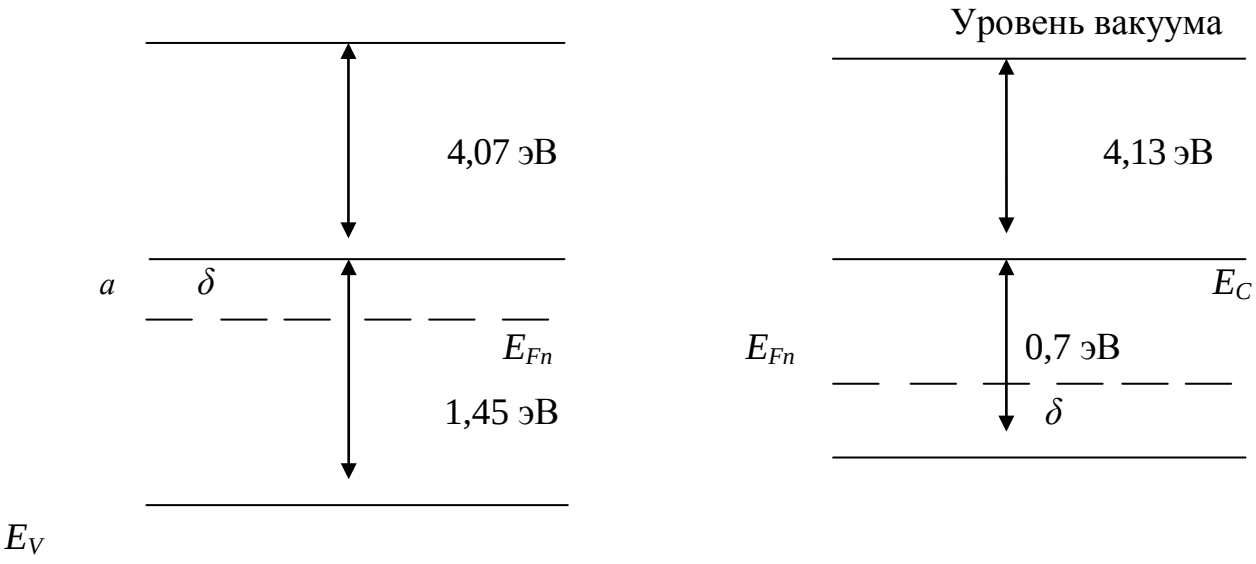
$$\Delta E_c = \delta_{GaAs} + V_{Dn} - (E_{g\,(Ge)} - \delta_{Ge}) + V_{Dp}, \qquad (17.4)$$

которое после подстановки из (17.1) можно представить в более удобной форме:

$$\Delta E_c = \chi_{Ge} - \chi_{GaAs}. \qquad (17.5)$$

Справедливость последнего выражения подтверждается также непосредственно рис. 17.3, *б*, поскольку расстояние 3–1 представляет собой $\chi_{GaAs}$ а расстояние 3–2 есть $\chi_{Ge}$. Поэтому в нашем примере $\Delta E_c$ = 4,13–4,07 = 0,06 эВ (следует подчеркнуть, что масштаб диаграммы выдержан не строго).

*n*-GaAs *p*-Ge



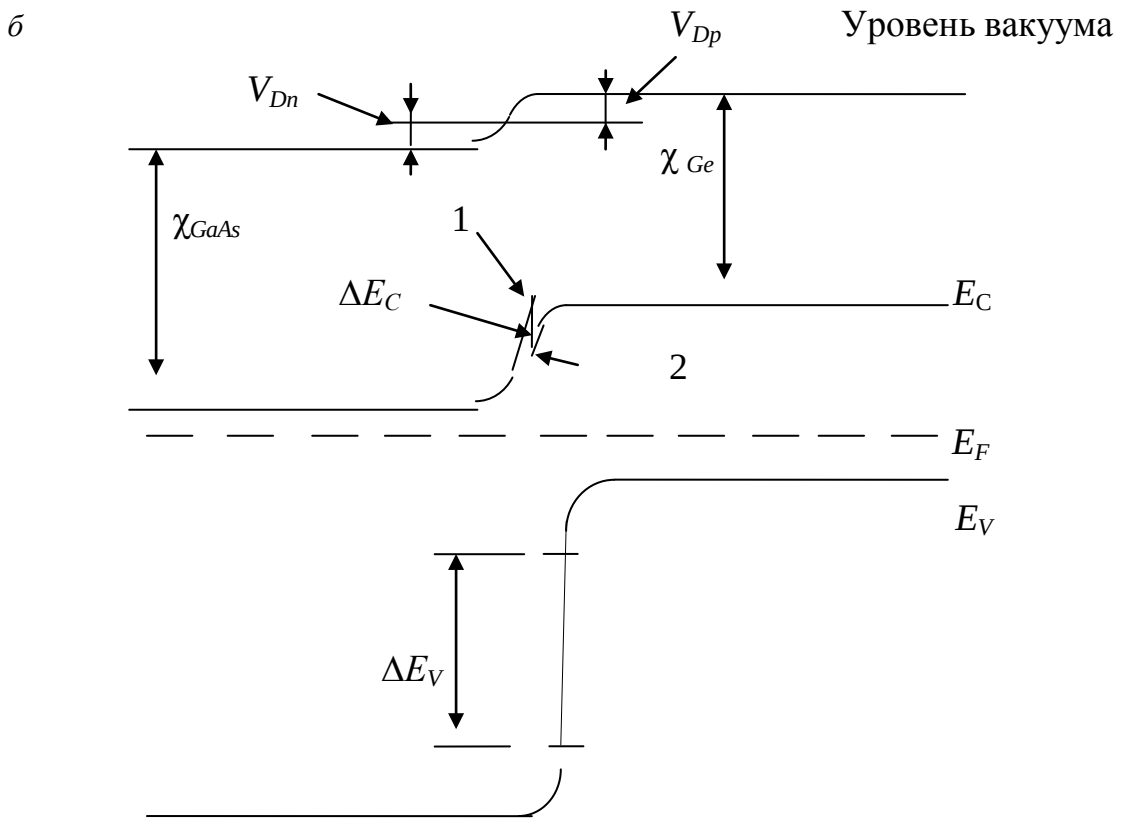




Рис. 17.3. Построение диаграммы (не в масштабе) энергетических зон гетероперехода
*n–p*-GaAs – Ge

Для энергетического разрыва $\Delta E_V$ в валентной зоне также имеем

$$\Delta E_V = (E_{g\,(\mathrm{GaAs})} - E_{g\,(\mathrm{Ge})}) - (\chi_{\mathrm{Ge}} - \chi_{\mathrm{GaAs}}). \qquad (17.6)$$

Из (17.5) и (17.6) следует, что

$$\Delta E_C - \Delta E_V = E_{g\,(\mathrm{GaAs})} - E_{g\,(\mathrm{Ge})}. \qquad (17.7)$$

Полученные выражения для $\Delta E_C$, $\Delta E_V$ и их суммы существенны при всех рассмотрениях гетеропереходов, в первом приближении они справедливы при любом уровне легирования. На рис. 17.3 для *p–n*-гетероперехода GaAs – Ge величины разрывов составляют $\Delta E_C$ = 0,06 эВ и $\Delta E_V$ = 0,69 эВ.

Эти соотношения справедливы также и для *p–n*-гетероперехода GaAs – Ge, энергетическая диаграмма которого показана на рис. 17.4. В этом случае разрыв в валентной зоне $\Delta E_V$ создает в области перехода заметный «пичок». Если такие «пички» велики, то они могут ограничить инжекцию дырок, в результате чего ток будет определяться в основном рекомбинацией на границе раздела.

Диаграмма, изображенная на рис. 17.3, построена в предположении отсутствия заряда на границе раздела между двумя полупроводниками. Такой заряд будет существовать, если на границе раздела имеются энергетические состояния, на которых могут накапливаться электроны или дырки из одного или обоих полупроводников.

Светоизлучающим диодом, или *светодиодом*, называют полупроводниковый диод на базе *p–n*-перехода либо гетероперехода, излучающий свет при протекании через него прямого тока.

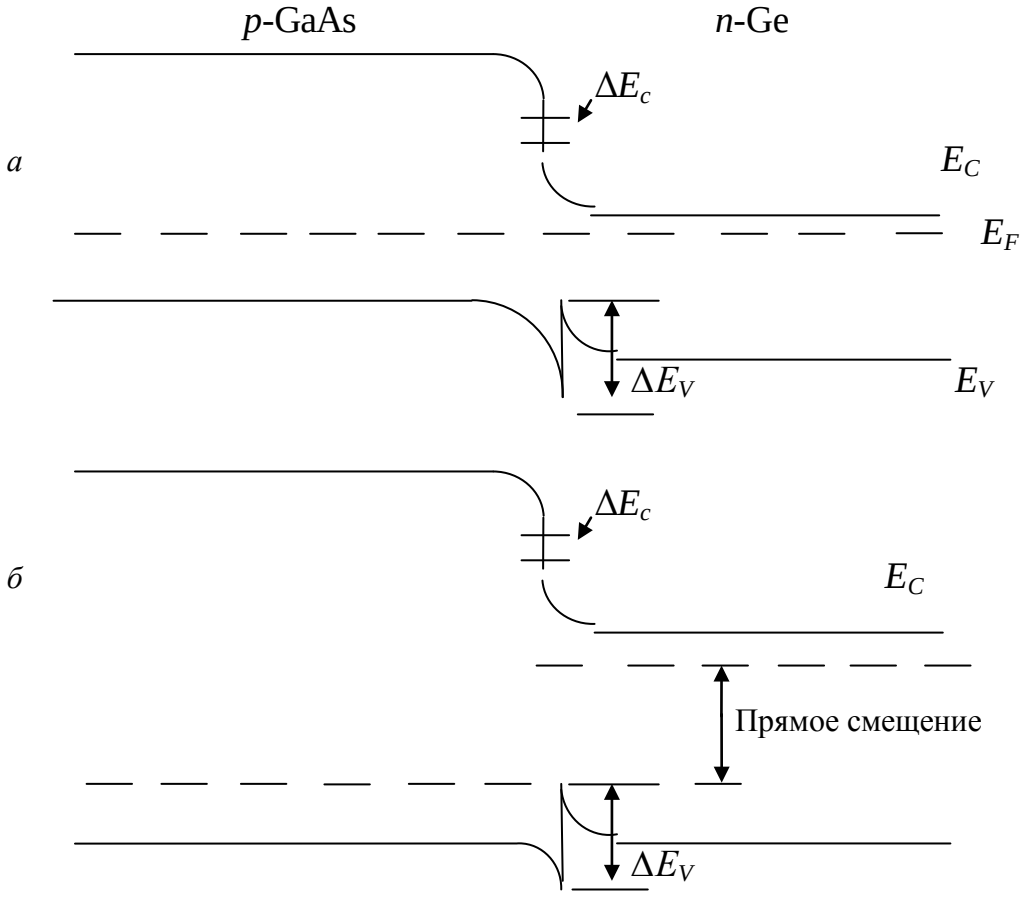



Рис. 17.4. Диаграмма энергетических зон гетероперехода *p-n* GaAs – Ge: в отсутствие внешнего напряжения (*а*); при прямом смещении (*б*)

Свечение полупроводникового диода наблюдал еще в начале 20-х гг. XX в. в Нижегородской радиолаборатории О.В. Лосев во время своих экспериментов по генерации электрических колебаний с помощью кристаллического детектора. Однако дальнейшее изучение этого явления началось лишь в середине 50-х гг. XX в.

Принцип работы светодиодов заключается в следующем. При прямом напряжении в полупроводниковом диоде происходит инжекция носителей заряда из эмиттерной области в область базы. Например, если концентрация электронов в *n*-области больше, чем концентрация дырок в *p*-области, т. е. $n_n >> p_p$, то происходит инжекция электронов из *n*-области в *p*-область. Инжектированные электроны рекомбинируют с дырками. Процесс рекомбинации сопровождается выделением энергии, когда электроны переходят с более высоких энергетических уровней дна зоны проводимости на более низкие уровни, расположенные вблизи потолка валентной зоны (рис. 17.5). При этом выделяется фотон, энергия которого почти равна ширине запрещенной зоны $E_g$, т. е.

$$h\nu = hc/\lambda \approx E_g. \qquad (17.8)$$

Подставляя в эту формулу постоянные величины, можно определить ширину запрещенной зоны полупроводника $E_g$ (в электрон-вольтах), необходимую для излучения с той или иной длиной волны $\lambda$ (в микрометрах):

$$E_g \approx 1{,}23\lambda. \qquad (17.9)$$

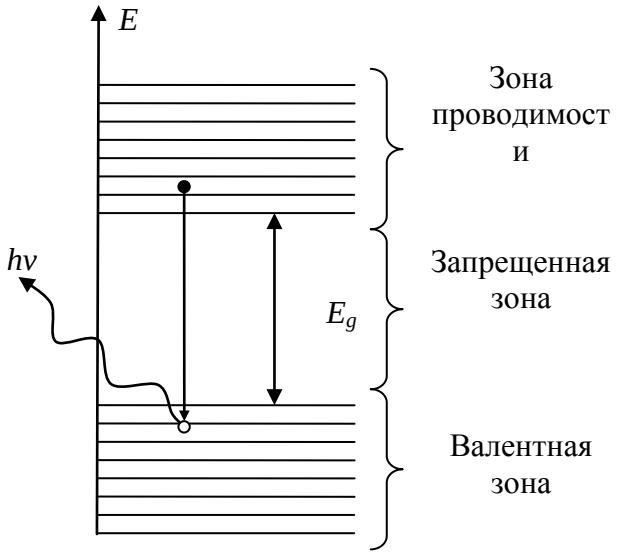



Рис. 17.5. Излучение при рекомбинации

Из этого соотношения следует, что для излучения видимого света с длиной волны от 0,38 до 0,78 мкм полупроводник должен иметь ширину запрещенной зоны от 1,8 до 2,8 эВ. Германий и кремний непригодны для светодиодов, так как у них ширина запрещенной зоны меньше указанной величины.

Для современных светодиодов применяют главным образом тройные соединения, обладающие прямыми переходами (см. п. 6, лекция 1), состоящие из алюминия, галлия и мышьяка (AlGaAs) или галлия, мышьяка и фосфора (GaAsP) и др. Изменение процентного соотношения исходных материалов позволяет получать излучение различного цвета.

Для светодиодов обычно рассматриваются следующие характеристики:

1) яркостная – дает зависимость яркости от прямого тока;

2) световая – зависимость силы света от прямого тока;

3) спектральная – показывает зависимость излучения от длины волны;

4) вольт-амперная – такая же, как у обычного выпрямительного диода.

Важной характеристикой также является *диаграмма направленности излучения,* которая определяется конструкцией диода, в частности наличием линзы.

Помимо светодиодов, дающих видимое свечение, выпускаются светодиоды инфракрасного (ИК) излучения, изготовляемые преимущественно из арсенида галлия GaAs. Они применяются в фотореле, различных датчиках и входят в состав некоторых оптронов.

Существуют светодиоды переменного цвета свечения с двумя и более светоизлучающими переходами. Например, один из них может иметь максимум спектральной характеристики в красной части спектра, а другой – в зеленой. Цвет свечения таких диодов зависит от соотношения токов через переходы.

Ведущие российские и зарубежные производители светодиодов выпускают в настоящее время светодиоды, которые имеют свечение, напоминающее лунный свет, который близок по спектральным характеристикам к дневному свету. Получают данное свечение путем смешивания трех основных цветов: красного, зеленого и синего. Данные светодиоды и светодиодные матрицы идут на смену традиционным источникам освещения, таким как лампы накаливания, и превосходят их как по КПД, так и по срокам эксплуатации.

Основные параметры светодиодов следующие:

1. Сила света, измеряемая в канделах и указываемая для определенного значения прямого тока. У светодиодов, использующихся в качестве индикаторов, сила света обычно составляет единицы милликандел. Однако уже выпускаются светодиоды, имеющие силу света в единицы, десятки и даже тысячи кандел.

2. Яркость, равная отношению силы света к площади светящейся поверхности. Она составляет десятки – сотни кандел на квадратный сантиметр.

3. Постоянное прямое напряжение (2–3 В).

4. Цвет свечения и длина волны, соответствующие максимальному световому потоку.

5. Максимальный допустимый постоянный прямой ток. Обычно он составляет десятки миллиампер.

6. Максимальное допустимое постоянное обратное напряжение (единицы вольт).

7. Диапазон рабочих температур, при которых светодиод может нормально работать, например от –60 до +70 °С.

Некоторые параметры светодиодов зависят от температуры. Так, например, яркость и сила света с повышением температуры уменьшаются. Быстродействие у светодиодов высокое. Свечение возрастает до максимума в течение примерно $10^{-8}$ с после подачи на диод импульса прямого тока.

Светодиоды конструируют так, чтобы наружу выходил как можно больший световой поток. Однако значительная часть потока излучения все же теряется за счет поглощения в самом полупроводнике и полного внутреннего отражения на границе кристалл – воздух. Конструктивно светодиоды выполняются в металлических или прозрачных пластмассовых корпусах с линзой, обеспечивающей направленное излучение. Изготовляются также бескорпусные диоды. Масса диода составляет доли грамма.

Светодиоды являются основой более сложных приборов, таких как цифро-буквенные индикаторы, «бегущие строки», различные табло, содержащие десятки тысяч светодиодов и т. п.

# ЛЕКЦИЯ 18. ОСНОВЫ ТЕХНОЛОГИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

**План лекции**


18.1. Предмет микроэлектроники. Классификация интегральных схем.
18.2. Технология полупроводниковых интегральных схем.
18.3. Подготовительные операции.
18.4. Эпитаксия.
18.5. Термическое окисление.
18.6. Легирование.
18.7. Травление.
18.8. Техника масок.


## 18.1. Предмет микроэлектроники. Классификация интегральных схем.

*Микроэлектроника* – это раздел электроники, охватывающий исследования, разработку и применение интегральных микросхем. *Интегральная микросхема* (или просто интегральная схема) – это совокупность большого количества взаимосвязанных компонентов (транзисторов, диодов, резисторов, конденсаторов и т. п.), изготовленных в едином технологическом цикле на одной подложке и выполняющих определенную функцию преобразования информации.

Термин «интегральная схема» отражает факт объединения (интеграции) отдельных деталей (компонентов) в конструктивно единый прибор, а также факт усложнения выполняемых этим прибором функций по сравнению с функциями дискретных компонентов.

Классификация ИС может проводиться по различным признакам, но можно ограничиться лишь одним. По способу изготовления различают два главных вида схем: полупроводниковые и пленочные.

*Полупроводниковая ИС* – это микросхема, элементы которой выполнены в приповерхностном слое полупроводниковой подложки. Полупроводниковые ИС, как отмечалось ранее, составляют основу современной элементной базы электроники.

*Пленочная ИС* – это микросхема, элементы которой выполнены в виде разного рода пленок, нанесенных на поверхность диэлектрической подложки. В зависимости от способа нанесения пленок и связанной с этим толщины различают *тонкопленочные* (толщина пленки 1–2 мкм) и *толстопленочные* интегральные схемы (толщина пленок 10–20 мкм и более).

Поскольку пленочные ИС, как правило, не позволяют выполнить активные элементы, то их дополняют этими компонентами, соединяя с пленочными элементами посредством выводов. Тогда получается ИС, называемая *гибридной.*

## 18.2. Технология полупроводниковых интегральных схем.

Технологический цикл изготовления микроэлектронных изделий складывается из ряда типовых технологических процессов. Технология полупроводниковых ИС, основанная на планарной технологии транзисторов, рассматривается первой, так как включает в себя практически все основные технологические процессы, используемые при производстве микроэлектронных изделий. Технология ГИС, имеющая ряд особенностей, будет рассмотрена далее.

## 18.3. Подготовительные операции.

Монокристаллические слитки кремния, как и других полупроводников, получают обычно путем кристаллизации из расплава – *методом Чохральского*. При этом методе стержень с затравкой (в виде монокристалла кремния) после соприкосновения с расплавом медленно поднимают с одновременным вращением (рис. 18.1). При этом вслед за затравкой вытягивается нарастающий и застывающий слиток.

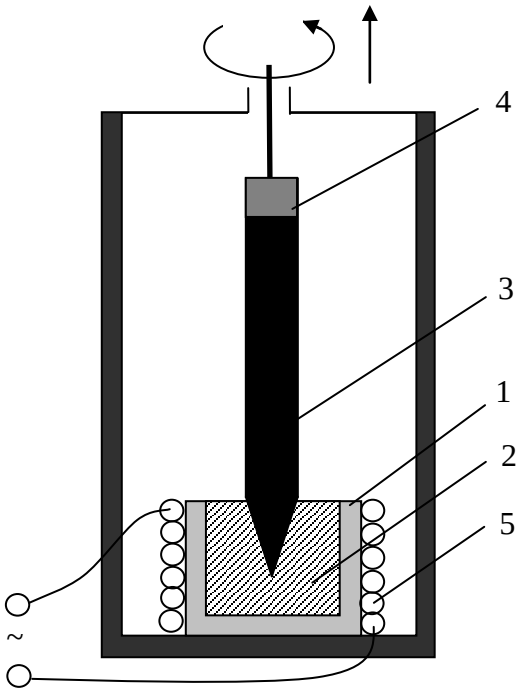



Рис. 18.1. Схема выращивания монокристаллов методом Чохральского: 1 – тигель; 2 – расплав полупроводника; 3 – монокристалл выращиваемого полупроводника; 4 – затравка; 5 – катушка высокочастотного индуктора

Кристаллографическая ориентация слитка (его поперечного сечения) определяется кристаллографической ориентацией затравки. Чаще других используются слитки с поперечным сечением, лежащим в плоскости (111) или (100).

Типовой диаметр слитков составляет в настоящее время 300 мм. Длина слитков может достигать 3 м и более, но обычно она в несколько раз меньше.

Слитки кремния разрезают на множество тонких пластин (толщиной 0,4–0,5 мм), на которых затем изготавливают интегральные схемы или дискретные приборы. Во время резки слиток прочно закрепляют, причем очень важно обеспечить перпендикулярное расположение слитка относительно режущих полотен или дисков с тем, чтобы пластины имели необходимую кристаллографическую ориентацию.

Поверхность пластин после резки неровная: размеры царапин, выступов и ямок намного превышают размеры будущих элементов ИС. Поэтому перед началом основных технологических операций пластины многократно шлифуют, а затем полируют. Цель шлифовки, помимо удаления механических дефектов, состоит в том, чтобы обеспечить необходимую толщину пластины (150–250 мкм), недостижимую при резке, и параллельность плоскостей. Шлифовку осуществляют на вращающихся шлифовальных кругах. Шлифующим агентом являются суспензии из микропорошков, размер зерен которых выбирают все меньшим при каждом цикле шлифовки, вплоть до 0,3–0,5 мкм.

По окончании шлифовки на поверхности все же остается механически нарушенный слой толщиной несколько микрон, под которым расположен еще более тонкий, так называемый *физически нарушенный слой*. Последний характерен наличием «незримых» искажений кристаллической решетки и механических напряжений, возникающих в процессе шлифовки.

Полировка состоит в удалении обоих нарушенных слоев и снижении неровностей поверхности до уровня, свойственного оптическим системам – сотые доли микрона. Помимо механической (с помощью еще более мелкозернистых суспензий), используется химическая полировка (травление), т. е. по существу растворение поверхностного слоя полупроводника в тех или иных реактивах. Выступы и трещины на поверхности стравливаются быстрее, чем основной материал, и в целом поверхность выравнивается.

Достигаемая в процессе шлифовки и полировки параллельность плоскостей пластины составляет  доли микрона на сантиметр длины.

Важным процессом в полупроводниковой технологии является также очистка поверхности от загрязнений органическими веществами, особенно жирами. Очистку и обезжиривание проводят в органических растворителях (толуол, ацетон, этиловый спирт и др.) при повышенной температуре.

Травление, очистка и многие другие процессы сопровождаются отмывкой пластин в *деионизованной* воде. Деионизация осуществляется в специальных установках путем пропускания предварительно дистиллированной воды через гранулированные смолы, в которых благодаря химическим реакциям происходит связывание растворенных ионов. Степень деионизации оценивается по удельному сопротивлению воды, которое обычно лежит в пределах 10–20 МОм·см и выше (удельное сопротивление бидистиллированной воды не превышает 1–2 МОм·см).

## 18.4. Эпитаксия.

*Эпитаксией* называют процесс наращивания монокристаллических слоев на подложку, при котором кристаллографическая ориентация наращиваемого слоя повторяет кристаллографическую ориентацию подложки.

В настоящее время эпитаксия обычно используется для получения тонких рабочих слоев однородного полупроводника на сравнительно толстой подложке, играющей роль несущей конструкции.

Типовой – *хлоридный* – процесс эпитаксии применительно к кремнию состоит в следующем (рис. 18.2). Монокристаллические кремниевые пластины загружают в тигель «лодочку» и помещают в кварцевую трубу. Через трубу пропускают поток водорода, содержащий небольшую примесь тетрахлорида кремния $SiCl_4$. При высокой температуре (около 1200 °С), которая обеспечивается высокочастотным нагревом тигля, на поверхности пластин происходит реакция

$$SiCl_4 + 2H_2 = Si + 4HC1.$$

В результате реакции на подложке постепенно осаждается слой чистого кремния, а пары HC1 уносятся потоком водорода. Эпитаксиальный слой осажденного кремния имеет ту же кристаллографическую ориентацию, что и подложка. Химическая реакция, благодаря подбору температуры, происходит только на поверхности пластины, а не в окружающем пространстве.

Процесс, проходящий в потоке газа, называют *газотранспортной реакцией,* а основной газ (в данном случае водород), переносящий примесь в зону реакции, – *газом-носителем.*

Если к парам тетрахлорида кремния добавить пары соединений бора ($B_2H_6$) или фосфора ($PH_3$), то эпитаксиальный слой будет иметь уже не собственную, а дырочную или электронную проводимость, поскольку в ходе реакции в осаждающийся кремний будут внедряться акцепторные атомы бора или донорные атомы фосфора.

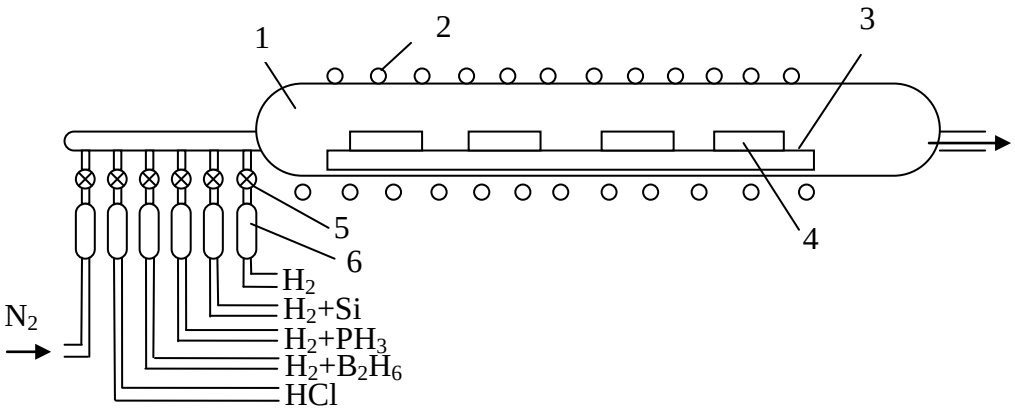



Рис. 18.2. Схема хлоридного процесса эпитаксии: 1 – кварцевая труба; 2 – катушка ВЧ нагрева; 3 – тигель с пластинами; 4 – пластина кремния; 5 – вентиль для перекрытия соответствующего газа; 6 – измеритель скорости потока

В установке, показанной на рис. 18.2, предусмотрены некоторые дополнительные операции: продувка трубы азотом и неглубокое травление поверхности кремния в парах HC1 (с целью очистки). Эти операции проводятся до начала основных операций.

Таким образом, эпитаксия позволяет выращивать монокристаллические слои любого типа проводимости и любого удельного сопротивления на подложке, обладающей тоже любым типом и величиной проводимости (рис. 18.3).

Эпитаксиальная пленка может отличаться от подложки по химическому составу. Способ получения таких пленок называют *гетероэпитаксией,* в отличие от *гомоэпитаксии,* описанной выше. Конечно, при гетероэпитаксии материалы пленки и подложки должны по-прежнему иметь одинаковую кристаллическую решетку. Например, можно выращивать кремниевую пленку на сапфировой подложке. Структуры, выращенные таким способом называются КНС (кремний на сапфире).

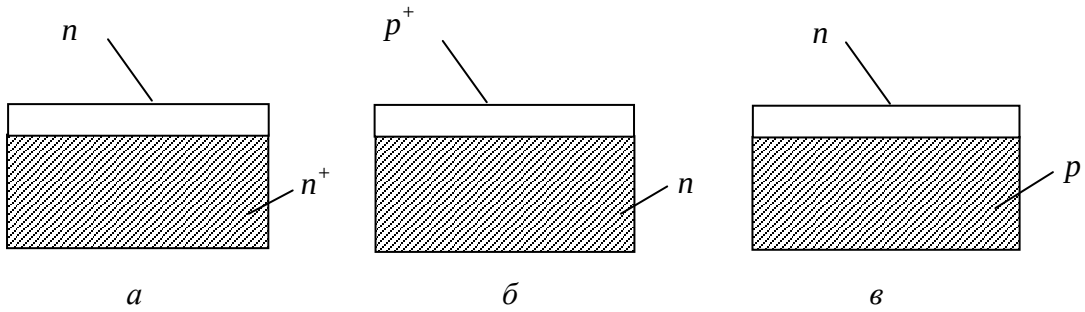



Рис. 18.3. Примеры эпитаксиальных структур: *а* – пленка *n*-типа на $n^+$-подложке; *б* – пленка $p^+$-типа на *n*-подложке; *в* – пленка *n*-типа на *p*-подложке

Граница между эпитаксиальный слоем и подложкой не получается идеально резкой, так как примеси в процессе эпитаксии частично диффундируют из одного слоя в другой. Это обстоятельство затрудняет создание сверхтонких (менее 1 мкм) и многослойных эпитаксиальных структур. Основную роль в настоящее время играет однослойная эпитаксия. Она существенно пополнила арсенал полупроводниковой технологии; получение таких тонких однородных слоев (1–10 мкм), какие обеспечивает эпитаксия, невозможно иными средствами.

Помимо описанной газовой эпитаксии, существует жидкостная эпитаксия, при которой наращивание монокристаллического слоя осуществляется из жидкой фазы, т.е. из раствора, содержащего необходимые компоненты.

## 18.5. Термическое окисление.

Окисление кремния – один из самых характерных процессов в технологии современных ИС. Получаемая при этом пленка двуокиси кремния ($Si0_2$) выполняет несколько важных функций, в том числе:

функцию защиты – *пассивации* поверхности и, в частности, защиты вертикальных участков *p*–*n*-переходов, выходящих на поверхность (рис. 18.4, *а*);

функцию маски, через окна которой вводятся необходимые примеси (рис. 18.4, *б*);

функцию диэлектрика под затвором МОП-транзистора (рис. 18.4, *в*).

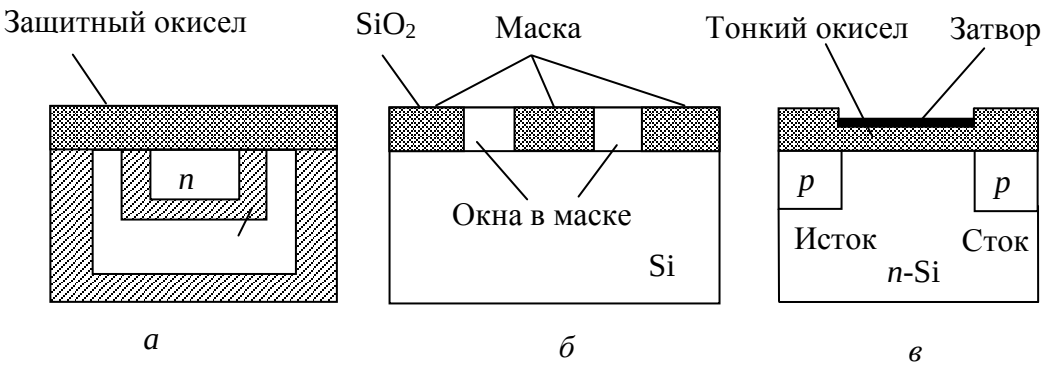



Рис. 18.4. Функции двуокисной пленки кремния: *а* – пассивация поверхности; *б* – маска для локального легирования; *в* – тонкий подзатворный окисел

Такие широкие возможности двуокиси кремния – одна из причин того, что кремний стал основным материалом для изготовления полупроводниковых ИС.

Поверхность кремния всегда покрыта собственной окисной пленкой, получающейся в результате естественного окисления при самых низких температурах. Однако эта пленка имеет слишком малую толщину (около 5 нм), чтобы выполнять какую-либо из перечисленных функций. Поэтому в технологии ИС пленки $SiO_2$ получают искусственным путем.

Искусственное окисление кремния осуществляется обычно при высокой температуре (1000–1200 °С). Такое термическое окисление можно проводить в атмосфере кислорода *(сухое окисление),* в смеси кислорода с парами воды (влажное окисление) или просто в парах воды.

Во всех случаях процесс проводится в окислительных печах. Основу таких печей составляет, как и при эпитаксии, кварцевая труба, в которой размещается «лодочка» с пластинами кремния, нагреваемая либо токами высокой частоты, либо иным путем. Через трубу пропускается поток кислорода (сухого или увлажненного) или пары воды, которые реагируют с кремнием в высокотемпературной зоне. Получаемая таким образом пленка $SiO_2$ имеет аморфную структуру.

Механизм окисления имеет два варианта. Первый вариант состоит из следующих этапов: 1) диффузия атомов кремния через уже имеющуюся пленку окисла к поверхности; 2) адсорбция молекул кислорода поверхностью из газовой фазы; 3) собственно окисление, т. е. химическая реакция. В этом случае пленка нарастает над исходной поверхностью кремния. Второй вариант состоит из следующих этапов: 1) адсорбция кислорода поверхностью уже имеющегося окисла; 2) диффузия кислорода через окисел к еще не окисленному кремнию; 3) собственно окисление. В этом случае пленка нарастает вглубь от исходной поверхности кремния. На практике оба механизма сочетаются, но главную роль обычно играет второй.

Очевидно, что скорость роста окисла со временем должна убывать, так как новым атомам кислорода приходится диффундировать через все более толстый слой окисла.

Сухое окисление идет в десятки раз медленнее влажного. Например, для выращивания пленки $SiO_2$ толщиной 0,5 мкм в сухом кислороде при 1000 °С требуется около 5 ч, а во влажном – всего 20 мин. С уменьшением температуры на каждые 100 °С время окисления возрастает в 2–3 раза.

В технологии ИС различают толстые и тонкие окислы $SiO_2$. Толстые окислы ($d$ = 0,5–0,8 мкм) выполняют функции защиты и маскировки, а тонкие ($d$ = 0,05–0,15 мкм) – функции подзатворного диэлектрика в МОП-транзисторах.

Одной из важных проблем при выращивании пленки $SiO_2$ является обеспечение ее однородности. В зависимости от качества поверхности пластины, от чистоты реагентов и режима выращивания в пленке возникают те или иные *дефекты*. Распространенным типом дефектов являются микро- и макропоры, вплоть до сквозных отверстий (особенно в тонком окисле).

Качество окисной пленки повышается с уменьшением температуры ее выращивания, а также при использовании сухого кислорода. Поэтому тонкий подзатворный окисел, от качества которого зависит стабильность параметров МОП-транзистора, получают сухим окислением. При выращивании толстого окисла чередуют сухое и влажное окисление: первое обеспечивает отсутствие дефектов, а второе позволяет сократить время процесса.

## 18.6. Легирование.

Внедрение примесей в исходную пластину (или в эпитаксиальный слой) путем диффузии при высокой температуре является исходным и до сих пор основным способом легирования полупроводников с целью создания диодных и транзисторных структур. Этому способу мы уделим главное внимание. Однако за последние годы широкое распространение получил и другой способ легирования – ионная имплантация, – который рассматривается далее.

Способы диффузии. Диффузия может быть общей и локальной. В первом случае она осуществляется по всей поверхности пластины (рис. 18.5,

*а*), а во втором – на определенных участках пластины через окна в маске, например в слое $SiO_2$ (рис. 18.5, *б*).

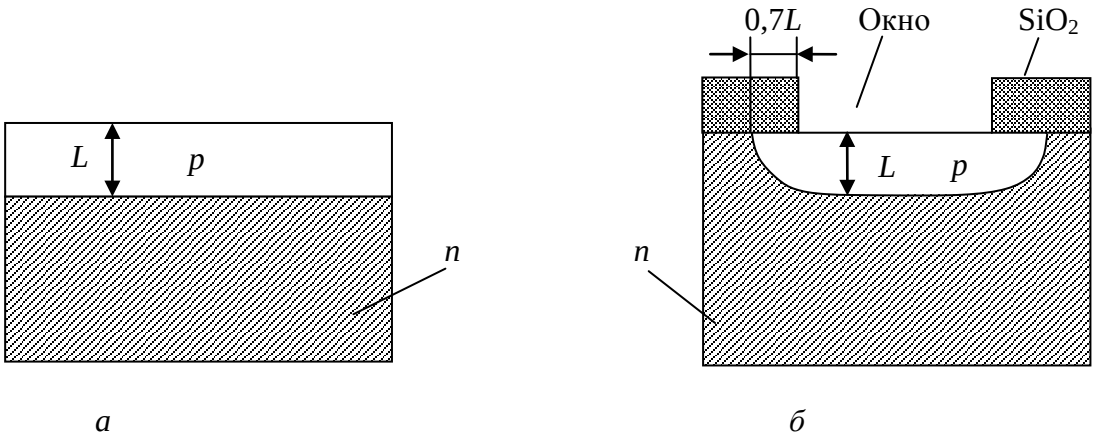



Рис. 18.5. Общая (*а*) и локальная (*б*) диффузия примеси в кремний

Общая диффузия приводит к образованию в пластине тонкого диффузионного слоя, который отличается от эпитаксиального неоднородным (по глубине) распределением примеси.

В случае локальной диффузии примесь распространяется не только в глубь пластины, но и во всех перпендикулярных направлениях, т. е. под маску. В результате этой так называемой *боковой диффузии* участок *p–n*-перехода, выходящий на поверхность, оказывается автоматически защищенным окислом (рис. 18.5, *б*). Соотношение между глубинами боковой и основной – «вертикальной» – диффузии зависит от ряда факторов, в том числе от глубины диффузионного слоя *L*. Типичным для глубины боковой диффузии можно считать значение 0,7 *L*.

Диффузию можно проводить однократно и многократно. Например, в исходную пластину *n*-типа можно во время 1-й диффузии внедрить акцепторную примесь и получить *p*-слой, а затем во время 2-й диффузии внедрить в полученный *p*-слой (на меньшую глубину) донорную примесь и тем самым обеспечить трехслойную структуру. Соответственно различают двойную и тройную диффузию.

При проведении многократной диффузии следует иметь в виду, что концентрация каждой новой вводимой примеси должна превышать концентрацию предыдущей, в противном случае тип проводимости не изменится, а значит, не образуется *p–n*-переход. Между тем концентрация примеси в кремнии (или другом исходном материале) не может быть сколь угодно большой: она ограничена особым параметром – *предельной растворимостью примеси.* Предельная растворимость зависит от температуры. При некоторой температуре она достигает максимального значения $N_{\text{пр. max}}$, а затем снова уменьшается. Максимальные предельные растворимости вместе с соответствующими температурами приведены в табл. 18.1.

Таблица 18.1

Максимальные предельные растворимости

| Примесь | As | P | B | Sb |
|---|---|---|---|---|
| $N_{пр.}$, $см^{-3}$ | $20 \cdot 10^{20}$ (1150 °C) | $13 \cdot 10^{20}$ (1150 °C) | $5 \cdot 10^{20}$ (1200 °C) | $0{,}6 \cdot 10^{20}$ (1300 °C) |

Следовательно, если проводится многократная диффузия, то для последней диффузии нужно выбирать материал с максимальной предельной растворимостью. Поскольку ассортимент примесных материалов ограничен, не удается обеспечить более трех последовательных диффузий.

Примеси, вводимые путем диффузии, называют *диффузантами* (бор, фосфор и др.). Источниками диффузантов являются их химические соединения. Это могут быть и жидкости ($BBr_3$, POC1), и твердые тела ($B_20_3$, $P_2Os$), и газы ($B_2H_6$, $PH_3$).

Внедрение примесей обычно осуществляется с помощью газотранспортных реакций так же, как при эпитаксии и окислении. Для этого используются либо однозонные, либо двухзонные *диффузионные печи.*

Двухзонные печи используются в случае твердых диффузантов. В таких печах (рис. 18.6) имеются две высокотемпературные зоны, одна – для испарения источника диффузанта, вторая – собственно для диффузии. Пары источника диффузанта, полученные в первой зоне, примешиваются к потоку нейтрального газа-носителя (например, аргона) и вместе с ним доходят до второй зоны, где расположены пластины кремния. Температура во второй зоне выше, чем в первой. Здесь атомы диффузанта внедряются в пластины, а другие составляющие химического соединения уносятся газом-носителем из зоны.

В случае жидких и газообразных источников диффузанта нет необходимости в их высокотемпературном испарении. Поэтому используются однозонные печи, в которые источник диффузанта поступает уже в газообразном состоянии.

При использовании жидких источников диффузанта диффузию проводят в окислительной среде, добавляя к газу-носителю кислород. Кислород окисляет поверхность кремния, образуя окисел $SiO_2$, т. е. в сущности – стекло. В присутствии диффузанта (бора или фосфора) образуется *боросиликатное* или *фосфорно-силикатное стекло.* При температуре выше 1000 °С эти стекла находятся в жидком состоянии, покрывая поверхность кремния тонкой пленкой, так что диффузия примеси идет, строго говоря, из жидкой фазы. После застывания стекло защищает поверхность кремния в местах диффузии, т. е. в окнах окисной маски. При использовании твердых источников диффузанта – окислов – образование стекол происходит в процессе диффузии без специально вводимого кислорода.

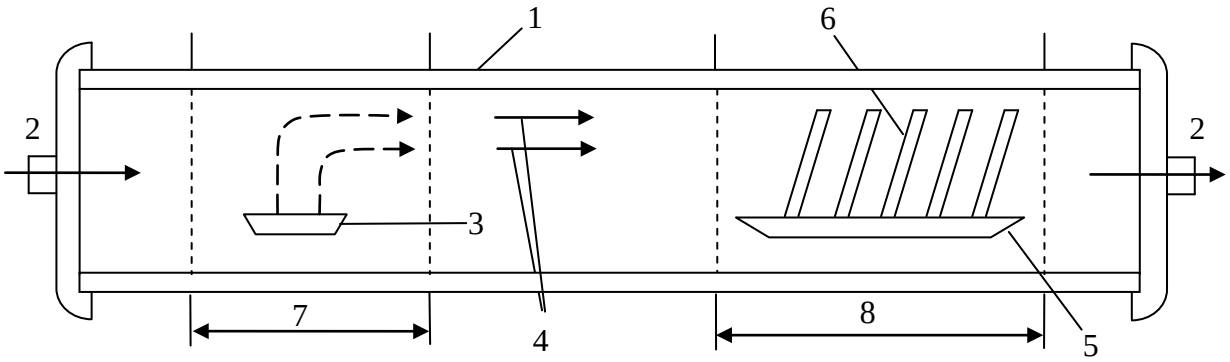



Рис. 18.6. Схема двухзонной диффузионной печи: 1 – кварцевая труба; 2 – поток газа-носителя; 3 – источник диффузанта; 4 – пары источника диффузанта; 5 – тигель с пластинами; 6 – пластина кремния; 7 – первая высокотемпературная зона; 8 – вторая высокотемпературная зона

**Теоретические основы диффузии.** Теория диффузии основана на двух *законах Фика.* Первый закон Фика связывает плотность потока частиц $J$ с градиентом их концентрации. В одномерном случае

$$J = -D(\mathrm{d}N/\mathrm{d}x), \qquad (18.1)$$

где $D$ – коэффициент диффузии, $N$ – концентрация.

Второй закон Фика характеризует скорость накопления частиц (в нашем случае – атомов примеси):

$$\partial N/\partial t = D(\partial^2 N/\partial x^2). \qquad (18.2)$$

Из уравнения (18.2) можно найти функцию $N(x, t)$, т. е. *распределение концентрации* $N(x)$ в любой момент времени. Для этого нужно задаться двумя граничными условиями.

Пусть координата $x = 0$ соответствует той плоскости пластины, через которую вводится примесь (рис. 18.5). Тогда координата противоположной плоскости равна толщине пластины $d$. На практике глубина диффузионных слоев всегда меньше толщины пластины (рис. 18.5), поэтому можно положить $N(d) = 0$. С математической точки зрения удобнее считать пластину бесконечно толстой и в качестве первого граничного условия принять

$$N(\infty,t) = 0. \qquad (18.3)$$

Второе граничное условие имеет два варианта, которые соответствуют двум разновидностям реального технологического процесса.

1. *Случай неограниченного источника примеси.* В этом случае диффузант непрерывно поступает к пластине, так что в ее приповерхностном слое концентрация примеси поддерживается постоянной.

Граничное условие для этого варианта имеет вид

$$N(0,t) = N_S = \text{const}, \qquad (7.4)$$

где $N_s$ – *поверхностная* (точнее, приповерхностная) концентрация. Обычно количество поступающего диффузанта обеспечивает режим предельной растворимости, т. е. $N_s = N_{\text{пр. max}}$.

2. *Случай ограниченного источника примеси.* В этом случае сначала в тонкий приповерхностный слой пластины вводят некоторое количество атомов диффузанта, а потом источник диффузанта отключают и атомы примеси перераспределяются по глубине пластины при неизменном их общем количестве. Первую стадию процесса называют загонкой, вторую – разгонкой примеси.

Для этого варианта можно записать условие в виде

$$\int_0^\infty N(x)\,dx = Q = \text{const}, \qquad (18.5)$$

где $Q$ – количество атомов примеси на единицу площади (задается на этапе загонки).

Решая уравнение (18.2) при граничных условиях (18.3) и (18.4), получаем распределение концентрации при неограниченном источнике (рис. 18.7, *а*):

$$N(x,t) = N_s \cdot \text{erfc}(x/2\cdot\sqrt{Dt}), \qquad (18.6)$$

где erfc(z) – *дополнительная функция ошибок*, близкая к экспоненциальной функции $e^{-z}$.

Решая уравнение (18.2) при условиях (18.2) и (18.5), получаем распределение концентрации при ограниченном источнике (рис. 18.7, *б*):

$$N(x,t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi}\sqrt{Dt}}\, e^{-x^2/4Dt}. \qquad (18.7)$$

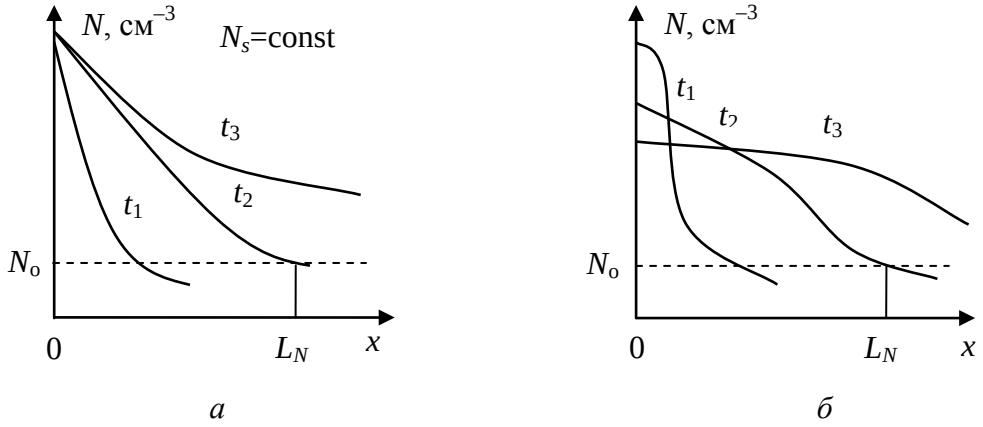



Рис. 18.7. Распределение примеси при диффузии из неограниченного (а) и ограниченного *(б)* источников для разных моментов времени

В данном случае распределение описывается функцией Гаусса, которая характеризуется нулевой начальной производной, наличием точки перегиба и почти экспоненциальным «хвостом» после этой точки.

Под глубиной диффузионного слоя *(глубиной диффузии)* понимают координату $x = L_N$, при которой концентрация введенной примеси $N$ равна концентрации исходной примеси $N_0$ (рис. 18.7). Величину $L_N$ нетрудно найти из выражений (18.7), полагая в левой части $N = N_0$.

Аппроксимируя функцию (18.4) экспонентой, получаем для неограниченного источника

$$L_N \approx 2\sqrt{Dt}\ln(N_s/N_0), \qquad (18.8)$$

логарифмируя обе части (18.7), получаем для ограниченного источника

$$L_N \approx 2\sqrt{Dt}\ln\frac{Q}{N_0\sqrt{\pi Dt}}. \qquad (18.9)$$

Оба выражения имеют одинаковую структуру и позволяют сделать два важных общих вывода:

*время проведения диффузии пропорционально квадрату желательной глубины диффузии*, поэтому получение глубоких диффузионных слоев требует большого времени. В ИС глубина рабочих диффузионных слоев обычно лежит в пределах 1–4 мкм;

при заданной глубине диффузионного слоя *изменения коэффициента диффузии эквивалентны, изменениям времени процесса*.

Второй вывод заслуживает более детального рассмотрения. На рис. 18.8 показана температурная зависимость коэффициентов диффузии для некоторых материалов, применяемых в технологии ИС. Как видим, эта зависимость экспоненциальная, т. е. весьма сильная: при $\Delta T$ = 100 °C

коэффициент диффузии меняется на порядок, а при $\Delta T = \pm 1$ °С – на ± 2,5 %. Последняя цифра, казалось бы, невелика, но ее истинное значение можно проиллюстрировать следующим простым расчетом. Если $\Delta D/D$ = 2,5 %, то разброс глубины диффузии составит ± 1,25 % или при $L_N$ = 4 мкм около ± 0,05 мкм. Значит, ширина базы $W$, равная $L_{N\text{б}} - L_{N\text{э}}$, может получиться с ошибкой 0,1 мкм, что при $W$= 0,5 мкм составит 20 %. Поскольку коэффициент усиления по току β и предельная (граничная) частота транзистора $f_T$ обратно пропорциональны величине $W^2$, их разброс превысит 40 %.

Из сказанного ясна необходимость прецизионной регулировки температуры в диффузионных печах. Допустимая нестабильность температуры составляет до ± 0,2 °С (т. е. сотые доли процента).

**Ионная имплантация.** Ионной имплантацией называют метод легирования пластины (или эпитаксиального слоя) путем бомбардировки ионами примеси, ускоренными до энергии, достаточной для их внедрения в глубь твердого тела.

Ионизация атомов примеси, ускорение ионов и фокусировка ионного пучка осуществляются в специальных установках типа ускорителей частиц в ядерной физике. В качестве примесей используются те же материалы, что и при диффузии.

Глубина внедрения ионов зависит от их энергии и массы. Чем больше энергия, тем больше получается толщина имплантированного слоя. Однако с ростом энергии возрастает и количество *радиационных дефектов* в кристалле, т. е. ухудшаются его электрофизические параметры. Поэтому энергию ионов ограничивают величиной 100–150 кэВ. Нижний уровень составляет 5–10 кэВ. При таком диапазоне энергии глубина слоев лежит в пределах 0,1–0,4 мкм, т. е. она значительно меньше типичной глубины диффузионных слоев.

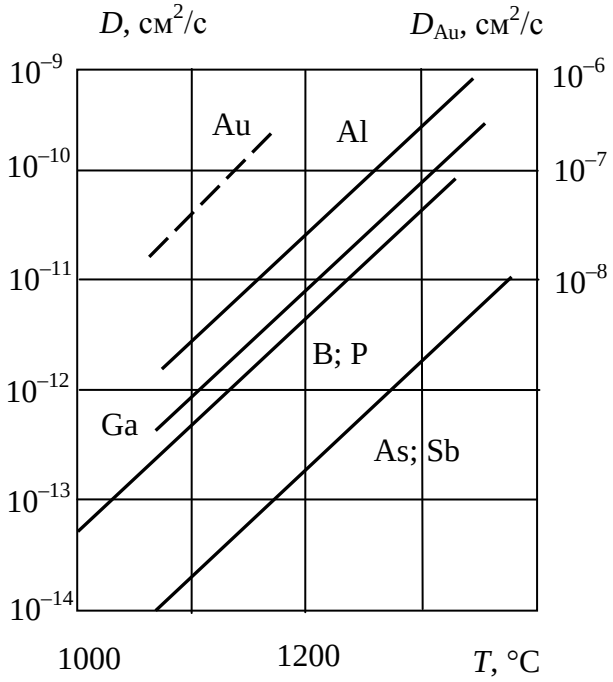



Рис. 18.8. Зависимость коэффициентов диффузии типичных (для кремния) примесей от температуры. Для золота масштаб на 3 порядка меньше

Концентрация примеси в имплантированном слое зависит от плотности тока в ионном пучке и времени процесса или, как говорят, от *времени экспозиции*. В зависимости от плотности тока и желательной объемной концентрации время экспозиции составляет от нескольких секунд до

3–5 мин и более (иногда до 1–2 ч). Разумеется, чем больше время экспозиции, тем больше количество радиационных дефектов.

Типичное распределение примеси при ионной имплантации показано на рис. 18.9 сплошной кривой. Как видим, это распределение существенно отличается от диффузионного наличием максимума. Вблизи максимума кривая хорошо аппроксимируется функцией Гаусса.

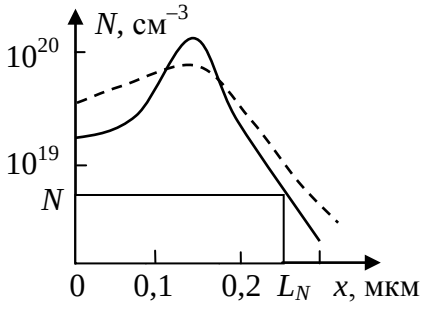



Рис. 18.9. Распределение примесей при ионной имплантации

Поскольку площадь ионного пучка меньше площади пластины (а иногда и кристалла), то приходится *сканировать* пучок, т. е. плавно или «шагами» перемещать его (с помощью специальных отклоняющих систем) поочередно по всем «строкам» пластины, на которых расположены отдельные ИС.

По завершении процесса легирования пластину обязательно подвергают *отжигу* при температуре 500–800 °С для того, чтобы упорядочить кристаллическую решетку кремния и устранить (хотя бы частично) неизбежные радиационные дефекты. При температуре отжига процессы диффузии несколько меняют профиль распределения (штриховая кривая на рис. 18.9).

Ионная имплантация так же, как диффузия, может быть общей и локальной (избирательной). В последнем, более типичном случае облучение (бомбардировка) проводится через маски, в которых длина пробега ионов должна быть значительно меньше, чем в кремнии. Материалом для масок могут служить распространенные в производстве ИС двуокись кремния и алюминий. При этом важным достоинством ионной имплантации является то, что ионы, двигаясь по прямой линии, внедряются только в глубь пластины, а боковая диффузия (под маску) практически отсутствует.

В принципе ионную имплантацию, как и диффузию, можно проводить многократно, встраивая один слой в другой. Однако сочетание энергий, времен экспозиции и режимов отжига, необходимое для многократной имплантации, оказывается затруднительным. Поэтому ионная имплантация получила главное распространение при создании тонких одинарных слоев.

Главными преимуществами ионной имплантации являются: низкая температура процесса и его хорошая контролируемость. Низкая температура обеспечивает возможность проведения ионной имплантации на любом этапе технологического цикла, не вызывая при этом дополнительной диффузии примесей в ранее изготовленных слоях.

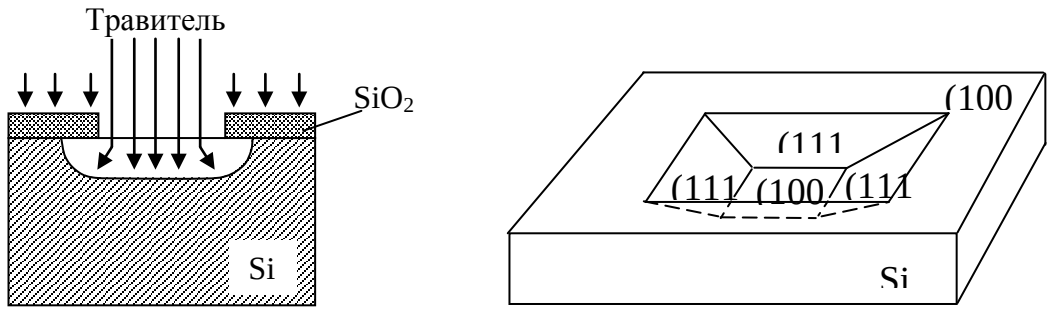
## 18.7. Травление.

Обычно травление ассоциируется с использованием специальных растворов – травителей для общего или локального удаления поверхностного слоя твердого тела на ту или иную глубину. Действительно, жидкие травители, остаются главным средством для достижения указанной цели. Однако в технологии микроэлектроники имеются и другие средства, выполняющие ту же задачу. Поэтому в общем случае травление можно рассматривать как немеханические способы изменения рельефа поверхности твердого тела.

Классический процесс химического травления состоит в химической реакции жидкого травителя с твердым телом с образованием растворимого соединения, последнее смешивается с травителем и в дальнейшем удаляется вместе с ним. Переход поверхностного слоя твердого тела в раствор означает удаление этого слоя. Однако, в отличие от механического удаления, травление обеспечивает гораздо большую прецизионность процесса: стравливание происходит плавно – один мономолекулярный слой за другим. Подбирая травитель, его концентрацию, температуру и время травления, можно весьма точно регулировать толщину удаляемого слоя. Например, при химической полировке пластины кремния, используя соответствующий травитель, можно обеспечить скорость травления 0,1 мкм/мин, т. е. за 20–30 секунд снять слой толщиной всего 40–50 нм.

Для большей равномерности травления и удаления продуктов реакции с поверхности ванночку с раствором вращают в наклонном положении (*динамическое травление*) или вводят в раствор ультразвуковой вибратор (*ультразвуковое травление*).

Конечно, травление подчиняется законам физической химии, но в реальных условиях имеется столько привходящих обстоятельств, что рецептура травителей для каждого материала подбирается не расчетным путем, а экспериментально.




*а* *б*

Рис. 18.10. Локальное травление кремния: *а* – изотропное; *б* – анизотропное

Характерной особенностью локального травления (через защитную маску) является так называемое *подтравливание* (рис. 18.10, *а*) – эффект, в какой-то мере аналогичный боковой диффузии (рис. 18.5, *б*). Он выражается в том, что травление идет не только в глубь пластины, но и в стороны – под маску. В результате стенки вытравленного рельефа оказываются не со всем вертикальными, а площадь углубления – несколько больше площади окна в маске.

*Электролитическое травление* отличается тем, что химическая реакция жидкости с твердым телом и образование растворимого соединения происходят в условиях протекания тока через жидкость, причем твердое тело играет роль одного из электродов – анода. Значит, твердое тело в данном случае должно обладать достаточной электропроводностью, что, конечно, ограничивает круг используемых материалов. Преимуществом электролитического травления является возможность регулировать скорость травления путем изменения тока в цепи и прекращать процесс путем его отключения.

Так называемое *ионное травление* (один из специфических процессов в микроэлектронике) не связано с использованием жидкостей. Пластина кремния помещается в разреженное пространство, в котором недалеко от пластины создается тлеющий разряд. Пространство тлеющего разряда заполнено *квазинейтральной электронно-ионной плазмой.*

На пластину относительно плазмы подается достаточно большой отрицательный потенциал. В результате положительные ионы плазмы бомбардируют поверхность пластины и слой за слоем выбивают атомы с поверхности, т. е. *травят* ее. Напряжение, свойственное ионному травлению (2–3 кэВ), значительно меньше ускоряющих напряжений при ионной имплантации, поэтому внедрение ионов в пластину не происходит.

Аналогичным способом достигается очистка поверхности от загрязнений – *ионная очистка.*

Ионное травление, как и химическое, может быть общим и локальным. Несомненным преимуществом локального ионного травления является отсутствие «подтравливания» под маску: стенки вытравленного рельефа практически вертикальны, а площади углублений равны площади окон в маске.

Общее преимущество ионного травления заключается в его универсальности (не требуется индивидуального кропотливого подбора травителей для каждого материала), а общий недостаток – в необходимости дорогостоящих установок и значительных затрат времени на создание в них нужного вакуума.

За последние годы разработаны и широко используются методы так называемого *анизотропного травления.* Эти методы основаны на том, что скорость химической реакции, лежащей в основе классического травления, зависит от кристаллографического направления. Наименьшая скорость свойственна направлению (111), в котором плотность атомов на единицу площади максимальна, а наибольшая – направлению (100), в котором

плотность атомов минимальна. Поэтому при использовании специальных анизотропных травителей скорость травления оказывается разной в разных направлениях и боковые стенки лунок приобретают определенный рельеф – *огранку*. Пример огранки при травлении в плоскости (100) показан на рис. 18.10, *б*. Как видим, в данном случае травление идет параллельно плоскостям (111), поскольку в направлении (111), перпендикулярном этой плоскости, скорость травления намного меньше, чем в других направлениях.

Углы, под которыми вытравливаются боковые стенки лунок, строго определены и поддаются расчету (например, на рис. 18.10, *б* угол между плоскостями (100) и (111) составляет 61,5°). Поэтому вместе с методом масок метод анизотропного травления дает разработчику ИС возможность проектировать рельеф отверстий не только по плоскости, но и по глубине.

Тот факт, что плоскость (111) как бы «непроницаема» для травителя, обеспечивает еще одно преимущество анизотропного травления: если края окон в маске ориентированы по осям (100), то отсутствует явление подтравливания, свойственное изотропному травлению (рис. 18.10, *а*). Соответственно при анизотропном травлении наружные размеры лунок могут практически совпадать с размерами окон в маске.

## 18.8. Техника масок.

В технологии полупроводниковых приборов важное место занимают маски: они обеспечивают локальный характер напыления, легирования, травления, а в некоторых случаях и эпитаксии. Всякая маска содержит совокупность заранее спроектированных отверстий – окон. Изготовление таких окон есть задача *литографии* (гравировки). Ведущее место в технологии изготовления масок сохраняет *фотолитография,* которой мы уделим главное вни-мание.

**Фотолитография.** В основе фотолитографии лежит использование материалов, которые называют *фоторезистами.* Это разновидность фотоэмульсий, известных в обычной фотографии. Фоторезисты чувствительны к ультрафиолетовому свету, поэтому их можно обрабатывать в не очень затемненном помещении.

Фоторезисты бывают негативные и позитивные. Негативные фоторезисты под действием света полимеризуются и становятся устойчивыми к травителям (кислотным или щелочным). Значит, после локальной засветки будут вытравливаться незасвеченные участки (как в обычном фотонегативе).
В позитивных фоторезистах свет, наоборот, разрушает полимерные цепочки и, значит, будут вытравливаться засвеченные участки.

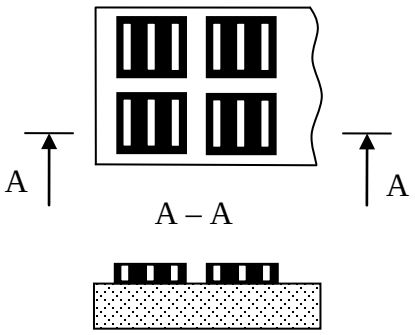



Рис. 18.11. Фрагмент фотошаблона (в плане и в разрезе)

Рисунок будущей маски изготавливается в виде так называемого *фотошаблона* (рис. 18.11). Фотошаблон представляет собой толстую стеклянную пластину, на одной из сторон которой нанесена тонкая непрозрачная пленка с необходимым *рисунком* в виде прозрачных отверстий. Размеры этих отверстий (элементов рисунка) в масштабе 1:1 соответствуют размерам будущих элементов ИС, т. е. могут составлять как десятки, так и доли микрона (в случае так называемой субмикронной технологии).

Поскольку ИС изготавливаются групповым методом, на фотошаблоне по «строкам» и «столбцам» размещается множество однотипных рисунков. Размер каждого рисунка соответствует размеру будущего кристалла ИС.

Процесс фотолитографии для получения окон в окисной маске $Si0_2$, покрывающей поверхность кремниевой пластины, состоит в следующем (рис. 18.12).

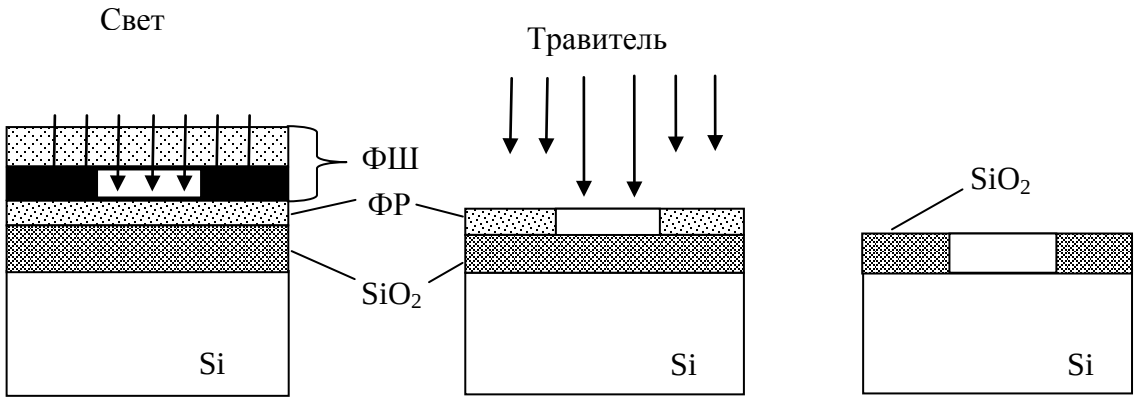



Рис. 18.12. Этапы процесса фотолитографии: *а* – экспозиция фоторезиста через фотошаблон; *б* – локальное травление двуокиси кремния через фоторезистную маску; *в* – окисная маска после удаления фоторезиста

На окисленную поверхность пластины наносится капля фоторезиста (ФР). С помощью центрифуги каплю распределяют тонким слоем (около 1 мкм) по всей поверхности. Полученную пленку фоторезиста высушивают до затвердевания. На пластину, покрытую фоторезистом, накладывают фотошаблон ФШ (рисунком к фоторезисту) и экспонируют его в лучах кварцевой лампы (рис. 18.12, *а*). После этого фотошаблон снимают.

Если используется позитивный фоторезист (см. выше), то после проявления и закрепления (которое состоит в задубливании и термообработке фоторезиста) в нем получаются окна на тех местах, которые

соответствуют прозрачным участкам на фотошаблоне. Как говорят, *перенесли рисунок* с фотошаблона на фоторезист. Теперь слой фоторезиста представляет собой маску, плотно прилегающую к окисному слою (рис. 18.12, *б*).

Через фоторезистную маску производится травление окисного слоя вплоть до кремния (на кремний данный травитель не действует). В результате рисунок с фоторезиста переносится на окисел. После удаления (стравливания) фоторезистной маски конечным итогом фотолитографии оказывается кремниевая пластина, покрытая окисной маской (рис. 18.12, *в*). Через окна в этой маске можно осуществлять диффузию, ионную имплантацию, травление и т. п.

В технологических циклах изготовления диодов, транзисторов и тем более ИС процесс фотолитографии используется многократно (отдельно для получения базовых слоев, эмиттеров, омических контактов и т. д.). При этом возникает так называемая проблема совмещения фотошаблонов. Суть этой проблемы иллюстрируется на рис. 18.13.

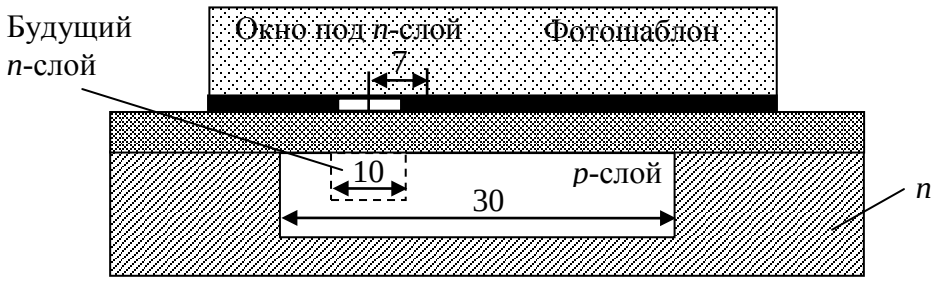



Рис. 18.13. Совмещение фотошаблона с рисунком на поверхности ИС

Пусть с помощью предыдущей фотолитографии и диффузии в пластине выполнен *p*-слой шириной 30 мкм, а с помощью следующей фотолитографии и диффузии нужно внутри *p*-слоя получить *n*-слой шириною 10 мкм (показан штрихами), смещенный на 7 мкм относительно центра *p*-слоя. Для этого рисунок 2-го фотошаблона необходимо совместить с уже существующим рельефом (т. е. с границами *p*-слоя) с точностью не менее 0,1 от минимального размера изображения.

При многократном использовании фотолитографии (в технологии ИС до 15–20 раз) допуск на совмещение доходит до сотых долей микрона. Техника совмещения состоит в том, что на фотошаблонах делают специальные отметки, называемые реперными знаками (например, крестики или квадраты), которые переходят в рисунок на окисле и просвечивают сквозь тонкую пленку фоторезиста. Накладывая очередной фотошаблон, аккуратнейшим образом (под микроскопом) совмещают отметки на окисле с аналогичными отметками на фотошаблоне.

Рассмотренный процесс фотолитографии характерен для получения окисных масок на кремниевых пластинах с целью последующей локальной

диффузии. В этом случае фоторезистная маска (рис. 18.12, *б*) является промежуточной, вспомогательной, так как она не выдерживает высокой температуры, при которой проводится диффузия. Однако в некоторых случаях, когда процесс идет при низкой температуре, фоторезистные маски могут быть основными – рабочими. Примером может служить процесс создания металлической разводки в полупроводниковых ИС.

**Фотошаблоны.** Первым этапом процесса изготовления фотошаблонов является конструирование и вычерчивание послойной топологии фотошаблонов. Ранее, когда размеры элементов топологии составляли единицы микрон, а количество элементов на кристалле не превышало десятков тысяч, фотошаблоны вычерчивались на специальных координатографах в масштабе 100:1 и 300:1. В настоящее время при субмикронных размерах элементов и их количестве на кристалле до десятков миллионов, фотошаблоны изготавливаются только с помощью компьютерных комплексов, использующих методы электронно-лучевой литографии в масштабах 1:1 и 4:1. При этом объем данных при проектировании уже в настоящее время достигает десятки и сотни гигабайт.

Следующим этапом является так называемый промежуточный отсъем оригинала, т. е. его фотографирование на стеклянную фотопластинку с необходимым уменьшением размеров и, если необходимо, мультиплицированием (см. рис. 18.11). Редуцирование размеров при финальном отсъеме зависит от масштаба при промежуточном отсъеме. Мультиплицирование осуществляется на специальных фотоштампах, «размножающих» изображение кристалла на всю подложку фотошаблона.

Фотошаблоны изготавливаются комплектами по числу операций фотолитографии в технологическом цикле. В пределах каждого комплекта фотошаблоны согласованы, т. е. обеспечивают взаимную ориентацию и совмещение с заданной точностью.

Одним из слабых мест классической фотолитографии является механический контакт фотошаблона с пластиной, покрытой фоторезистом. Такой контакт никогда не может быть совершенным и сопровождается разного рода искажениями рисунка. Конкурирующим методом является *проекционная фотолитография,* при которой рисунок фотошаблона проектируется на пластину с помощью специальной оптической системы.

**Новые решения и тенденции в микроэлектронной технологии.** Описанные выше процессы до сих пор широко используются в микроэлектронной технологии. Однако по мере повышения степени интеграции и уменьшения размеров элементов ИС возник ряд проблем, которые частично уже решены, а частично находятся в стадии изучения.

Одно из принципиальных ограничений фотолитографии касается разрешающей способности, т. е. минимальных размеров в создаваемом рисунке маски. Из-за дифракции света минимальный размер изображения на кристалле (при длине волны ультрафиолетового источника засветки фотошаблона 0,5–0,2 мкм) не может быть с допустимой точностью +10 %

менее 1,0–0,4 мкм. Между тем уже в настоящее время большие и сверхбольшие ИС с такими размерами элементов уже не производятся.

Наиболее очевидный путь для повышения разрешающей способности литографии – использование при экспозиции более коротковолновых излучений, например мягкого рентгеновского (с длинами волн 1–2 нм). Одной из наиболее трудноразрешимых проблем рентгенолитографии является создание рентгеношаблонов с масштабом М 1:1 и рентгенорезистов. Другой задачей является поиск адекватных методов совмещения шаблонов.

В последние годы широко используются методы *электронной литографии.* Их сущность состоит в том, что сфокусированный пучок электронов *сканируют* (т. е. перемещают «построчно») по поверхности пластины, покрытой резистом, и управляют интенсивностью пучка в соответствии с заданной программой. В тех точках, которые должны быть «засвечены», ток пучка максимален, а в тех, которые должны быть «затемнены», – минимален или равен нулю. Диаметр пучка электронов находится в прямой зависимости от тока в пучке: чем меньше диаметр, тем меньше ток. Однако с уменьшением тока растет время экспозиции. Поэтому повышение разрешающей способности (уменьшение диаметра пучка) сопровождается увеличением длительности процесса.

Одна из разновидностей электронной литографии основана на отказе от резисторных масок и предусматривает воздействие электронного пучка непосредственно на окисный слой $Si0_2$. Оказывается, что в местах «засветки» этот слой в дальнейшем травится в несколько раз быстрее, чем в «затемненных» участках.

Что касается проблемы совмещения рисунков, то ее стараются решать путем *самосовмещения.* Этот принцип можно охарактеризовать как использование ранее полученных структурных элементов в качестве масок для получения последующих элементов.

Реальный прогресс и ближайшие перспективы промышленных методов литографии показаны на рис. 1.2, лекция 1.

Если считать, что темпы развития микроэлектроники до 2010 г. не изменятся, то каждые три года, по-прежнему, минимальный размер элементов будет уменьшаться с коэффициентом 0,7. Для достижения таких разрешений, естественно, понадобятся и новые маскирующие материалы (резисты), и новые производительные установки экспонирования, и новые, интегрированные технологические процессы, отличающиеся от современных повышенными экологическими требованиями.

На рис. 1.2 (лекция 1) показаны методы, уже апробированные в научных лабораториях, которые могут обеспечить требуемые разрешения на пластинах кремния диаметром до 300 мм. При этом еще одной сложнейшей проблемой, решение которой предстоит найти, является поиск экономичных методов совмещения и контроля жестких допусков на совмещение.

# ЛЕКЦИЯ 19. ПЛЕНОЧНЫЕ ТЕХНОЛОГИИ В ПРОИЗВОДСТВЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

План лекции


19.1. Нанесение тонких пленок.
19.2. Металлизация.
19.3. Сборочные операции.
19.4. Технология тонкопленочных гибридных интегральных схем.
19.5. Технология толстопленочных гибридных интегральных схем.


## 19.1. Нанесение тонких пленок.

Тонкие пленки не только являются основой тонкопленочных ГИС, но широко используются и в полупроводниковых интегральных схемах. Поэтому методы получения тонких пленок относятся к общим вопросам технологии микроэлектроники.

Существуют три основных метода нанесения тонких пленок на подложку и друг на друга: *термическое* (вакуумное) *напыление, ионно-плазменное напыление* и *электрохимическое осаждение.* Ионно-плазменное напыление имеет две разновидности: *катодное напыление* и собственно ионно-плазменное.

*Термическое (вакуумное) напыление*. Схема этого метода показана на рис. 19.1. Металлический или стеклянный колпак 1 расположен на опорной плите 2. Между ними находится прокладка 3, обеспечивающая поддержание вакуума после откачки подколпачного пространства. Подложка 4, на которую проводится напыление, закреплена на держателе 5. К держателю примыкает нагреватель 6 (напыление проводится на нагретую подложку). Испаритель 7 включает в себя нагреватель и источник напыляемого вещества. Поворотная заслонка 8 перекрывает поток паров от испарителя к подложке: напыление длится в течение времени, когда заслонка открыта. Нагреватель обычно представляет собой нить или спираль из тугоплавкого металла (вольфрам, молибден и др.), через которую пропускается достаточно большой ток. Источник напыляемого вещества связывается с нагревателем в виде: скобок («гусариков»), навешиваемых на нить накала; небольших стержней, охватываемых

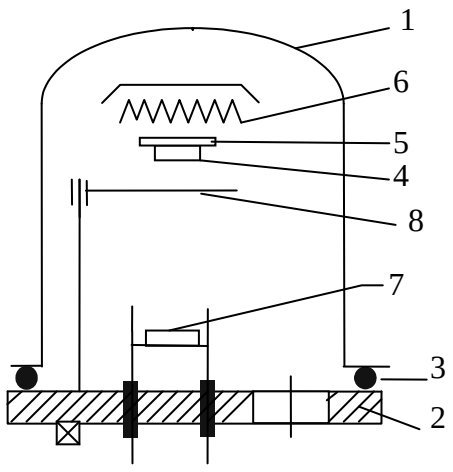



Рис. 19.1. Схема установки термического напыления

спиралью; порошка, засыпанного в тигель, нагреваемый спиралью, и т. п. Вместо нитей накала в последнее время используют нагрев с помощью электронного луча или луча лазера.

На подложке создаются наиболее благоприятные условия для конденсации паров, хотя частично конденсация происходит и на стенках колпака. Слишком низкая температура подложки препятствует равномерному распределению адсорбируемых атомов: они группируются в «островки» разной толщины, часто не связанные друг с другом. Наоборот, слишком высокая температура подложки приводит к отрыву только что осевших атомов, к их «реиспарению». Поэтому для получения качественной пленки температура подложки должна лежать в некоторых оптимальных пределах (обычно 200–400 °С). Скорость роста пленок в зависимости от ряда факторов (температура нагревателя, температура подложки, расстояние от испарителя до подложки, тип напыляемого материала и др.) лежит в пределах от десятых долей до десятков нанометров в секунду.

Прочность связи – сцепления пленки с подложкой или другой пленкой – называется *адгезией.* Некоторые распространенные материалы (например, золото) имеют плохую адгезию с типичными подложками, в том числе с кремнием. В таких случаях на подложку сначала наносят так называемый *подслой,* характерный хорошей адгезией, а затем на него напыляют основной материал, у которого адгезия с подслоем тоже хорошая. Например, для золота подслоем могут быть никель или титан.

Для того чтобы атомы газа, летящие от испарителя к подложке, испытывали минимальное количество столкновений с атомами остаточного газа и тем самым минимальное рассеяние, в подколпачном пространстве нужно обеспечивать достаточно высокий вакуум. Критерием необходимого вакуума может служить условие, чтобы средняя длина свободного пробега атомов в несколько раз превышала расстояние между испарителем и подложкой. Однако этого условия часто недостаточно, так как любое количество остаточного газа чревато загрязнением напыляемой пленки и изменением ее свойств. Поэтому в принципе вакуум в установках термического напыления должен быть как можно более высоким. В настоящее время вакуум ниже $10^{-6}$ мм рт. ст. считается неприемлемым, а в ряде первоклассных напылительных установок он доведен до $10^{-11}$ мм рт. ст.

Главными достоинствами рассмотренного метода являются его простота и возможность получения исключительно чистых пленок (при высоком вакууме). Однако у него есть и серьезные недостатки: трудность напыления тугоплавких материалов и трудность (а иногда невозможность) воспроизведения на подложке химического состава испаряемого вещества. Последнее объясняется тем, что при высокой температуре химические соединения диссоциируют, а их составляющие конденсируются на подложке раздельно. Естественно, имеется вероятность того, что новая комбинация атомов на подложке не будет соответствовать структуре исходной молекулы.

**Катодное напыление.** Схема этого метода показана на рис. 19.2. Здесь большинство компонентов те же, что и на рис. 19.1. Однако отсутствует испаритель: его место по расположению (и по функции) занимает катод 6, который либо состоит из напыляемого вещества, либо электрически контактирует с ним. Роль анода выполняет подложка вместе с держателем.

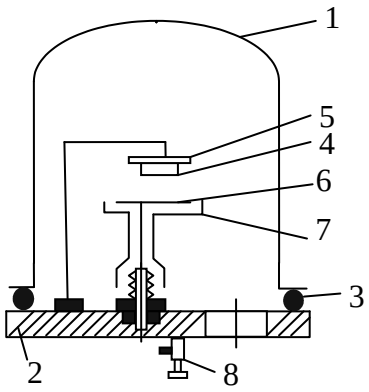



Рис. 19.2. Схема установки катодного напыления

Подколпачное пространство сначала откачивают до $10^{-5}$–$10^{-6}$ мм рт. ст., а затем в него через штуцер 8 вводят некоторое количество очищенного нейтрального газа (чаще всего аргона), так что создается давление $10^{-1}$–$10^{-2}$ мм рт. ст. При подаче высокого (2–3 кВ) напряжения на катод (анод заземлен из соображений электробезопасности) в пространстве анод-катод возникает аномальный тлеющий разряд, сопровождающийся образованием квазинейтральной электронно-ионной плазмы.

Специфика аномального тлеющего разряда состоит в том, что в прикатодном пространстве образуется настолько сильное электрическое поле, что положительные ионы газа, ускоряемые этим полем и бомбардирующие катод, выбивают из него не только электроны (необходимые для поддержания разряда), но и нейтральные атомы. Тем самым катод постепенно разрушается. В обычных газоразрядных приборах разрушение катода недопустимо (поэтому в них используется нормальный тлеющий разряд), но в данном случае выбивание атомов из катода является полезным процессом, аналогичным испарению.

Важным преимуществом катодного напыления по сравнению с термическим является то, что распыление катода не связано с высокой температурой. Соответственно отпадают трудности при напылении тугоплавких материалов и химических соединений.

Однако в данном методе катод (т. е. напыляемый материал), будучи элементом газоразрядной цепи, должен обладать высокой электропроводностью. Такое требование ограничивает ассортимент напыляемых материалов, в частности оказывается невозможным напыление диэлектриков, в том числе многих окислов и других химических соединений, распространенных в технологии полупроводниковых приборов.

Это ограничение в значительной мере устраняется при использовании так называемого *реактивного* (или *химического*) катодного напыления, особенность которого состоит в добавлении к основной массе инертного газа небольшого количества активных газов, способных образовывать необходимые химические соединения с распыляемым материалом катода. Например, примешивая к аргону кислород, можно вырастить на подложке пленку окисла. Примешивая азот или монооксись углерода, можно получить нитриды или карбиды соответствующих металлов. В зависимости от

парциального давления активного газа химическая реакция может происходить либо на катоде (и тогда на подложке осаждается уже готовое соединение), либо на подложке-аноде.

Недостатками катодного напыления в целом являются некоторая загрязненность пленок (из-за использования сравнительно низкого вакуума), меньшая по сравнению с термическим методом скорость напыления (по той же причине), а также сложность контроля процессов.

*Ионно-плазменное напыление*. Схема этого метода показана на рис. 19.3. Главная его особенность по сравнению с методом катодного напыления состоит в том, что в промежутке между электродом 9 – *мишенью* (с нанесенным на нее напыляемым материалом), и подложкой 4 действует независимый, «дежурный» газовый разряд. Разряд имеет место между электродами 6 и 7, причем тип разряда – несамостоятельный дуговой. Для этого типа разряда характерны: наличие специального источника электронов в виде накаливаемого катода (6), низкие рабочие напряжения (десятки вольт) и большая плотность электронно-ионной плазмы. Подколпачное пространство, как и при катодном напылении, заполнено нейтральным газом, но при более низком давлении ($10^{-3}$–$10^{-4}$ мм рт. ст.).

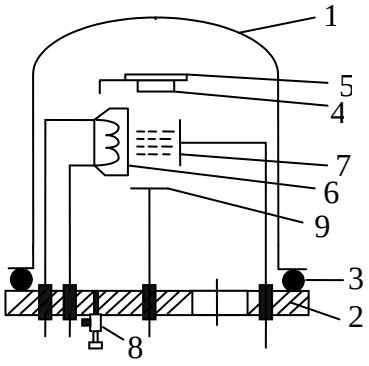



Рис. 19.3. Схема установки ионно-плазменного напыления

Процесс напыления состоит в следующем. На мишень относительно плазмы (практически относительно заземленного анода 7) подается отрицательный потенциал (2–3 кВ), достаточный для возникновения аномального тлеющего разряда и интенсивной бомбардировки мишени положительными ионами плазмы. Выбиваемые атомы мишени попадают на подложку и осаждаются на ней. Таким образом, принципиальных различий между процессами катодного и ионно-плазменного напыления нет. Различаются лишь конструкции установок: их называют соответственно двух- и трехэлектродными. Начало и конец процесса напыления определяются подачей и отключением напряжения на мишени. Если предусмотреть механическую заслонку, то ее наличие позволяет реализовать важную дополнительную возможность: если до начала напыления закрыть заслонку и подать потенциал на мишень, то будет иметь место ионная очистка мишени. Такая очистка полезна для повышения качества напыляемой пленки. Аналогичную очистку можно проводить на подложке, подавая на нее (до напыления пленки) отрицательный потенциал.

При напылении диэлектрических пленок возникает затруднение, связанное с накоплением на мишени положительного заряда, препятствующего дальнейшей ионной бомбардировке. Это затруднение преодолевается путем использования так называемого *высокочастотного* ионно-плазменного напыления. В этом случае на мишень наряду с

постоянным отрицательным напряжением подается переменное напряжение высокой частоты (около 15 МГц) с амплитудой, несколько превышающей постоянное напряжение. Тогда во время большей части периода результирующее напряжение отрицательно. При этом происходит обычный процесс распыления мишени и на ней накапливается положительный заряд. Однако во время небольшой части периода результирующее напряжение положительно и при этом мишень бомбардируется электронами из плазмы, т. е. распыления не происходит, но зато компенсируется накопленный положительный заряд. Если подавать на мишень чисто переменное напряжение, то за время положительного полупериода заряд электронов, благодаря их большей подвижности, превысит заряд ионов, и мишень приобретет отрицательный потенциал.

Вариант реактивного (химического) ионно-плазменного напыления открывает те же возможности получения окислов, нитридов и других соединений, что и реактивное катодное напыление.

Преимущества собственно ионно-плазменного метода по сравнению с катодным состоят в большей скорости напыления и большей гибкости процесса (возможность ионной очистки, возможность отключения рабочей цепи без прерывания разряда и др.). Кроме того, на качестве пленок сказывается более высокий вакуум.

**Анодирование.** Один из вариантов химического ионно-плазменного напыления называют *анодированием.* Этот процесс состоит в окислении поверхности металлической пленки (находящейся под положительным потенциалом) отрицательными ионами кислорода, поступающими из плазмы газового разряда. Для этого к инертному газу (как и при чисто химическом напылении) следует добавить кислород. Таким образом, анодирование осуществляется не нейтральными атомами, а ионами.

Химическое напыление и анодирование, вообще говоря, проходят совместно, так как в газоразрядной плазме (если она содержит кислород) сосуществуют нейтральные атомы и ионы кислорода. Для того чтобы анодирование превалировало над чисто химическим напылением, подложку располагают «лицом» (т. е. металлической пленкой) в сторону, противоположную катоду, чтобы на нее не попадали нейтральные атомы.

По мере нарастания окисного слоя ток в анодной цепи падает, так как окисел является диэлектриком. Для поддержания тока нужно повышать питающее напряжение. Поскольку часть этого напряжения падает на пленке, процесс анодирования протекает в условиях большой напряженности поля в окисной пленке. В результате и в дальнейшем, при эксплуатации, она обладает повышенной электрической прочностью.

К числу других преимуществ анодирования относятся большая скорость окисления (поскольку поле в пленке окисла ускоряет взаимные перемещения атомов металла и кислорода) и возможность управления процессом путем изменения тока в цепи разряда. Качество окисных пленок, получаемых методом анодирования, выше, чем при использовании других методов.

**Электрохимическое осаждение.** Этот метод получения пленок отличается от предыдущих тем, что рабочей средой является жидкость. Однако характер процессов сходен с ионно-плазменным напылением, поскольку и плазма, и электролит представляют собой квазинейтральную смесь ионов и неионизированных молекул или атомов. А главное, осаждение происходит так же постепенно (послойно), как и напыление, т. е. обеспечивает возможность получения тонких пленок.

Электрохимическое осаждение исторически развилось значительно раньше всех других рассмотренных методов – еще в XIX веке. Уже десятки лет назад оно широко использовалось в машиностроении для разного рода тонких гальванических покрытий (никелирование, хромирование и т. п.). В микроэлектронике электрохимическое осаждение не является альтернативой термическому и ионно-плазменному напылению, оно дополняет их и сочетается с ними.

В основе электрохимического осаждения лежит электролиз раствора, содержащего ионы необходимых примесей. Например, если требуется осадить медь, используется раствор медного купороса, а если золото или никель – растворы соответствующих солей.

Ионы металлов имеют в растворе положительный заряд. Поэтому, чтобы осадить металлическую пленку, подложку следует использовать как катод. Если подложка является диэлектриком или имеет низкую проводимость, на нее предварительно наносят тонкий металлический подслой, который и служит катодом. Подслой можно нанести методом термического или ионно-плазменного напыления.

Чтобы осуществить электрохимическое анодирование, окисляемую пленку металла следует использовать как анод, а электролит должен содержать ионы кислорода.

Большое преимущество электрохимического осаждения перед напылением состоит в гораздо большей скорости процесса, которая к тому же легко регулируется изменением тока. Поэтому основная область применения электролиза в микроэлектронике – это получение сравнительно толстых пленок (10–20 мкм и более). Качество (структура) таких пленок хуже, чем при напылении, но для ряда применений оказывается вполне приемлемыми.

## 19.2. Металлизация.

В полупроводниковых ИС процесс металлизации используется для получения омических контактов со слоями полупроводника, а также дорожек проводников и контактных площадок.

Основным материалом для металлизации служит алюминий. Он оказался оптимальным в силу следующих положительных качеств: малое удельное сопротивление ($1{,}7\cdot10^{-6}$ Ом·см); хорошая адгезия к окислу $Si0_2$ (металлизация осуществляется по окислу); возможность сварных контактов с

алюминиевой и золотой проволокой (при осуществлении внешних выводов); отсутствие коррозии; низкая стоимость и др.

При создании металлической разводки сначала на всю поверхность ИС напыляют сплошную пленку алюминия толщиной 0,1–1 мкм (рис. 19.4). Эта пленка контактирует со слоями кремния в специально сделанных (с помощью предыдущей фотолитографии) окнах в окисле (1, 2 и 3 на рис. 19.4). Основная же часть алюминиевой пленки лежит на поверхности окисла. Покрывая пленку алюминия фоторезистом, экспонируя его через соответствующий фотошаблон и проявляя, получают фоторезистную маску, которая защищает будущие полоски металлизации и контактные площадки от травителя. После вытравливания алюминия с незащищенных участков и удаления фоторезиста остается запланированная металлическая разводка (на рис. 19.4 ее рельеф, прилегающий к контактам 1, 2, 3, заштрихован).

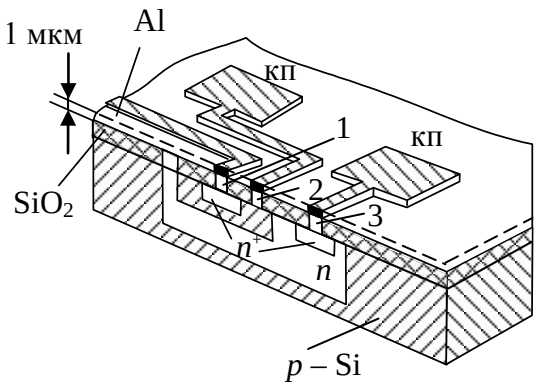
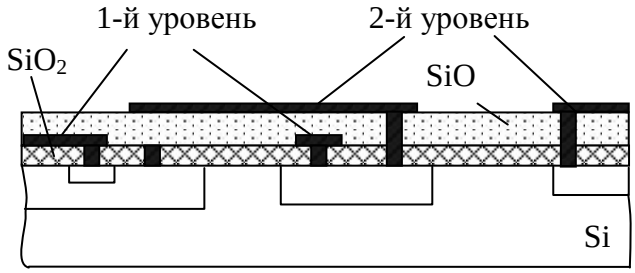



Рис. 19.4. Получение металлической разводки методом фотолитографии

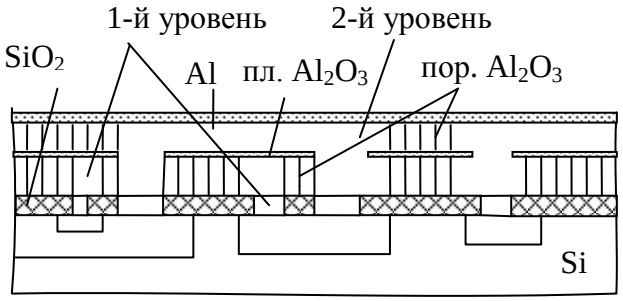
Минимальная ширина полосок в современных ИС соответствует предельному разрешению литографии. Естественно, что для достижения необходимых допусков на ширину металлизации ее толщина, как правило, не может быть более 1/10 от минимальной ширины проводника. Расстояние между соседними проводниками – с целью ослабления паразитной емкостной связи между ними – выбирают более 1,5 мкм. Например, для проводника шириной 1 мкм толщина пленки должна быть 0,1 мкм, а расстояние между ближайшими проводниками – более 1,5 мкм.

Погонное сопротивление полоски шириной 10 мкм и толщиной 1 мкм составляет около 2 Ом/мм. Для контактных площадок, к которым в дальнейшем присоединяются внешние выводы, типичные размеры составляют 100x100 мкм. Присоединение внешних выводов непосредственно к полоскам металлизации невозможно из-за малой ширины.

Разумеется, рисунок межсоединений предполагает отсутствие пересечений, т. е. коротких замыканий. Однако в ИС с высокой степенью интеграции не удается спроектировать металлическую разводку так, чтобы избежать пересечений. В этих случаях используется *многослойная* или *многоуровневая разводка,* где слои металлизации разделены изолирующими слоями. Необходимые соединения между разными уровнями осуществляются через специальные окна в изолирующих слоях (рис. 19.5, *а*).




*а*




*б*

Рис. 19.5. Многослойная металлическая разводка

Изоляцию между слоями обычно обеспечивают путем напыления диэлектрика по завершении очередной металлической разводки. В качестве диэлектрика чаще всего используют монооκись кремния SiO. Количество слоев при многоуровневой металлизации для современных БИС лежит в пределах от двух до четырех.

Некоторые предприятия для создания многоуровневой разводки используют алюмоксидную технологию. В этой технологии роль изоляции между соседними проводниками выполняют слои «пористого» $A1_20_3$, а роль межслойной изоляции толщиной порядка 0,1 мкм играют слои «плотного» окисла, образуемого в результате анодирования первичного слоя Al (рис. 19.5, *б*). Отличительной особенностью этой технологии является планарность многоуровневой разводки.

Проблема омических контактов при использовании алюминия состоит в следующем. Если пленку алюминия просто напылить на поверхность кремния, то образуются барьеры Шоттки, причем барьер на границе с *n*-слоем является не омическим, а выпрямляющим. Чтобы избежать барьеров Шоттки, алюминий *вжигают* в кремний при температуре около 600 °С, близкой к температуре эвтектики сплава Al–Si. При такой температуре на границе алюминиевой пленки с кремнием образуется слой, в котором растворен практически весь прилегающий алюминий. После застывания сплав представляет собой кремний, легированный алюминием; концентрация последнего составляет около $5 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$.

Поскольку алюминий является акцептором по отношению к кремнию, возникает новая проблема: предотвращение образования *p*–*n*-переходов в *n*-слоях. Действительно, если концентрация доноров в *n*-слое меньше

$5 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$, то атомы алюминия создадут в нем приповерхностный *p-слой.* Чтобы этого избежать, область *n*-слоя вблизи контакта специально легируют, превращая ее в $n^+$-слой с концентрацией доноров $10^{20}$ см$^{-3}$ и более (см. рис. 19.4). Тогда концентрация алюминия оказывается недостаточной для образования *p*-слоя, и *p–n*-переход не образуется.

Если *n*-слой с самого начала сильно легирован (например, эмиттерный слой транзистора), то дополнительного легирования не требуется. Не возникает проблем и при контакте алюминия с *p*-слоями, так как растворение в них алюминия приводит к образованию приповерхностных $p^+$-слоев, что способствует повышению качества омического контакта.

## 19.3. Сборочные операции.

После того как все основные технологические этапы (включая металлизацию) закончены, пластина кремния, содержащая сотни и тысячи ИС, поступает на операции тестового контроля электрических параметров. На этом этапе отбраковываются и специальным лаком маркируются все ИС, параметры которых не соответствуют требуемым значениям. Трудоемкость контрольных операций на всех этапах производства ИС высока, и их стоимость достигает до 30 % себестоимости работ по созданию микросхем. После маркировки отбракованных ИС пластина кремния разделяется на отдельные кристаллы.

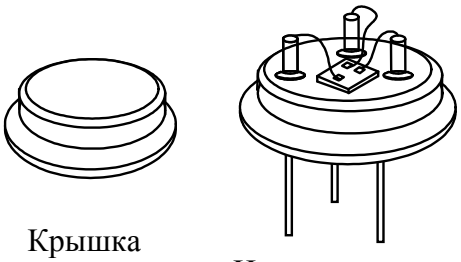



Рис. 19.6. Монтаж кристалла на ножке корпуса

Разделение осуществляется методом скрайбирования, т. е., по сути, процарапыванием вертикальных и горизонтальных рисок в промежутках между соседними чипами. Процарапывание осуществляют либо с помощью алмазного резца (наподобие того, как это делает стекольщик, разрезая стекло), либо с помощью лазерного луча. После скрайбирования пластину разламывают на отдельные кристаллы и годные чипы монтируются в корпусах. Сборка кристалла в корпусе начинается с операции, которую называют *посадкой на ножку* (под ножкой имеют в виду дно корпуса). При этом кристалл приклеивается или припаивается (легкоплавким припоем) в средней части ножки (на рис. 19.7 показан простой транзистор). Затем контактные площадки на кристалле соединяются со штырьками – выводами корпуса. Соединения осуществляются с помощью тонких (15–30 мкм) алюминиевых или золотых проволочек, которые одним концом закрепляются на контактных площадках, а другим – на торцах штырьков.

Надежный электрический контакт между металлическими деталями (в данном случае контакт проволочек со штырьками и контактными площадками) может быть обеспечен разными методами. Наибольшее

распространение в настоящее время имеет метод *термокомпрессии*, т. е. сочетание достаточного давления (прижатия деталей друг к другу) с повышенной температурой (200–300 °С), способствующей взаимной диффузии атомов из одной детали в другую.

Термокомпрессия, в свою очередь, реализуется в виде разных конструктивных вариантов. На рис. 19.7 показан простейший пример. С помощью клинообразного пуансона, изготовленного из твердого материала (например из алмаза), проволочка прижимается к поверхности контактной площадки. При этом проволочка деформируется (расплющивается). Непродолжительного удержания расплющенной проволочки на площадке достаточно для образования их прочного соединения с малым переходным сопротивлением. При значительном количестве внешних контактов операция разводки кристалла на ножке осуществляется только в автоматизированном процессе.

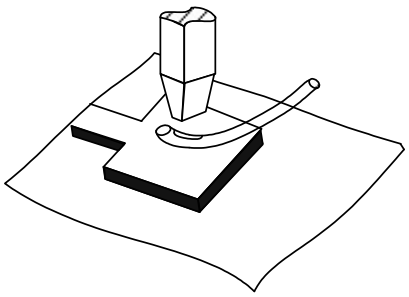


Рис. 19.7. Термокомпрессия

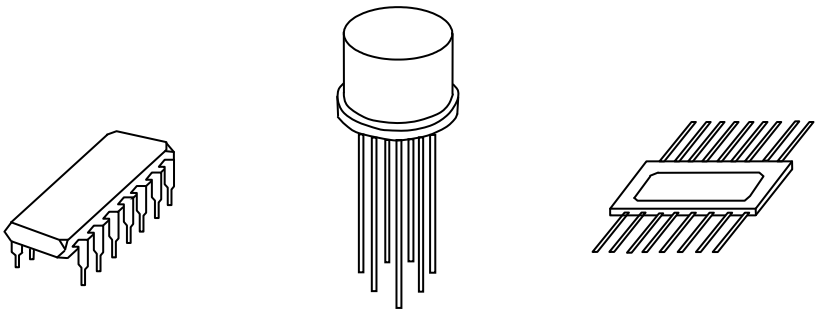


Рис. 19.8. Типичные корпуса интегральных схем

По окончании монтажа кристалла на ножке следует *корпусирование*, т. е. окончательное внешнее оформление транзистора. Ножка корпуса соединяется с крышкой (рис. 19.6) путем горячей или холодной сварки (последняя по существу близка к термокомпресии). Корпусирование предполагает также защиту кристалла от влияния внешней среды, поэтому его проводят либо в вакууме, либо в среде инертного газа (азот, аргон).

Главная специфика сборочных операций применительно к интегральным схемам состоит в том, что корпуса ИС многовыводные: у простых ИС количество выводов составляет 8–14, а у больших – доходит до десятков и сотен. Номенклатура корпусов для ИС довольно разнообразна: наряду с круглым корпусом используются прямоугольные корпуса – металлические или пластмассовые, с выводами, лежащими в плоскости корпуса или перпендикулярными ей (рис. 19.8). Выбор корпуса в

значительной степени зависит от назначения аппаратуры и способов ее конструирования.

## 19.4. Технология тонкопленочных гибридных ИС.

Согласно определению гибридные ИС представляют собой совокупность пленочных пассивных элементов и навесных активных компонентов. Поэтому технологию тонкопленочных ГИС можно разбить на технологию тонкопленочных пассивных элементов и технологию монтажа активных компонентов.

**Изготовление пассивных элементов.** Тонкопленочные элементы ГИС изготовляются с помощью технологических методов, т. е. путем локального (через маски) термического, катодного или ионно-плазменного напыления того или иного материала на диэлектрическую подложку.

В качестве масок длительное время использовались *накладные металлические трафареты.* Такие трафареты представляли собой тонкую биметаллическую фольгу с отверстиями-окнами. Основу трафарета составлял слой никеля толщиной 10–20 мкм, нанесенный электрохимическим способом. Последний определял размеры окон, т. е. рисунок трафарета, а слой
бериллиевой бронзы выполнял роль несущей конструкции.

Серьезный недостаток металлических накладных трафаретов заключается в том, что в процессе напыления пленок происходит напыление на сами трафареты, что меняет их толщину и постепенно приводит в негодность. Также металлические трафареты мало пригодны при катодном и ионно-плазменном напылении, так как металл искажает электрическое поле и, следовательно, влияет на скорость напыления. Поэтому от металлических накладных трафаретов практически отказались и используют для получения необходимого рисунка фотолитографию.

Фотолитографию осуществляют следующим образом. На подложку наносят сплошные пленки необходимых материалов, например резистивный слой и поверх него – проводящий слой. Затем поверхность покрывают фоторезистом и с помощью соответствующего фотошаблона создают в нем рисунок для проводящего слоя (например, для контактных площадок будущего резистора, рис. 19.9, *а*). Через окна в фоторезистной маске проводят травление проводящего слоя, после чего фоторезист удаляют. В результате на пока еще сплошной поверхности резистивного слоя получаются готовые контактные площадки (рис. 19.9, *б*). Снова наносят фоторезист и с помощью другого фотошаблона создают рисунок полоски резистора (рис. 19.9, *в*). Затем проводят травление, удаляют фоторезист и получают готовую конфигурацию резистора с контактными площадками (рис. 19.9, *г*).

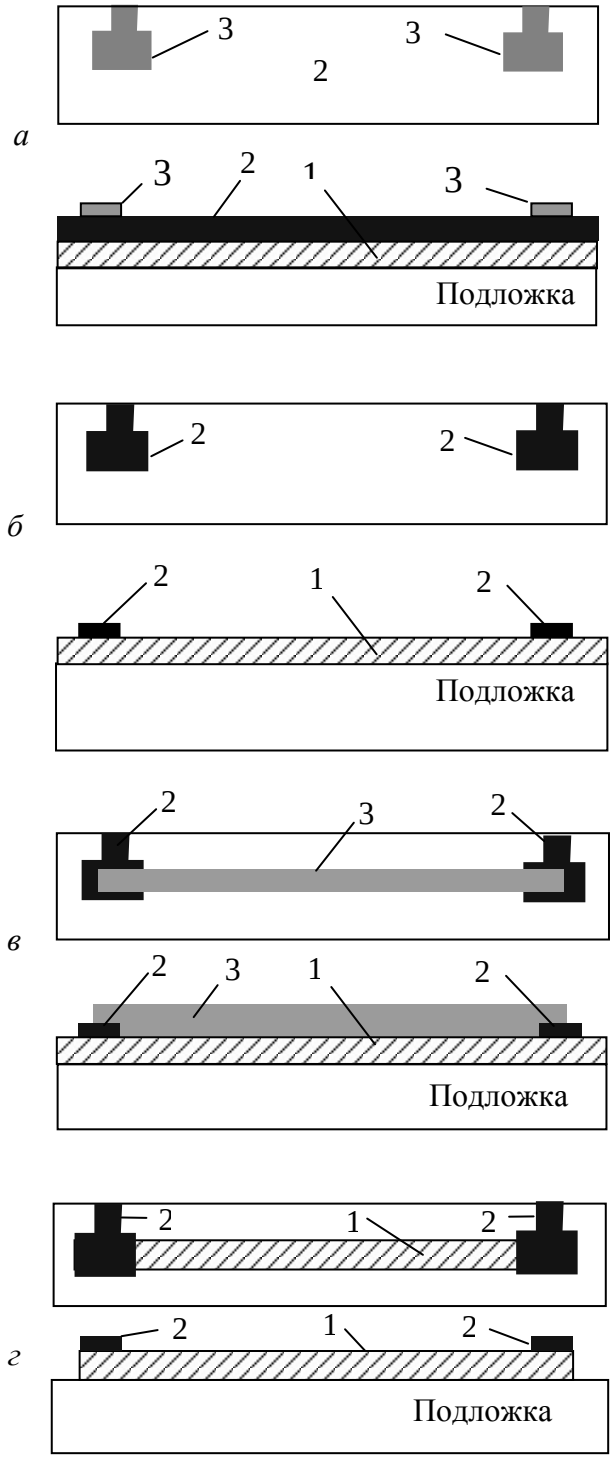



Рис. 19.9. Получение тонкопленочных резисторов методом фотолитографии: *а* – фоторезистная маска (3) под рисунок проводящего слоя; *б* – готовый рисунок проводящего слоя (2); *в*– фоторезистная маска (3) под рисунок резистивного слоя; *г* – готовый резистор с проводящими выводами

При этом травитель, действующий на проводящий слой, не должен действовать на резистивный слой и наоборот. Имеется и еще ряд ограничений, которых мы не будем касаться. Заметим лишь, что с помощью фотолитографии не удается получать многослойные структуры типа конденсаторов. Однако это ограничение не очень существенно, так как в последнее время предпочитают использовать в ГИС навесные конденсаторы (для экономии площади).

Для резистивных пленок чаще всего используют хром, нихром (Ni – 80 %, Cr – 20 %) и кермет из смеси хрома и монооксиси кремния (1:1). Метод напыления для этих материалов – термический (вакуумный). Омические контакты к резистивным пленкам (полоскам) осуществляются так, как показано на рис. 19.9.

Для обкладок конденсаторов используют алюминий, причем до напыления нижней обкладки (прилегающей к подложке) приходится предварительно напылять тонкий *подслой* из сплава CrTi, так как адгезия алюминия непосредственно с подложкой оказывается недостаточной.

Для диэлектрических слоев пленочных конденсаторов по совокупности требований (большая диэлектрическая проницаемость ε, малый тангенс угла потерь tgδ, большие пробивные напряжения и др.) наибольшее распространение имеют

моноокись кремния SiO и моноокись германия GeO. Особое место среди диэлектриков занимают окислы $Ta_2O_5$ и $A1_2O_3$, которые получают не методом напыления, а методом анодирования нижних металлических обкладок (Та или А1).

Для проводниковых пленок и омических контактов используют, как правило, либо золото с подслоем CrTi, либо медь с подслоем ванадия (назначение подслоев – улучшить адгезию с подложкой). Толщина проводящих пленок и контактных площадок обычно составляет 0,5–1 мкм. Размеры контактных площадок 100х100 мкм и более.

Толщина наносимых пленок контролируется в процессе напыления. Для этого используются несколько методов. Один из них, пригодный только в случае резистивных пленок, состоит в использовании так называемого *свидетеля.* Свидетель представляет собой вспомогательный (не входящий в структуру ГИС) слой, напыляемый одновременно с рабочими слоями, но расположенный на периферии подложки и снабженный двумя заранее предусмотренными внешними выводами. Через эти выводы осуществляется контроль сопротивления свидетеля в процессе напыления. Геометрия свидетеля известна. Поэтому, когда его сопротивление достигает значения, соответствующего необходимой толщине, напыление прекращают (перекрывают заслонку). Толщина рабочих слоев будет такой же, как у свидетеля, так как они напылялись в одинаковых условиях.

Другой способ контроля состоит в использовании в качестве свидетеля тонкой кварцевой пластины, которая через внешние выводы присоединена к колебательному контуру генератора колебаний. Как известно, кварцевая пластина обладает свойствами колебательного контура, причем резонансная частота однозначно связана с толщиной пластины. В процессе напыления толщина пластины меняется и меняется частота генератора. Изменения частоты легко измерить и остановить процесс напыления в нужный момент.

Подложки тонкопленочных ГИС должны, прежде всего, обладать хорошими изолирующими свойствами. Кроме того, желательны малая диэлектрическая проницаемость, высокая теплопроводность, достаточная механическая прочность. Температурный коэффициент расширения должен быть близким к температурным коэффициентам расширения используемых пленок. Типичные параметры подложек следующие: $\rho = 10^{14}$ Ом·см; $\varepsilon = 5–15$; $tg\delta = (2–20)\cdot10^{-4}$; $TKL = (5–7)\ 10^{-6}$.

В настоящее время наибольшее распространение в качестве подложек имеют *ситалл* и *керамика.* Ситалл представляет собой кристаллическую разновидность стекла (обычное стекло аморфно), а керамика – смесь окислов в стекловидной и кристаллической фазах (главные составляющие $A1_20_3$ и $Si0_2$).

Толщина подложек составляет 0,5–1 мм в зависимости от площади. Площадь подложек у ГИС иногда больше площади кристаллов у полупроводниковых ИС. Стандартные размеры подложек лежат в пределах от 12х10 до 96х120 мм. Требования к гладкости поверхности примерно такие

же, как и в случае кремния: допустимая шероховатость не превышает 25х50 нм (класс шероховатости 12–14).

Обычно ГИС, как и полупроводниковые ИС, изготавливаются групповым методом на ситалловых или иных пластинах большой площади. По завершении основных технологических операций, связанных с получением пленочных пассивных элементов и металлической разводки, проводится выходной тестовый контроль и, если необходимо, подгонка параметров пассивных элементов. Только после контроля пластины скрайбируются и снабжаются навесными компонентами. ГИС могут, как и полупроводниковые ИС, помещаться в корпус или в бескорпусном исполнении герметизироваться в составе аппаратуры.

**Монтаж навесных компонентов**. В качестве навесных компонентов используются бескорпусные диоды, транзисторы, резистивные и конденсаторные сборки, а также бескорпусные ИС и БИС. Рассмотрим пример.

Простейшим вариантом бескорпусного транзистора является кристалл, полученный после скрайбирования, к трем контактным площадкам которого присоединены тонкие проволочные выводы и который защищен от внешней среды каплей эпоксидной смолы, обволакивающей кристалл со всех сторон. Такой транзистор приклеивается к подложке вблизи тех пленочных элементов, с которыми он должен быть соединен, после чего проволочные выводы транзистора методом термокомпрессии присоединяются к соответствующим контактным площадкам на подложке.

Имеется два других варианта бескорпусных транзисторов, монтаж которых осуществляется иначе. Первый вариант называется транзистором с *шариковыми выводами* (рис. 19.10, *а*). Шарики диаметром 50–100 мкм связаны с контактными площадками транзистора, а через них – с тем или иным слоем кремния: эмиттерным, базовым или коллекторным. Материалом для шариков служат золото, медь или сплав Sn–Sb. Из того же материала на диэлектрической подложке пленочной ГИС делаются *контактные столбики* высотой 10–15 мкм и диаметром 150–200 мкм, расположенные в точном соответствии с расположением шариков на кристалле кремния (рис. 19.10, *б*). Соединение шариков со столбиками осуществляется *методом перевернутого монтажа* (англ. термин flip-chip): кристалл транзистора переворачивается «вверх ногами», т. е. шариками вниз, и накладывается шариками на столбики подложки (рис. 19.10, *в*). Сочетая давление на кристалл с повышением температуры (т. е. в сущности используя термокомпрессию), обеспечивают прочное соединение шариков со столбиками. Как видим, метод перевернутого монтажа существенно экономит площадь подложки ГИС и время, необходимое на разводку активных компонентов. Главная трудность состоит в совмещении шариков со столбиками, поскольку кристалл при наложении перевернут «вверх ногами» и закрывает от оператора места соединения.

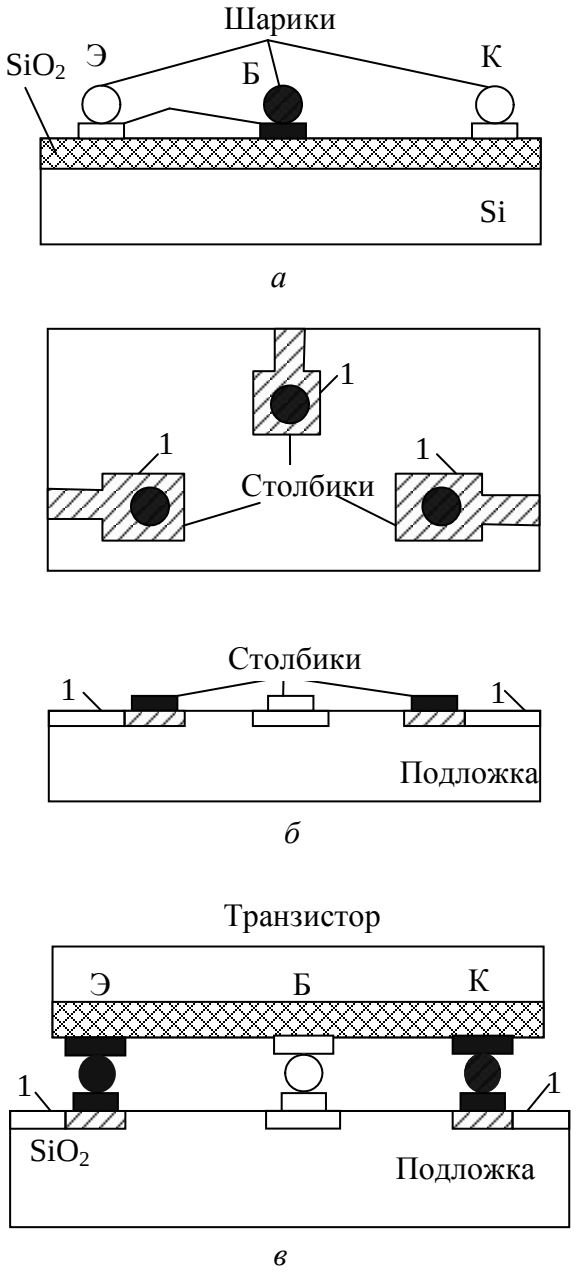



Рис. 19.10. Монтаж бескорпусных транзисторов с шариковыми выводами: *а* – транзистор с шариковыми выводами; *б* – контактные столбики; на подложке пленочной ИС: *в* – соединение шариков с контактными столбиками; 1 – контактные площадки на подложке и выводы от них

Трудность совмещения контактных площадок кристалла и подложки облегчается при использовании второго варианта бескорпусных транзисторов – транзистора с *балочными выводами* (рис. 19.11, *а*). Здесь конактные площадки продлены за пределы кристалла и нависают над его краями на 100–150 мкм, откуда и название – *балки.* Толщина балок (10–15 мкм) значительно больше толщины металлической разводки на кристалле. Поэтому их получают не напылением, а электрохимическим осаждением золота (с подслоем из титана). Длина балочных выводов 200–250 мкм (включая выступ), а ширина такая же, как у обычных контактных площадок (50–200 мкм).

Получение балок основано на сквозном травлении кремния через фоторезистную маску, нанесенную на нижнюю поверхность пластины (рис. 19.11, *б*). При сквозном травлении одновременно с получением балок достигается разделение пластины на отдельные кристаллы без механического скрайбирования. До начала травления пластина приклеивается верхней (лицевой) поверхностью к стеклу. Чтобы сократить время травления и избежать бокового растравливания пластины, ее (после приклеивания к стеклу) сошлифовывают от обычной толщины 200–300 мкм до 50 мкм. По окончании травления клей растворяют, и разделенные кристаллы отпадают от стекла.

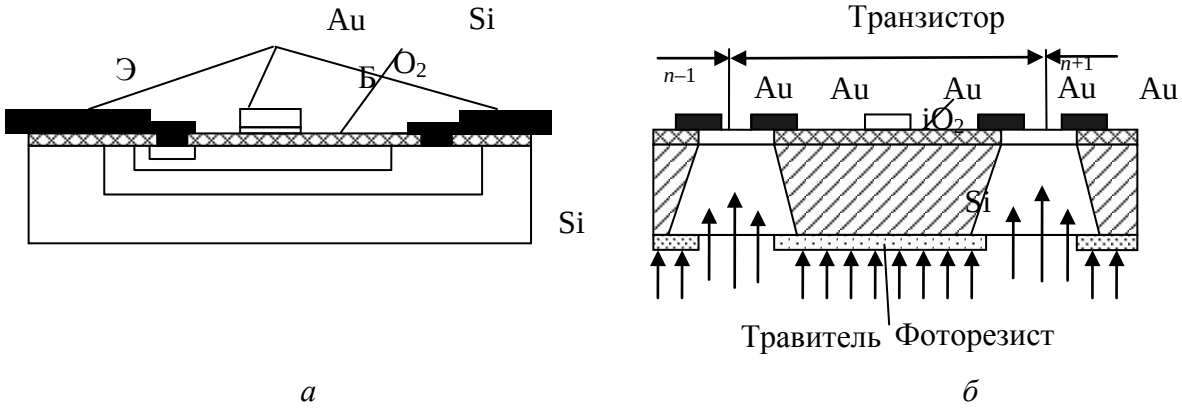



Рис. 19.11. Бескорпусные транзисторы с балочными выводами:
*а* – транзистор с балочными выводами; *б* – получение балок
и разделение транзисторов на пластине

Монтаж навесных компонентов с балочными выводами может осуществляться так же, как и в случае шариковых выводов, – методом перевернутого монтажа. При этом выступающие балки хорошо видны, и их совмещение с контактными площадками на подложке не представляет затруднений. Можно монтировать кристалл и «лицом вверх», но тогда в подложке следует предусмотреть углубление для кристалла.

Изготовление шариковых и балочных выводов сложнее и дороже, чем проволочных, но они обеспечивают существенное упрощение и удешевление сборочных операций и в 4–10 раз позволяют уменьшить площадь на подложке ГИС, отводимую для размещения навесных компонентов. К сожалению, надежность таких соединений ниже, чем в случае использования гибких
выводов.

## 19.5. Технология толстопленочных гибридных ИС.

Пассивные элементы толстопленочных ГИС получают локальным нанесением на подложку полужидких *паст-стеклоэмалей* с последующим их высушиванием и вжиганием в подложку. Следовательно, в данном случае пленки приобретают свою толщину сразу, а не постепенно – слой за слоем – как при тонкопленочной технологии.

Последовательность технологических операций при нанесении толстых пленок следующая:

а) нанесение слоя пасты на подложку через маску – накладной трафарет (отсюда название – *метод трафаретной печати)*;

б) выжигание (испарение) растворителя при температуре 300–400 °С и тем самым превращение пасты из полужидкого состояния в твердое;

в) вжигание затвердевшего вещества пасты в подложку – *спекание* – при температуре 500–700 °С (в зависимости от состава пасты).

Операция вжигания – самая ответственная в технологическом цикле, она требует высокой стабилизации температуры с точностью ±1 °С.

В основе всех паст-стеклоэмалей лежит так называемая *фритта* – тончайший порошок стекла, к которому, в зависимости от назначения пасты, примешивается порошок резистивного, проводящего или диэлектрического материала. Дисперсная (т. е. совершенно однородная) смесь фритты и примесного материала приобретает вязкость при добавлении специальных органических веществ и растворителей. На этапе выжигания (см. выше) растворитель испаряется, а органические вещества связывают частицы порошка в единую компактную массу.

Для проводящих паст примесью обычно служит серебро или золото, для резистивных – смесь серебра и палладия (1:1), а для диэлектрических – титанат бария с высокой диэлектрической проницаемостью. Варьируя материал и процентное содержание примесей, можно изменять электрические параметры пленок в очень широких пределах.

Масками для нанесения паст на подложку служат сетчатые трафареты (рис. 19.12, *а*). Они представляют собой тонкую сетку из капрона или нержавеющей стали, натянутую на дно рамки. Размер ячеек сетки около 100 мкм, диаметр нитей – около 50 мкм. Большая часть сетки покрыта пленкой, но в пленке имеются окна. Рисунок окон получают методом фотолитографии, вытравливая отверстия в пленке. Учитывая ячеистую структуру сетки, размеры окон трудно сделать менее 10–200 мкм. Это предопределяет минимальные размеры элементов толстопленочных ГИС и ширину линий.

Исходным материалом для сеток был шелк, и потому методику нанесения паст через сетчатые трафареты часто называют *шелкографией*.

Рамка с трафаретом заполняется пастой и размещается над подложкой на расстоянии 0,5–1 мм. После этого на сетку опускается специальный нож – *ракель,* который, перемещаясь вдоль рамки, продавливает пасту через отверстия в сетке (рис. 19.12, *б*). Несмотря на простоту идеи продавливания, эта операция – прецизионная; на качество будущей пленки и повторяемость результатов оказывают влияние угол заточки ракеля, его наклон относительно подложки, скорость перемещения и другие факторы.

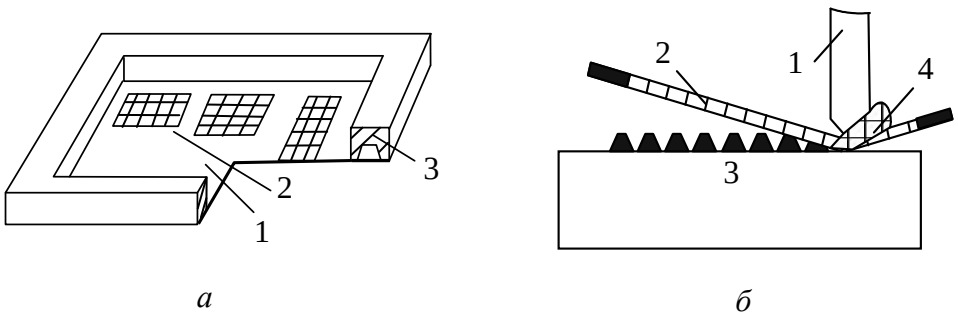



Рис. 19.12. Метод локального нанесения пасты: *а* – сетчатый трафарет; *б* – продавливание пасты через трафарет: 1 – ракель; 2 – сетка; 3 – подложка; 4 – паста

Вообще говоря, сетка на трафарете не обязательна: можно продавливать пасту и через сплошные отверстия. Однако качество пленок при этом хуже, так как сетка обеспечивает более однородные слои в результате слияния отдельных «капель», прошедших через ячейки сетки. Толщина получаемых пленок зависит от диаметра нитей и размеров ячеек. Обычно она составляет 20–40 мкм.

К подложкам для толстопленочных ГИС предъявляются в общем те же требования, что и для тонкопленочных. Особое внимание часто уделяется повышенной теплопроводности, так как толстопленочный вариант ГИС характерен для мощных схем. Поэтому распространены высокоглиноземистые керамики (96 % $A1_2O_3$) и бериллиевые керамики (99,5 % BeO). Последние в 7–10 раз превышают глиноземистые по теплопроводности, но уступают им по прочности. Важная отличительная особенность подложек для толстопленочных ГИС состоит в том, что их поверхность должна быть достаточно шероховатой, чтобы обеспечить необходимую адгезию с веществом пасты. Степень шероховатости характеризуется неровностями до 1–2 мкм.

Методы монтажа навесных компонентов те же, что и у тонкопленочных ГИС, но размеры контактных площадок делают больше: 400х400 мкм.

В целом толстопленочная технология характерна простотой и низкой стоимостью ИС. Однако по сравнению с тонкопленочной технологией плотность компоновки оказывается меньше (из-за большей ширины линий), а разброс параметров – больше (из-за неконтролируемой толщины пленок).

# ЛЕКЦИЯ 20. ЭЛЕМЕНТЫ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

План лекции

20.1. Элементы интегральных схем.
20.2. Изоляция элементов.
20.3. Транзисторы *n–p–n*.
20.4. Разновидности *n–p–n*-транзисторов.
20.5. Транзисторы *p–n–p*.

## 20.1. Элементы интегральных схем.

Напомним, что *элементами ИС* (как полупроводниковых, так и гибридных) называют их неделимые составные части, которые нельзя отдельно специфицировать и поставить как отдельные изделия. Одна из особенностей элементов ИС по сравнению с аналогичными дискретными приборами или электрорадиоэлементами состоит в том, что они имеют электрическую связь с общей подложкой, а иногда и друг с другом. Поэтому математические и физические модели (эквивалентные схемы) элементов ИС несколько отличаются от моделей дискретных аналогов.

Вторая важная особенность элементов ИС по сравнению с дискретными приборами связана с тем, что все они получаются в едином технологическом процессе. Например, все резисторы пленочной ИС получаются одновременно и, следовательно, характеризуются одинаковой толщиной резистивного слоя и одинаковым удельным сопротивлением (разница может быть только в длине и ширине слоя). В полупроводниковой ИС рабочий слой резистора получается одновременно с базовым слоем транзистора и, следовательно, имеет те же электрофизические параметры, что и базовый слой. Иначе говоря, *при изготовлении элементов ИС имеется меньше «степеней свободы», чем при изготовлении их дискретных аналогов:* можно варьировать главным образом конфигурацией элементов ИС «в плане», т. е. их длиной и шириной, а не глубиной слоев и электрофизическими параметрами. В результате *параметры элементов ИС в значительной мере коррелированы* (взаимосвязаны) *и ограничены,* чего нет у дискретных компонентов.

Отметим, однако, что указанные особенности, прежде всего характерны для элементов БИС и СБИС, при изготовлении которых из-за проблем совмещения всегда приходится «экономить» на количестве фотолитографий. Если проблема ограничения количества фотолитографий не превалирует над остальными, параметры элементов ИС могут значительно отличаться.

Помимо указанных двух особенностей, следует отметить, что в процессе развития микроэлектроники появились такие элементы ИС, которые не имеют аналогов в дискретной электронике: многоэмиттерные и

многоколлекторные транзисторы, транзисторы с барьером Шоттки, трехмерные элементы и др.

Традиционные компоненты – диоды, конденсаторы и т. п. – изменились конструктивно, изменился диапазон их параметров. В полупроводниковых ИС отсутствуют аналоги таких традиционных компонентов, как катушки индуктивности и тем более трансформаторы.

*Компонентами ИС* называют такие составные части гибридных микросхем, которые можно специфицировать отдельно и поставлять в виде отдельных изделий. Компоненты ГИС представляют собой навесные детали, отличающиеся от «обычных» дискретных компонентов лишь конструктивным оформлением (бескорпусные диоды, транзисторы и ИС).

Главными элементами биполярных полупроводниковых ИС являются *n–p–n*-транзисторы. Именно на них ориентируются при разработке новых технологических циклов, стараясь обеспечить оптимальные параметры этих транзисторов. Технология всех других элементов (*p–n–p*-транзисторов, диодов, резисторов и т. п.) должна приспосабливаться к технологии *n–p–n*-транзистора. Такое приспособление означает, что для изготовления других элементов следует по возможности избегать дополнительных технологических операций: желательно использовать те же рабочие слои (коллекторный, базовый и эмиттерный), которые необходимы для *n–p–n*-транзистора. Отсюда такая терминология: «в качестве резистора используется базовый слой» или «рабочий слой резистора получается на этапе базовой диффузии».

Главными элементами МОП-транзисторных ИС до недавнего времени были МОП-транзисторы с индуцированным *p*-каналом. На них ориентировался технологический цикл и к этому циклу приспосабливалась технология остальных элементов. В последние годы, после того как удалось преодолеть трудности изготовления качественных *n*-канальных МОП-транзисторов и разработать технологию комплементарных МОП (КМДП)-схем, последняя, по существу, заняла главное место в технологии ИС.

## 20.2. Изоляция элементов.

На рис. 20.1 показаны два *n–p–n*-транзистора и диод, выполненные на общей кремниевой подложке *n*-типа. Как видим, коллекторы транзисторов и катод диода оказались принудительно связаны через подложку. Такие связи, как правило, неприемлемы: они не соответствуют желательной конфигурации схемы. Следовательно, *элементы биполярных полупроводниковых ИС нужно изолировать друг от друга с тем, чтобы необходимые соединения осуществлялись только путем металлической разводки.*

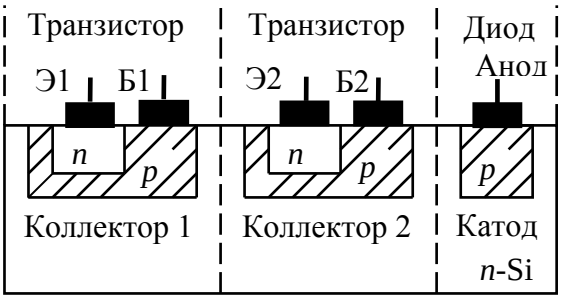



Рис. 20.1. Внутренняя связь элементов биполярных ИС через подложку в отсутствие изоляции

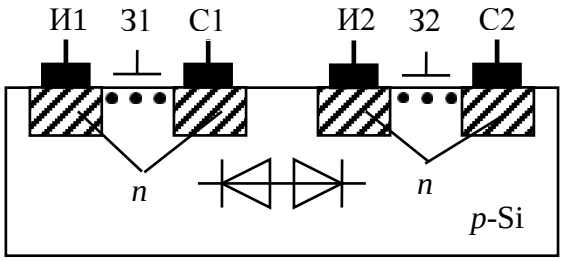



Рис. 20.2. Отсутствие связи между элементами МОП-транзисторных ИС

В случае изготовления на одной подложке МОП-транзисторов истоки и стоки смежных элементов (рис. 20.2) оказываются разделенными встречно-включенными *p–n*-переходами и такая связь не столь губительна, как в биполярных элементах.

Однако с ростом степени интеграции и сближением элементов обратные токи разделительных *p–n*-переходов растут и принуждают разработчиков ИС искать способы изоляции не только биполярных, но и МОП-элементов.

Сравнительная оценка способов изоляции. Все известные способы изоляции можно разделить на два главных типа: *изоляцию обратносмещенным p–n-переходом и изоляцию диэлектриком.* Оба типа изоляции проиллюстрированы на рис. 20.3.

Обедненный слой *p–n*-перехода, особенно при большом обратном смещении, имеет очень высокое удельное сопротивление, близкое к удельному сопротивлению диэлектриков.

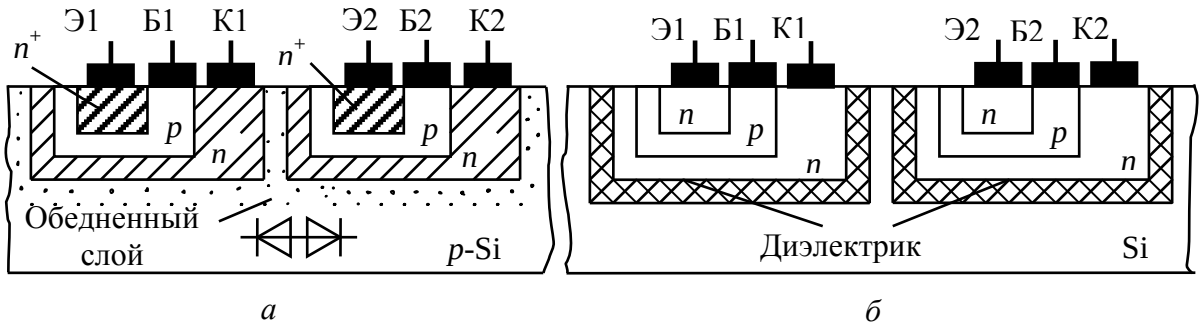



Рис. 20.3. Основные методы изоляции элементов ИС:
*а* – с помощью *p*–*n*-переходов; *б* – с помощью диэлектрика

Поэтому указанные два типа изоляции различаются не столько удельным сопротивлением изолирующего слоя, сколько его структурой. Изоляцию *p*–*n*-переходом относят к однофазным способам, имея в виду, что материал по обе стороны и в пределах изолирующего слоя один и тот же – кремний. Изоляцию диэлектриком относят к двухфазным способам, имея в виду, что материал (фаза) изолирующего слоя отличается от материала подложки – кремния. Учитывая, что при разработке ИС происходит постоянное снижение рабочих напряжений, изоляция *p*–*n*-переходом применяется все реже и реже.

Из рис. 20.3, *а* ясно, что *изоляция p–n-переходом сводится к реализации двух встречновключенных диодов между изолируемыми элементами*, так же как в МОП-транзисторных ИС. Для того чтобы оба изолирующих диода находились под обратным смещением (независимо от потенциалов коллекторов), на подложку задают максимальный отрицательный потенциал от источника питания ИС.

Изоляция *p*–*n*-переходом хорошо вписывается в общий технологический цикл биполярных ИС, однако ее недостатки – это наличие обратных токов в *p*–*n*-переходах и наличие барьерных емкостей.

Изоляция диэлектриком более совершенная и радикальная (рис. 20.3, *б*). При комнатной температуре токи утечки в диэлектрике на 3–5 порядков меньше, чем обратные токи *p*–*n*-перехода. Что касается паразитной емкости, то, разумеется, она имеет место и при диэлектрической изоляции. Однако ее легко сделать меньше барьерной, выбирая материал с малой диэлектрической проницаемостью и увеличивая толщину диэлектрика. Как правило, паразитная емкость при диэлектрической изоляции на порядок меньше, чем при изоляции *p*–*n*-переходом.

**Изоляция *p–n*-переходом.** Изолирующие переходы можно получить по-разному. Так, в чисто планарной технологии в свое время использовались методы *тройной диффузии* (рис. 20.4, *а*) и *встречной* (или двусторонней) *диффузии* (рис. 20.4, *б*). Обоим этим методам свойственны серьезные недостатки.

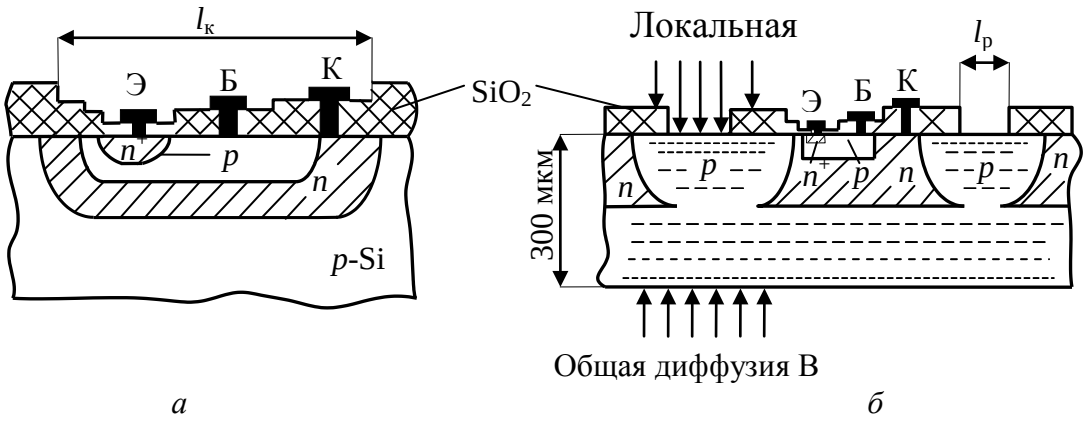



Рис. 20.4. Возможные варианты изоляции элементов с помощью переходов: *а* – метод тройной диффузии ($l_к$ – размер окна под коллекторную диффузию); *б* – метод встречной (двусторонней) диффузии ($l_р$ – размер окна под разделительную диффузию)

В структуре на рис. 20.4, *а* коллекторный *n*-слой, получаемый на этапе 1-й диффузии, является неоднородным: концентрация примеси возрастает от одной донной части к поверхности. Поэтому на границе с базовым слоем концентрация примеси оказывается достаточно большой и соответственно пробивное напряжение коллекторного перехода получается сравнительно низким. Кроме того, сложна сама технология тройной диффузии.

В структуре на рис. 20.4, *б* изоляция элементов достигается общей диффузией акцепторной примеси через нижнюю поверхность пластины *n*-типа и локальной диффузией той же примеси через верхнюю поверхность. Глубина обеих диффузий составляет половину толщины пластины, так что обе диффузионные области смыкаются. В верхней части пластины образуются «островки» исходного кремния *n*-типа, которые являются коллекторными слоями будущих транзисторов. При данном методе, в отличие от предыдущего, коллекторный слой оказывается однородным. Главный недостаток этого метода – необходимость проведения глубокой диффузии (100–150 мкм). Время такой диффузии составляет 2–3 суток и более, что экономически невыгодно. Кроме того, из-за боковой диффузии протяженность изолирующих *p*-слоев на поверхности оказывается порядка толщины пластины, т. е. превышает размеры обычных транзисторов. Соответственно уменьшается коэффициент использования площади.

В настоящее время вместо монолитной пластины *n*-типа используют тонкий эпитаксиальный *n*-слой, выращенный на подложке (рис. 20.5).

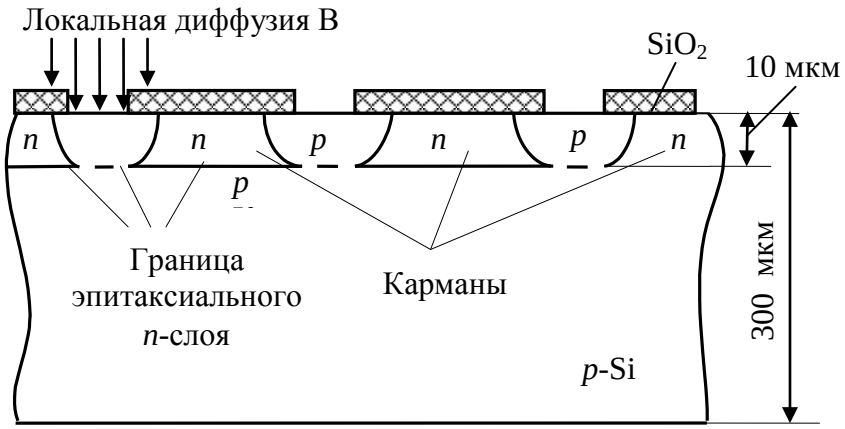
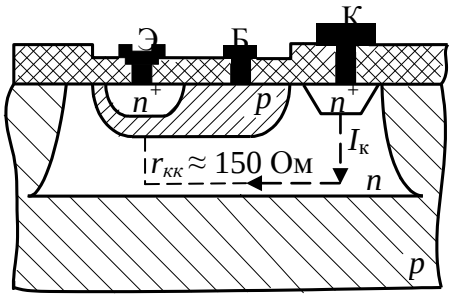


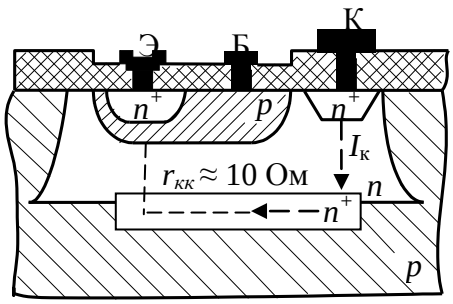

Рис. 20.5. Основной способ изоляции элементов с помощью переходов в планарно-эпитаксиальных ИС

В этом случае проблема изоляции существенно упрощается: диффузия, обеспечивающая образование коллекторных островков (ее называют *разделительной* или *изолирующей диффузией*), проводится только через одну (верхнюю) поверхность пластины на глубину, равную толщине эпитаксиального слоя (обычно не более 5–10 мкм). При такой малой глубине время диффузии не превышает 2–3 ч, а расширение изолирующих *p*-слоев на поверхности, обусловленное боковой диффузией, в несколько раз меньше, чем при методе встречной диффузии. При этом коэффициент использования площади кристалла имеет приемлемую величину.

Островки *n*-типа, оставшиеся в эпитаксиальном слое после разделительной диффузии, называют *карманами*. В этих карманах на последующих этапах технологического процесса осуществляют необходимые элементы ИС, в первую очередь – транзисторы.




*а*




*б*

Рис. 20.6. Структура интегрального *n*–*p*–*n*-транзистора: *а* – без скрытого слоя; *б* – со скрытым $n^+$-слоем

Простейшие карманы, показанные на рис. 20.5, находят ограниченное применение. Транзисторы, изготовленные на таких карманах (рис. 20.6, *а*), характеризуются большим горизонтальным сопротивлением коллекторного слоя $r_{кк}$ (100 Ом и более). Уменьшать удельное сопротивление эпитаксиального слоя нерационально: при этом уменьшается пробивное напряжение коллекторного перехода и возрастает коллекторная емкость. Поэтому типовым решением является использование так называемого скрытого *n*-слоя,

расположенного на дне кармана. Роль такого низкоомного слоя очевидна из рис. 20.6, *б*.

Скрытые слои получают диффузией, которая проводится до наращивания эпитаксиального слоя. Во время эпитаксии донорные атомы скрытого слоя под действием высокой температуры диффундируют в нарастающий эпитаксиальный *n*-слой. В итоге скрытый слой частично расположен в эпитаксиальном, и дно кармана в этом месте оказывается приподнятым на несколько микрон. Для того чтобы предотвратить чрезмерное распространение доноров из скрытого слоя в эпитаксиальный (что может привести к смыканию скрытого $n^+$-слоя с базовым *p*-слоем), выбирают для скрытого слоя диффузант со сравнительно малым коэффициентом диффузии – сурьму или мышьяк.

Использование скрытого $n^+$-слоя обеспечивает не только меньшее сопротивление коллектора (первоначальное назначение скрытого слоя), но и некоторые другие преимущества, в том числе большой инверсный коэффициент усиления транзистора и меньший избыточный заряд в коллекторном слое, накапливающийся в режиме двойной инжекции.

Разделительная диффузия в эпитаксиальный слой является в настоящее время наиболее простым и распространенным вариантом изоляции *p*–*n*-переходом. Однако используются и более сложные варианты этого метода, к числу которых относится *изоляция коллекторной диффузией* (ИКД), рис. 20.7.

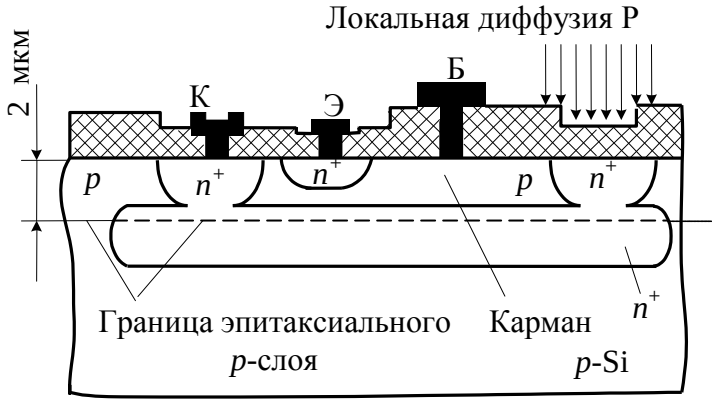



Рис. 20.7. Метод изоляции элементов коллекторной диффузией

Метод ИКД характерен тем, что эпитаксиальный слой (толщиной 2–3 мкм) имеет проводимость *p*-типа. В этом слое расположены заранее созданные скрытые $n^+$-слои. Разделительная диффузия в данном случае осуществляется с помощью донорной примеси (фосфора); глубина диффузии соответствует расстоянию от поверхности до скрытого слоя. В результате получаются карманы *p*-типа (будущие базовые слои), а скрытый $n^+$-слой вместе с разделительными $n^+$-слоями образует область коллектора. Как видим, в данном случае разделительные слои выполняют полезную функцию

и, следовательно, не влияют на коэффициент использования площади. Последний при методе ИКД оказывается значительно больше, чем в основном варианте (рис. 20.5). Однако из-за большой концентрации примеси в $n^+$-слоях методу ИКД свойственны меньшие пробивные напряжения коллекторного перехода и большие значения коллекторной емкости. Кроме того, чтобы сделать базу неоднородной и тем самым создать в ней внутреннее ускоряющее поле, в *p*-карманы приходится дополнительно проводить диффузию акцепторной примеси.

**Изоляция диэлектриком.** Исторически первым способом изоляции диэлектриком был так называемый *эпик-процесс*. Этапы этого процесса показаны на рис. 20.8. Исходная пластина кремния *n*-типа покрывается тонким (2–3 мкм) эпитаксиальным слоем $n^+$-типа (рис. 20.8, *а*). Через маску в пластине вытравливают канавки глубиной 10–15 мкм, после чего всю рельефную поверхность окисляют (рис. 20.8, *б*). Далее на окисленную рельефную поверхность напыляют толстый (200–300 мкм) слой поликристаллического кремния (рис. 20.8, *в*). После этого исходную пластину *n*-типа сошлифовывают на всю толщину вплоть до дна канавок. В результате получаются карманы *n*-типа (со скрытым $n^+$-слоем), расположенные уже в поликристаллической подложке (рис. 20.8, *г*). Изоляция элементов обеспечивается окисным слоем $SiO_2$. Основную трудность в эпик-процессе представляет прецизионная шлифовка монокристаллической пластины: при толщине сошлифовываемого слоя 200–300 мкм погрешность шлифовки по всей поверхности должна лежать в пределах 1–2 мкм.

Если на втором этапе (рис. 20.8, *б*) напылять не полупроводниковый слой (поликристаллический кремний), а диэлектрический – керамику, получается вариант *керамической изоляции*. Этот вариант обеспечивает лучшую гальваническую и емкостную развязку элементов, но он сложнее и дороже.

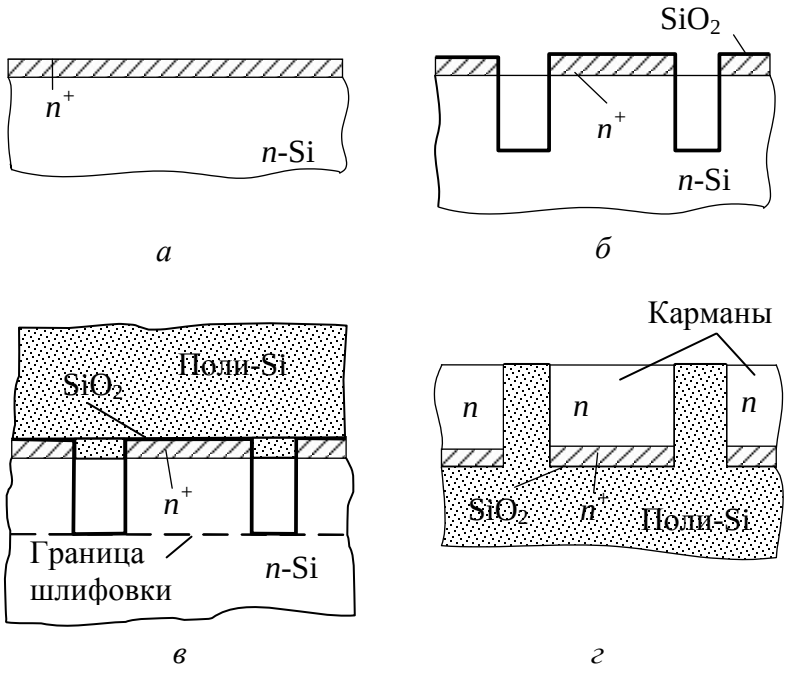


Рис. 20.8. Метод диэлектрической изоляции (эпик-процесс): *а* – исходная структура; *б* – травление канавок и окисление; *в* – напыление поликристаллического кремния; *г* – конечная структура (карманы со скрытым $n^+$-слоем)

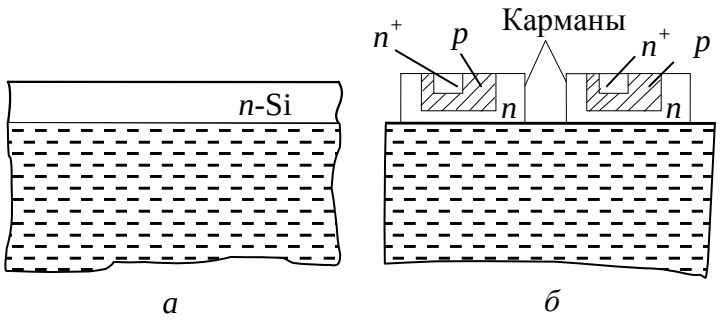



Рис. 20.9. Технология «кремний на сапфире» (КНС):
*а* – исходная структура; *б* – рельефные карманы

Большое распространение получила так называемая технология *кремний на сапфире* (КНС, англ. SOS – Silicon On Sapphire). Её основные этапы показаны на рис. 20.9. Сапфир имеет такую же структуру кристаллической решетки, как и кремний. Поэтому на сапфировой пластине (подложке) можно нарастить эпитаксиальный слой кремния (рис. 20.9, *а*), а затем протравить этот слой насквозь до сапфира, так чтобы образовались кремниевые островки – карманы для будущих элементов ИС (рис. 20.9, *б*). Эти карманы с нижней стороны изолированы друг от друга сапфиром – диэлектриком, а с боковых сторон – воздухом. Поэтому технологию КНС часто относят к классу *воздушной изоляции.* Недостатком этого метода является рельефность поверхности, которая затрудняет осуществление металлической разводки.

**Комбинированные способы изоляции.** В настоящее время самым распространенным комбинированным методом является так называемая *изопланарная технология*. В ее основе лежит локальное сквозное прокисление тонкого (2–3 мкм) эпитаксиального слоя кремния *n*-типа (рис. 20.10). В результате локального прокисления эпитаксиальный *n*-слой оказывается разделенным на отдельные карманы *n*-типа так же, как при методе разделительной диффузии. Однако в данном случае боковые изолирующие слои не полупроводниковые, а диэлектрические (окисные). Что касается донных частей карманов, то они по-прежнему разделены встречновключенными *p*–*n*-перехо–дами. Именно поэтому изопланар относится к комбинированным методам.

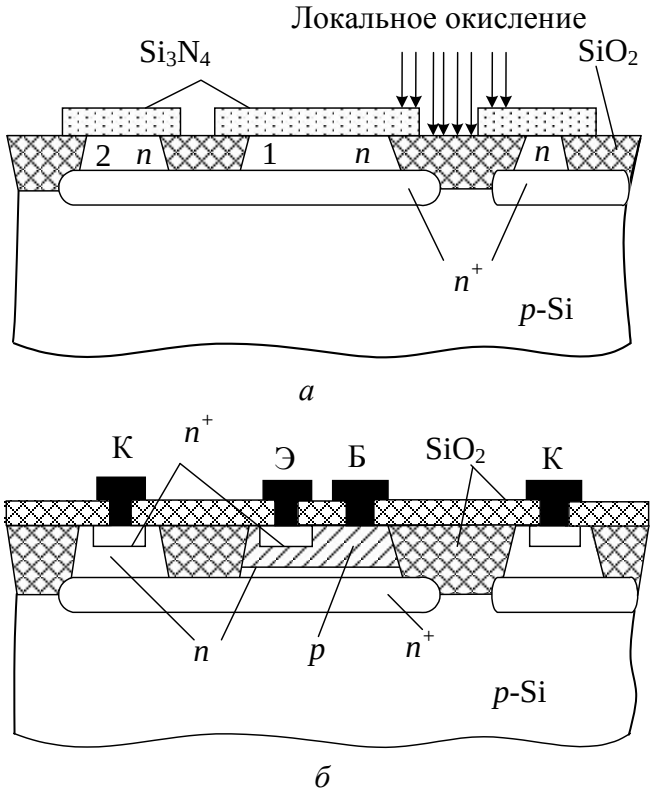



Рис. 20.10. Изопланарная технология: *а* – структура до базовой диффузии; *б* – конечная структура транзистора

Каждый карман, в свою очередь, разделен окислом на две части (1 и 2 на рис. 20.10, *а*). В главной части (1) осуществляются база и эмиттер транзистора, а во второй (2) – омический контакт коллектора (рис. 20.10, *б*). Обе части связаны через скрытый $n^+$-слой. Таким образом, устраняются все четыре боковые (вертикальные) стенки коллекторного перехода, что способствует уменьшению коллекторной емкости.

Локальное прокисление эпитаксиального слоя нельзя проводить через окисную маску, так как при высокой температуре и при наличии кислорода ее толщина будет расти за счет толщины *n*-слоя. Поэтому в изопланаре для локального прокисления используют маски из нитрида кремния.

По сравнению с классическим методом разделительной диффузии изопланарный метод изоляции обеспечивает большую плотность компоновки элементов (т. е. лучшее использование площади), а также более высокие частотные и переходные характеристики транзисторов.

*Метод изоляции V-канавками* показан на рис. 20.11, *а*. В данном случае вместо сквозного прокисления эпитаксиального слоя используется его сквозное протравливание методом анизотропного травления. При этом поверхность кристалла должна иметь ориентацию (100), а травление идет по плоскостям (111). Размеры окна в маске делают такими, что грани (111) сходятся чуть ниже границы эпитаксиального слоя и образуют канавки V-образной формы, откуда и название метода. Зависимость между шириной и глубиной канавки строго определенная: $l/d = \sqrt{2}$. При глубине 4–5 мкм ширина канавки составляет всего 6–7 мкм, т. е. потери площади под

изоляцию получаются весьма незначительными. Недостатком метода является необходимость использования плоскости (100), которой свойственна повышенная плотность поверхностных дефектов.

Рельеф, полученный в результате травления, окисляется, как и при эпик-процессе. Однако, в отличие от эпик-процесса, последующее напыление поликристаллического кремния имеет целью лишь выровнять рельеф поверхности для облегчения металлической разводки. Для этого достаточно заполнить поликремнием только канавка.

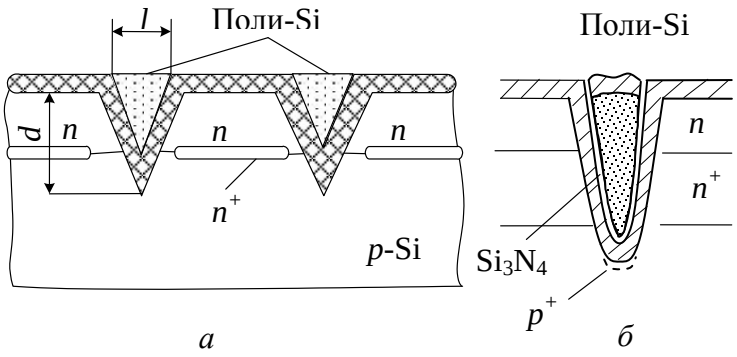



Рис. 20.11. Метод изоляции *V*-канавками (*а*) и *U*-канавками (*б*)

При использовании метода реактивного ионного травления можно дополнительно уменьшить ширину канавки. Такой метод изоляции получил название *изоляции U-образными канавками* (рис. 20.11, *б*).

## 20.3. Транзисторы *n–p–n*.

Поскольку *n–p–n*-транзисторы составляют основу биполярных ИС, мы рассмотрим их наиболее подробно, включая технологию изготовления. При этом будем считать, что изоляция осуществлена методом разделительной диффузии. Особенности, обусловленные другими методами изоляции, в необходимых случаях оговорим.

**Распределение примесей.** На рис. 20.12 показано распределение примесей в слоях интегрального транзистора со скрытым $n^+$-слоем. Следует обратить внимание на то, что распределение эффективной концентрации акцепторов в базовом слое оказывается немонотонным. Соответственно немонотонным оказывается и распределение дырок. Справа от точки максимума градиент концентрации дырок отрицательный, и внутреннее поле (по отношению к инжектированным электронам) является ускоряющим. Это характерно для всех дрейфовых транзисторов. Однако слева от точки максимума градиент концентрации положительный, а значит, поле является тормозящим. *Наличие участка с тормозящим полем приводит к некоторому увеличению результирующего времени пролета носителей через базу.*

Однако расчеты показывают, что это увеличение составляет всего 20–30 % и для приближенных оценок может не учитываться.

**Конфигурации и рабочие параметры.** Конфигурации интегральных транзисторов (в плане) имеют несколько вариантов. Два из них показаны на рис. 20.13.

Первая конфигурация (рис. 20.13, *а*) называется асимметричной: в ней коллекторный ток протекает к эмиттеру только в одном направлении (на рис. 20.13, *а* – справа). Вторая конфигурация (рис. 20.13, *б*) называется симметричной: в ней коллекторный ток протекает к эмиттеру с трех сторон. Соответственно сопротивление коллекторного слоя $r_{кк}$ оказывается примерно в 3 раза меньше, чем у асимметричной конфигурации.

Вторая конфигурация характерна также тем, что контактное окно и металлизация коллектора разбиты на две части. При такой конструкции облегчается металлическая разводка: алюминиевая полоска (например, эмиттерная на рис. 20.13, *б*) может проходить над коллектором по защитному окислу, покрывающему поверхность ИС.

Для примера на рис. 20.13, *а* приведены относительные размеры слоев интегрального *n–p–n*-транзистора для минимального литографического разрешения, равного 10 мкм.

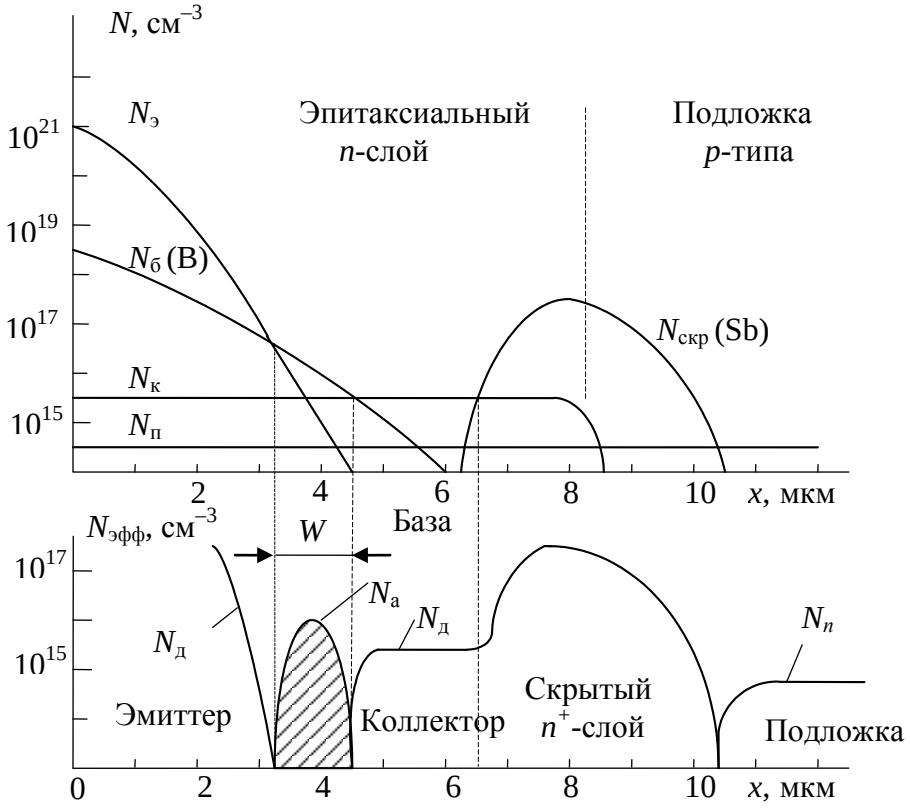



Рис. 20.12. Распределение концентрации примесей в структуре интегрального *n–p–n*-транзистора и распределение эффективных концентраций

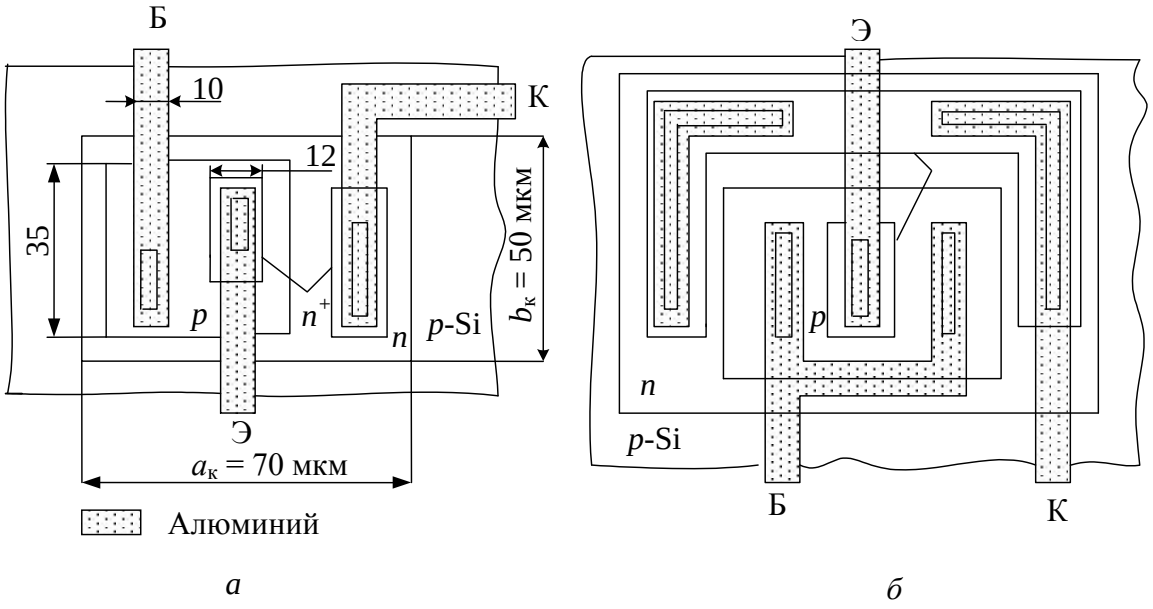



Рис. 20.13. Конфигурация (топология) транзисторов:
*а* – асимметричная; *б* – симметричная

Для этого случая в табл. 20.1 приведены типичные параметры этих слоев, а в табл. 20.2 – типичные параметры транзисторов.

Таблица 20.1

Типичные параметры слоев интегрального *n–p–n*-транзистора

| Наименование слоя | $N$, см$^{-3}$ | $d$, мкм | ρ, Ом·см | $R_s$, Ом/□ |
|---|---|---|---|---|
| Подложка *p*-типа | $1{,}5\cdot10^{15}$ | 300 | 10 | – |
| Скрытый $n^+$-слой | – | 5–10 | – | 8–20 |
| Коллекторный *n*-слой | $10^{16}$ | 10–15 | 0,5 | 500 |
| | $5\cdot10^{18}$ | 2,5 | – | 200 |
| Базовый *p*-слой | $10^{21}$ | 2 | – | 5–15 |
| Эмиттерный $n^+$-слой | | | | |

Примечание: $N$ – концентрация примеси (для диффузных базового и эмиттерного слоев – поверхностная концентрация); $d$ – глубина слоя; ρ – удельное сопротивление материала; $R_s$ – удельное сопротивление слоя.

Таблица 20.2

Типичные параметры интегральных *n–p–n*-транзисторов

| Параметр | Номинал | Допуск δ, % |
|---|---|---|
| Коэффициент усиления, β | 100–200 | ±30 |
| Предельная частота $f_T$, МГц | 200–500 | ±20 |
| Коллекторная емкость $C_к$, пФ | 0,3–0,5 | ±10 |
| Пробивное напряжение $U_{кб}$, В | 40–50 | ±30 |
| Пробивное напряжение $U_{эб}$, В | 7–8 | ±5 |

Величину $R_s$ из табл. 20.1 называют *удельным сопротивлением слоя.* Происхождение этого параметра следующее. Пусть имеется прямоугольная полоска материала длиной $a$, шириной $b$ и толщиной $d$. Если ток протекает вдоль полоски (т. е. параллельно её поверхности), то сопротивление полоски можно записать в виде

$$R = \rho(a/bd) = R_s(a/b), \qquad (20.1)$$

где $R_s = \rho/d$. Если слой неоднороден по толщине (например, если он получен диффузией примеси), то величину $R_s$ можно записать в общем виде:

$$R_s = \left[\int_0^d \sigma(x)\,dx\right]^{-1}, \qquad (20.2)$$

где $\sigma(x) = 1/\rho(x)$ – удельная проводимость материала в плоскости, расположенной на расстоянии $x$ от поверхности.

При условии $a = b$ прямоугольная полоска принимает квадратную форму, а ее сопротивление делается равным $R_s$. Значит, величину $R_s$ можно определить как *продольное сопротивление слоя или пленки квадратной конфигурации.* Чтобы подчеркнуть последнее, вместо истинной размерности Ом пишут Ом/□ (Ом на квадрат). Зная величину $R_s$, легко рассчитать сопротивление слоя или пленки прямоугольной конфигурации по известным значениям $a$ и $b$.

Из табл. 20.2 видно, что пробивное напряжение эмиттерного перехода в 5–7 раз меньше, чем коллекторного. Эта особенность, свойственная всем дрейфовым транзисторам, связана с тем, что эмиттерный переход образован более низкоомными слоями, чем коллекторный. При включении транзистора

с общим эмиттером пробойное напряжение коллекторного перехода уменьшается. Если база достаточно тонкая ($W < 1$ мкм), то пробой обычно обусловлен эффектом смыкания.

**Паразитные параметры.** На рис. 20.14, *а* показана упрощенная структура интегрального *n–p–n*-транзистора, выполненного по методу разделительной диффузии. Особенность интегрального транзистора состоит в том, что его структура (с учетом подложки) – четырехслойная: наряду с рабочими эмиттерным и коллекторным переходами имеется третий (паразитный) переход между коллекторным *n*-слоем и подложкой *p*-типа. Наличие скрытого $n^+$-слоя (не показанного на рис. 20.14, *а*) не вносит принципиальных изменений в структуру.

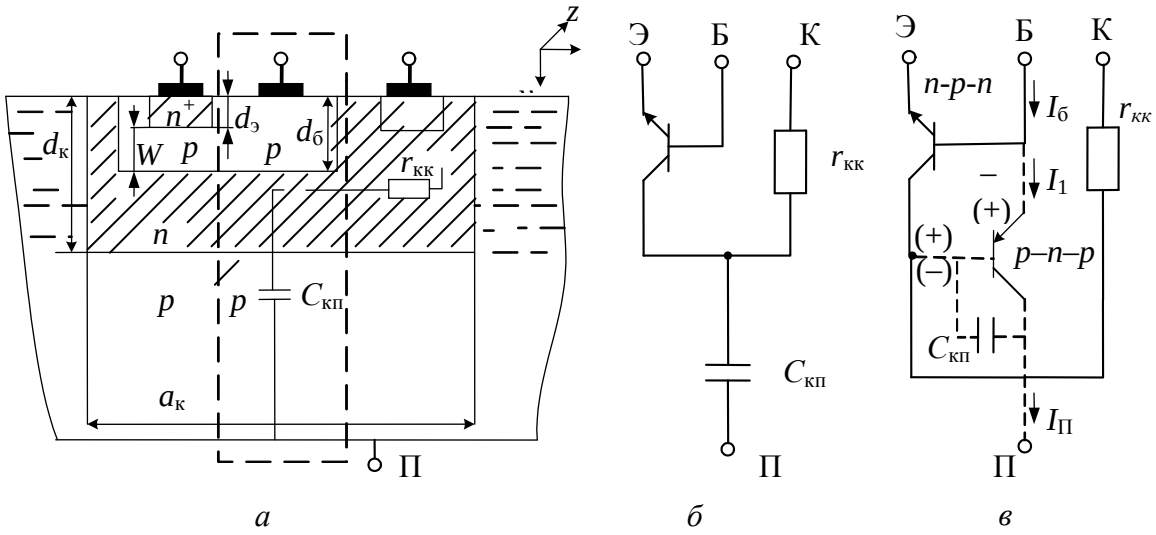



Рис. 20.14. Интегральный *n–p–n*-транзистор:
*а* – упрощенная структура с выделенным паразитным *p–n–p*-транзистором;
*б* – упрощенная модель; *в* – полная модель

Подложку ИС (если она имеет проводимость *p*-типа) *присоединяют к самому отрицательному потенциалу.* Поэтому напряжение на переходе коллектор-подложка всегда обратное или (в худшем случае) близко к нулю. Следовательно, этот переход можно заменить барьерной емкостью $C_{кп}$, показанной на рис. 20.14, *а*.

Вместе с горизонтальным сопротивлением коллекторного слоя $r_{кк}$ емкость $C_{кп}$ образует *RC*-цепочку, которая подключена к активной области коллектора. Тогда эквивалентная схема интегрального *n–p–n*-транзистора имеет вид, показанный на рис. 20.14, *б*.

*Цепочка* $r_{кк}$ $C_{кп}$, *шунтирующая коллектор, – главная особенность интегрального n–p–n-транзистора.* Эта цепочка, естественно, ухудшает его быстродействие и ограничивает предельную частоту и время переключения.

Поскольку подложка находится под неизменным потенциалом, ее можно считать заземленной по переменным составляющим. Поэтому, дополняя малосигнальную эквивалентную схему ОБ цепочкой $r_{кк}C_{кп}$ и

пренебрегая сопротивлением $r_б$, приходим к выводу, что емкость $C_{кп}$ складывается с емкостью $C_к$, а сопротивление $r_{кк}$ – с внешним сопротивлением $R_к$. Соответственно, эквивалентную постоянную времени запишем следующим образом:

$$\tau = \tau_\alpha + (C_к + C_{кп}) \cdot (r_{кк} + R_к), \qquad (20.3)$$

где $\tau_\alpha$ представляет собой сумму постоянной времени цепи эмиттера и времени пролета носителей через базу. Из выражения (20.3) очевидно, что паразитные параметры $C_{кп}$ и $r_{кк}$ ограничивают быстродействие интегрального транзистора в идеальных условиях, когда $\tau_\alpha = 0$, $C_к = 0$ и $R_к = 0$. В этом случае эквивалентная постоянная времени $\tau$ равна *постоянной времени подложки:*

$$\tau_п = C_{кп} r_{кк}. \qquad (20.4)$$

Например, если $C_{кп}$ = 2 пФ и $r_{кк}$ = 100 Ом, получаем $\tau_п$ = 0,2 нс, соответствующая граничная частота $f_п = 1/2\ \pi\tau_п \approx 800$ МГц. С учетом параметров $\tau_\alpha$, $C_к$ и при наличии внешнего сопротивления $R_к$ эквивалентная постоянная времени возрастает, а граничная частота уменьшается.

Значение $r_{кк}$ = 100 Ом, использованное в предыдущем примере, характерно для транзисторов без скрытого $n^+$-слоя. При наличии скрытого слоя типичны значения $r_{кк}$ = 10 Ом. Тогда постоянная времени $\tau_п$ оказывается на порядок меньше и влияние подложки становится мало существенным.

Соотношение между емкостями $C_{кп}$ и $C_к$ зависит в первую очередь от соотношения площадей соответствующих переходов и концентраций примеси в слоях подложки и коллектора. Обычно $C_{кп} = (2–3)C_к$.

При расчете емкости $C_{кп}$ следует учитывать не только донную часть перехода коллектор-подложка, но и его боковые (вертикальные) части (см. рис. 20.14, *а*). Удельная емкость боковых частей больше, чем донной, поскольку концентрация акцепторов в разделительных слоях возрастает в направлении от дна перехода к поверхности (на рис. 20.14, *а* эта концентрация характеризуется густотой штриховки). Типичное значение удельной емкости для донной части составляет $C_{0x}$ = 100 пФ/мм$^2$, а для боковых частей $C_{0y,z}$ = 150–250 пФ/мм$^2$. Обычно все три составляющие емкости $C_{кп}$ оказываются почти одинаковыми и лежат в пределах 0,5–1,5 пФ.

Пассивную область базы вместе с лежащими под ней областями коллектора и подложки можно представить как некий *паразитный p–n–p-транзистор*. На рис. 20.14, *а* структура такого транзистора обведена штриховой линией, а эквивалентная схема, характеризующая взаимосвязь рабочего
*p–n–p*-транзистора с паразитным, показана на рис. 20.14, *в*.

Если *n–p–n*-транзистор работает в нормальном активном режиме ($U_{кб} > 0$), то паразитный транзистор находится в режиме отсечки ($U_{эб} < 0$, см.

знаки без скобок). В этом случае коллекторный переход паразитного транзистора представлен емкостью $C_{кп}$ (рис. 20.14, *б*). Если же *n–p–n*-транзистор работает в инверсном режиме или в режиме двойной инжекции ($U_{эб} < 0$), то паразитный *p–n–p*-транзистор находится в активном режиме ($U_{эб} > 0$, см. знаки в скобках). При этом в подложку уходит ток $I_п = \alpha_{p-n-p} I_1$, где $I_1$ – часть базового тока (рис. 20.14, *в*).

Утечка базового тока в подложку ухудшает параметры транзистора в режиме двойной инжекции. Поэтому транзисторы, предназначенные для работы в таком режиме, специально легируют золотом. Атомы золота играют в кремнии роль ловушек, т. е. способствуют уменьшению времени жизни носителей. Соответственно. коэффициент $\alpha_{p-n-p}$ уменьшается до значения менее 0,1 и утечкой тока в подложку можно пренебречь.

В случае диэлектрической изоляции паразитный *p–n–p*-транзистор отсутствует, но емкость $C_{кп}$ сохраняется. Она, как уже отмечалось, меньше, чем при изоляции *p–n*-переходом.

Если диэлектриком является двуокись кремния, то удельная емкость при толщине 1 мкм составляет около 35 пФ/мм$^2$.

**Типовой технологический цикл.** Производители ИС получают готовые пластины кремния, прошедшие механическую и химическую обработку. Поэтому будем считать, что в начале технологического цикла имеется пластина кремния *p*-типа, покрытая тонким естественным слоем окисла. В этой пластине групповым методом нужно изготовить транзисторы со структурой, показанной на рис. 20.15, *б*. Последовательность операций будет следующая:

1) общее окисление пластины;

2) 1-я фотолитография: создание окон в окисле под скрытые $n^+$-слои;

3) 1-я диффузия (создание скрытых $n^+$-*слоев*); диффузант – мышьяк или сурьма;

4) стравливание окисла со всей поверхности;

5) наращивание эпитаксиального *n*-слоя (при этом скрытый $n^+$-слой несколько диффундирует как в подложку, так и в эпитаксиальный слой).

6) общее окисление;

7) 2-я фотолитография: создание окон в окисле под разделительную диффузию;

8) 2-я диффузия (создание разделительных *p*-слоев и соответственно изолированных *n*-карманов в эпитаксиальном слое; диффузант – бор;

9) 3-я фотолитография: создание окон в окисле под базовую диффузию;

10) 3-я диффузия (создание базовых *p*-слоев); диффузант – бор. Диффузия двухстадийная («загонка» и «разгонка»);

11) 4-я фотолитография: создание окон в окисле под эмиттерную диффузию и омические контакты коллекторов;

12) 4-я диффузия (создание $n^+$-слоев); диффузант – фосфор. Иногда эта диффузия тоже двухстадийная;

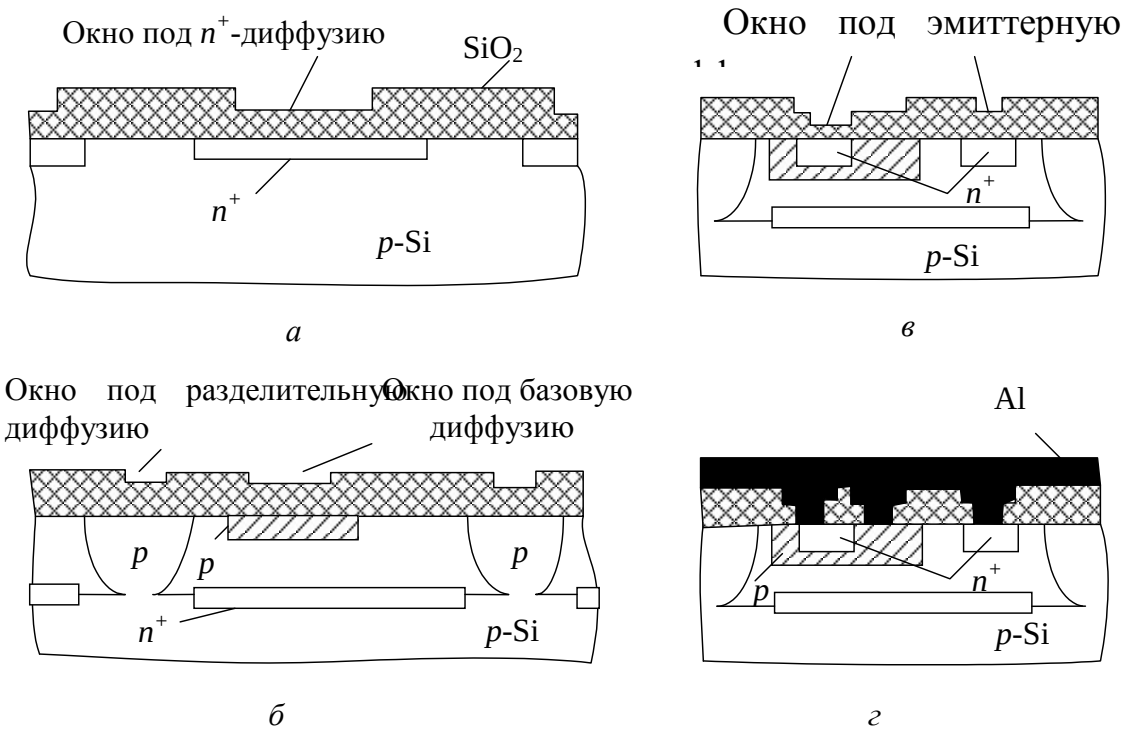
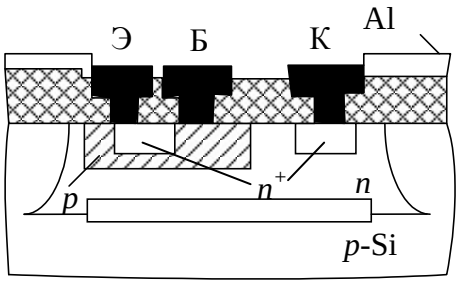



Рис. 20.15. Этапы технологического цикла создания интегрального $n$–$p$–$n$-транзистора со скрытым $n^+$-слоем методом разделительной диффузии: *а* – создание скрытых слоев; *б* – создание базовых слоев в эпитаксиальных карманах; *в* – создание эмиттерных слоев и слоев под омические контакты коллекторов; *г* – общая металлизация; *д* – создание рисунка металлической разводкой




13) 5-я фотолитография: создание окон в окисле под омические контакты;

14) общее напыление алюминия на пластину;.

15) 6-я фотолитография: создание окон в фоторезисте под металлическую разводку;

16) травление алюминия через фоторезистную маску, снятие фоторезиста;

17) термическая обработка для вжигания алюминия в кремний.

Следует отметить, что в приводимом перечне опущены многочисленные операции очистки и отмывки пластины, а также нанесение и удаление фоторезиста.

К рассмотренному технологическому циклу необходимо сделать несколько дополнительных замечаний.

В последнее время промышленность начала выпускать пластины с эпитаксиальным слоем и скрытым $n^+$-слоем. В таком случае первые пять операций отпадают.

В пункте 10 отмечено, что диффузия бора на этапе базовой диффузии – двухстадийная («загонка» и «разгонка»). Такое усложнение процесса имеет серьезные основания и является общепринятым.

Действительно, для того чтобы коэффициент инжекции эмиттерного перехода составлял не менее 0,999, концентрация примеси в эмиттерном слое должна превышать концентрацию в базовом слое не менее, чем в 100 раз.

Между тем предельные растворимости бора или фосфора при оптимальных температурах различаются всего в 3 раза (см. табл. 20.1). Для того чтобы преодолеть это противоречие, нужно понизить приповерхностную концентрацию бора. Это можно сделать несколькими способами.

Можно проводить диффузию бора при столь низкой температуре, при которой его предельная растворимость будет в 100 раз меньше, чем у фосфора. Однако тогда коэффициент диффузии уменьшится на несколько порядков и диффузию придется проводить в течение ряда суток или даже недель. Можно понизить температуру в зоне источника диффузанта и таким образом создать «диффузантный голод» вблизи поверхности пластины. Но этот процесс трудно контролируется. Таким образом, двухстадийная диффузия оказывается оптимальным решением: во время «разгонки» поверхностную концентрацию легко уменьшить в десятки раз и более.

Температуру «разгонки» делают на 150–200 °С больше, чем температура «загонки», чтобы повысить коэффициент диффузии примеси и сократить время процесса. Типичное время «загонки» составляет 20–40 мин (при температуре 1000–1050 °С), а «разгонки» – несколько часов (при температуре около 1200 °С).

Внедрение фосфора на этапе эмиттерной диффузии (пункт 12) – последняя высокотемпературная операция в цикле (температура выбирается на 100–150 °С ниже температуры «разгонки» бора, чтобы не изменить глубину коллекторного $p$–$n$-перехода). Длительность этой операции определяет толщину $n^+$-слоя, а значит, и ширину базы транзистора. У современных планарных транзисторов типичная ширина базы составляет 0,4–0,5 мкм.

В заключение заметим, что в результате неоднократных операций фотолитографии, окисления и диффузии рельеф окисной пленки перед металлизацией оказывается сложным – многоступенчатым. В ряде случаев это затрудняет получение хорошей адгезии алюминия с поверхностью окисла. Обычно на рисунках, иллюстрирующих структуру (разрез) транзисторов или ИС, многоступенчатость окисла для простоты не показывают.

## 20.4. Разновидности *n–p–n*-транзисторов.

В процессе развития микроэлектроники появились некоторые разновидности *n–p–n*-транзисторов, не свойственные дискретным электронным схемам и не выпускаемые в виде дискретных приборов. Ниже рассматриваются наиболее важные из этих разновидностей.

**Многоэмнттерный транзистор.** Структура многоэмиттерного транзистора (МЭТ) показана на рис. 20.16, *а*. Такие транзисторы составляют основу весьма распространенного класса цифровых ИС – так называемых схем ТТЛ. Количество эмиттеров может составлять 5–8 и более.

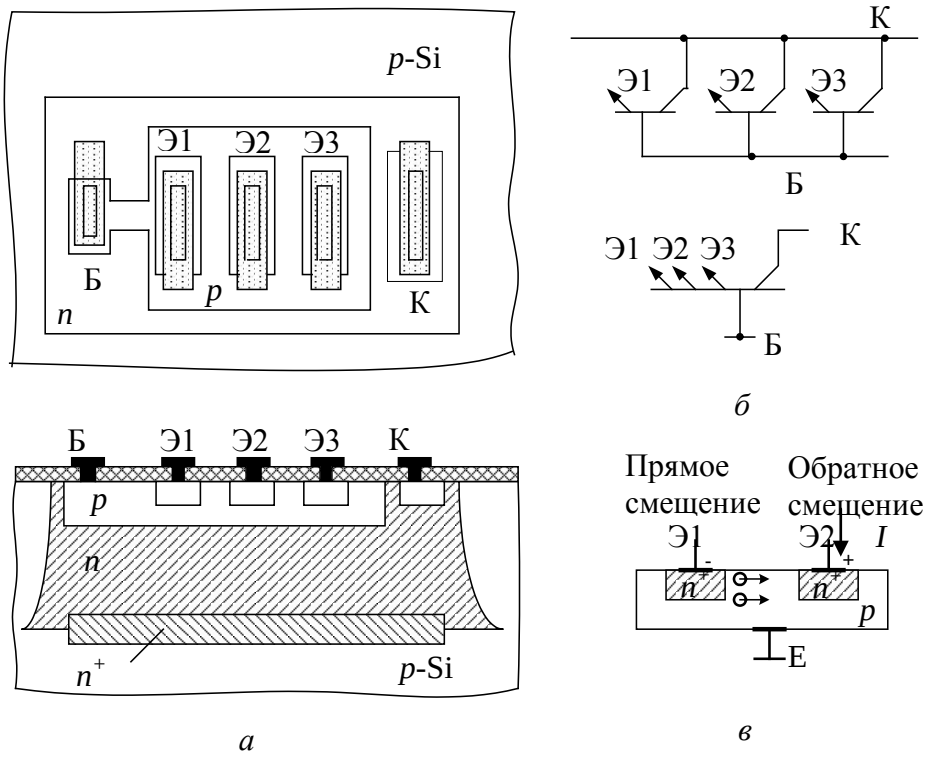



Рис. 20.16. Многоэмиттерный транзистор: *а* – топология и структура; *б* – схемные модели; *в* – взаимодействие между смежными эмиттерами

В первом приближении МЭТ можно рассматривать как совокупность отдельных транзисторов с соединенными базами и коллекторами (рис. 20.16, *б*). Особенности МЭТ как единой структуры следующие (рис. 20.16, *в*).

Во-первых, каждая пара смежных эмиттеров вместе с разделяющим их *p*-слоем базы образует *горизонтальный* (иногда говорят – *продольный*) транзистор типа $n^+–p–n^+$.

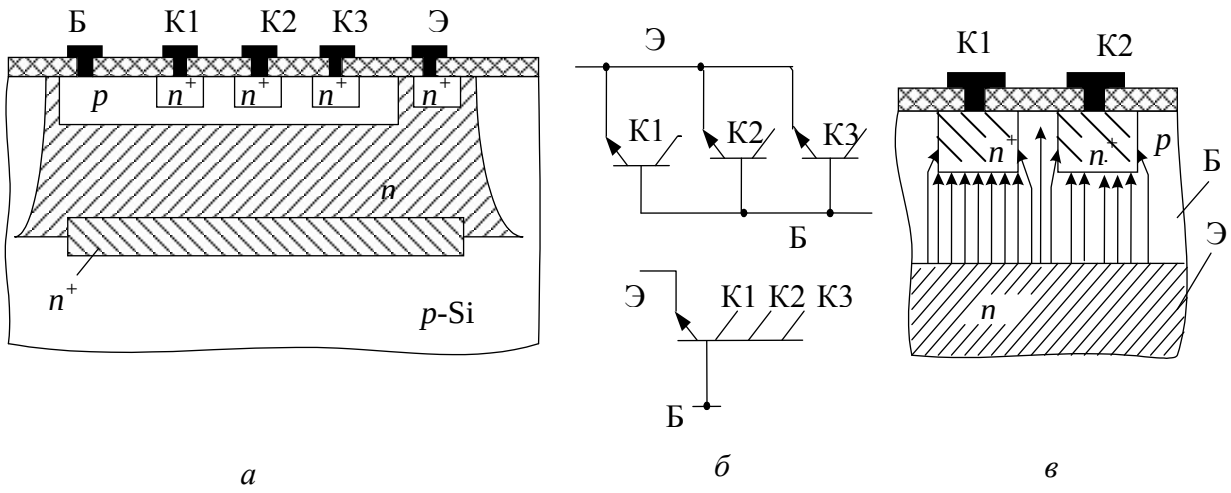
Если на одном из эмиттеров действует прямое напряжение, а на другом – обратное, то первый будет инжектировать электроны, а второй будет собирать те из них, которые инжектированы через боковую поверхность эмиттера и прошли без рекомбинации расстояние между эмиттерами. Такой *транзисторный эффект* является для МЭТ паразитным: в обратносмещенном переходе, который должен быть запертым, будет

протекать ток. Чтобы избежать горизонтального транзисторного эффекта, расстояние между эмиттерами, вообще говоря, должно превышать диффузионную длину носителей в базовом слое. Если транзистор легирован золотом, то диффузионная длина не превышает 2–3 мкм и практически оказывается достаточным расстояние 10–15 мкм.

Важно, чтобы МЭТ имел как можно меньший инверсный коэффициент передачи тока. В противном случае в инверсном режиме, когда эмиттеры находятся под обратным напряжением, а коллектор – под прямым, носители, инжектируемые коллектором, будут в значительной мере достигать эмиттеров, и в цепи последних, несмотря на их обратное смещение, будет протекать ток – паразитный эффект, аналогичный отмеченному выше.

Как известно, инверсный коэффициент передачи всегда меньше нормального из-за различий в степени легирования и в площадях эмиттера и коллектора. Чтобы дополнительно уменьшить инверсный коэффициент $\alpha_I$ в МЭТ, искусственно увеличивают сопротивление пассивной базы, удаляя омический базовый контакт от активной области транзистора (рис. 20.15, *а*). При такой конфигурации сопротивление узкого перешейка между активной областью и базовым контактом может составлять 200–300 Ом, а падение напряжения на нем от базового тока 0,1–0,15 В. Значит, прямое напряжение на коллекторном переходе (в инверсном режиме) будет в активной области на 0,1–0,15 В меньше, чем вблизи базового контакта. Соответственно инжекция электронов из коллектора в активную область базы будет незначительной и паразитные токи через эмиттеры будут практически отсутствовать.

**Многоколлекторные *n–p–n*-транзисторы.** Структура многоколлекторного транзистора (МКТ), показанная на рис. 20.16, *а*, не отличается от структуры МЭТ. Различие состоит лишь в использовании структуры. Можно сказать, что МКТ – *это МЭТ, используемый в инверсном режиме:* общим эмиттером является эпитаксиальный *n*-слой, а коллекторами служат высоколегированные $n^+$-слои малых размеров. Такое решение составляет основу одного из популярных классов цифровых ИС, так называемых схем инжекционной логики $И^2Л$. Эквивалентная схема МКТ показана на рис. 20.17, *б*.




*а* *б* *в*

Рис. 20.17. Многоколлекторный транзистор: *а* – структура; *б* – схемные модели; *в* – траектория движения инжектированных носителей

*Главной проблемой при разработке МКТ является увеличение нормального коэффициента передачи тока* от общего *n*-эмиттера (инжектора) к каждому из $n^+$-коллекторов. Естественно, что эта проблема – обратная той, которая решалась в случае МЭТ, когда коэффициент передачи от *n*-слоя к $n^+$-слоям старались уменьшать.

В данном случае желательно, чтобы скрытый $n^+$-слой располагался как можно ближе к базовому или просто контактировал с ним (как, например, при ИКД технологии). Тогда этот высоколегированный $n^+$-слой, будучи эмиттером, обеспечит высокий коэффициент инжекции. Что касается коэффициента переноса, то для его повышения $n^+$-коллекторы следует располагать как можно ближе друг к другу, сокращая тем самым площадь пассивной области базы. Оба эти пути, конечно, ограничены конструктивно-технологическими факторами. Тем не менее, даже при сравнительно разреженном расположении коллекторов, можно получить коэффициенты передачи на всю совокупность коллекторов $\alpha = 0{,}8–0{,}9$ или коэффициенты усиления $\beta = 4–10$. Этого достаточно для функционирования схем $И^2Л$, если число коллекторов не превышает 3–5. Коэффициент усиления в расчете на один коллектор равен общему коэффициенту усиления, поделенному на число коллекторов. Для приведенных значений β коэффициент усиления на один коллектор превышает единицу, что и требуется в схемах $И^2Л$.

На рис. 20.17, *в* показаны траектории движения инжектированных носителей в базе. Как видим, носители двигаются так, что их доля, попадающая на коллекторы, существенно больше, чем если ее рассчитывать по формальному отношению площади коллектора к площади эмиттера. Именно поэтому реальный коэффициент β имеет те сравнительно большие значения, которые приведены выше. Следовательно, при расчете коэффициентов α и β нужно использовать не геометрические, а эффективные

площади, о чем уже говорилось применительно к инверсному включению транзисторов.

Из рис. 20.17, *в* видно также, что средняя длина траектории носителей значительно превышает толщину активной базы *W*. Поэтому среднее время диффузии будет значительно меньше, чем у МЭТ и отдельных транзисторов. Разница во временах пролета еще больше, поскольку *в МКТ поле базы для инжектированных носителей является не ускоряющим, а тормозящим.* Время пролета $t_{пр}$ составляет не менее 5–10 нс, а соответствующая предельная частота $f_т$ – не более 20–50 МГц.

Коллекторная емкость $C_к$ у МКТ значительно меньше, чем у МЭТ и обычных транзисторов из-за малой площади $n^+$-коллектора. Поэтому эквивалентная постоянная времени транзистора уменьшается.

**Полевой транзистор с барьером Шоттки.** Назначение и принцип действия такого транзистора рассмотрены в лекции 12.

На рис. 20.18 показана структура интегрального ПТШ. Здесь очень изящно решена задача сочетания транзистора с диодом Шоттки: алюминиевая металлизация, обеспечивающая омический контакт с *p*-слоем базы, выполнена в сторону коллекторного *n*-слоя. На первый взгляд коллекторный слой оказался закороченным со слоем базы. На самом же деле алюминиевая полоска образует с *p*-слоем базы невыпрямляющий омический контакт, а с *n*-слоем коллектора выпрямляющий контакт – барьер Шоттки.

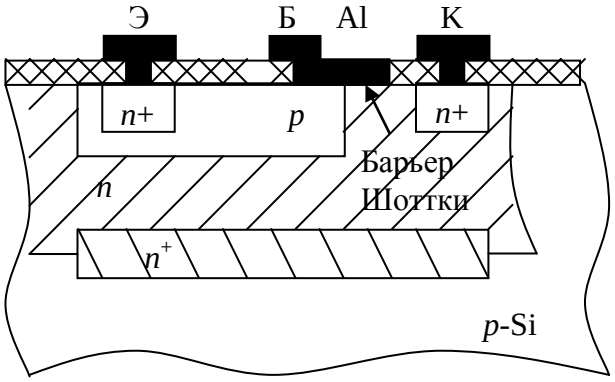



Рис. 20.18. Интегральный транзистор с барьером Шоттки

Разумеется, структурное решение, показанное на рис. 20.18, можно использовать не только в простейшем транзисторе, но и в МЭТ. В обоих случаях отсутствуют накопление и рассасывание избыточных зарядов и получается существенный (в 1,5–2 раза) выигрыш во времени переключения транзисторов из полностью открытого в запертое состояние.

**Супербета транзистор.** Это название присвоено транзисторам со сверхтонкой базой: $W$ = 0,2–0,3 мкм. При такой ширине базы коэффициент усиления базового тока β = 3000–5000 и более, откуда и следует их название.

Получение сверхтонкой базы представляет серьезную технологическую проблему. Во-первых, ширина базы есть разность глубин базового и эмиттерного слоев: $W = d_б - d_э$. Если допуск на ширину базы составляет ± 10 %, т. е. 0,02 мкм, то при глубине базового слоя $d_б$ = 2 мкм глубина эмиттерного слоя должна составлять $d_э$ = 1,8 ± 0,02 мкм. Значит, эмиттерная диффузия должна осуществляться с допуском ± 1,25 %, что лежит на пределе технологических возможностей. Во-вторых, когда в процессе диффузии эмиттерного слоя его металлургическая граница приближается к

металлургической границе коллекторного слоя на расстояние 0,4 мкм, наступает так называемый *эффект оттеснения* коллекторного перехода: дальнейшая диффузия атомов фосфора в эмиттерном слое сопровождается диффузией (с той же скоростью) атомов бора в базовом слое. Можно сказать, что эмиттерный слой «продавливает» металлургическую границу ранее полученного базового слоя (рис. 20.19).

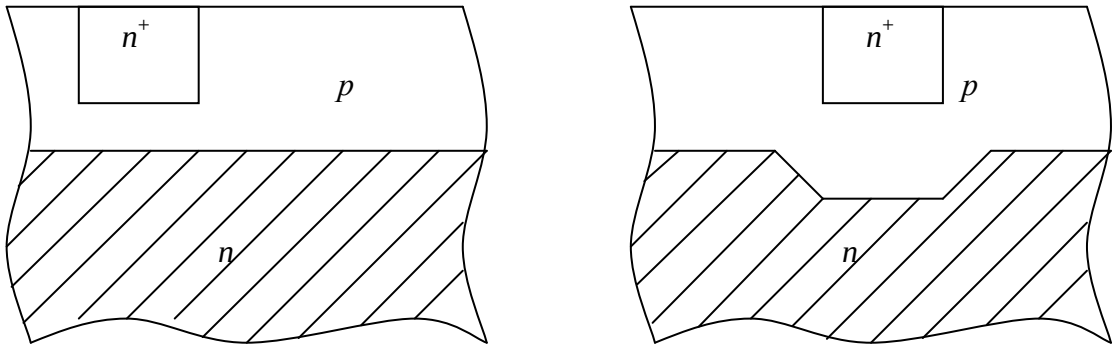



Рис. 20.19. Иллюстрация проблемы получения сверхтонкой базы

При этом толщина базы сохраняет значение около 0,4 мкм. Для того чтобы преодолеть отмеченные трудности и обеспечить воспроизводимость ширины базы, потребовались многолетние усилия физиков-технологов. *Большой коэффициент усиления у супербета-транзисторов покупается ценой очень малого пробивного напряжения* (1,5–2 В). Это – результат эффекта смыкания переходов, свойственного транзисторам с тонкой базой. Поэтому *супербета-транзисторы являются не универсальными, а специализированными элементами ИС*. Их главная область применения – входные каскады операционных усилителей.

Необходимо заметить, что дальнейшее уменьшение ширины базы до 0,1 мкм и менее связано уже не столько с технологическими, сколько с принципиальными физическими проблемами. А именно, если принять среднюю концентрацию акцепторов в базе равной $8 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$, то на 1 см длины их приходится $2 \cdot 10^{5}$. При ширине базы 0,1 мкм (т. е. $10^{-5}$ см) оказывается, что в базе располагаются всего два слоя акцепторных атомов. При этом теряет смысл понятие градиента концентрации примеси (и связанное с ним понятие внутреннего поля), качественно меняются процессы рассеяния и характер движения носителей в базе. Тем самым классическая теория транзисторов в значительной мере теряет силу.

## 20.5. Транзисторы *p–n–p*.

Получение *p–n–p*-транзисторов с такими же высокими параметрами, как и *n–p–n*-транзисторы, в едином технологическом цикле остается до сих пор нерешенной задачей. Поэтому все существующие варианты интегральных *p–n–p*-транзисторов существенно уступают *n–p–n*-транзисторам по коэффициенту усиления и предельной частоте.

Как известно, при прочих равных условиях *p–n–p*-транзисторы уступают *n–p–n*-транзисторам по предельной частоте примерно в 3 раза из-за меньшей подвижности дырок по сравнению с электронами. Поэтому в данном случае, говоря о меньшей предельной частоте *p–n–p*-транзисторов, мы имеем в виду, что не удается обеспечить те равные условия, при которых различие было бы только в 3 раза.

На ранней стадии развития ИС в качестве *p–n–p*-транзисторов использовались *p–n–p*-структуры, образованные слоями базы, коллектора и подложки (рис. 20.20, *а*). Такие транзисторы обычно называют *паразитными* по аналогии с теми, которые входят в состав *n–p–n*-транзисторов (см. рис. 20.14, *а*). Создание паразитного *p–n–p*-транзистора не требует дополнительных технологических операций, однако его параметры оказываются крайне низкими из-за большой ширины базы (сравнимой с глубиной эпитаксиального слоя) и слабой степени легирования эмиттера. Практически толщина базы составляет около 10 мкм, что соответствует предельной частоте транзистора $f_T$ = 1–2 МГц, а коэффициент усиления β обычно не превышает 2–3.

Не менее существенным недостатком паразитных *p–n–p*-транзисторов является то, что разделительный *p*-слой связан с подложкой, а через нее с другими разделительными слоями. Следовательно, *коллекторы всех таких p–n–p-транзисторов оказываются соединенными друг с другом,* а это сильно ограничивает сферу их применения.

Вводя дополнительную технологическую операцию – глубокую диффузию акцепторов (рис. 20.20, *б*), можно получить меньшую толщину базы и улучшить параметры (β = 8–10 и $f_т$ = 4–6 МГц). Однако увеличивается время проведения диффузии и сохраняется недостаток, обусловленный связью коллекторов через подложку.

В настоящее время основным структурным вариантом *p–n–p*-транзистора является горизонтальный *p–n–p*-транзистор (рис. 20.21). Он изолирован от других элементов, имеет гораздо лучшие параметры, чем паразитный *p–n–p*-транзистор, а его технология полностью вписывается в классический технологический цикл с разделительной диффузией.

Эмиттерный и коллекторный слои получаются на этапе базовой диффузии, причем коллекторный слой охватывает эмиттер со всех сторон. Это позволяет собирать инжектированные дырки со всех боковых частей эмиттерного слоя. Приповерхностные боковые участки *p*-слоев характеризуются повышенной концентрацией примеси, что способствует

увеличению коэффициента инжекции. Поскольку базовая диффузия сравнительно мелкая (2–3 мкм), ширину базы (т. е. расстояние между *p*-слоями) удается сделать порядка 3–4 мкм. В результате предельная частота может составлять до 20–40 МГц, а коэффициент усиления до 50.

Из рис. 20.21 видно, что горизонтальный *p–n–p*-транзистор (как и паразитный) является бездрейфовым, так как его база однородная – эпитаксиальный *n*-слой.

Этот фактор вместе с меньшей подвижностью дырок предопределяет примерно на порядок худшие частотные и переходные свойства *p–n–p*-транзистора даже при той же ширине базы, что и у дрейфового *n–p–n*-транзистора. Из рис. 20.21 также видно, что для увеличения коэффициента передачи эмиттерного тока желательно, чтобы площадь донной части эмиттерного слоя была мала по сравнению с площадью боковых частей. Значит, эмиттерный слой нужно делать как можно более узким.

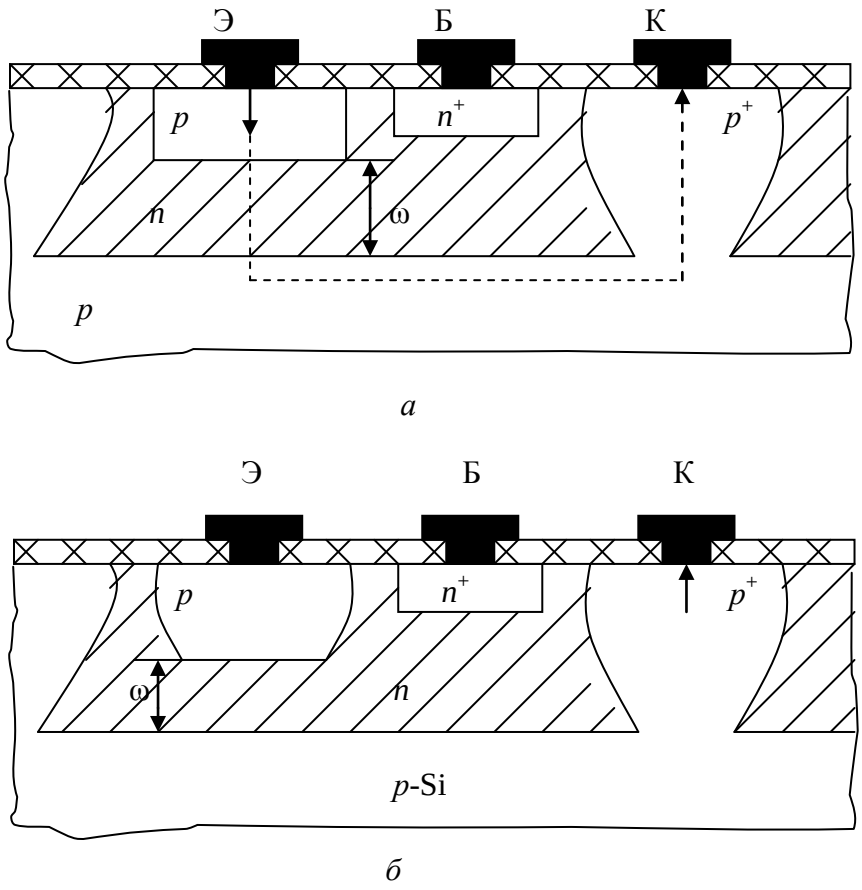



Рис. 20.20. Паразитные *p–n–p*-транзисторы: *а* – эмиттер, полученный на этапе базовой диффузии *n–p–n*-транзистора; *б* – эмиттер, полученный специально глубокой диффузией бора

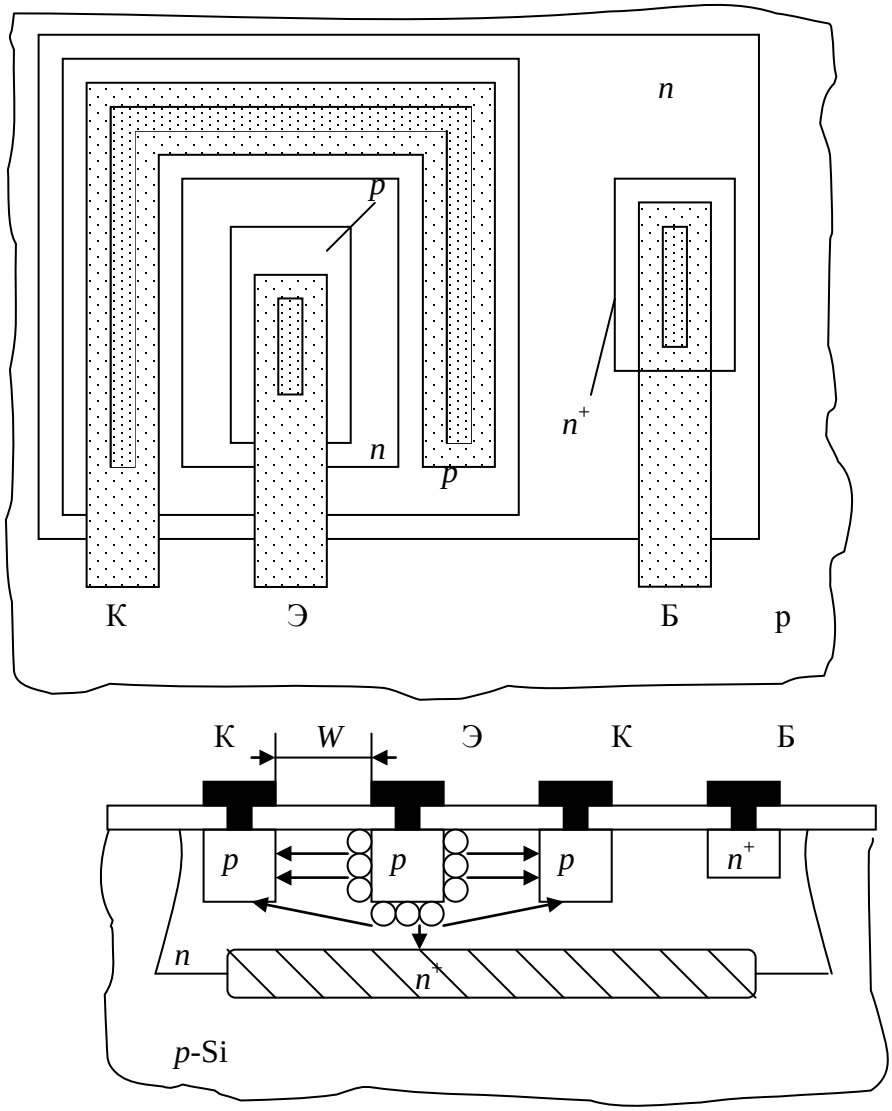



Рис. 20.21. Горизонтальный *p–n–p*-транзистор (топология и структура)

Заметим, что горизонтальному *p–n–p*-транзистору свойственна электрофизическая симметрия, так как слои эмиттера и коллектора однотипные. В частности, это означает, что пробивные напряжения эмиттерного и коллекторного переходов – одинаковы (обычно 30–50 В).

Близкими оказываются также нормальный и инверсный коэффициенты усиления тока $\beta_N$, и $\beta_I$.

Горизонтальная структура позволяет легко осуществить многоколлекторный *p–n–p-транзистор:* достаточно разделить кольцевой *p*-коллектор на *n* частей и сделать отдельные выводы от каждой части.

Коэффициент усиления по каждому из коллекторов будет примерно в *n* раз меньше, чем для единого коллектора, но все коллекторы будут действовать синхронно, а нагрузки, присоединенные к ним, будут изолированы – развязаны друг от друга.

Главные недостатки горизонтального *p–n–p*-транзистора – сравнительно большая ширина базы и ее однородность. Эти недостатки можно устранить в

вертикальной структуре (рис. 20.22), но ценой дополнительных технологических операций. Из рис. 20.22 следуют две такие операции: глубокая диффузия $p$-слоя и заключительная диффузия $p^{++}$-слоя. Последняя операция весьма проблематична, так как для получения $p^{++}$-слоя необходим акцепторный материал, у которого предельная растворимость больше, чем у фосфора, используемого для получения $n^{+}$-слоя. Поскольку такие материалы практически отсутствуют, верхнюю наиболее легированную часть $n^{+}$-слоя необходимо стравить до осуществления $p^{++}$-слоя, что дополнительно усложняет технологический цикл.

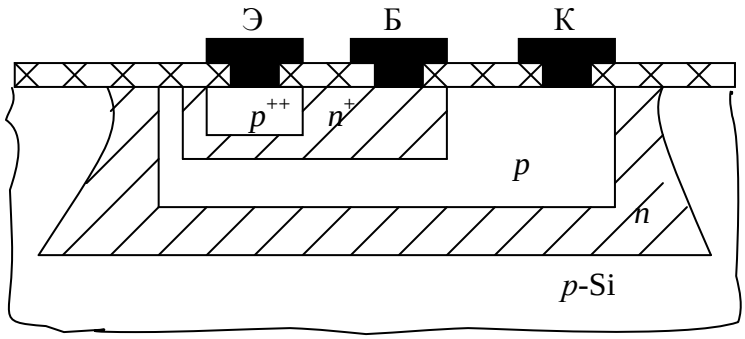



Рис. 20.22. Вертикальный $p$–$n$–$p$-транзистор

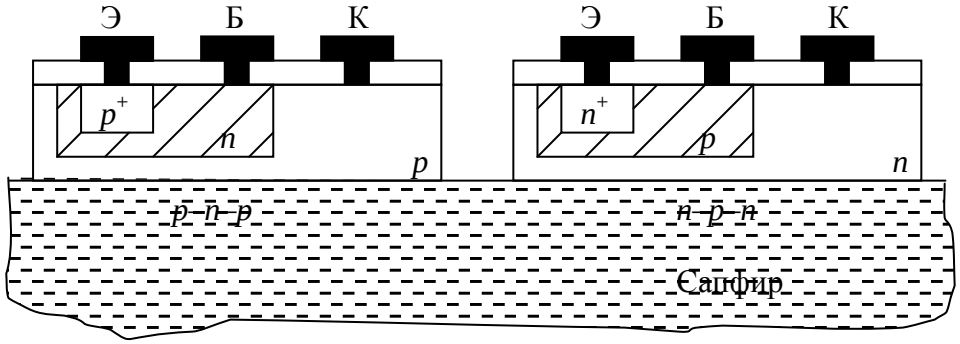



Рис. 20.23. Транзистор $p$–$n$–$p$-типа, полученный по технологии «кремний на сапфире» наряду с $n$–$p$–$n$-транзистором

Большие возможности для получения качественных $p$–$n$–$p$-транзисторов открывает технология КНС (кремний на сапфире). В этом случае (рис. 20.23) $p$–$n$–$p$-транзистор изготавливается по существу отдельно от $n$–$p$–$n$-транзисторов, начиная с этапа эпитаксии $p$-слоя (эпитаксия $n$- и $p$-слоев осуществляется локально, через разные маски). Поэтому и ширина базы, и степень легирования эмиттерного слоя могут быть оптимизированы. Однако необходимость в локальной эпитаксии и два дополнительных процесса диффузии сильно усложняют и удорожают производство.

# ЛЕКЦИЯ 21. ЭЛЕМЕНТЫ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ (ОКОНЧАНИЕ)

План лекции


21.1. Интегральные диоды.
21.2. Полевой транзистор с управляющим *p*–*n*-переходом.
21.3. МОП-транзисторы.


## 21.1. Интегральные диоды.

В качестве диода можно использовать любой из двух *p*–*n*-переходов, расположенных в изолирующем кармане: эмиттерный или коллекторный. Можно также использовать их комбинации. Поэтому по существу *интегральный диод представляет собой диодное включение интегрального транзистора.*

Пять возможных вариантов диодного включения транзистора показаны на рис. 21.1. В табл. 21.1 приведены типичные параметры этих диодов и приняты следующие обозначения: до черточки стоит обозначение анода, после черточки – катода; если два слоя соединены, их обозначения пишутся слитно. Из таблицы видно, что варианты включения различаются как по статическим, так и по динамическим параметрам.

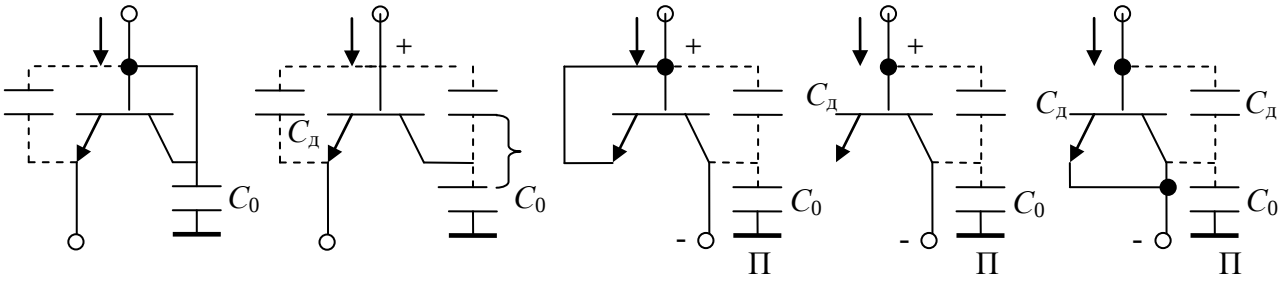



Рис. 21.1. Интегральные диоды (диодные включения транзистора)

*Пробивные напряжения* $U_{пр}$ зависят от используемого перехода: они меньше у тех вариантов, в которых используется эмиттерный переход (табл. 21.1).

*Обратные токи* $I_{обр}$ (без учета токов утечки) – это токи термогенерации в переходах. Они зависят от объема перехода и, следовательно, меньше у тех вариантов, у которых используется только эмиттерный переход, имеющий наименьшую площадь.

*Емкость диода* $C_д$ (т. е. емкость между анодом и катодом) зависит от площади используемых переходов, поэтому она максимальна при их параллельном соединении (вариант Б-ЭК). Паразитная *емкость на подложку* $C_0$ шунтирует на «землю» анод или катод диода (считается, что подложка заземлена). Емкость $C_0$, как правило, совпадает с емкостью $C_{кп}$, с которой мы встретились при рассмотрении *n–p–n*-транзистора. Однако у варианта Б-Э емкости $C_{кп}$ и $C_к$ оказываются включенными последовательно и результирующая емкость $C_0$ минимальна.

Таблица 21.1

Типичные параметры интегральных диодов

| Параметр | Тип диода | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | БК-Э | Б-Э | БЭ-К | Б-К | Б-ЭК |
| $U_{пр}$, В | 7–8 | 7–8 | 40–50 | 40–50 | 7–8 |
| $I_{обр}$, нА | 0,5–1 | 0,5–1 | 15–30 | 15–30 | 20–40 |
| $C_д$, пФ | 0,5 | 0,5 | 0,7 | 0,7 | 1,2 |
| $C_0$, пФ | 3 | 1,2 | 3 | 3 | 3 |
| $t_в$, нс | 10 | 50 | 50 | 75 | 100 |

*Время восстановления обратного тока* $t_в$ (т. е. время переключения диода из открытого в закрытое состояние) минимально у варианта БК-Э. У этого варианта заряд накапливается только в базовом слое (так как коллекторный переход закорочен). У других вариантов заряд накапливается не только в базе, но и в коллекторе, так что для рассасывания заряда требуется большее время.

Сравнивая отдельные варианты, приходим к выводу, что *оптимальными вариантами являются БК-Э и Б-Э.* Малые пробивные напряжения у них не играют существенной роли в низковольтных ИС. Чаще всего используется вариант БК-Э.

Помимо собственно диодов, в ИС применяются *интегральные стабилитроны.* Они также выполняются в нескольких вариантах, в зависимости от необходимого напряжения стабилизации и температурного коэффициента.

Если необходимы напряжения 5–10 В, то используют обратное включение диода Б-Э в режиме пробоя, при этом температурная чувствительность составляет + (2–5) мВ/°С. Если необходимы напряжения 3–5 В, то применяют либо обратное включение диода БЭ-К, используя эффект смыкания, либо обратное включение *p–n*-перехода, специально образованного в разделительном слое (рис. 21.2, *а*). В последнем случае $n^+$-

слой получают на этапе эмиттерной диффузии. Поскольку приповерхностная часть разделительного слоя сильно легирована, переход имеет структуру $p^+$-$n^+$ и ему свойствен туннельный – низковольтный пробой. Температурная чувствительность составляет – 2–3 мВ/°С.

Широкое распространение имеют стабилитроны, рассчитанные на напряжения, равные или кратные напряжению на открытом переходе $U^* \approx 0{,}7$ В. В таких случаях используют один или несколько последовательно включенных диодов БК-Э, работающих в прямом направлении. Температурная чувствительность в этом случае составляет 1,5–2 мВ/°С.

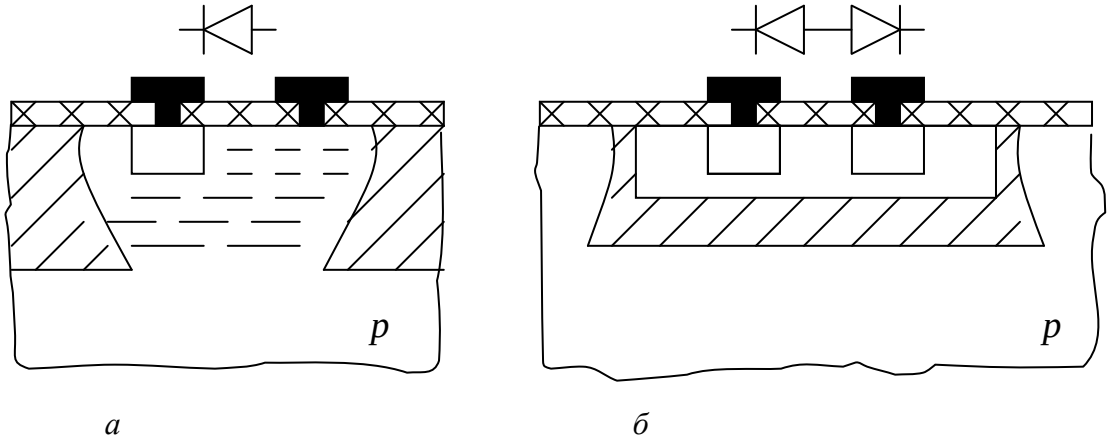



Рис. 21.2. Интегральные стабилитроны: *а* – на основе разделительного слоя; *б* – на основе базового слоя (с применением температурной компенсации)

Если в базовом слое осуществить два *p*–*n*-перехода (рис. 21.2, *б*), то при подаче напряжения между $n^+$-слоями один из переходов работает в режиме лавинного пробоя, а второй – в режиме прямого смещения. Такой вариант привлекателен малой температурной чувствительностью (± 1 мВ/°С и менее), так как температурные чувствительности при лавинном пробое и при прямом смещении имеют разные знаки.

## 21.2. Полевой транзистор с управляющим *p*–*n*-переходом.

Полевые транзисторы с управляющим *p*–*n*-переходом хорошо вписываются в общую технологию биполярных ИС и потому часто изготавливаются совместно с биполярными транзисторами на одном кристалле. Типичные структуры, расположенные в изолированных карманах, показаны на рис. 21.3 и рис. 21.4.

В структуре, показанной на рис. 21.3, *p*-слой затвора образуется на этапе базовой диффузии, а $n^+$-слои, обеспечивающие омический контакт с областями истока и стока, – на этапе эмиттерной диффузии. Заметим, что

*p*-слой затвора окружает сток со всех сторон, так что ток между истоком и стоком может протекать только через управляемый канал.

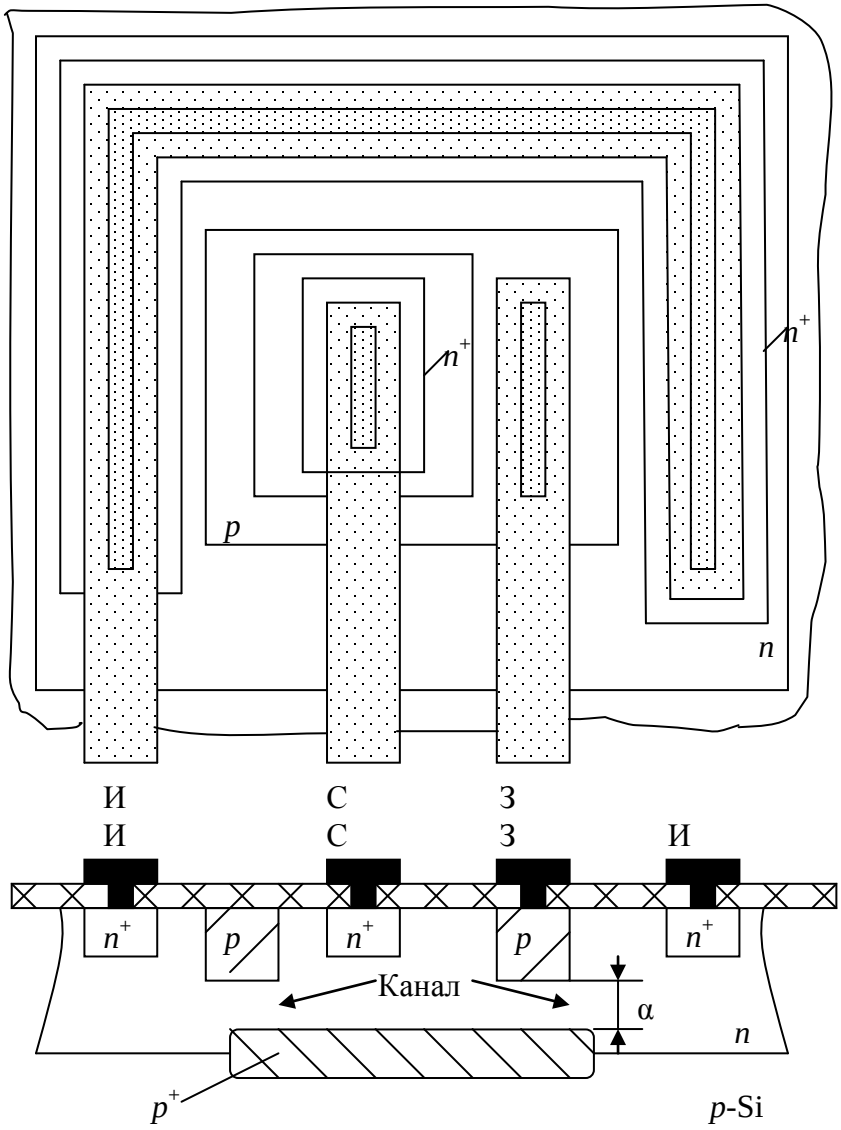



Рис. 21.3. Интегральный полевой транзистор с *n*-каналом

В *n*-карманах, предназначенных для ПТ, вместо скрытого $n^+$-слоя делается $p^+$-слой. Назначение этого слоя – уменьшить начальную толщину канала *a* и тем самым напряжение отсечки. Изготовление скрытого $p^+$-слоя связано с дополнительными технологическими операциями. Для того чтобы скрытый $p^+$-слой проник в эпитаксиальный слой достаточно глубоко, в качестве акцепторного диффузанта используют элементы с большим коэффициентом диффузии (бор или галлий). На подложку, а значит, и на $p^+$-

*слой* задают постоянный (максимально отрицательный) потенциал; поэтому они не выполняют управляющих функций.

Структура, показанная на рис. 21.4, совпадает со структурой обычного *n*–*p*–*n*-транзистора. Роль канала играет участок базового *p*-слоя, расположенный между $n^+$- и *n*-слоями. Если при совместном изготовлении ПТ и биполярного транзистора не использовать дополнительных технологических процессов, то толщина канала будет равна ширине базы *n*–*p*–*n*-транзистора (0,5–1 мкм).

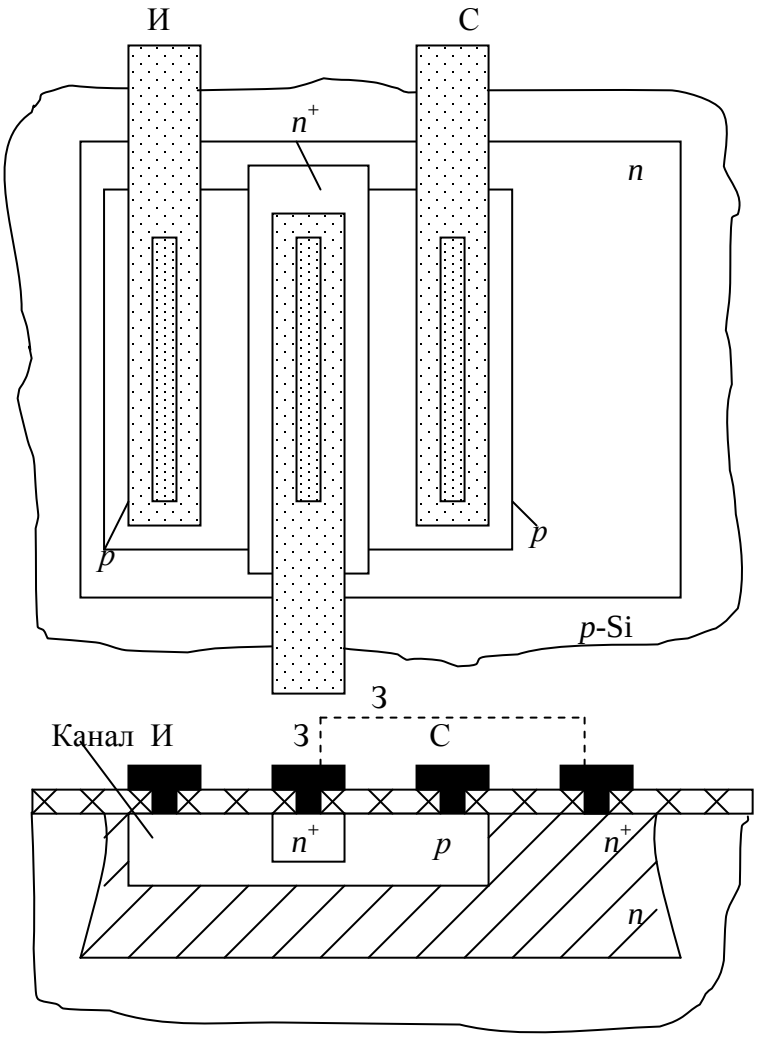



Рис. 21.4. Интегральный полевой транзистор с *p*-каналом

При такой малой толщине канала получаются большой разброс параметров ПТ и малое напряжение пробоя. Поэтому целесообразно пойти на усложнение технологического цикла, осуществляя *p*-слой ПТ отдельно от базового *p*-слоя с тем, чтобы толщина канала была не менее 1–2 мкм. Для этого проводят предварительную диффузию *p*-слоя ПТ до базовой диффузии. Тогда во время базовой диффузии *p*-слой ПТ дополнительно расширяется, и его глубина оказывается несколько больше глубины базового слоя.

Для того чтобы области истока и стока соединялись только через канал, $n^+$-слой делают более широким (в плане), чем *p*-слой (рис. 21.4). В результате

$n^+$-слой контактирует с эпитаксиальным $n$-слоем и вместе они образуют «верхний» и «нижний» затворы. В нижней части рис. 21.4 контакт между «верхним» и «нижним» затворами условно показан штриховой линией. Подложка $p$-типа присоединяется к максимальному отрицательному потенциалу.

## 21.3. МОП-транзисторы.

Совместное изготовление МДП- и биполярных транзисторов на одном кристалле в едином технологическом цикле возможно, но является специальным случаем. Как правило, биполярные и МДП-транзисторные ИС разрабатываются и изготавливаются раздельно. Эти два типа ИС предназначены либо для решения разных функциональных задач, либо для решения одной и той же задачи, но с использованием преимуществ соответствующего класса транзисторов. Главную роль в современной микроэлектронике играют МДП-транзисторы, в которых диэлектриком является $SiO_2$, их называют МОП-транзисторами.

**Простейший МОП-транзистор.** Поскольку интегральные МДП-транзисторы не нуждаются в изоляции, их структура внешне не отличается от структуры дискретных вариантов. На рис. 21.5 воспроизведена структура МОП-транзистора с индуцированным $n$-каналом, которая была подробно проанализирована в лекции 13. Отметим особенности этого транзистора как элемента ИС.

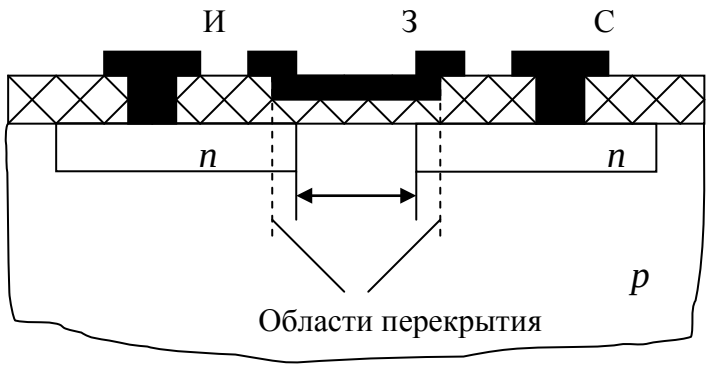



Рис. 21.5. Интегральный МОП-транзистор (с перекрытием затвора)

МОП-транзисторы технологически реализовать проще по сравнению с биполярными: необходимы всего лишь один процесс диффузии и четыре процесса фотолитографии (под диффузию, под тонкий окисел, под омические контакты и под металлизацию). Технологическая простота обеспечивает меньший брак и меньшую стоимость.

Отсутствие изолирующих карманов способствует лучшему использованию площади кристалла, т. е. повышению степени интеграции элементов. Однако, с другой стороны, отсутствие изоляции делает подложку

общим электродом для всех транзисторов. Это обстоятельство может привести к различию параметров у внешне идентичных транзисторов. Действительно, если на подложку задан постоянный потенциал, а истоки транзисторов имеют разные потенциалы (такое различие свойственно многим схемам), то будут разными и напряжения $U_{пи}$ между подложкой и истоками. Это равносильно различию пороговых напряжений МОП-транзисторов.

Как известно, главным фактором, лимитирующим быстродействие МОП-транзисторов, обычно являются паразитные емкости. Металлическая разводка, используемая в ИС, гораздо компактнее проволочного монтажа, свойственного узлам и блокам, выполненным на дискретных компонентах. Поэтому паразитные емкости интегрального МОП-транзистора меньше, чем дискретного, а его быстродействие соответственно в несколько раз выше.

Барьерные емкости переходов истока и стока ($C_{пи}$ и $C_{пс}$) при размерах $n^+$-слоев 20х40 мкм лежат в пределах 0,04–0,1 пФ.

Удельная емкость металлизации определяется элементарной формулой

$$C_{0м} = \varepsilon_0 \varepsilon / d, \qquad (21.1)$$

где $d$ – толщина защитного окисла; $\varepsilon$ – его диэлектрическая проницаемость. Подставляя $\varepsilon = 4{,}5$ и $d = 0{,}7$ мкм, получаем типичное значение $C_{0м} \approx 60$ пФ/мм$^2$. При ширине полоски металлизации 15 мкм погонная емкость составит 0,9 пФ/мм. Как видим, полоски длиною всего 50–100 мкм могут иметь емкость 0,05–0,09 пФ, сравнимую с емкостями переходов $C_{пи}$ и $C_{пс}$. Еще больший вклад вносят контактные площадки: при площади 100х100 мкм$^2$ их емкость составляет около 0,6 пФ.

Емкости перекрытия $C_{зи}$ и $C_{зс}$ не поддаются сколько-нибудь точному расчету, так как площадь перекрытия характерна большим разбросом из-за неровности краев металлизации затвора и границ диффузионных слоев (рис. 21.5). Порядок величин можно оценить, полагая толщину тонкого окисла $d = 0{,}12$ мкм. Тогда из (21.1) получаем удельную емкость тонкого окисла $C_0 \approx 350$ пФ/мм$^2$. При ширине истока и стока 40 мкм и перекрытии 2 мкм получим средние значения $C_{зи} = C_{зс} \approx 0{,}03$ пФ. Эти значения меньше, чем значения других емкостей. Поэтому, в частности, емкостью $C_{зи}$ часто пренебрегают. Однако емкость $C_{зс}$, представляющая собой *емкость обратной связи* между выходом транзистора (стоком) и входом (затвором), проявляется во многих схемах не как таковая, а в виде гораздо большей эквивалентной емкости $KC_{зс}$ (благодаря так называемому *эффекту Миллера*). Множитель $K$ есть коэффициент усиления схемы: он может составлять от нескольких единиц до нескольких десятков и более. Поэтому эквивалентная емкость обратной связи $KC_{зс}$ может достигать значений 0,1–0,5 пФ, т. е. превышать все остальные емкости.

В комплементарных МОП-транзисторных ИС (КМОП) на одном и том же кристалле необходимо изготовлять транзисторы обоих типов: с $n$- и

*p*-каналами. При этом один из типов транзисторов нужно размещать в специальном кармане. Например, если в качестве подложки используется *p*-кремний, то *n*-канальный транзистор можно осуществить непосредственно в подложке, а для *p*-канального транзистора потребуется карман с электронной проводимостью (рис. 21.6, *а*).

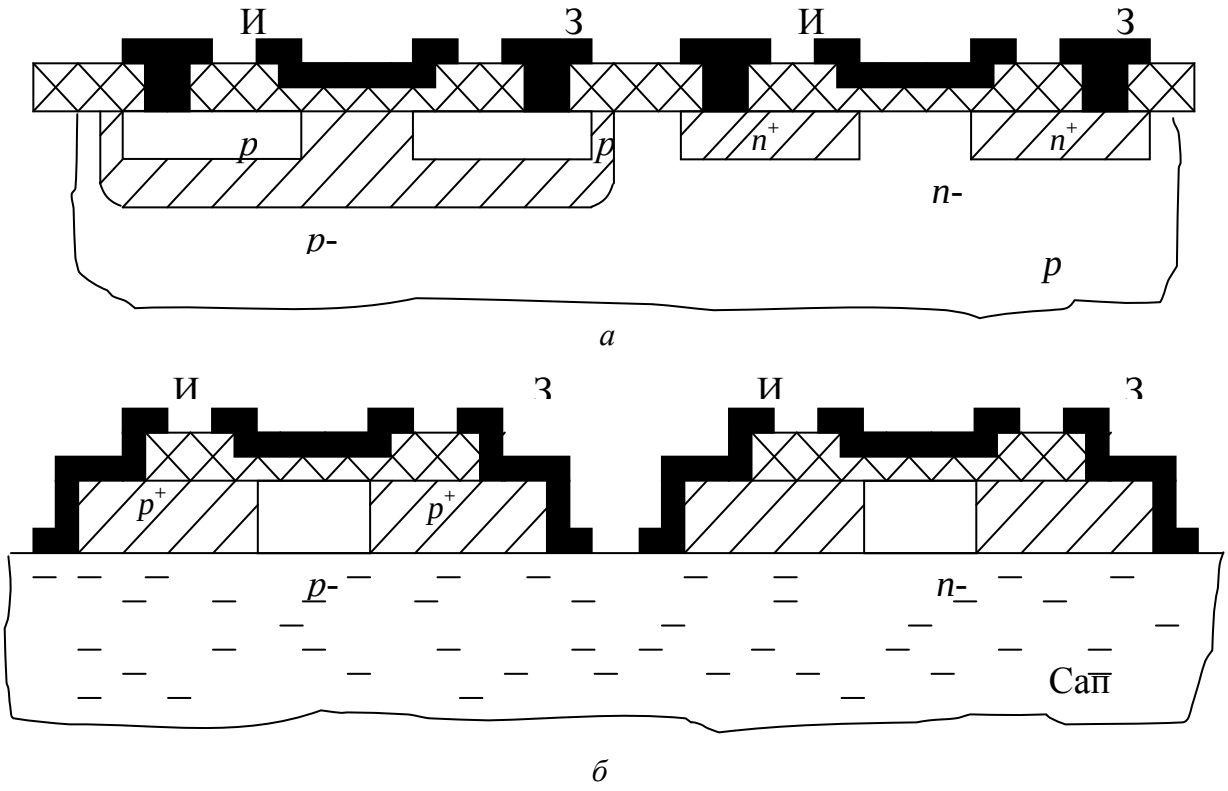



Рис. 21.6. Комплементарные МОП-транзисторы: *а* – использование изолирующего *n*-кармана; *б* – использование воздушной изоляции (технология КНС)

Получение такого кармана в принципе несложно, но связано с дополнительными технологическими операциями (фотолитография, диффузия доноров и др.). Кроме того, затрудняется получение низкоомных $p^+$-слоев в верхней (сильно легированной) части *n*-кармана.

Другим способом изготовления КМОП-транзисторов на одной подложке является КНС-технология. В этом случае на сапфировой подложке создаются «островки» кремния с собственной проводимостью, после чего в одних «островках» проводится диффузия донорной примеси и получаются *n*-канальные транзисторы, а в других – диффузия акцепторной примеси и получаются *p*-канальные транзисторы (рис. 21.6, *б*). Хотя количество технологических операций и в этом случае больше, чем при изготовлении транзисторов одного типа, зато отпадают трудности, связанные с получением низкоомных слоев истока и стока (см. выше).

Что касается сочетания МОП-транзисторов с биполярными, то в принципе оно осуществляется просто (рис. 21.7): *n*-канальные транзисторы изготавливаются непосредственно в *p*-подложке на этапе эмиттерной

диффузии, а *p*-канальные – в изолирующих карманах на этапе базовой диффузии.

В процессе развития микроэлектроники усовершенствование МОП-транзисторов происходило по двум главным направлениям: повышение быстродействия и снижение порогового напряжения.

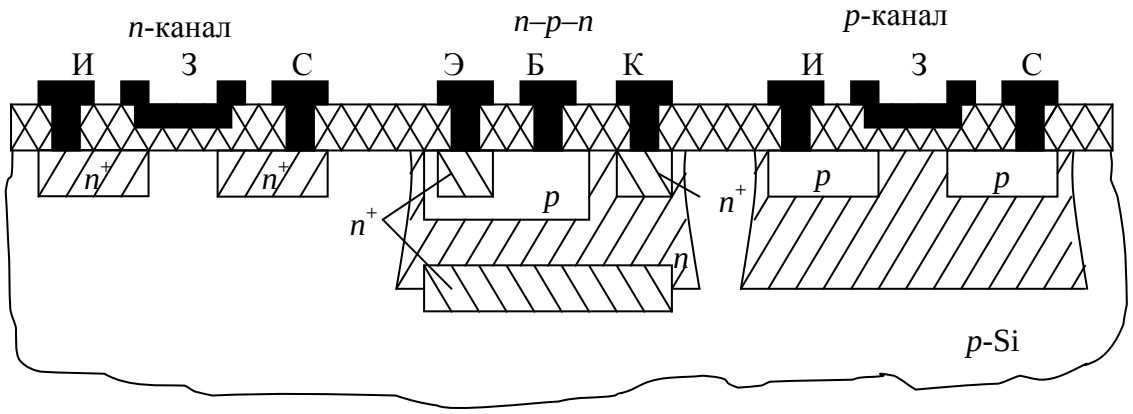



Рис. 21.7. Сочетание биполярных и МОП-транзисторов на одном кристалле

В основе последней тенденции лежало стремление снизить рабочие напряжения МОП-транзисторов и рассеиваемую ими мощность. Поскольку полная мощность кристалла ограничена, уменьшение мощности, рассеиваемой в одном транзисторе, способствует повышению степени интеграции, а уменьшение напряжений питания облегчает совместную работу МОП-транзисторных и низковольтных биполярных ИС без специальных согласующих элементов.

**Способы повышения быстродействия.** Повышение быстродействия МОП-транзисторов связано прежде всего с уменьшением емкостей перекрытия. Существенное (примерно на порядок) уменьшение емкостей перекрытия достигается при использовании *технологии самосовмещенных затворов*. Общая идея такой технологии состоит в том, что слои истока и стока формируются не до, а после формирования затвора. При этом затвор используется в качестве маски при получении слоев истока и стока, а значит, края затвора и этих слоев будут совпадать и перекрытие будет отсутствовать.

Один из вариантов МОП-транзистора с самосовмещенным затвором показан на рис. 21.8. Последовательность технологических операций при этом следующая. Сначала проводится диффузия $n^+$-слоев, причем расстояние между ними делается заведомо больше желательной длины канала. Затем осуществляется тонкое окисление на участке между $n^+$-слоями и частично над ними. Далее на тонкий окисел напыляется алюминиевый электрод затвора, причем его ширина меньше расстояния между $n^+$-слоями. Наконец, проводится ионное легирование (имплантация атомов фосфора) через маску, образуемую алюминиевым затвором и толстым защитным окислом. Атомы фосфора проникают в кремний через тонкий окисел и «продлевают» $n^+$-слои до края алюминиевой полоски так, что края затвора практически совпадают с краями истока и стока. Имплантированные слои легированы несколько

слабее, чем диффузионные, поэтому для них использовано обозначение $n$ вместо $n^+$. Глубина имплантации также несколько меньше, чем глубина диффузии, и составляет 0,1–0,2 мкм.

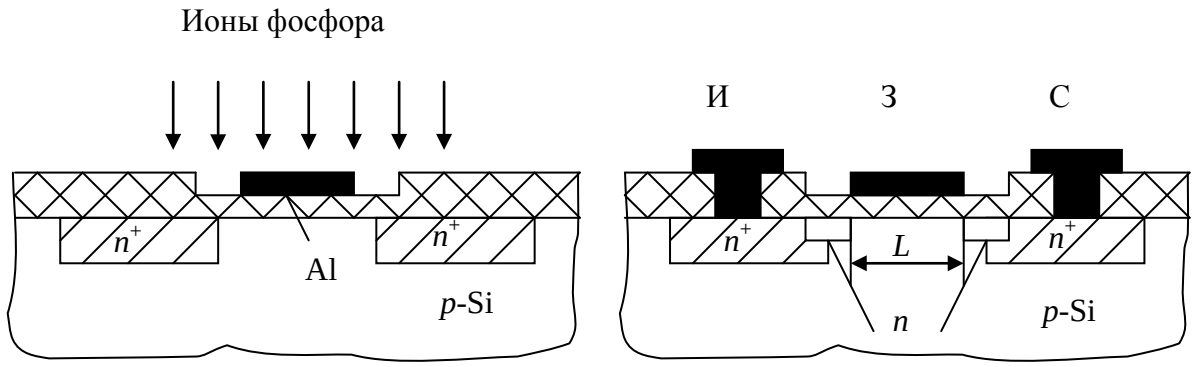



Рис. 21.8. МОП-транзистор с самосовмещенным затвором, полученный методом ионной имплантации

Другой вариант МОП-транзистора с самосовмещенным затвором показан на рис. 21.9. В этом варианте сначала вытравливают окно в окисле с размерами, соответствующими всей структуре транзистора. Затем в средней части окна проводят тонкое окисление кремния в виде полоски, ширина которой равна длине будущего канала $L$. Далее на эту полоску напыляют поликристаллический слой кремния той же ширины, но более длинный, выходящий за границы исходного окна в окисле (рис. 21.9, *а*). Удельное сопротивление напыляемого кремния делается достаточно малым, так что *слой поликристаллического кремния выполняет роль металлического затвора* в обычных МОП-транзисторах. На следующем этапе проводят мелкую диффузию донорной примеси через маску, образуемую полоской поликристаллического кремниевого затвора и защитным окислом, окружающим окно. В результате получаются $n^+$-слои истока и стока, края которых почти совпадают с краями кремниевого затвора. Далее всю поверхность кристалла окисляют и в этом окисле, как обычно, делают окна для омических контактов, в том числе для контакта с кремниевым затвором. В заключение осуществляют металлическую разводку. Из рис. 21.9, *б* видно, что поликристаллический кремниевый затвор оказывается «погруженным» в слой защитного окисла. Омический контакт к нему располагается за пределами рабочей области транзистора.

Уменьшение паразитных емкостей МОП-транзисторов и, прежде всего, емкости перекрытия $C_{зс}$ выдвигает на первый план задачу уменьшения постоянной времени крутизны $\tau_S$. При малых емкостях она становится главным фактором, ограничивающим быстродействие.

Переход от транзисторов с $p$-каналом к транзисторам с $n$-каналом позволил уменьшить значение $\tau_S$ примерно в 3 раза благодаря увеличению подвижности носителей. Дальнейшее уменьшение величины $\tau_S$ требует уменьшения длины канала $L$. Этот путь наиболее радикально реализуется

*методом двойной диффузии.* Структура МОП-транзистора, полученная этим методом, показана на рис. 21.10.

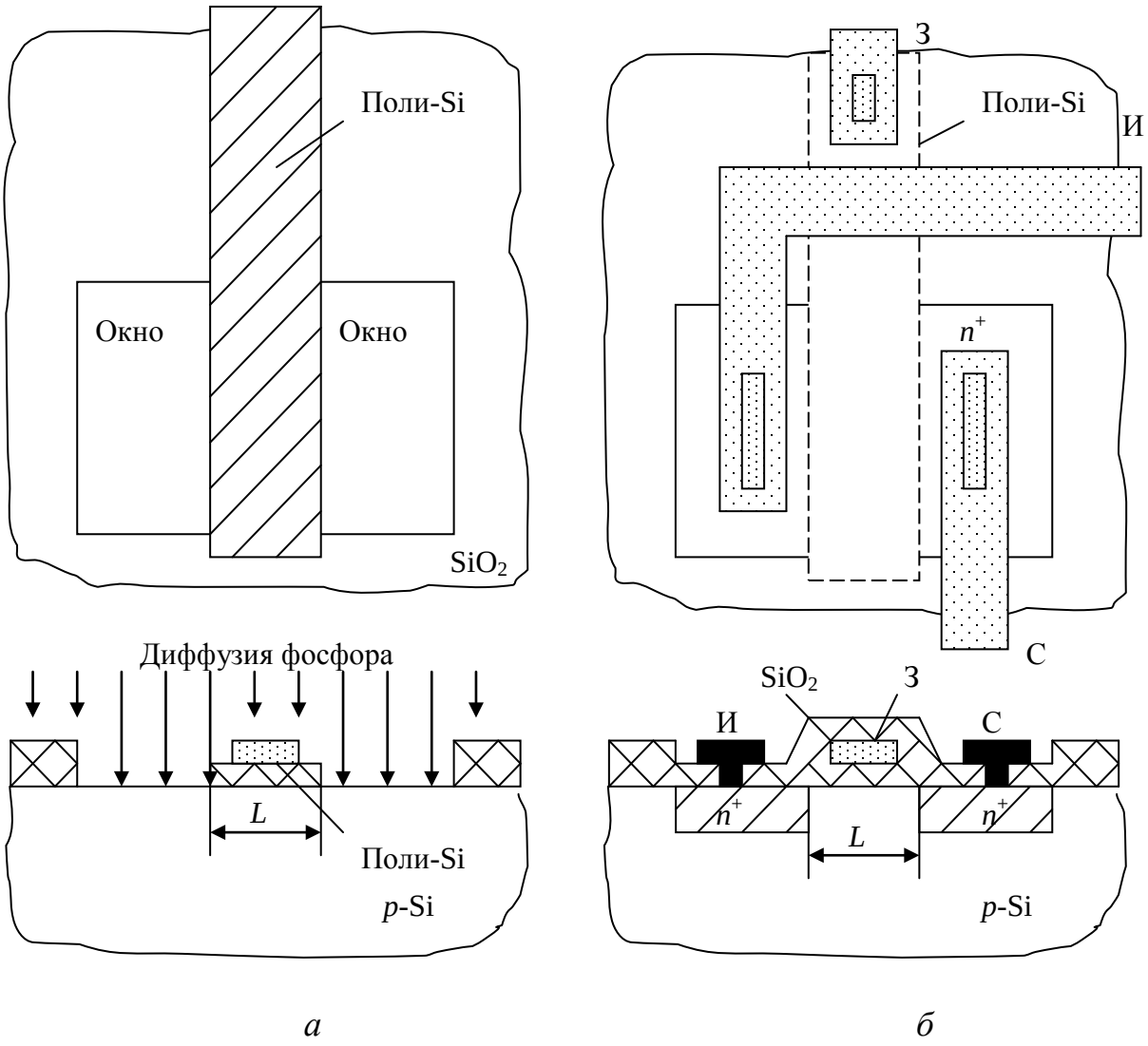



Рис. 21.9. МОП-транзистор с самосовмещенным поликремниевым затвором: *а* – этап диффузии доноров через маску, включающую слой поликристаллического кремния; *б* – готовая структура (после нанесения защитного окисла и металлизации)

Эта структура аналогична структуре классического *n*–*p*–*n*-транзистора с той, однако, существенной разницей, что эмиттерный $n^+$-слой (в данном случае это слой истока) имеет почти такую же площадь, что и базовый *p*-слой (в данном случае это слой канала). Для того чтобы обеспечить точное «вписывание» $n^+$-слоя в *p*-слой, диффузию доноров для $n^+$-слоя осуществляют через то же самое окно в окисле, через которое до этого осуществляли диффузию акцепторов для *p*-слоя. Тем самым устраняется необходимость в совмещении фотошаблонов для двух последовательных фотолитографий, а значит, и ошибка совмещения, которая могла бы привести к сдвигу $n^+$-слоя относительно *n*-слоя. В результате расстояние между $n^+$- и

*n*-слоями, т. е. толщина *p*-слоя, может иметь примерно те же значения, что и ширина базы *W* у *n*–*p*–*n*-транзистора: до 1 мкм и менее.

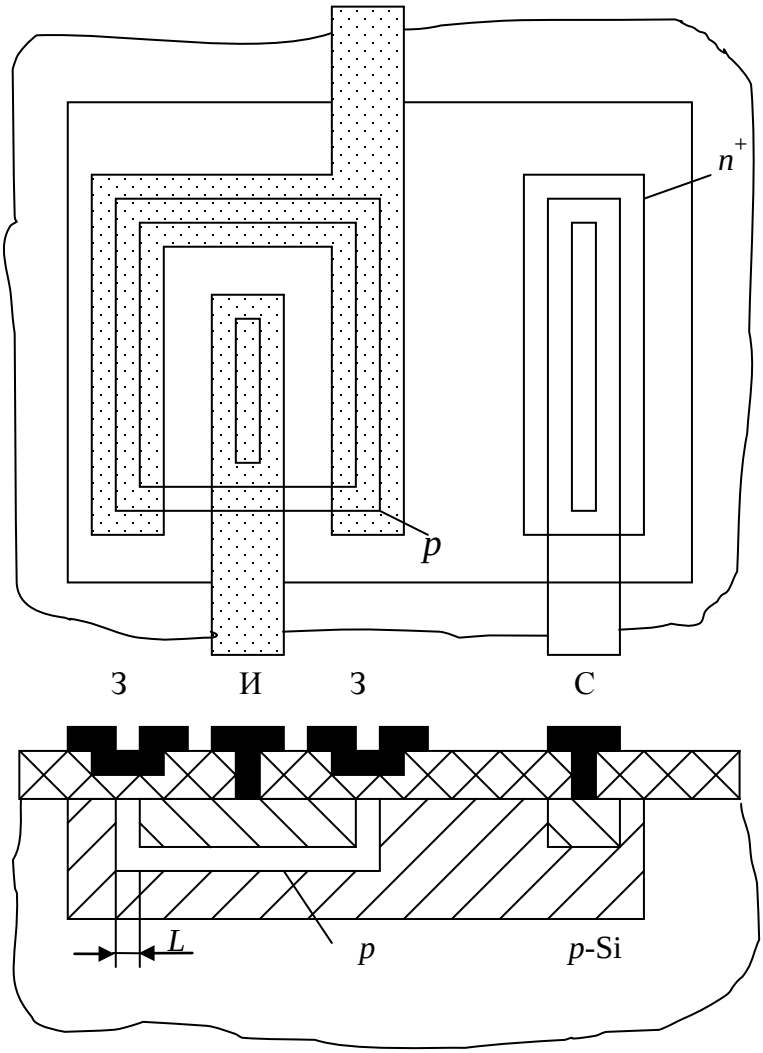



Рис. 21.10. МОП-транзистор, полученный методом двойной диффузии

Вблизи поверхности расстояние между $n^+$- и *n*-слоями играет роль длины канала *L* (рис. 21.10). При значениях $L < 1$ мкм постоянная времени $\tau_s$ может быть менее 0,005 нс, а граничная частота $f_s$ более 30 ГГц.

**Способы уменьшения порогового напряжения.** Транзисторы со структурой, показанной на рис. 21.9, обычно называют МОП-транзисторами *с кремниевым затвором.* Такие транзисторы характерны не только малой емкостью перекрытия, но и малым пороговым напряжением: 1–2 В вместо обычных 2,5–3,5 В. Это объясняется тем, что материал затвора и подложки один и тот же – кремний. Следовательно, контактная разность потенциалов между ними ($\varphi_{MS}$) равна нулю, что и приводит к уменьшению порогового напряжения. Примерно такой же результат дает использование молибденового затвора.

Помимо контактной разности потенциалов, для уменьшения порогового напряжения можно варьировать и другими параметрами. Например, можно заменить тонкий окисел $SiO_2$ тонким напыленным слоем

нитрида кремния $Si_3N_4$, у которого диэлектрическая проницаемость ($\varepsilon \approx 7$) примерно в полтора раза больше, чем у двуокиси кремния ($\varepsilon = 4{,}5$). Это приводит к увеличению удельной емкости $C_0$, а значит, к уменьшению соответствующих слагаемых порогового напряжения. Нитрид кремния в качестве подзатворного диэлектрика обеспечивает также дополнительные преимущества: меньшие шумы, большую временную стабильность ВАХ и повышенную радиационную стойкость МОП-транзистора.

Можно вместо пластин кремния с традиционной кристаллографической ориентацией (111) использовать пластины с ориентацией (100). При этом увеличивается плотность поверхностных состояний, а вместе с нею и заряд захватываемых ими электронов.

Обратное влияние оказывает введение в тонкий окисел акцепторных атомов: они захватывают из приповерхностного слоя кремния часть электронов, порожденных донорными примесями, которые всегда присутствуют в окисле. В результате заряд $Q_{0s}$ уменьшается. Введение акцепторов в окисел можно осуществлять с помощью ионной имплантации.

Сочетая перечисленные методы, можно обеспечить пороговые напряжения практически любой сколь угодно малой величины. Следует, однако, иметь в виду, что слишком малые значения порогового напряжения (0,5–1 В и менее) в большинстве случаев неприемлемы по схемотехническим соображениям (малая помехоустойчивость).

**МНОП-транзистор.** Особое место среди МОП-транзисторов занимает так называемый *МНОП-транзистор,* у которого диэлектрик имеет структуру сэндвича, состоящего из слоев нитрида и окисла кремния (рис. 21.11, *а*). Слой окисла получают путем термического окисления (он имеет толщину 2–5 нм), а слой нитрида – путем реактивного напыления (он имеет толщину 0,05–0,1 мкм, достаточную для того, чтобы пробивное напряжение превышало 50–70 В).

Главная особенность МНОП-транзистора состоит в том, что его пороговое напряжение можно менять, подавая на затвор короткие (100 мкс) импульсы напряжения разной полярности с большой амплитудой (30–50 В).

Так, при подаче импульса + 30 В устанавливается пороговое напряжение $U_0 = -4$ В (рис. 21.11, *б*). Это значение сохраняется при дальнейшем использовании транзистора в режиме малых сигналов ($U_3 < \pm 10$ В). В таком режиме МНОП-транзистор ведет себя как обычный МОП-транзистор с индуцированным *p*-каналом. Если теперь подать импульс – 30 В, то пороговое напряжение будет равным $U_0 = -20$ В и, следовательно, сигналы $U_3 \leq \pm 10$ В не смогут вывести транзистор из запертого состояния. Как видим, благодаря гистерезисной зависимости $U_0(U_3)$ МНОП-транзистор можно с помощью больших управляющих импульсов переводить из открытого состояния в закрытое и обратно. Эта возможность используется в интегральных запоминающих устройствах.

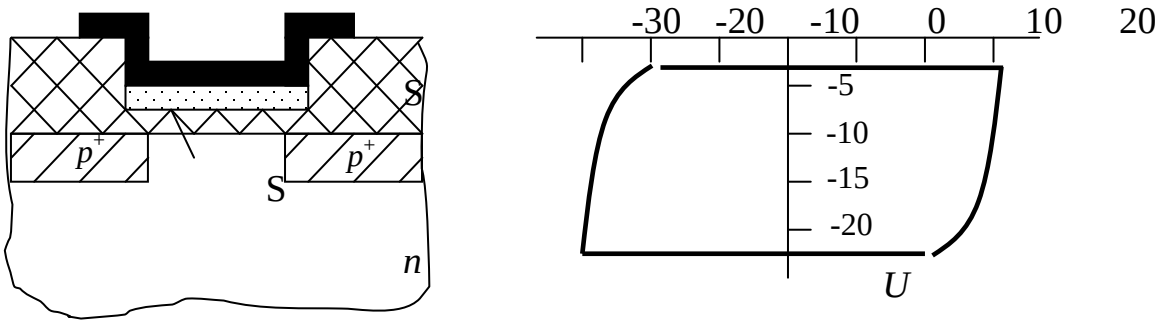



Рис. 21.11. МОП-транзистор с индуцированным *p*-каналом:
*а* – структура; *б* – зависимость порогового напряжения от напряжения затвора

В основе работы МНОП-транзистора лежит накопление заряда на границе нитридного и оксидного слоев. Это накопление есть результат неодинаковых токов проводимости в том и другом слоях. Процесс накопления описывается элементарным выражением

$$dQ/dt = I_{SiO_2} - I_{Si_3N_4},$$

где оба тока зависят от напряжения на затворе и меняются в процессе накопления заряда. При большом отрицательном напряжении на границе накапливается положительный заряд. Это равносильно введению доноров в диэлектрик и сопровождается увеличением отрицательного порогового напряжения. При большом положительном напряжении $U_3$ на границе накапливается отрицательный заряд. Это приводит к уменьшению отрицательного порогового напряжения.

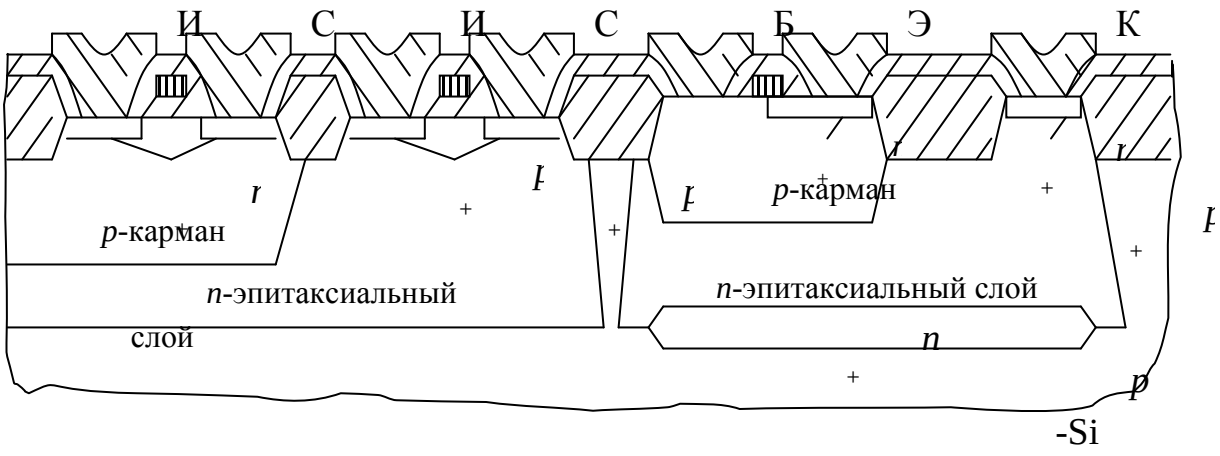



Рис. 21.12. КМОП-структура с *p*-карманами и кремниевыми затворами

При малых напряжениях $U_З$ токи в диэлектрических слоях уменьшаются на 10–15 порядков (!), так что *накопленный заряд сохраняется в течение тысяч часов.* Вместе с ним сохраняется и пороговое напряжение.

**Смешанные монолитные ИС на МОП- и биполярных структурах.** Биполярные структуры обеспечивают высокоточное преобразование аналоговых величин и обладают большими управляющими токами. КМОП-схемы имеют большую степень интеграции, малую потребляемую мощность и эффективно используются в запоминающих устройствах. В настоящее время активно развивается технология, позволяющая интегрально объединить биполярные и КМОП-схемы в одном кристалле и таким образом существенно расширить функциональные возможности ИС, БИС и особенно СБИС. На рис. 21.12 приведен пример интеграции $И^2Л$-структур с КМОП-структурами с биполярными *n*-карманами. Аналогичное совмещение возможно в случае КМОП-структур с биполярными *p*-карманами.

# ЛЕКЦИЯ 22. БАЗОВЫЕ ЯЧЕЙКИ АНАЛОГОВЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

План лекции

22.1. Базовые ячейки аналоговых интегральных схем.
22.2. Дифференциальные усилители.

## 22.1. Базовые ячейки аналоговых интегральных схем.

В аналоговой схемотехнике существует небольшое количество типовых решений, которые служат основой для большинства остальных схем. Простейшими из них являются усилительные каскады на биполярных и полевых транзисторах, работа которых была рассмотрена ранее в лекциях 6–8 и 12. В эпоху микроэлектроники роль усилителей стала еще более важной, так как они стали выполнять самые разнообразные функции.

Что касается аналоговых ИС, то их особенности лучше всего характеризуются на примере операционного усилителя, основу которого составляет дифференциальный усилитель.

## 22.2. Дифференциальные усилители.

Схема дифференциального усилителя (ДУ) показана на рис. 22.1. Он состоит из двух одинаковых (симметричных) плеч, каждое из которых содержит транзистор и резистор. В общей эмиттерной цепи действует источник тока $I_0$. Выходным напряжением является разность коллекторных потенциалов, а входным – разность базовых потенциалов.

В целом структура ДУ такая же, как у переключателя тока, но режим работы другой: ни один из транзисторов не заперт, оба они работают в активном режиме. Использование источника тока $I_0$ обеспечивает стабильность рабочей точки – токов $I_э^0$ и напряжений $U_э^0$.

**Принцип действия.** В основе ДУ лежит идеальная симметрия обоих его плеч, т. е. идентичность параметров транзисторов $T_1$, $T_2$ и равенство сопротивлений $R_{к1}$, $R_{к2}$. При этом в отсутствие сигнала токи и коллекторные потенциалы будут одинаковы, а выходное

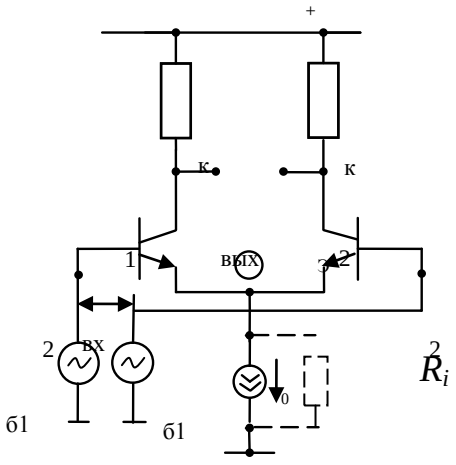



Рис. 22.1. Дифференциальный усилитель

напряжение будет равно нулю. В силу симметрии нулевое значение $U_{вых}$ сохраняется при одновременном и одинаковом изменении токов в обоих плечах, какими бы причинами такое изменение ни вызывалось. Следовательно, *в идеальном ДУ дрейф выходного напряжения отсутствует,* хотя в каждом из плеч он может быть сравнительно большим.

Подадим на базы одинаковые напряжения ($\Delta U_{б1} = \Delta U_{б2}$). Такие сигналы называют синфазными. Под действием синфазных сигналов потенциал эмиттеров изменится на такую же величину, как и потенциалы баз: $\Delta U_э = \Delta U_б$ (поскольку напряжения на эмиттерных переходах $U^*$ можно считать неизменными). Если источник тока $I_0$ идеальный (т. е. $R_i = \infty$), то приращение $\Delta U_э$ не вызовет изменения токов в ветвях ДУ. Коллекторные потенциалы не изменятся и выходное напряжение останется равным нулю. Если же $R_i \neq \infty$, то появится приращение тока $\Delta I_0$, но оно поровну распределится между обеими ветвями ДУ и коллекторные потенциалы изменятся одинаково. Соответственно и в этом случае $U_{вых} = 0$. Значит, *в идеальном ДУ синфазные сигналы не влияют на выходное напряжение.*

Теперь подадим на базы напряжения равной величины, но противоположных знаков ($\Delta U_{б1} = -\Delta U_{б2}$). Такие сигналы называют *дифференциальными.*

Их разность, $U_{вх} = \Delta U_{б1} - \Delta U_{б2}$ по определению, является входным сигналом ДУ. В силу симметрии сигнал $U_{вх}$ поделится поровну между обоими эмиттерными переходами: на одном из них напряжение $U^*$ увеличится на $^1/_2 U_{вх}$, а на другом – уменьшится на ту же величину. Соответственно приращения токов и коллекторных потенциалов в плечах ДУ будут одинаковыми по величине, но разного знака. В результате появится выходное напряжение

$$U_{вых} = \Delta U_{к1} - \Delta U_{К2}. \qquad (22.1)$$

Как видим, *идеальный ДУ реагирует только на дифференциальный сигнал*, отсюда название этого типа усилителей.

Поскольку дифференциальный сигнал делится поровну между эмиттерными переходами, потенциал средней точки, т. е. потенциал эмиттеров, остается неизменным. Следовательно, *при анализе дифференциальных сигналов можно считать потенциал* $U_э$ заданным, *а точку* Э *заземленной для переменных составляющих.*

Любую комбинацию напряжений $\Delta U_{б1}$ и $\Delta U_{б2}$ можно представить в виде суммы синфазной и дифференциальной составляющих (рис. 22.2, *а*):

$$\Delta U_{б1} = U_{вх\,с} + {}^1/_2 U_{вх\,д}, \qquad (22.2а)$$

$$\Delta U_{б2} = U_{вх\,с} - {}^1/_2 U_{вх\,д}. \qquad (22.2б)$$

Удобство такого представления в том, что действие каждой из составляющих можно анализировать раздельно.

Синфазная и дифференциальная составляющие входного сигнала согласно (22.2) выражаются следующим образом:

$$U_{\text{вх с}} = {}^1\!/_2\,(\Delta U_{б1} + \Delta U_{б2}); \qquad (22.3а)$$

$$U_{\text{вх д}} = \Delta U_{б1} - \Delta U_{б2}. \qquad (22.3б)$$

Выходное напряжение тоже можно представить как сумму синфазной и дифференциальной составляющих (рис. 22.2, *б*):

$$U_{\text{вых с}} = {}^1\!/_2\,(\Delta U_{к1} + \Delta U_{к2}); \qquad (22.4а)$$

$$U_{\text{вых д}} = \Delta U_{к1} - \Delta U_{к2}, \qquad (22.4б)$$

где $\Delta U_к$ – приращения коллекторных потенциалов относительно потенциала покоя $\Delta U_к^0$. На рис. 22.2 дифференциальные составляющие $U_{\text{вхд}}$ и $U_{\text{вых д}}$ записаны без индекса «д».

Важную роль в работе ДУ играет постоянство тока $I_0$. Если источник тока идеальный (т. е. $R_i = \infty$), то синфазная составляющая сигнала вызывает только приращение эмиттерного потенциала: $\Delta U_э = \Delta U_б = \Delta U_{\text{вх с}}$. Токи в плечах и коллекторные потенциалы остаются неизменными.

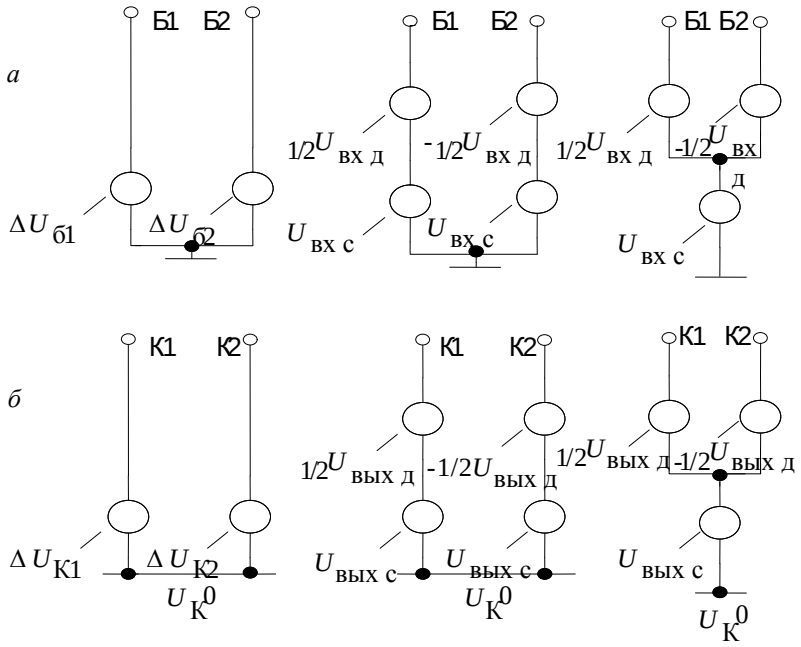



Рис. 22.2. Синфазные и дифференциальные составляющие входного (*а*) и выходного (*б*) сигналов

Если же источник тока не идеален, т. е. имеет конечное сопротивление $R_i$, то приращение $\Delta U_э$ вызывает приращение тока $\Delta I_0 = \Delta U_э / R_i$. Это приращение делится между обоими плечами ДУ и вызывает приращения коллекторных потенциалов $\Delta U_{К1}$ и $\Delta U_{К2}$. В том случае, когда плечи идентичны, эти приращения одинаковы: $\Delta U_{К1} = \Delta U_{К2}$. Тогда на выходе, согласно (22.4), получается только синфазная составляющая. В том случае, когда плечи не идентичны, приращения коллекторных потенциалов неодинаковы: $\Delta U_{К1} \neq \Delta U_{К2}$. Тогда на выходе наряду с синфазной получается паразитная дифференциальная составляющая.

Поскольку в идеальном ДУ синфазный сигнал на входе не должен вызывать синфазного и тем более дифференциального сигнала на выходе, к внутреннему сопротивлению источника тока предъявляют самые высокие требования.

Тот факт, что работа ДУ основана на идентичности его плеч, объясняет популярность этих усилителей в микроэлектронике. Только в ИС, где элементы расположены друг от друга на расстояниях единицы и десятков микрометров, можно обеспечить идентичность параметров, температурных коэффициентов и т. п. Кроме того, в микроэлектронике не критично количество элементов, способствующих повышению качества схемы.

**Коэффициенты усиления.** В реальном ДУ, в котором оба плеча неидентичны, а источник тока имеет конечное сопротивление, имеют место влияние синфазной составляющей входного сигнала на дифференциальную составляющую выходного сигнала и влияние дифференциальной составляющей входного сигнала на синфазную составляющую выходного сигнала.

В общем случае соотношение между синфазными и дифференциальными составляющими можно записать с помощью двух уравнений:

$$U_{вых\ с} = K_{сс}U_{вх\ с} + K_{сд}U_{вх\ д}; \qquad (22.5а)$$

$$U_{вых\ д} = K_{дс}U_{вх\ с} + K_{дд}U_{вх\ д}. \qquad (22.5б)$$

Здесь коэффициенты $K$ являются коэффициентами передачи соответствующих составляющих со входа на выход. В идеальном ДУ взаимные коэффициенты $K_{сд}$ и $K_{дс}$ равны нулю.

Рассмотрим главный параметр ДУ – *коэффициент усиления дифференциальной составляющей* $K_{дд}$. Его часто называют просто *коэффициентом усиления* и обозначают $K$.

Как уже подчеркивалось ранее, потенциал эмиттера при подаче дифференциального сигнала остается неизменным, а значит, для переменных составляющих его следует считать равным нулю. Поэтому коэффициент усиления каждого плеча можно получить, полагая $R_э = 0$. Поскольку в каждом плече усиливается сигнал $^1/_2U_{вх}$, а на выходе усиленные сигналы

складываются, коэффициент усиления ДУ равен коэффициенту усиления отдельного плеча.

Полагая $R_э = 0$, можно получить

$$K = \frac{\alpha R_K}{r_э + (1-\alpha)(R_Г + r_Б)}. \qquad (22.6)$$

Очевидно, что коэффициент усиления ДУ значительно больше, чем у простейшего усилителя. Разница может составлять десятки раз. Следовательно, помимо отсутствия (или гораздо меньшего) дрейфа, *ДУ свойствен гораздо больший коэффициент усиления,* что является его вторым важным преимуществом.

В случае низкоомных источников сигнала ($R_г$ менее 1 кОм) и небольших рабочих токов (менее 1 мА) вторым слагаемым в знаменателе (22.6) можно пренебречь, тогда

$$K = -\alpha\,(R_к/r_э). \qquad (22.7)$$

Подставляя сюда значение $R_к = (U^0_к - E_к)$ и значение $r_э = \varphi_T/I^0_э$, получаем коэффициент усиления в следующей форме:

$$K = -(E_к - U^0_к)\,\varphi_T. \qquad (22.8)$$

Пусть, например, $E_к = 12$ В и $U_к^0 = 2$ В, тогда $K = -400$. Как видим, коэффициент усиления ДУ, как и у простейших усилителей, связан с напряжением питания и коллекторным напряжением в режиме покоя. Однако знаменатель в выражении (22.8) имеет такое малое значение, которое недостижимо в простейших усилителях по соображениям стабильности. Как и в других рассмотренных схемах, коэффициент усиления (при заданном $U_к^0$) не зависит от рабочего тока. От температуры он зависит непосредственно через величину $\varphi_T$.

Кроме рассмотренного коэффициента усиления дифференциальный усилитель характеризуется еще целым радом важных параметров, таких как коэффициент подавления синфазной составляющей, динамический диапазон, входное сопротивление и ряд других. Указанные параметры ДУ более подробно рассматриваются в курсе «Схемотехника аналоговых электронных устройств».

**Схема токового зеркала.** Токовым зеркалом называют электронное устройство с одним входом и одним или несколькими выходами, выходной ток (или токи) которого повторяет как по величине, так и по направлению его входной ток.

По выполняемым функциям данное устройство, по существу является управляемым током источником тока, коэффициент передачи которого равен единице. Поэтому в основу разработки таких устройств положены принципы, использованные при построении схем источников тока.

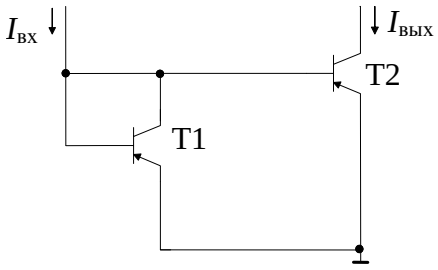



Рис. 22.3. Схема токового зеркала

Простейшая схема токового зеркала приведена на рис. 22.3. Ее основу составляют транзисторы Т1 и Т2, причем для нормальной работы устройства необходимо, чтобы параметры транзисторов были полностью идентичны.

Транзистор Т1 используется в диодном включении. Так как его напряжение $U_{кб} = 0$, то он работает на границе активного режима и режима насыщения. При этом его коллекторный и базовый токи связаны соотношением $I_{кТ1} = I_{бТ1}\, h_{21э}$.

Так как параметры транзисторов полностью идентичны, то из очевидного условия $U_{бэ\ Т1} = U_{бэ\ Т2}$ следует, что $I_{б\ Т1} = I_{б\ Т2}$.

Однако при этом $I_{к\ Т1} = I_{к\ Т2}$. Для входного тока устройства справедливо соотношение $I_{вх} = I_{к\ Т1} + I_{бТ1} + I_{бТ2}$. При идентичности параметров транзисторов его можно переписать в виде $I_{вх} = I_{к\ Т1}(1 + 2/h_{21э})$.

Откуда $I_{к\ Т1} = I_{вх}/(1 + 2/h_{21э})$. Типовой коэффициент передачи тока в схеме с общим эмиттером $h_{21э}$ для современных транзисторов удовлетворяет условию $h_{21э} >> 1$. Поэтому с достаточной точностью можно записать

$$I_{вх} \approx I_{к\ Т1} = I_{к\ Т2}. \qquad (22.9)$$

Получаемая при этом погрешность полностью определяется конкретным значением $h_{21э}$. Так, если $h_{21э}$ обоих транзисторов равен 50, то получаемая ошибка не превышает 4 %, что вполне допустимо. На практике значения $h_{21э}$ обычно больше. Следовательно, в рассматриваемой схеме выходной ток будет повторять входной как по величине, так и по направлению.

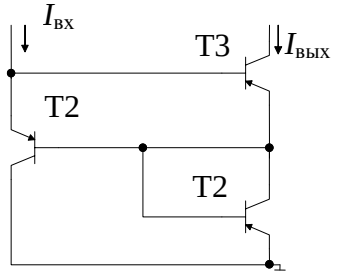



Рис. 22.4. Схема токового зеркала с дополнительным транзистором

Если точность повторения (отражения) тока, обеспечиваемая в схеме на рис. 22.3, недостаточна, то применяют более сложные структуры токового зеркала. Одна из таких схем приведена на рис. 22.4. От исходной она отличается введением дополнительного транзистора Т3 и местом подключения входного тока. Поясним работу данной схемы. Для этого запишем уравнения для токов в схеме

$$I_{вх} = I_{к\ Т2} + I_{б\ Т3};$$

$$I_{вых} = I_{к\ Т3};$$

$$I_{б\ Т2} = I_{б\ Т1} = I_{Б};$$

$$I_{э\ Т3} = I_{к\ Т3} + I_{б\ Т3} = I_{к\ Т1} + 2\ I_{б};$$

$$I_{к\ Т2} = I_{к\ Т1}.$$

Найдем из полученных выражений связь между выходным током схемы $I_{к\ Т3}$ и коллекторными токами транзисторов Т1 и Т2:

$$I_{вых} = I_{к\ Т3} = I_{э\ Т3} - I_{б\ Т3} = I_{к\ Т1} + 2I_{б} - I_{б\ Т3}. \qquad (22.10)$$

Допустим, что $I_{б\ Т3} = I_{б}$. Это вполне оправдано, так как $h_{21э}$ всех транзисторов велик и токи $I_{к\ Т3}$ и $I_{к\ Т1}$ близки. Тогда окончательно получим

$$I_{вых} = I_{к\ Т1} + I_{б} = I_{к\ Т2} + I_{б} = I_{вх}. \qquad (22.11)$$

Из приведенного выражения следует, что в схеме на рис. 6.23 повторяемость входного и выходного токов значительно выше, чем в исходной схеме токового зеркала на рис. 22.3.

Следует заметить, что в этом случае стабильность тока в схеме на рис. 22.4 будет значительно выше, чем в схеме на рис. 22.3. Это объясняется тем, что транзистор Т2 фактически выполняет роль усилителя, включенного в цепи отрицательной обратной связи транзистора Т3.

Если входной ток в рассмотренных схемах будет поддерживаться неизменным, то они превращаются в источники постоянного тока. Для этого входы обеих схем достаточно подключить через ограничительные резисторы к источнику входного напряжения.

# ЛЕКЦИЯ 23. БАЗОВЫЕ ЛОГИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ ЦИФРОВЫХ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

План лекции

23.1. Базовые логические элементы цифровых ИС на биполярных и полевых транзисторах.
23.2. Логические элементы на биполярных транзисторах.
23.3. Логические элементы на МОП-транзисторах.

## 23.1. Базовые логические элементы цифровых ИС на биполярных и полевых транзисторах.

В предыдущих лекциях подробно познакомились с физическими, конструктивно-технологическими и схемотехническими основами микроэлектроники. В данной лекции рассматриваются примеры простейших цифровых ИС и некоторые проблемы, связанные с их разработкой.

В 1960 г. были созданы простейшие цифровые ИС, выполненные на биполярных транзисторах. В середине 60-х гг. XX в. началось развитие аналоговых ИС на биполярных транзисторах и цифровых ИС на МДП-транзисторах. Первая половина 70-х гг. прошлого столетия ознаменовалась появлением некоторых новых, специфичных для микроэлектроники схемных решений (приборы с зарядовой связью, схемы с инжекционным питанием и др.). Резко возросла степень интеграции, а также установилось своего рода динамическое равновесие между основными классами ИС – биполярными и МДП-транзисторными, полупроводниковыми и гибридными, которые до этого нередко рассматривались как альтернативные.

Все дальнейшие годы развитие микроэлектроники характеризуется ростом степени интеграции ИС. Существенное развитие получили аналого-цифровые ИС, совмещающие функции преобразования и обработки цифровых и аналоговых сигналов.

Подробное описание современных ИС – их структуры, принципов построения, номенклатуры, назначения и т. п. – в рамках одной дисциплины не только невозможно, но и нецелесообразно. Поэтому далее дается представление лишь об элементарных «кирпичиках», из которых складываются современные цифровые ИС и которые во многом определяют их качество.

## 23.2. Логические элементы на биполярных транзисторах.

*Логическими элементами* или *логическими вентилями* называют электронные схемы, выполняющие простейшие логические операции. Прежде чем рассматривать схемные варианты логических элементов, остановимся на функциях, которые они выполняют.

**Логические функции.** Логические функции и логические операции над ними – предмет *алгебры логики* или булевой алгебры. В основе алгебры логики лежат логические величины, которые будем обозначать *A*, *B*, *C* и т. д. Логическая величина характеризует два взаимоисключающие понятия: есть и нет, черное и нечерное, включено и выключено и т. д. Если одно из значений логической величины обозначено через *A*, то второе обозначают через $\overline{A}$ (не *A*).

Для операций с логическими величинами удобно использовать двоичный код, полагая $A = 1$, $A = 0$ или, наоборот, $A = 0$, $A = 1$. При этом одна и та же схема может выполнять как логические, так и арифметические операции (в двоичной системе счисления).

Если понятие «не *A*» обозначить особой буквой, например *B*, то связь между значениями *B* и *A* будет иметь вид

$$B = \overline{A}. \qquad (23.1)$$

Это – простейшая логическая функция, которую называют *отрицанием, инверсией* или функцией НЕ. Схему, обеспечивающую выполнение такой функции, называют инвертором или схемой НЕ. Ее условное обозначение показано на рис. 23.1, *а*. Функция инверсии характеризуется кружком на выходной стороне прямоугольника.

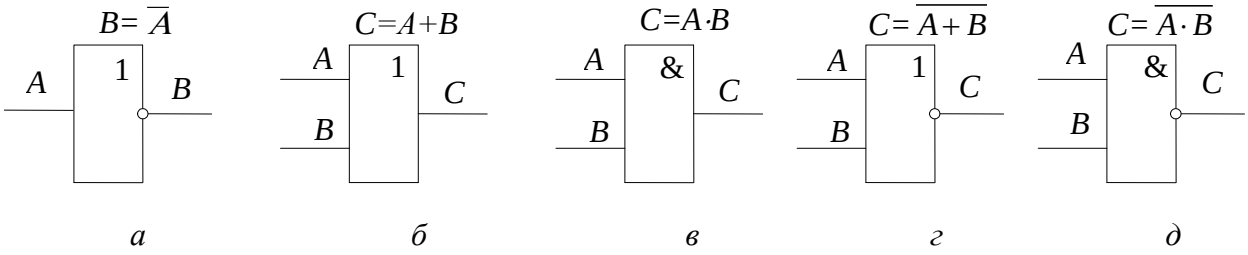



Рис. 23.1. Обозначения логических элементов:
*а* – НЕ; *б* – ИЛИ; *в* – И; *г* – ИЛИ-НЕ; *д* – И-НЕ

Функция отрицания является функцией одного аргумента (одной переменной). Приведем примеры логических функций двух аргументов. *Логическое сложение,* дизъюнкция или функция ИЛИ:

$$C = A + B. \qquad (23.2)$$

Эта функция определяется следующим образом: $C = 1$, если $A = 1$ или $B = 1$ или и $A = 1$, и $B = 1$. Обозначение схемы ИЛИ показано на рис. 23.1, *б*.

*Логическое умножение*, конъюнкция или функция И:

$$C = AB. \qquad (23.3)$$

Эта функция определяется следующим образом: $C = 1$, только если одновременно и $A = 1$, и $B = 1$. Обозначение схемы *И* показано на рис. 23.1, *в*.

Сочетание функции ИЛИ с инверсией (рис. 23.1, *г*) приводит к *комбинированной функции ИЛИ-НЕ:*

$$C = \overline{A + B}. \qquad (23.4)$$

Аналогично, сочетание функции И с инверсией (рис. 23.1, *д*) приводит к *комбинированной функции И-НЕ:*

$$C = \overline{AB}. \qquad (23.5)$$

Функции ИЛИ-НЕ и И-НЕ – самые распространенные, так как на их основе можно реализовать любую другую логическую функцию. Разумеется, количество аргументов, а значит, и количество входов у соответствующих схем может быть равно трем, четырем и более.

В схемах, реализующих логические функции, т. е. в логических элементах, логические нули и единицы обычно представлены разными значениями напряжения: напряжением или *уровнем нуля* $U^0$ и напряжением или *уровнем единицы* $U^1$.

Если уровень единицы больше уровня нуля, говорят, что схема работает в «положительной логике», в противном случае она работает в «отрицательной логике». Никакой принципиальной разницы между положительной и отрицательной логиками нет. Более того, как будет показано ниже, одна и та же схема может работать и в той, и в другой логике. В дальнейшем будем считать логику положительной, что соответствует ее практической распространенности.

Разность уровней единицы и нуля называют *логическим перепадом:*

$$U_л = U^1 - U^0. \qquad (23.6)$$

Естественно, что логический перепад должен быть достаточно большим, чтобы единицы и нули четко отличались друг от друга и случайные помехи не «превращали» один уровень в другой.

*Интегральные логические элементы* (ИЛЭ) составляют основу или, как говорят, *элементную базу* более сложных ИС и аппаратуры в целом. При

этом параметры ИЛЭ оказывают непосредственное влияние на параметры узлов и сложных систем. Иначе говоря, выбор типа ИЛЭ в значительной мере предопределяет качественные показатели аппаратуры.

Схемные варианты ИЛЭ принято называть *транзисторными логиками* и обозначать буквами ТЛ с некоторыми дополнениями, характеризующими специфику того или иного варианта. Однако такая система обозначений выдерживается не строго.

**Резисторно-транзисторная логика (РТЛ).** В основе ИЛЭ этого типа лежит параллельное соединение обычных транзисторных ключей и использование общей коллекторной нагрузки. Элемент РТЛ показан на рис. 23.2 сплошными линиями. Штриховыми линиями показаны транзисторы, входящие в состав других аналогичных логических элементов. Предыдущие ИЛЭ, представленные транзисторами Т3 и Т4, управляют ключами Т1 и Т2, а транзистор Т5 представляет последующие логические элементы, являющиеся нагрузкой для данного.

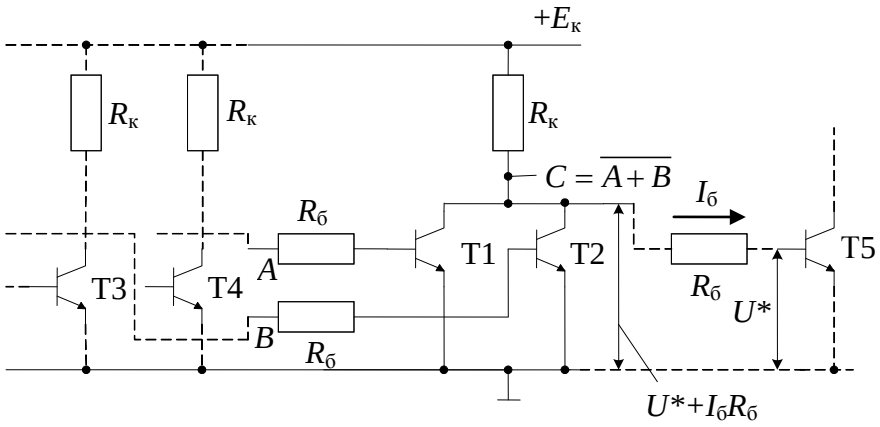



Рис. 23.2. Логический элемент РТЛ

Нетрудно убедиться, что в положительной логике схема выполняет функцию ИЛИ-НЕ. Действительно, если на оба входа $A$ и $B$ подан низкий уровень $U^0 << 0$, то оба транзистора заперты, ток течет через резистор $R_к$ в базу Т5 и на выходе ИЛЭ получается напряжение

$$U^1 = E_к - I_б R_к. \qquad (23.7а)$$

Если же на одном из входов ИЛЭ действует высокий уровень $U^1 = U^*$, то соответствующий транзистор открыт, а при достаточно большом токе базы – насыщен. Тогда на выходе ИЛЭ получаем низкий уровень, равный остаточному напряжению:

$$U^0 = U_{ост}. \qquad (23.7б)$$

Такой же уровень получается при отпирании обоих транзисторов. Таким образом, удовлетворяется формула (23.4).

В отрицательной логике ($U^0 = U^*$; $U^1 = U_{ост}$) схема выполняет функцию И-НЕ: высокий уровень на выходе ($U$) получается только при условии, что оба транзистора заперты, т. е. на оба входа поступили низкие уровни ($U$). *Изменение характера выполняемой функции при замене положительной логики на отрицательную (и наоборот) является общим свойством ИЛЭ,* и мы не будем в дальнейшем иллюстрировать его для каждой схемы.

Учитывая приведенные выше значения логических уровней, можно записать логический перепад для схемы РТЛ в виде

$$U_л = E_к - I_б R_б - U_{ост}. \qquad (23.8)$$

Следует отметить, что логическая функция в РТЛ-элементе выполняется «по выходу», т. е. сначала осуществляется инверсия входных сигналов на обычных транзисторных ключах, затем на нагрузочном резисторе $R_к$ реализуется логическая функция *И*. В такой интерпретации логическая функция данного элемента $C = \overline{A} \cdot \overline{B}$. Данная запись эквивалентна функции $C = \overline{A + B}$, которая обычно и используется для описания логической функции РТЛ-элемента.

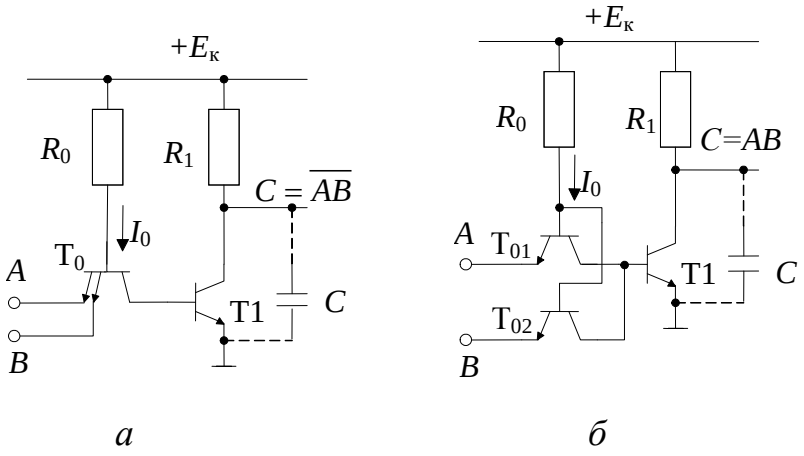
Схемы РТЛ использовались на первом этапе развития микроэлектроники. Однако в полупроводниковых ИС с высокой степенью интеграции они оказались неперспективными в связи с большим количеством резисторов, занимающих большую площадь, и низким быстродействием.

***Транзисторно-транзисторная логика*** **(ТТЛ).** Схемы элементов ТТЛ показаны на рис. 23.3. В них логическая функция осуществляется многоэмиттерным транзистором $T_0$ (рис. 23.3, *а*) или транзисторами $T_{01}$ и $T_{02}$ (рис. 23.3, *б*), а транзистор Т1 выполняет функцию инверсии.

В современных интегральных схемах используют оба варианта входных каскадов (рис. 23.3, *а* и б).

ТТЛ-элемент с раздельными входными транзисторами, хотя и занимает большую площадь, но позволяет исключить ряд нежелательных эффектов, свойственных многоэмиттерным транзисторам, а также обеспечивает большую гибкость при проектировании топологии элемента. Для описания работы ТТЛ-элемента воспользуемся схемой с раздельными входными транзисторами (рис. 23.3, *б*).

Работа элемента с входным многоэмиттерным транзистором может быть описана в терминах, учитывающих, что многоэмиттерная транзисторная структура получена в результате объединения баз и коллекторов нескольких однотипных транзисторов.




*а* *б*

Рис. 23.3. Логические элементы ТТЛ: *а* – использующий входной многоэмиттерный транзистор; *б* – использующий раздельные входные транзисторы

Пусть в исходном состоянии напряжения на логических входах равны нулю: $U_A = U_B = U^0 = 0$. Тогда эмиттеры транзисторов $T_{01}$ и $T_{02}$ находятся под нулевым напряжением, их эмиттерные переходы смещены прямо и ток $I_0 = (E_к - U^*)/R_0$ поровну распределяется между базами транзисторов. Входные транзисторы и резистор $R_0$ работают в состоянии $U_A = U_B = 0$ как обычный транзисторный ключ с «оторванным» коллектором ($R_к = \infty$). Выходное напряжение ключа определяется выражением:

$$U_{кэ} = \varphi_т \ln(1+1/\beta_I). \qquad (23.9)$$

где $\beta_I$ – инверсный коэффициент усиления тока базы.

Это напряжение не превышает $(2–3)\varphi_т$, и учитывая, что оно приложено к эмиттерному переходу выходного транзистора, транзистор Т1 надежно заперт.

Когда транзистор Т1 заперт, выходное напряжение имеет максимальную величину, равную напряжению питания. Очевидно, что это есть уровень логической единицы, т. е.

$$U^1 = E_к. \qquad (23.10)$$

Пусть теперь на вход $A$ подано напряжение $U^1$. Поскольку напряжение на втором входе осталось равным нулю, транзистор $T_{02}$ по-прежнему открыт, а значит, напряжение на базе транзистора Т1 по-прежнему близко к нулю. Транзистор $T_{01}$ оказался включенным в инверсном активном режиме (к эмиттеру приложено напряжение $U^1$, близкое к $E_к$, коллектор под потенциалом, близким к нулю, а база под потенциалом прямо-смещенного эмиттерного перехода $U^*$ транзистора $T_{01}$). Можно показать, что такое включение $T_{01}$ приводит к небольшому возрастанию напряжения на базе Т1 (приблизительно на $(1–2)\varphi_T$).

Никаких других изменений в схеме не происходит, и на выходе по-прежнему имеем уровень $E_к$. То же самое будет, если подать напряжение $U^1$ на вход $B$.

Если же подать напряжение $U^1$ на оба логических входа, то оба транзистора $T_{01}$ и $T_{02}$ оказываются в инверсном активном режиме и ток $I_0$, усиленный в $(\beta_I + 1)$ раз, втекает в базу транзистора Т1. При этом транзистор отпирается, потенциал базы делается равным $U^*$, а потенциал коллектора (при условии насыщения) равным $U_{ост}$. Это значение есть уровень логического нуля, т. е.

$$U^0 = U_{ост} \approx 0{,}1\text{В}. \qquad (23.11)$$

Таким образом, уровень выходного напряжения меняется с $U^1$ до $U^0$ только при поступлении уровня $U^1$ на все входы. Значит, схема ТТЛ в положительной логике выполняет функцию И-НЕ. Это еще одна важная особенность данной схемы по сравнению с ранее рассмотренными, которые выполняли функцию ИЛИ-НЕ. Однако в отрицательной логике схема ТТЛ тоже выполняет функцию ИЛИ-НЕ.

Следует подчеркнуть, что схеме ТТЛ свойствен большой логический перепад, причем в реальной цепочке, где каждый ИЛЭ связан с предыдущим и последующим, он будет таким же, как у изолированной схемы. Для логического перепада получаем

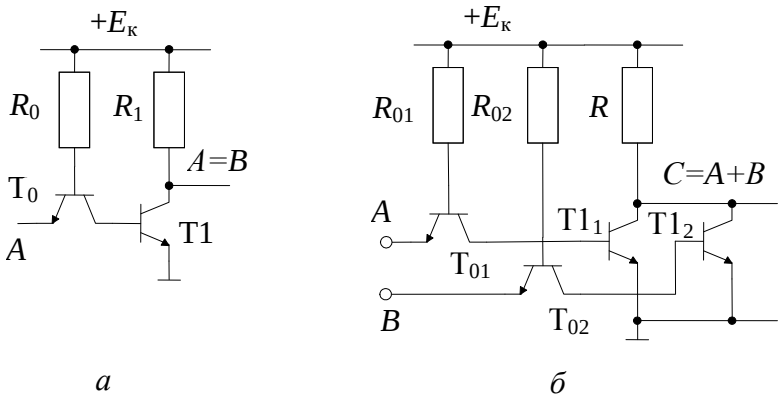
$$U_л = E_к - U_{ост} \approx E_к. \qquad (23.12)$$

Усиление тока $I_0$ в $(\beta_I + 1)$ раз (см. выше) является одной из проблем ТТЛ-элементов, так как приращение тока $\Delta I = \beta_I \cdot I_0$ приводит к значительному возрастанию входного тока при уровне $U^1$ на входе. Поэтому при разработке ТТЛ-элементов стремятся максимально снизить инверсный коэффициент усиления транзисторов входного каскада ($\beta_I < 0{,}01$). Наиболее эффективно такое снижение достигается путем шунтирования коллекторных переходов диодами Шоттки.

На рис. 23.4, *а* показан простой инвертор, осуществленный с помощью одноэмиттерного транзистора, а на рис. 23.4, *б* – схема ИЛИ-НЕ, осуществленная с помощью двух параллельно включенных инверторов. Эти примеры иллюстрируют гибкость и универсальность основной схемы ТТЛ.

Одним из существенных недостатков простейшей схемы ТТЛ, показанной на рис. 23.3, является ее малая нагрузочная способность: при подключении нескольких нагрузок возрастает суммарная нагрузочная емкость (показана штриховой линией) и постоянная времени $\tau = CR_1$, с которой эта емкость заряжается. Для того чтобы ускорить заряд емкости и повысить нагрузочную способность ИЛЭ, вместо простого инвертора, состоящего из одного транзистора, используется сложный инвертор,

состоящий из трех транзисторов и диода (рис. 23.5). Такую схему принято обозначать как ТТЛ-3.




*а* *б*

Рис. 23.4. Варианты использования схемы ТТЛ: *а* – инвертор; *б* – схема ИЛИ-НЕ

В сложном инверторе транзисторы Т1 и Т3 включены по схеме Дарлингтона, поэтому их можно рассматривать как одно целое. Они вместе запираются и вместе отпираются. Наличие резистора $R_2$ не принципиально: через него ответвляется часть тока $I_{э1}$, что позволяет уменьшить ток $I_{б3}$, а значит, степень насыщения транзистора Т3.

Совокупность транзисторов Т2 и Т3 можно рассматривать как вариант двухтактного выходного каскада, в котором транзисторы работают поочередно: Т2 заряжает конденсатор $C$ (ток $I_1$), а Т3 ее разряжает (ток $I_2$) – диод *VD* обеспечивает запирание транзистора Т2 при открытом и насыщенном Т3, а резистор $R_3$ ограничивает ток во время тех интервалов, когда Т2 открывается, а Т3 еще не заперся.

На смену первичным элементам ТТЛ, описанным выше, в конце 70-х гг. XX в. пришли ТТЛ-микросхемы с диодами Шоттки (ТТЛШ). При этом диоды Шоттки (ДШ) использовались как для минимизации накопления заряда в насыщенных транзисторах, так и в качестве «ускоряющих» емкостей в ключевых элементах. Одна из разновидностей ТТЛШ-элементов использует матрицу диодов Шоттки вместо многоэмиттерного транзистора.

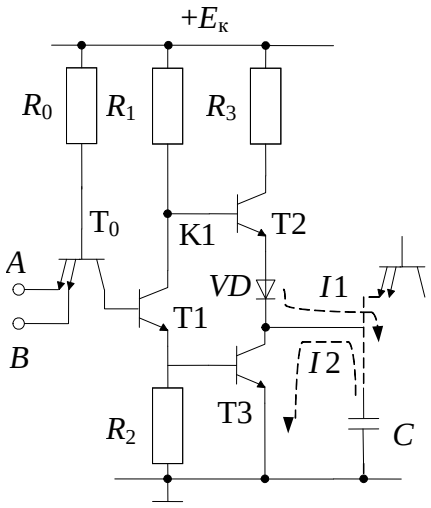



Рис. 23.5. Логический элемент ТТЛ со сложным инвертором

В целом развитие ТТЛ-элементов определялось совершенствованием процессов их изготовления. Внедрение изопланарной технологии привело к появлению новых вариантов ТТЛШ-элементов, получивших условные названия FAST, AS и ALS. FAST – это начальные буквы слов Fairchild

Advanced Shottky TTL. Сокращение AS происходит от слов Advanced (с опережением) и Shottky, а буква L в наименовании ALS обозначает слово Low (низкий), т. е. это маломощный вариант микросхем типа AS.

**Интегральная инжекционная логика (И$^2$Л).** Схемы И$^2$Л, появившиеся позднее других, не имеют аналогов в дискретных транзисторных схемах, т. е. специфичны именно для интегрального исполнения. Однако по существу они являются еще одной, наиболее совершенной модификацией схемы РТЛ. Имеет смысл пояснить эту преемственность, так как внешне схемы И$^2$Л выглядят несколько необычно и непосредственно не ассоциируются со схемами РТЛ.

В схемах И$^2$Л удаляют (закорачивают) резисторы в базовых цепях и заменяют резисторы $R_к$ генераторами постоянного тока $I^*$ (рис. 23.6, *а* и рис. 23.3). Такая замена не влияет на принцип действия ИЛЭ. Преимущества, связанные с заменой резистора на генератор тока, выяснятся позднее. А сейчас формально переместим все генераторы тока «вправо» – к базам нагрузочных транзисторов (рис. 23.6, *б*). Очевидно, что это никак не повлияет на работу схемы. Наконец, переключим верхние зажимы генераторов тока с шины $+E_К$ на «земляную» шину (рис. 23.6, *в*). Согласно теории цепей, такое переключение не отразится на режиме транзисторов, поскольку ток генератора тока не зависит от наличия или отсутствия последовательно включенных источников ЭДС (в данном случае источника $E_к$).

Как видим, *характерной особенностью схем И$^2$Л является индивидуальное питание базы каждого транзистора от «своего» генератора тока.* Часто эти генераторы для простоты опускают, и тогда схема принимает несколько странный вид (рис. 23.6, *г*): в ней как бы отсутствуют источники питания.

Индивидуальные генераторы тока осуществляются с помощью *p–n–p*-транзисторов, включенных по схеме ОБ (рис. 23.7, *а*). В таком варианте схемы *p–n–p*-транзистор формально работает в режиме двойной инжекции (насыщения), поскольку потенциал коллектора больше нуля. Однако, если напряжение $U_к$ хотя бы на 0,1 В меньше, чем напряжение $U_э$, то инжекция коллекторного перехода практически отсутствует и коллекторный ток остается неизменным, равным $\alpha I_э$. В схемах И$^2$Л меньшее значение $U_к$ по сравнению с $U_э$ обеспечивается благодаря малому значению $\beta_I$ у *p–n–p*-транзистора.

Из рис. 23.7, *а* видно, что эмиттеры и базы всех *p–n–p*-транзисторов оказываются соединенными друг с другом. Поэтому все *p–n–p*-транзисторы можно заменить одним многоколлекторным транзистором, что характерно для схем И$^2$Л (рис. 23.7, *б*). Характерно также использование многоколлекторных *n–p–n*-транзисторов.

Базы транзисторов Т2 и Т5 на рис. 23.7, *б* управляются от разных коллекторов транзистора Т1. Следовательно, базы «развязаны» друг от друга, а значит, исключена возможность неравномерного распределения тока между

ними. В результате, использование многоколлекторных логических транзисторов существенно облегчает осуществление разветвленных связей между ИЛЭ в сложных цифровых ИС.

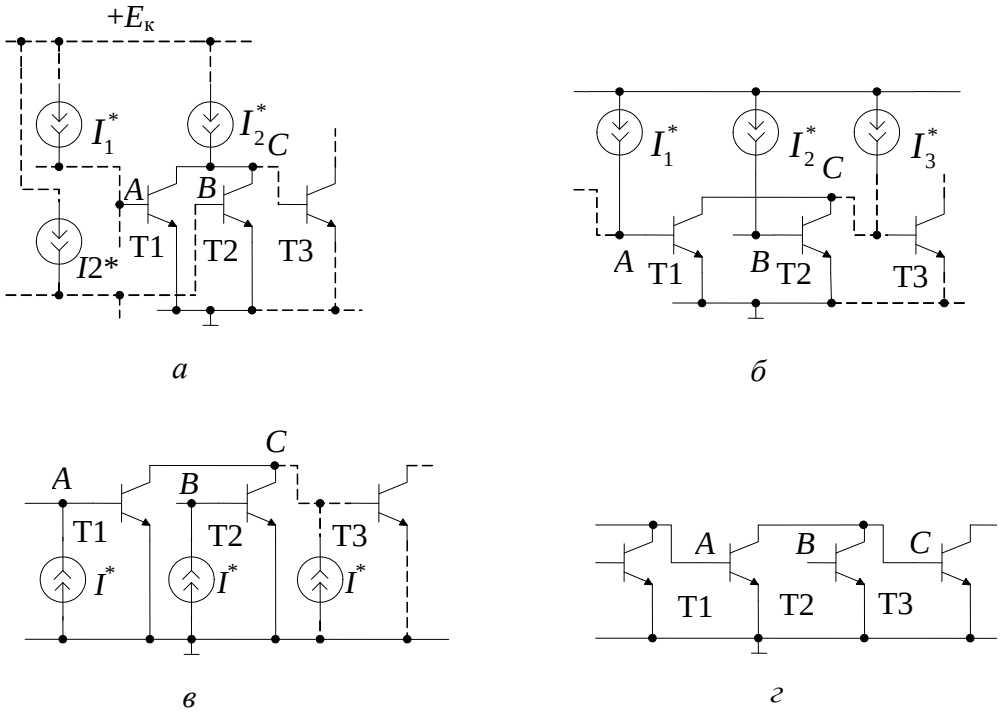



Рис. 23.6. Происхождение логического элемента И$^2$Л: *а* – замена резистора генератором тока в схеме РТЛ; *б* – перемещение генераторов тока в базовые цепи следующих логических элементов; *в* – включение генератора тока между базой и общей «земляной» шиной; *г* – схема И$^2$Л (генераторы тока не обозначены)

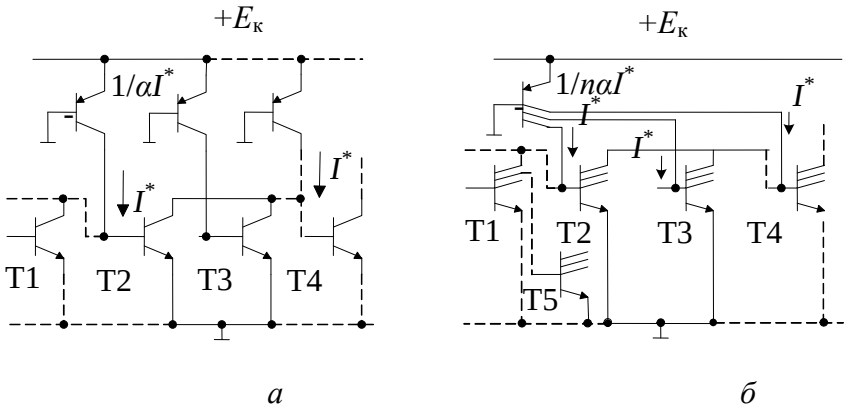



Рис. 23.7. Осуществление генераторов тока с помощью индивидуальных *p–n–p*-транзисторов (*а*) и одного многоколлекторного *p–n–p*-транзистора (*б*)

Термин «инжекционное питание», принятый для данного типа ИЛЭ, оправдан, так как питающие токи $I^*$ получаются благодаря инжекции дырок через эмиттерный переход *p–n–p*-транзистора. Эмиттер, выполняющий функцию питания, принято называть *инжектором* и обозначать буквой И (рис. 23.7, *б*). Поскольку напряжение $E_к$ подключено непосредственно к инжекторному переходу, получаем $E_к = U^*$. Малое напряжение питания – одно из важных преимуществ схем И$^2$Л. Легко заметить, что это преимущество есть следствие замены резисторов генераторами тока.

Как известно, подключать напряжение непосредственно к *p–n*-переходу нежелательно, так как при этом трудно обеспечить стабильное значение тока. Поэтому на практике последовательно с инжектором включают небольшое сопротивление. Тогда напряжение питания несколько превышает $U^*$ и составляет обычно 1–1,5 В.

При логическом анализе схем И$^2$Л обычно пользуются эквивалентной схемой на рис. 23.6, *в*, считая, что база транзистора либо замкнута на «землю» (если в предыдущем ИЛЭ один из транзисторов насыщен, $U^0 = U_{ост}$), либо «оборвана» (если в предыдущем ИЛЭ все транзисторы заперты, $U^1 << U^*$). В первом случае данный транзистор заперт, а ток $I^*$ протекает через транзисторы предыдущего ИЛЭ. Во втором случае ток $I^*$ полностью протекает в базу данного транзистора и насыщает его. Пусть, например, на рис. 23.7, *б* насыщен транзистор Т2. Тогда в его базе протекает ток $I^*$ от нижнего коллектора $Т_0$ (так как транзистор Т1 заперт), а в коллекторе – ток $I^*$ от верхнего коллектора $Т_0$ (так как транзистор Т4 тоже заперт; на его базе действует малое остаточное напряжение насыщенного транзистора Т2). Следовательно, $I_{б2} = I_{к2} = I^*$. Условие насыщения при этом имеет вид $\beta I^* > I^*$ или $\beta \geq 1$.

Как видим, *требования к коэффициенту усиления базового тока минимальные*. Обычно это условие выполняется даже в микрорежиме, при токах 5–10 мкА. Это еще одно важное преимущество схем И$^2$Л, которое, наряду с малым напряжением питания, способствует резкому уменьшению потребляемой мощности. Логический перепад для И$^2$Л около 0,7 В.

Оригинальность схемотехнического решения сочетается в схемах И$^2$Л с оригинальностью технологического решения. На рис. 23.8 показана структура И$^2$Л-вентиля.

Роль эмиттера, общего для всех *n–p–n*-транзисторов, играет эпитаксиальный *n*-слой вместе с $n^+$-подложкой (последняя, в сущности, обеспечивает омический контакт с *n*-слоем). В схемах И$^2$Л, вообще говоря, нет необходимости изолировать *n–p–n*-транзисторы друг от друга, так как общность эмиттерного слоя не только не противопоказана, но и необходима по самой структуре схемы.

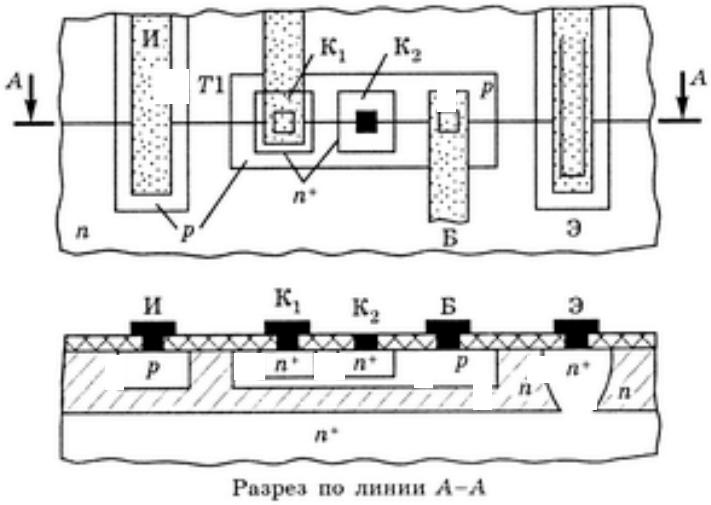



Рис. 23.8. Структура и топология схемы И$^2$Л

Инжектор осуществлен в виде длинной *p*-полоски, выполненной на этапе базовой диффузии. Базой *p–n–p*-транзистора является эпитаксиальный *n*-слой, а коллекторами – базовые *p*-слои *n–p–n*-транзисторов. Следовательно, *p–n–p*-транзистор имеет горизонтальную структуру и однородную базу, т. е. является бездрейфовым.

Транзисторы *n–p–n* представляют собой «обращенные» многоэмиттерные транзисторы.

В заключение просуммируем преимущества И$^2$Л: отсутствие изолирующих карманов (т. е. экономия площади); отсутствие резисторов (и связанные с этим экономия площади, уменьшение напряжения питания, мощности, времени задержки); малая емкость коллектора (из-за малой площади $n^+$-слоев).

**Эмиттерно-связанная логика (ЭСЛ).** В основе схемы ЭСЛ (рис. 23.9) лежит переключатель тока. Отличие состоит в том, что в одно из плеч включено параллельно несколько транзисторов (Т1 и Т2 на рис. 23.9). Эти транзисторы равноправны в том смысле, что отпирание любого из них (или всех вместе) приводит к переключению тока $I_0$ из правого плеча схемы в левое. Поэтому ЭСЛ, как и РТЛ, выполняет функцию ИЛИ-НЕ.

Повторители на транзисторах Т4 и Т5 смещают уровни коллекторных потенциалов на величину $U^*$. Как известно, без такого смещения переключатели тока не могут работать совместно Пусть на оба логических входа поданы запирающие нулевые уровни $U^0$. Тогда в соответствии с функцией ИЛИ-НЕ напряжение на выходе *C* будет единичным уровнем $U^1$. Его легко найти, учитывая, что транзисторы Т1 и Т2 заперты, т. е. $U_{к1} = E_к$. Вычитая напряжение на эмиттером переходе Т4, получаем

$$U^1 = E_к - U^*. \qquad (23.13а)$$

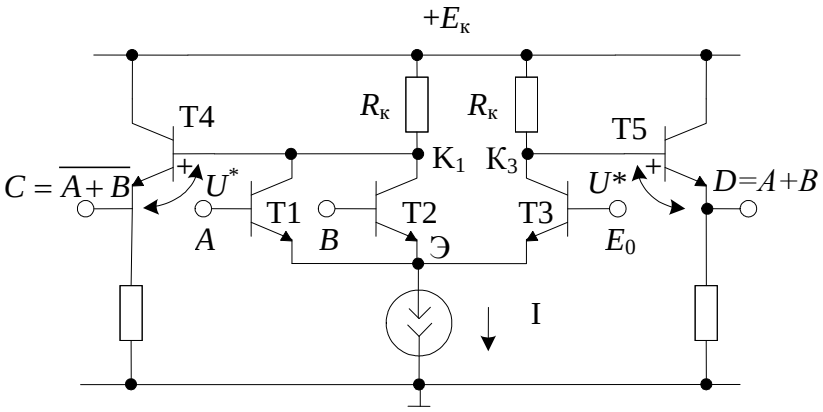



Рис. 23.9. Логический элемент ЭСЛ

Пусть теперь на один из входов, например *A,* подан отпирающий единичный уровень $U^1$. Тогда напряжение на выходе *C* примет значение $U^0$. Положим, что открытый транзистор находится на границе насыщения, т. е. $U_{к1} = U_{б1} = U^1$. Вычитая $U^*$ и подставляя (23.13а), получаем

$$U^0 = E_к - 2U^*. \qquad (23.13б)$$

Используя выражения (23.13), найдем значение логического перепада:

$$U_л = U^* \approx 0{,}7 \text{ В}. \qquad (23.14)$$

Как видим, это значение практически не отличается от значения, свойственного схеме И$^2$Л.

Напряжение смещения $E_0$ выбирается равным полусумме уровней $U^0$ и $U^1$, т. е.

$$E_0 = E_к - 3/2U^*. \qquad (23.15)$$

При этом уровни $U^0$ и $U^1$ расположены симметрично относительно $E_0$ на «расстоянии» $\pm 1/2U^*$.

Рабочий ток $I_0$ оценивается из равенства $U_{к1} = U^1$, обеспечивающего граничный режим открытого транзистора. Подставляя в это равенство $U_{к1} = E_к - \alpha I_0 R_к$ и значение $U^1$ из (13.3а), получаем

$$\alpha I_0 R_к = U^*. \qquad (23.16)$$

Сопротивление $R_к$ выбирают из условия минимального времени переключения. Обычно значения *R* лежат в пределах 0,5–2 кОм, а ток $I_0$ – в пределах 0,5–2 мА. При расчете мощности нужно, конечно, учитывать и токи в повторителях.

Используя выражения (23.13*б*) и (23.15), легко показать, что в исходном состоянии, когда на обоих входах задан уровень $U^0$, эмиттерные переходы транзисторов Т1 и Т2 находятся под прямым смещением $+1/2U^* =$ 0,35 В. Такое смещение меньше напряжения отпирания, составляющего около 0,6 В, поэтому транзисторы практически заперты. Однако помехоустойчивость схемы, определяемая разностью между напряжением отпирания и прямым смещением, составляет всего 0,25 В.

Для повышения помехоустойчивости можно пойти на то, чтобы открытые транзисторы работали не на границе насыщения, а в квазинасыщенном режиме, т. е. при небольшом (0,2–0,3 В) прямом смещении коллекторного перехода. Можно также заменить повторители более сложными схемами сдвига уровня. Применение последних равносильно увеличению напряжения $U^*$. Однако такие схемы содержат дополнительные *p*–*n*-переходы или резисторы, а следовательно, занимают большую площадь.

До сих пор транзистор Т3 считался вспомогательным – «хранящим» ток $I_0$, когда логические транзисторы заперты. Однако легко заметить, что он вместе с повторителем Т5 тоже выполняет логическую функцию. А именно, в исходном состоянии, когда $U_A = U_B = U^0$, транзистор Т3 открыт, а значит, на выходе *D* получается напряжение $U^0$. Если хотя бы на одном из логических входов действует напряжение $U^1$, то транзистор Т3 обесточен и, следовательно, $U_D = U^1$. Как видим, одновременно с функцией ИЛИ-НЕ, выполняемой на выходе *C*, выполняется функция ИЛИ на выходе *D*. Поэтому говорят, что схеме ЭСЛ свойственна функция ИЛИ-НЕ/ИЛИ.

В заключение отметим, что на практике в схемах ЭСЛ заземляют не отрицательный, а положительный полюс источника питания, так что все рабочие потенциалы на рис. 23.3 оказываются отрицательными. Разумеется, это не меняет принципа действия схемы и основных соотношений, однако заземление положительной шины питания существенно уменьшает влияние проходящих по ней помех на величины уровней $U^0$ и $U^1$.

## 23.3. Логические элементы на МОП-транзисторах.

В настоящее время в логических схемах используются в основном кремниевые МДП-транзисторы, где диэлектриком является двуокись кремния $Si0_2$. Поэтому ниже рассматриваются ИЛЭ на МОП-транзисторах. В основе МОП-транзисторной логики (МОПТЛ) лежат МОП-транзисторные ключи-инверторы.

**МОП-транзисторая логика на ключах одного типа проводимости.** Положим в основу транзисторы с индуцированным *n*-каналом (поскольку им свойственно положительное напряжение питания, более удобное при анализе).

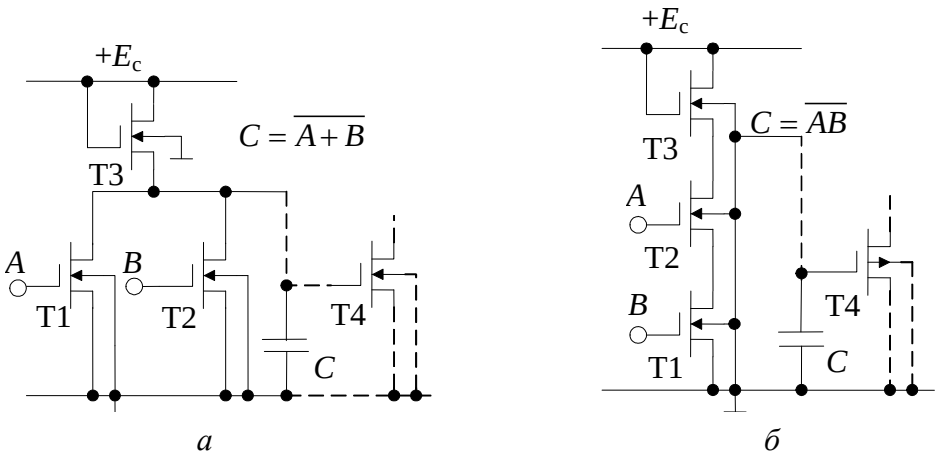



Рис. 23.10. Логические элементы МОПТЛ на ключах одного типа проводимости с параллельным (*а*) и последовательным (*б*) включением логических транзисторов

Анализ МОП-транзисторных ИЛЭ проще, чем биполярных, потому что входные (затворные) цепи практически не потребляют тока. Следовательно, при работе в цепочке *отдельные ИЛЭ функционируют независимо друг от друга* и каждый из них можно анализировать, независимо от предыдущего и последующего ИЛЭ. В частности, *логические уровни* $U^0$ *и* $U^1$ *не зависят от нагрузки* и остаются такими же, как и при холостом ходе. Влияние последующего (нагрузочного) ИЛЭ сводится лишь к увеличению выходной емкости данного ИЛЭ.

На рис. 23.10 показаны два типовых варианта ИЛЭ, выполненных на МОП-транзисторах с *n*-каналом. В обоих вариантах используется динамическая нагрузка, так как применение нагрузочных резисторов приводит к резкому увеличению площади и лишает МОПТЛ одного из ее основных преимуществ – высокой степени интеграции.

ИЛЭ, показанный на рис. 23.10, *а*, построен по тому же принципу, что и РТЛ (рис. 23.2): логические транзисторы T1 и T2 включены параллельно, отпирание каждого из них приводит к снижению выходного уровня, т. е. схема выполняет функцию ИЛИ-НЕ.

Логические уровни в МОПТЛ соответствуют выходным напряжениям открытого и запертого ключа. При соответствующей геометрии транзисторов оно имеет столь же малое значение (0,05–0,15 В), как и в биполярных ключах. Поэтому можно считать

$$U^0 = U_{ост} \approx 0{,}1 \text{ В}. \qquad (23.17а)$$

Напомним, что малое остаточное напряжение подразумевает как можно меньшую ширину канала нагрузочного транзистора по сравнению с шириной канала активного транзистора. Заметим также, что в схеме МОПТЛ остаточное напряжение убывает пропорционально числу открытых

логических транзисторов, так как параллельное соединение транзисторов равносильно увеличению удельной крутизны.

В закрытом состоянии ключа выходное напряжение близко к напряжению питания:

$$U^1 \approx E_c. \qquad (23.17б)$$

Соответственно логический перепад составляет

$$U_л = E_c - U_{ост} \approx E_c. \qquad (23.18)$$

Обычно напряжение питания в МОПТЛ выбирается в 3–4 раза больше порогового напряжения. Следовательно, если $U_0$=1,5–3 В, то логический перепад (5–10 В) намного превышает значения, свойственные схемам $И^2Л$, ЭСЛ и даже ТТЛ (при напряжении питания 4–5 В).

Еще одним достоинством МОПТЛ является повышенная помехоустойчивость. В самом деле, на входе запертого транзистора действует уровень $U^0$. Значит, для отпирания транзистора необходимо напряжение $U_0 - U^0$, близкое к пороговому, т. е. 1,5–3 В, тогда как у биполярных ИЛЭ, рассмотренных выше, оно составляет (1–2)$U^*$, т. е. 0,7–1,4 В.

ИЛЭ, показанный на рис. 23.10, *б*, характерен не параллельным, а последовательным включением логических транзисторов. Поэтому протекание тока в цепи, а значит, и низкий уровень $U^0$ выходного напряжения возможны только при отпирании всех (в данном случае обоих) логических транзисторов. Это имеет место при подаче уровня $U^1$ на все логические входы. Отсюда ясно, что данный ИЛЭ выполняет функцию И-НЕ.

Уровень $U^1$ в данной схеме такой же, как в предыдущей, но уровень $U^0$ больше – он пропорционален числу последовательно включенных логических транзисторов и может составлять 0,2–0,5 В и более. Соответственно меньше будет логический перепад. При напряжениях питания 10 В и более этот недостаток мало существен, однако в низковольтных схемах с малыми пороговыми напряжениями повышенный уровень $U^0$ представляет определенную проблему.

Быстродействие МОПТЛ, как и простейших МОП-ключей, ограничивается скоростью перезаряда выходной емкости $C$ (на рис. 23.10 показана штриховой линией). Величина этой емкости пропорциональна количеству нагрузочных ИЛЭ, а также зависит от емкости металлизации.

Для повышения быстродействия нужно увеличивать рабочие токи транзисторов, а соответственно и крутизну. Однако это означает увеличение ширины канала, т. е. площади, занимаемой транзисторами. Кроме того, увеличение рабочих токов связано с увеличением потребляемой мощности, а это еще одно препятствие на пути повышения степени интеграции.

**МОП-транзисторная логика на комплементарных транзисторах (КМОП-логика или КМОПТЛ).** Достоинство простейших КМОП-ключей состоит в том, что изменение выходного напряжения не связано с изменением тока: он остается близким к нулю. Это преимущество – ничтожную потребляемую мощность – сохраняют и КМОП логические элементы. Два типовых варианта таких ИЛЭ показаны на рис. 23.11. По принципу действия они аналогичны вариантам, показанным на рис. 23.10.

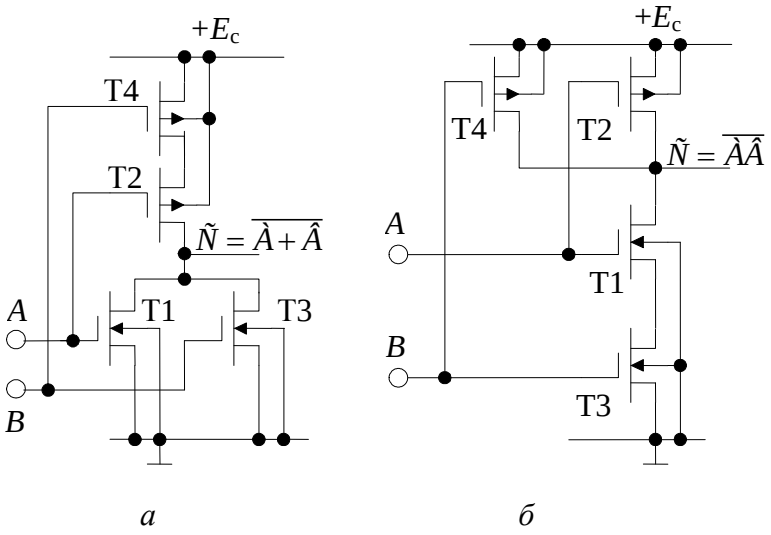



Рис. 23.11. КМОП логические элементы на комплементарных ключах:
*а* – элемент ИЛИ-НЕ; *б* – элемент И-НЕ

На рис. 23.11 видна закономерность структуры КМОП логических элементов: *параллельное соединение одного типа транзисторов сопровождается последовательным соединением транзисторов другого типа.* Выполняемая логическая функция определяется включением транзисторов «нижнего этажа» (ср. с рис. 23.10). В рассматриваемой схеме – это *n*-канальные транзисторы. Если изменить полярность питающего напряжения, то в «нижнем этаже» окажутся транзисторы с *p*-каналом.

Пусть в схеме на рис. 23.11, *а* на оба логических входа поданы уровни $U^0 < U_0$. Тогда в *n*-канальных транзисторах Т1 и Т3 канал отсутствует, т. е. они заперты. В *p*-канальных транзисторах Т2 и Т4 образуются каналы, так как разность потенциалов $U^0 - E_c = U_{зи}$ превышает (по модулю) пороговое напряжение. Однако, поскольку через каналы протекают ничтожные токи запертых транзисторов Т1 и Т3, падение напряжения на каналах тоже получается ничтожным. Поэтому можно считать, что выходное напряжение равно напряжению питания. Это и есть уровень единицы:

$$U^1 = E_c. \qquad (23.19а)$$

Если подать на вход $A$ уровень $U^1$, то в транзисторе Т1 образуется канал, а в транзисторе Т2 канал исчезает, т. е. этот транзистор запирается. Ничтожный остаточный ток транзистора Т2, протекая через канал Т1, дает на нем практически нулевое падение напряжения. Поэтому в данном случае можно считать

$$U^0 = 0. \qquad (23.19б)$$

Соответственно логический перепад составляет

$$U_л = E_с. \qquad (23.20)$$

Помимо высокой экономичности, дополнительными преимуществами КМОП-логики по сравнению с МОПТЛ являются малые рабочие напряжения (до $2U_0$ и менее) и более высокое быстродействие. Схема на рис. 23.11, *б* характеризуется аналогичными параметрами. Ее работа анализируется путем таких же рассуждений, какими мы пользовались выше.

Еще одной разновидностью элементов, выполненных на комплементарных транзисторах, являются ключи коммутации. Поскольку при размыкании и замыкании канала полевого транзистора управляющий сигнал гальванически не связан с коммутируемой цепью, такой ключ может замыкать и разрывать последовательные электрические цепи. На рис. 23.12 показана типовая схема КМОП-ключа коммутации.

Ключ имеет вход $A$ и выход $B$ сигнала, а также вход $E$ разрешения прохождения сигнала (названия «вход» и «выход» условные, так как ключ симметричен относительно этих функциональных выводов). В отличие от КМОП-инвертора, на затворы $p$- и $n$-канального транзисторов ключа подаются противоположные логические уровни, так что оба транзистора или одновременно закрыты (при высоком уровне на входе $E$), или одновременно открыты (при низком уровне на входе разрешения $E$). Канал проводимости в таком ключе двунаправленный и может пропускать логические уровни с амплитудой от 0 до $+E_с$. За счет одновременного использования в ключе $n$- и $p$-канальных транзисторов удается снизить зависимость последовательного сопротивления ключа коммутации от уровня коммутируемого сигнала.

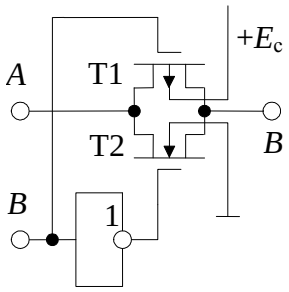



Рис. 23.12. Ключ коммутации на комплементарных МОП-транзисторах

**Динамическая МОП-транзисторная логика (ДМОПТЛ).** Общая особенность МОП-транзисторных ИЛЭ – это то, что в цепочке они гальванически изолированы друг от друга благодаря огромному входному

сопротивлению со стороны затвора – позволяет строить особый класс ИЛЭ – *схемы динамического типа*. Проиллюстрируем эту возможность на примере схемы, показанной на рис. 23.11, *а*.

Отключим затвор транзистора Т3 от шины питания и будем подавать на него управляющие импульсы с амплитудой $U_{ти} = E_с$ (рис. 23.13, *а*). Эти импульсы называют *тактовыми,* а режим работы ИЛЭ при наличии тактовых импульсов – *синхронным режимом*. Ранее рассмотренные ИЛЭ работали в *асинхронном режиме*. Очевидно, что в отсутствие тактового импульса, когда $U_{ти} = 0$, транзистор Т3 заперт независимо от состояния логических транзисторов. При этом мощность от источника питания не потребляется.

Когда поступает тактовый импульс, затвор нагрузочного транзистора оказывается фактически присоединенным к шине питания, т. е. схема приобретает такую же конфигурацию, как на рис. 23.11, *а*. Значит, во время действия тактового импульса синхронный ИЛЭ работает так же, как асинхронный, и потребляет или не потребляет мощность в зависимости от состояния логических транзисторов.

Из сказанного следует, что синхронный режим обеспечивает выигрыш в потребляемой мощности. Этот выигрыш определяется *скважностью* тактовых импульсов, т. е. отношением периода их повторения $T$ к длительности импульса $t_{ти}$. Чем больше скважность $T/t_{ти}$, тем больше выигрыш в мощности. Однако величина $t_{ти}$ ограничена временем перезаряда паразитной емкости $C$, а период $T$ – желательной скоростью передачи информации (частотой опроса ИЛЭ).

Для построения элемента ДМОПТЛ простейшую схему (рис. 23.13, *а*) нужно дополнить ключом Т5, который отделяет выход данного ИЛЭ от входа следующего (рис. 23.13, *б*).

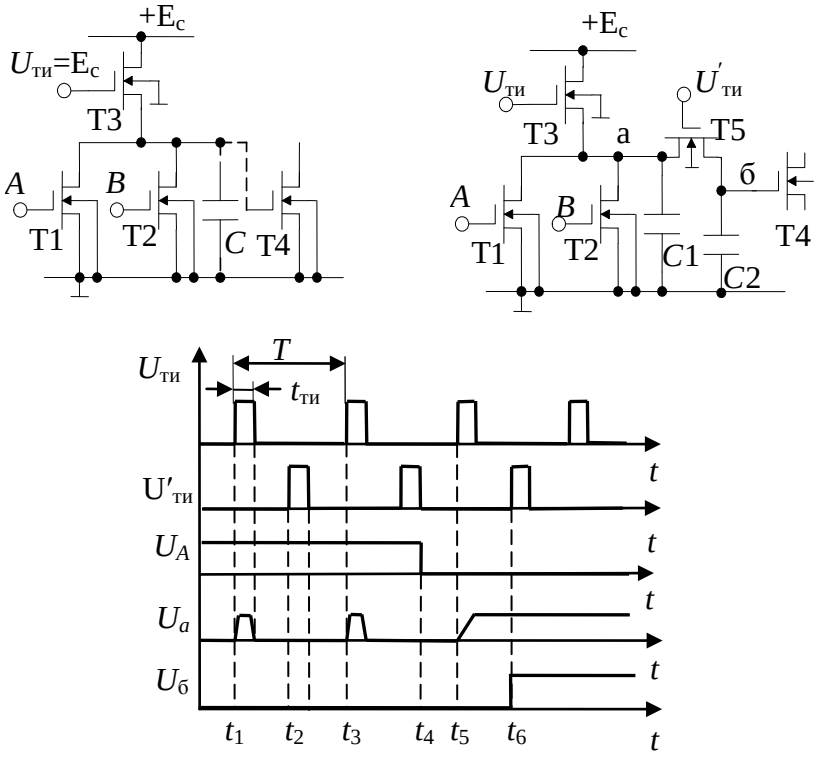



Рис. 23.13. Синхронный элемент МОПТЛ (*а*), элемент ДМОПТЛ «без отношения» (*б*), временная диаграмма для ДМОПТЛ (*в*)

Ключ Т5 вместе с конденсаторами $C_1$ и $C_2$ образует схему памяти. Емкости могут быть либо «паразитными» (в сумме равными емкости $C$ на рис. 23.13, *а*), либо специально осуществленными на кристалле. Ключ Т5 управляется вспомогательными тактовыми импульсами ($U'_{ти}$)>, сдвинутыми относительно основных ($U_{ти}$). Работа схемы иллюстрируется временными диаграммами на рис. 23.13, *в*.

Положим для простоты, что на входе $B$ действует неизменное запирающее напряжение $U^0$, а на входе $A$ напряжение принимает значение $U^1$ или $U^0$. Пусть в исходном состоянии $U_A = U^1$, т. е. транзистор Т1 открыт. Тогда в интервале между тактовыми импульсами $U_{ти}$, когда транзистор Т3 заперт, через Т1 протекает ничтожный ток и на выходе (в точке *а*) остаточное напряжение практически равно нулю.

При поступлении очередного тактового импульса $U_{ти}$ (момент $t_1$) транзистор Т3 открывается и в точке *а* устанавливается остаточное напряжение, зависящее от отношения удельной крутизны активного и нагрузочного транзисторов. Если размеры транзисторов сравнимы, это напряжение может быть достаточно большим. По окончании тактового импульса $U_{ти}$ напряжение $U_0$ снова падает до нуля.

При поступлении тактового импульса $U'_{ти}$ (момент $t_2$) отпирается ключ Т5. При этом емкости $C_г$ и $C_2$ оказываются соединенными параллельно и на них устанавливается одинаковое напряжение, в данном случае – равное нулю. По окончании импульса $U'_{ти}$ ключ Т5 запирается и емкость $C_2$

сохраняет нулевое напряжение, несмотря на то, что в момент $t_3$ при очередном импульсе $U_{ти}$ напряжение $U_a$ снова временно возрастает.

Таким образом, на входе следующего ИЛЭ (в точке *б*) уровень $U^0$ равен нулю независимо от отношения удельной крутизны транзисторов в предыдущем ИЛЭ. Это обстоятельство позволяет выбирать это отношение близким к единице, т. е. уменьшать размеры активного транзистора до размеров нагрузочного. Тем самым обеспечивается существенная экономия площади на кристалле, что является одним из важных преимуществ ДМОПТЛ.

Схемы ДМОПТЛ, построенные по описанному принципу, называют схемами «без отношения», а простейшую схему (рис. 23.13, *а*), в которой должно выполняться неравенство $b_1/b_3 >> 1$, схемой «с отношением».

Если на вход $A$ подать напряжение $U_A = U^0$ (момент $t_4$), то транзистор Т1 запирается, и при поступлении очередного тактового импульса $U_{ти}$ (момент $t_b$) напряжение $U_0$ поднимается до уровня $U^1 = E_c$. Этот уровень в дальнейшем сохраняется, так как транзистор Т1 остается запертым. При очередном отпирании ключа Т5 (момент $t_6$) конденсатор $C_2$ зарядится до такого же напряжения и сохранит его после запирания ключа Т5.

Из приведенного описания следует, что в схеме «без отношения» информация передается от одного ИЛЭ к другому с запаздыванием – сдвигом на один такт (на один период тактовых импульсов).

# ЛЕКЦИЯ 24. ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ ПРИБОРЫ И ОСНОВЫ ИХ РАБОТЫ

План лекции


24.1. Классификация электровакуумных приборов.
24.2. Физические основы работы электровакуумных приборов.
24.3. Приборы на основе термоэлектронной эмиссии.


## 24.1. Классификация электровакуумных приборов.

*Электровакуумными* (ЭВП) называют приборы, в которых рабочее пространство, изолированное газонепроницаемой оболочкой, имеет высокую степень разрежения или заполнено специальной средой (пары или газы). Действие приборов основано на использовании электрических явлений в вакууме или газе.

Под *вакуумом* следует понимать состояние газа, в частности воздуха, при давлении ниже атмосферного. Если электроны движутся в пространстве свободно, не сталкиваясь с оставшимися после откачки газа молекулами, то говорят о *высоком вакууме*.

Электровакуумные приборы делятся на *электронные*, в которых течет чисто электронный ток в вакууме, и *ионные* (газоразрядные), для которых характерен электрический разряд в газе (или парах). В электронных приборах ионизация практически отсутствует, а давление газа менее 100 мкПа (высокий вакуум). В ионных приборах давление $133 \cdot 10^{-3}$ Па ($10^{-3}$ мм рт. ст.) и выше. При этом значительная часть движущихся электронов сталкивается с молекулами газа и ионизирует их.

Есть еще группа *проводниковых* (безразрядных) ЭВП. К ним относятся *лампы накаливания, стабилизаторы тока (бареттеры), вакуумные конденсаторы* и др.

Особую группу ЭВП составляют *электронные лампы*, предназначенные для различных преобразований электрических величин. Эти лампы бывают *генераторными, усилительными, выпрямительными, частотно-преобразовательными, детекторными, измерительными* и др. Большинство их рассчитано на работу в непрерывном режиме. Выпускаются лампы и для *импульсного* режима. В них протекают кратковременные токи – электрические импульсы.

В зависимости от рабочих частот электронные лампы подразделяются на *низко-, высоко- и сверхвысокочастотные*.

Электронные лампы, имеющие два электрода – катод и анод, называются *диодами*. Диоды для выпрямления переменного тока в источниках питания называются *кенотронами*. Лампы, имеющие помимо

катода и анода электроды в виде сеток, с общим числом электродов от трех до восьми, – это соответственно *триод, тетрод, пентод, гексод, гептод* и *октод*. При этом лампы с двумя и более сетками называются *многоэлектродными*. Если лампа содержит несколько систем электродов с независимыми потоками электронов, то ее называют *комбинированной* (двойной диод, двойной триод, триод-пентод, двойной диод-пентод и др.).

Основные ионные приборы – это *тиратроны, стабилитроны, лампы со знаковой индикацией, ионные разрядники* и др.

Большую группу составляют *электронно-лучевые приборы*, к которым относятся кинескопы (приемные телевизионные трубки), *передающие телевизионные трубки, осциллографические и запоминающие трубки, электронно-оптические преобразователи изображений, электронно-лучевые переключатели, индикаторные трубки радиолокационных и гидроакустических станций* и др.

В группу *фотоэлектронных* приборов входят *электровакуумные фотоэлементы* (электронные и ионные) и *фотоэлектронные умножители*. К *электроосветительным приборам* следует отнести *лампы накаливания, газоразрядные источники света и люминесцентные лампы*.

Особое место занимают *рентгеновские трубки, счетчики элементарных частиц* и другие специальные приборы.

## 24.2. Физические основы работы электровакуумных приборов.

Чтобы сформировать поток свободных электронов, перемещающихся в вакууме или газе под действием электрических и магнитных полей, необходимо обеспечить выход электронов из твердого тела. Испускание электронов твердым телом называется *эмиссией*.

Различают термо-, фото-, вторичную и автоэлектронную, или полевую, эмиссии. При этом автоэлектронная эмиссия занимает особое место, так как это чисто квантовый эффект, при котором для высвобождения электрона из катода не требуется затрат энергии на сам эмиссионный акт в отличие от других видов эмиссии.

Работа против сил, удерживающих электрон внутри катода, обычно изображается в виде энергетической диаграммы (рис. 24.1).

Совершение работы против удерживающих сил равнозначно тому, что электрону требуется преодолеть потенциальный барьер $U$, созданный этими силами. Основной силой, удерживающей электрон внутри катода, является так называемая сила зеркального изображения, связанная с тем, что электрон, покидающий поверхность катода, поляризует электронный газ и внутри твердого тела создается положительный заряд, равный по абсолютной величине заряду эмитированного электрона.

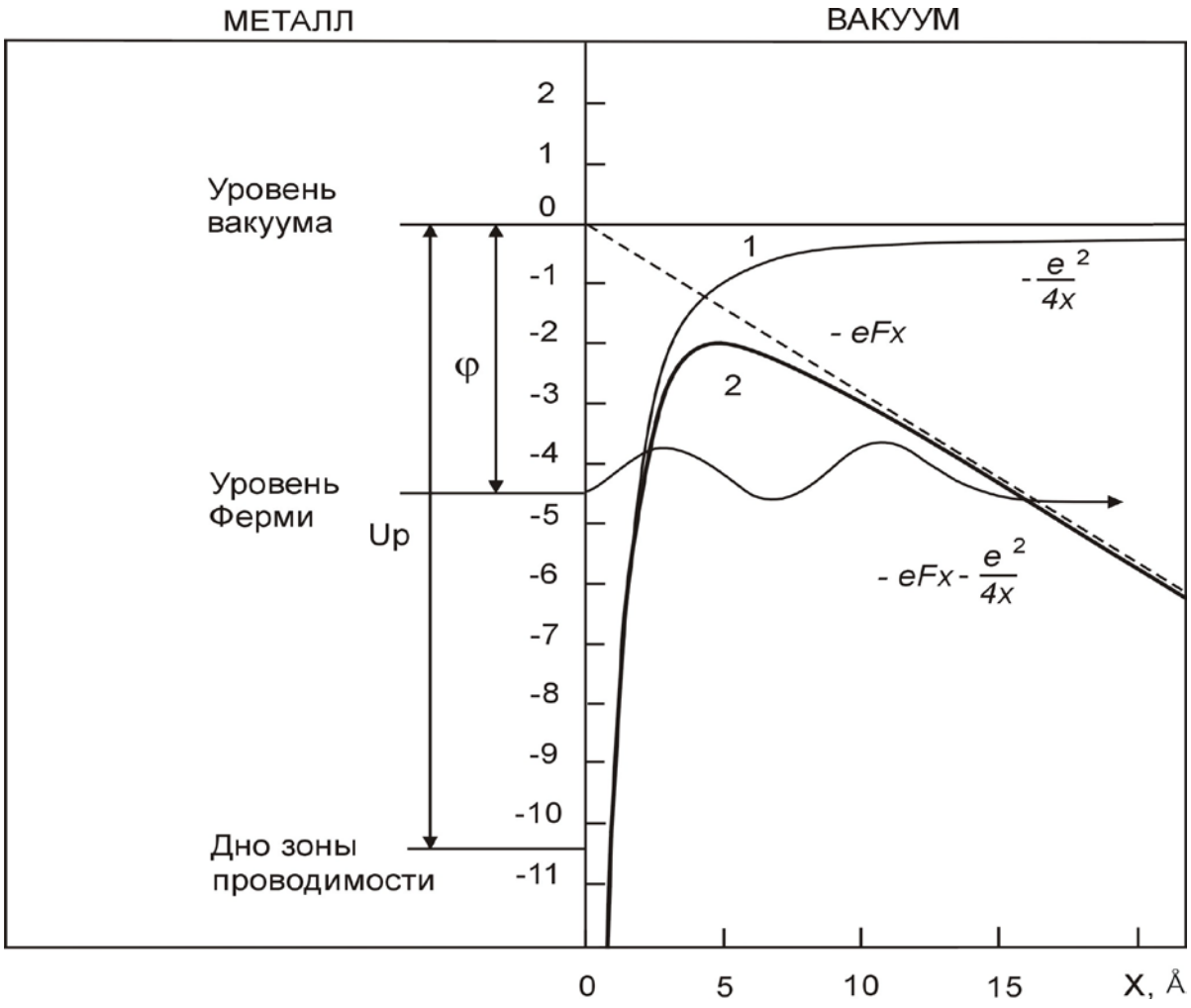



Рис. 24.1. Потенциальный барьер на границе металл – вакуум: 1 – потенциал сил зеркального изображения, 2 – потенциальный барьер в сильном электрическом поле. Уровень Ферми – энергия, соответствующая максимальной энергии электрона в металле при температуре абсолютного нуля

Взаимодействие между этими зарядами осуществляется по закону Кулона, и потенциал этих сил

$$U = -e^2 / 4x, \qquad (24.1)$$

где $e$ – заряд электрона; $x$ – расстояние, характеризующее удаление эмитированного электрона от поверхности катода. Знак минус объясняется тем, что за нуль энергии принята энергия свободного электрона, находящегося на бесконечном расстоянии от поверхности.

Работа, которую необходимо совершить для преодоления потенциального барьера на границе катод – вакуум, носит название работы выхода $A = e\varphi$, где $\varphi$ – потенциал работы выхода. Для того чтобы электрон мог покинуть поверхность катода, согласно представлениям классической физики, его энергия обязательно должна быть больше, чем высота потенциального барьера.

Работа выхода большинства чистых металлов, используемых в качестве катодов, лежит в интервале 1,8–5эВ (Cs и Re соответственно). Для уменьшения работы выхода на поверхность металлического катода наносят вещество с меньшей работой выхода, электроны которого переходят в катод. Вследствие этого на поверхности катода формируется двойной электрический слой. Электрическое поле, создаваемое этим слоем, ускоряет вылетающие электроны, т. е. уменьшает работу выхода электронов. Например, при нанесении моноатомного слоя бария на поверхность вольфрама работа выхода уменьшается с 4,5 эВ (чистый W) до 1,56 эВ (активированный W).

Рассмотрим основные виды электронной эмиссии.

*Термоэлектронная эмиссия* обусловлена нагревом тела, эмитирующего электроны, и широко используется в электронных приборах. При некоторой температуре вещества тепловая энергия, полученная электронами, будет достаточной для совершения ими работы выхода.

Зависимость плотности тока термоэлектронной эмиссии определяется формулой Ричардсона – Дэшмена:

$$j = A_0 T^2 \exp(-\varphi/kT), \qquad (24.2)$$

где $A_0$ = 10–300 А/(см$^2$К$^2$) – постоянная Ричардсона – константа, зависящая от материала катода; $k$ – постоянная Больцмана, φ – работа выхода материала катода. Плотность тока термоэмиссии может достигать значений $10^2$ А/см$^2$ при наличии активирующих покрытий на поверхности катода.

Если вылетевшие электроны не отводятся ускоряющим полем от эмитирующей поверхности, то около нее образуется скопление электронов (электронное облачко). В нем энергии электронов различны и средняя энергия обычно составляет десятые доли электрон-вольта.

Электронное облачко находится в динамическом равновесии. Новые электроны вылетают из нагретого тела, а ранее вылетевшие возвращаются обратно. Это явление напоминает испарение жидкости в замкнутом сосуде. Насыщенный пар над такой жидкостью находится в динамическом равновесии: одни молекулы возвращаются в жидкость, а другие, получившие при нагреве достаточную энергию, вылетают из жидкости.

В приборах с активированным катодом (например оксидным) наблюдается значительное усиление термоэлектронной эмиссии под влиянием внешнего ускоряющего поля (эффект Шоттки). Если бы катод не был накален, то эмиссия отсутствовала бы. А при высокой температуре и наличии внешнего ускоряющего поля вылетает дополнительно много электронов, которые при отсутствии поля не могли бы выйти. При кратковременном действии сильного поля выход электронов из накаленных оксидных и других активированных катодов очень велик. Такая эмиссия в виде кратковременных импульсов тока используется в некоторых электронных и ионных приборах.

*Электростатическая, автоэлектронная или полевая эмиссия* представляет собой вырывание электронов с поверхности катода сильным электрическим полем. Впервые это явление наблюдал великий экспериментатор Р. Вуд еще в 1897 г. Эту эмиссию иногда называют «холодной», что неудачно, так как все виды эмиссии, кроме термоэлектронной, можно причислить к «холодным».

Выход электронов при нормальной (комнатной) температуре происходит с помощью электрических полей напряженностью не менее $10^7$ В/см.

Электростатическая эмиссия значительно усиливается при шероховатой поверхности, что объясняется концентрацией поля у микроскопических выступов этой поверхности. При наличии активирующих, особенно оксидных, покрытий электростатическая эмиссия также усиливается. Помимо уменьшения работы выхода, свойственного оксидному слою, здесь играет роль проникновение внешнего поля в полупроводниковый оксидный слой и шероховатость поверхности оксида.

Как отмечалось ранее, автоэлектронная эмиссия возникает в результате туннелирования электронов через потенциальный барьер на границе твердого тела и вакуума. Для описания туннельного эффекта обычно вводиться характеристика, называемая прозрачностью потенциального барьера. Прозрачность $D$ потенциального барьера определяет вероятность того, что электрон, упав изнутри металла на барьер, пройдет сквозь него в вакуум. Квантово-механические расчеты показывают, что выражение для прозрачности потенциального барьера может быть записано в виде:

$$D = \exp\left[-\frac{2}{h}\int_0^l \sqrt{2m(U-E)}\,dx\right], \qquad (24.3)$$

где $h$ = 6,62·10$^{-34}$ Дж/с – постоянная Планка; $m$ – масса туннелирующей частицы; $U$ – потенциальная энергия; $E$ – энергия электрона, падающего на потенциальный барьер.

Из этого выражения следует, что вероятность прохождения частицы сквозь потенциальный барьер очень сильно зависит от ширины барьера и его превышения над уровнем энергии туннелирующего электрона $E$, то есть $U$-$E$ или в конечном счете от высоты потенциального барьера, определяемой работой выхода. Ширина же барьера зависит от напряженности электрического поля.

Если известно, сколько электронов падает изнутри металла на потенциальный барьер, а это может быть рассчитано из теории твердого тела, и известна прозрачность барьера, то можно рассчитать полный эмиссионный ток электронов, выходящих в вакуум, и получить формулу для плотности тока автоэлектронной эмиссии. Такие квантово-механические расчеты впервые были выполнены Р. Фаулером и Л. Нордгеймом [2, 3]. В результате

для плотности автоэмиссионного тока было получено:

$$j = 1{,}54 \cdot 10^{-6} \frac{F^2}{\varphi t^2(y)} \exp\left\{ -6{,}83 \cdot 10^7 \frac{\varphi^{3/2}}{F} \vartheta(y) \right\}, \qquad (24.4)$$

где $y = 3{,}79 \cdot 10^{-4} (\sqrt{F}) / \varphi$. Функции $\vartheta(y)$ и $t(y)$ табулированы, при этом функция $t(y)$, стоящая в предэкспоненциальном множителе, близка к единице и слабо изменяется с изменением аргумента. Функция $\vartheta(y)$ называется функцией Нордгейма и учитывает понижение потенциального барьера.

Поскольку туннелирование осуществляется в узком диапазоне энергий вблизи уровня Ферми, плотность тока велика и теоретически возможная величина может достигать значений $10^{12}$ А/см$^2$. На практике получены плотности токов до $10^8$ А/см$^2$ в импульсном режиме.

*Вторичная электронная эмиссия* обусловлена воздействием потока электронов на поверхность твердого тела. При этом электроны, бомбардирующие поверхность, называются *первичными*. Они проникают в поверхностный слой и отдают свою энергию электронам данного вещества. Некоторые из них, получив значительную энергию, могут выйти из тела. Такие электроны называются *вторичными*. Вторичная эмиссия обычно возникает при энергии первичных электронов 10–15 эВ и выше. Если энергия первичного электрона достаточно велика, то он может выбить несколько вторичных электронов.

Вторичная эмиссия характеризуется *коэффициентом вторичной эмиссии* σ, который равен отношению числа вторичных электронов $n_2$ к числу первичных $n_1$:

$$\sigma = n_2/n_1. \qquad (24.5)$$

Коэффициент σ зависит от вещества тела, структуры его поверхности, энергии первичных электронов, угла их падения и некоторых других факторов. Для чистых металлов максимальное значение σ бывает в пределах 0,5–1,8. При наличии активирующих покрытий σ достигает 10 и более. Для интенсивной вторичной эмиссии применяют сплавы магния с серебром, алюминия с медью, бериллия с медью и др. У них коэффициент σ может быть в пределах 2–12 и больше, причем эмиссия более устойчива, нежели у других веществ. Вторичная эмиссия наблюдается также у полупроводников и диэлектриков.

На рис. 24.2 дана зависимость коэффициента σ от энергии первичных электронов $W_1$. При $W_1$ < 10–15 эВ вторичной эмиссии нет. Затем она с ростом $W_1$ усиливается, доходя до максимума, после чего ослабевает. Кривая 1 – зависимость для чистого металла, а кривая 2 – для металла с активирующим покрытием. Максимум вторичной эмиссии достигается обычно при энергии $W_1$ в сотни электрон-вольт. Снижение σ при более

высоких значениях $W_1$ объясняется тем, что первичные электроны проникают более глубоко и передают энергию электронам, находящимся дальше от поверхности. Последние обмениваются полученной энергией с другими электронам и не могут дойти до поверхности. Подобно этому камень, падающий в воду с небольшой скоростью, вызывает сильное разбрызгивание воды. А тот же камень при большой скорости быстро входит в воду, не создавая брызг.

Вторичные электроны вылетают в различных направлениях и с различными энергиями. Если они не отводятся ускоряющим полем, то образуют около поверхности тела объемный заряд (электронное облачко). Энергии большинства вторичных электронов значительно выше, нежели энергии термоэлектронов.

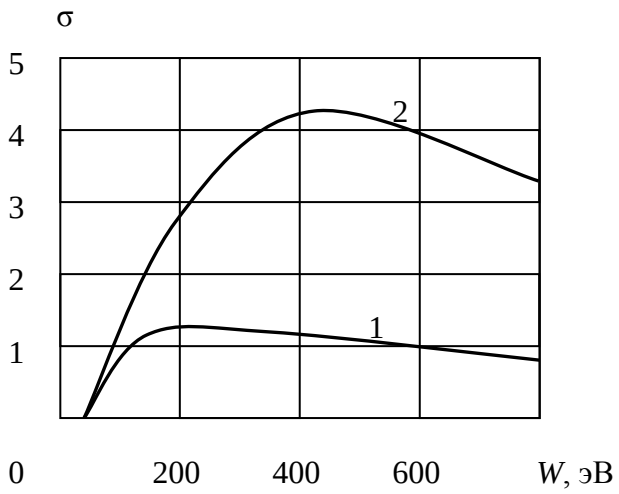



Рис. 24.2. Зависимость коэффициента вторичной эмиссии от энергии первичных электронов

Использование вторичной эмиссии много лет затруднялось тем, что не обеспечивалась ее устойчивость. В дальнейшем были изготовлены устойчиво работающие вторично-электронные катоды из сплавов металлов и стало возможным создание более совершенных электровакуумных приборов со вторичной эмиссией.

## 24.3. Приборы на основе термоэлектронной эмиссии.

**Термокатоды.** Основным элементом любого ЭВП является катод. *Термоэлектронный катод* должен быть долговечным и обеспечивать устойчивую (стабильную) эмиссию при возможно меньших затратах энергии на накал. Поверхность катода не должна разрушаться от ионной бомбардировки. Даже в высоком вакууме имеется некоторое число положительных ионов. Они ускоренно летят к катоду. Чем выше анодное напряжение, тем с большей силой ионы ударяют в катод.

Экономичность катода характеризуется его *эффективностью*. Она показывает, какой ток эмиссии можно получить на 1 Вт мощности накала. У современных катодов в режиме непрерывной работы эффективность может быть от единиц до сотен миллиампер на ватт.

Рабочая температура у разных катодов примерно от 700 до 2300 °С. *Долговечность* катода определяется сроком, по истечении которого выход электронов уменьшается на 10 %. Катоды имеют долговечность от сотен до десятков тысяч часов.

При увеличении рабочей температуры повышается эффективность, и поэтому для усиления эмиссии иногда несколько повышают накал, но при этом сокращается долговечность.

*Простые катоды*, т. е. катоды из чистых металлов, делаются почти исключительно из вольфрама (редко из тантала). Они имеют прямой накал. Рабочая температура вольфрамовых катодов 2100–2300 °С, что соответствует накалу до светло-желтого или белого цвета. Долговечность этих катодов определяется ослаблением эмиссии из-за уменьшения толщины вследствие распыления вольфрама.

Достоинство вольфрамового катода – устойчивость эмиссии. После временного перекала она не уменьшается. Стойкость вольфрамового катода к ионной бомбардировке делает его особенно пригодным для мощных ламп, работающих с высокими анодными напряжениями. Катоды из вольфрама применяются также в специальных электрометрических лампах, в которых важна стабильность эмиссии. Основной недостаток вольфрамового катода – низкая эффективность (единицы миллиампер на ватт). Вследствие высокой температуры интенсивно испускаются тепловые и световые лучи, на что бесполезно расходуется почти вся мощность накала.

У многих типов *сложных катодов* на поверхность чистого металла наносится активирующий слой, который обеспечивает интенсивную эмиссию при сравнительно невысоких температурах.

Достоинство сложных катодов – экономичность. Они обладают эффективностью до десятков и даже сотен миллиампер на ватт. Рабочая температура у некоторых катодов составляет 700 °С. Долговечность достигает тысяч и десятков тысяч часов. К концу этого срока снижается выход электронов из-за уменьшения количества активирующих примесей (например, за счет их испарения). Некоторые сложные катоды обеспечивают сверхвысокую эмиссию в импульсном режиме, т. е. в течение коротких (единицы микросекунд) промежутков времени, разделенных значительно более длительными паузами.

Основной недостаток сложных катодов – невысокая устойчивость эмиссии. Выход электронов снижается от временного перекала, что объясняется испарением активирующих веществ при повышенной температуре. Кроме того, сложные катоды разрушаются от ионной бомбардировки, поэтому в лампах важно поддерживать высокий вакуум. Это достигается применением специального *газопоглотителя (геттера)*.

Сложные катоды могут быть *пленочными* или *полупроводниковыми.* К первым относится, например, *торированный карбидированный катод.* Он представляет собой вольфрамовую проволочку с пленкой тория и примесью углерода. Активный слой этих катодов трудно разрушить ионной бомбардировкой. Их применяют при анодных напряжениях до 15 кВ.

К полупроводниковым относится оксидный катод. В нем на основание из никеля или вольфрама наносится смесь оксидов щелочно-земельных металлов – бария, кальция, стронция. У оксидного катода электронная эмиссия происходит главным образом из атомов бария. Перекал катода усиливает испарения бария и снижает выход электронов. Долговечность оксидного катода определяется тем, что оксидный слой постепенно обедняется атомами бария. Для хорошей работы оксидного катода очень важен высокий вакуум, так как оксидный слой разрушается от ионной бомбардировки. Во избежание чрезмерной ионной бомбардировки нельзя допускать слишком высокое анодное напряжение при работе катода в непрерывном режиме.

Для оксидного катода опасен не только перекал, но и недокал, при котором могут возникнуть очаги перегрева. Катод прямого накала при этом нередко «перегорает», т. е. вблизи одного из очагов перегрева основной металл катода плавится. Это явление объясняется следующими особенностями:

1. У оксидного слоя, как и у всех полупроводников, при повышении температуры сопротивление уменьшается.

2. Вследствие большого сопротивления оксидного слоя его нагрев катодным током соизмерим с нагревом от тока накала.

3. Различные участки оксидного слоя неодинаковы по сопротивлению и эмиссионной способности. Катодный ток распределяется так, что на участки с меньшим сопротивлением и большей эмиссионной способностью идут большие токи. На этих участках нагрев усиливается, уменьшается сопротивление, увеличивается выход электронов и происходит дальнейшее возрастание тока. Такое явление наблюдается при недокале, если катодный ток велик. Возникновению очагов перегрева также способствует ионная бомбардировка катода.

При нормальном режиме накала и без перегрузки катодным током оксидный катод обладает большой долговечностью. Его широко используют в приемно-усилительных и генераторных лампах малой и средней мощности, в электронно-лучевых

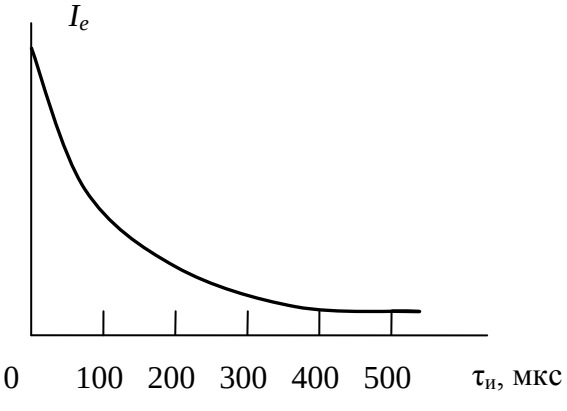



Рис. 24.3. Зависимость эмиссии оксидного катода от длительности импульса анодного тока

трубках, в лампах для импульсной работы и многих других приборах.

В импульсном режиме эмиссия оксидного катода может быть во много раз сильнее, нежели в режиме непрерывной работы. Она происходит под действием сильного внешнего электрического поля, т. е. представляет собой сочетание электростатической эмиссии с термоэлектронной. Однако с течением времени такая эмиссия быстро ослабевает (рис. 24.3). Говорят, что сверхвысокая эмиссия «отравляет»[1] оксидный катод. «Отравление» прекращается, если катод «отдохнет». Тогда он восстанавливает свою эмиссионную способность и может снова дать на короткое время большой выход электронов. Это объясняется тем, что в оксидном слое должно накопиться достаточное число электронов. Длительность импульсов эмиссионного тока обычно не более 20 мкс.

Оксидный катод в импульсном режиме имеет эффективность до $10^4$ мА/Вт. Импульсы катодного тока могут достигать единиц и даже десятков ампер. При коротких импульсов катод почти не подвергается ионной бомбардировке, и поэтому допустимо анодное напряжение 10–20 кВ.

Помимо оксидных катодов в последнее время применяются сложные катоды новых типов: *ториево-оксидные, синтерированные (губчатые)* и др.

Катоды прямого накала представляют собой проволоку или ленту. Достоинство таких катодов – простота устройства и возможность их изготовления для самых маломощных ламп на ток накала 10 мА и меньше.

Катод в виде тонкой проволоки после включения накала быстро разогревается (за 1 с), что весьма удобно. Недостаток этих катодов – паразитные пульсации анодного тока при питании цепи накала переменным током. Если, например, ток накала имеет частоту 50 Гц, то в анодном токе будут пульсации с частотой 50, 100, 150 Гц и т. д. Они создают помехи, искажая и заглушая полезный сигнал. При слуховом приеме эти пульсации проявляют себя характерным гудением – *фоном переменного тока*. Имеются две основные причины таких вредных пульсаций.

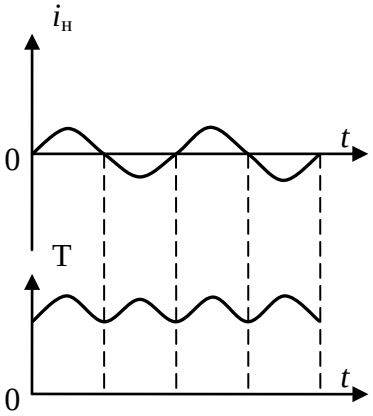



Рис. 24.4. Пульсации температуры катода прямого накала при питании переменным током

Во-первых, у тонких катодов возникают пульсации температуры, так как масса и теплоемкость этих катодов малы. Когда ток достигает амплитудного значения, температура наивысшая, а при переходе тока через нуль температура наиболее низкая (рис. 24.4). Частота пульсаций температуры равна удвоенной частоте тока накала. С такой же частотой пульсирует эмиссия и анодный ток.

Вторая причина фона переменного тока – *неэквипотенциальность поверхности* катода. Разные точки поверхности катода прямого накала имеют разные потенциалы, и анодное напряжение для этих точек различно. Поэтому при питании катода переменным током анодное напряжение пульсирует с частотой тока накала.

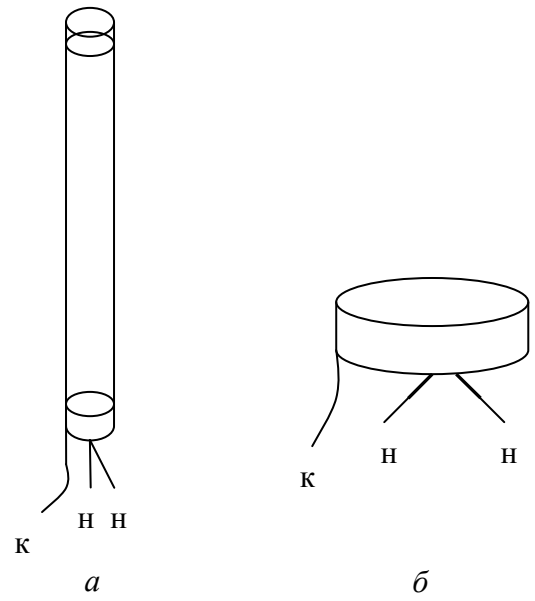



Рис. 24.5. Катоды косвенного накала:
*а* – цилиндрический; *б* – дисковый

Недостаток ламп с тонкими катодами прямого накала – так называемый *микрофонный эффект*. Он состоит в том, что внешние толчки вызывают вибрацию катода. Это приводит к пульсациям анодного тока. За счет микрофонного эффекта нередко возникает *акустическая генерация*. В этом случае звуковые волны от громкоговорителя вызывают механические колебания лампы и соответственно колебания анодного тока, которые после усиления попадают в громкоговоритель. Возникшие звуковые волны снова воздействуют на лампу. Происходит генерация незатухающих звуковых колебаний, заглушающих полезный сигнал.

Широко применяются катоды косвенного накала (подогревные). Обычно такой катод представляет собой никелевый цилиндрик с оксидным поверхностным слоем. Внутрь вставлен вольфрамовый подогреватель (рис. 24.5). Для изоляции от катода подогреватель покрывается керамической массой из оксида алюминия – алундом.

Главное достоинство этих катодов – отсутствие вредных пульсаций анодного тока при питании цепи накала переменным током. Колебаний температуры практически нет, так как масса, а следовательно, и теплоемкость у подогревных катодов значительно больше, нежели у катодов прямого накала. Катод косвенного накала обладает большой тепловой инерцией. От момента включения (выключения) тока накала до полного разогрева (остывания) катода нужны десятки секунд. За четверть периода (0,005 с при частоте 50 Гц) температура катода не успевает заметно измениться и эмиссия не пульсирует.

Поверхность катода косвенного накала является *эквипотенциальной*. Вдоль катода нет падения напряжения от тока накала. Анодное напряжение для всех точек поверхности катода одно и то же и не пульсирует при колебаниях напряжения накала.

Кроме того, достоинством ламп с катодами косвенного накала является ослабление микрофонного эффекта. Масса катода сравнительно велика, и его трудно привести в состояние колебаний.

По сравнению с катодами прямого накала катоды косвенного накала сложнее, и их трудно сконструировать на очень малые токи. Поэтому они менее пригодны для маломощных экономичных ламп, рассчитанных на питание от батарей.

В аппаратуре (например, для двусторонней связи), которая работает с перерывами и после очередного включения должна сразу же действовать, приходится лампы с катодами косвенного накала держать все время под накалом. Это приводит к лишним затратам энергии и сокращению срока службы ламп. В переносных радиостанциях с батарейным питанием применение ламп с катодом косвенного накала неудобно. Для экономии энергии источников питания в этом случае надо выключать накал ламп приемника при работе передатчика и наоборот. Но тогда после включения накала надо ждать 10–20 с, пока не разогреются катоды, что значительно замедляет связь.

Накаленная алундовая изоляция между катодом и подогревателем не выдерживает высоких напряжений. Предельное напряжение между катодом и подогревателем составляет обычно 100 В и лишь для некоторых ламп 200–300 В. В ряде схем катод и подогреватель имеют весьма различные потенциалы. Если их разность превысит предельное напряжение, то может произойти пробой изоляции: катод – подогреватель и лампа выйдет из строя. Опасность пробоя исчезает, если катод соединен с одним из выводов подогревателя.

**Особенности устройства электронных ламп.** Анод лампы принимает на себя поток электронов. Происходит электронная бомбардировка анода, от которой он нагревается. Кроме того, анод нагревается от теплового излучения катода. В установившемся режиме количество теплоты, выделяющееся на аноде, равно количеству теплоты, отводимому от анода.

Важно, чтобы анод не нагревался выше предельной температуры. При перегреве из анода могут выделяться газы, и тогда ухудшается вакуум. Возможно даже расплавление анода от чрезмерного перегрева. Кроме того, раскаленный анод испускает тепловые лучи, которые могут вызвать перегрев катода.

У ламп малой мощности и большинства ламп средней мощности анод имеет лучистое охлаждение. Теплота отводится излучением анода. Для усиления теплового излучения увеличивают площадь поверхности анода (часто снабжают ребрами) и делают ее черной или матовой. В лампах средней и большой мощности иногда применяется принудительное охлаждение потоком воздуха. Вывод анода снабжается радиатором, который обдувается вентилятором. У ламп большой мощности применяется также принудительное охлаждение анода проточной водой.

Сетки электронных ламп имеют различные конструкции (цилиндрическая, плоская и др.), показанные на рис. 24.6.

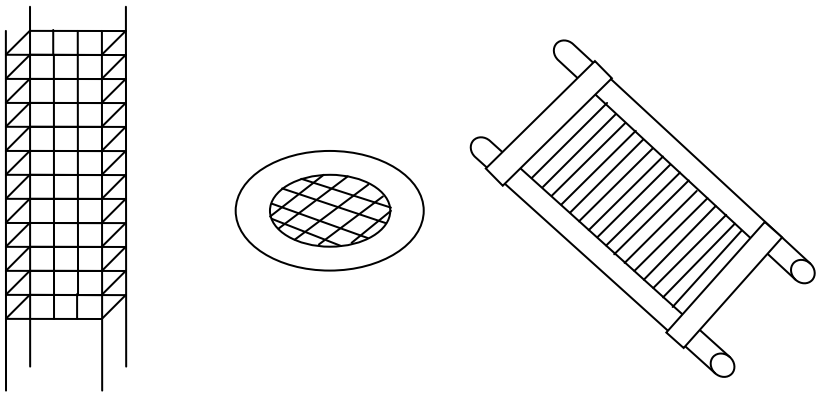


Рис. 24.6. Конструкции сеток в триоде

Работа ламп ухудшается, если сетка, нагреваясь от накаленного катода, начинает испускать термоэлектроны. Для устранения этого явления проводники сетки покрывают слоем металла с большой работой выхода, например, золота.

Чтобы эффективно управлять электронным потоком, сетку располагают очень близко к катоду.

Вакуум в лампах необходим прежде всего потому, что накаленный катод при наличии воздуха сгорит. Кроме того, молекулы газов не должны мешать свободному полету электронов. Высокий вакуум в лампах характеризуется давлением менее 100 мкПа. Если вакуум недостаточный, то летящие электроны ударяют в молекулы газов и превращают их в положительные ионы, которые бомбардируют и разрушают катод. Ионизация газов увеличивает также инерционность и нестабильность работы лампы и создает дополнительные шумы.

Предварительно откачку воздуха производят форвакуумными насосами, затем продолжают высоковакуумными насосами. Иногда обезгаживают электроды путем нагрева их до красного каления. Лампу помещают в переменное магнитное поле, индуцирующее в электродах вихревые токи, которые разогревают металл.

Для улучшения вакуума в лампу помещают газопоглотитель (геттер), например кусочек магния или бария. При разогреве лампы указанным выше индукционным способом газопоглотитель испаряется и после охлаждения оседает на стекле баллона, покрывая его зеркальным слоем (магний) или коричневато-черным (барий). Этот слой поглощает газы, которые могут выделиться из электродов в процессе работы лампы.

Размеры баллона лампы зависят от ее мощности. Чтобы температура баллона не стала недопустимо высокой, увеличивают площадь его поверхности. Наиболее часто применяют стеклянные баллоны, но у керамических значительно выше термостойкость и механическая прочность.

Металлические (стальные) баллоны имеют большую прочность и обеспечивают хорошее экранирование лампы от внешних электрических и

магнитных полей. Но они сильно нагреваются, и это приводит к перегреву электродов.

В лампах старого типа электроды укреплены на стеклянной ножке в виде трубки, сплющенной на одном конце (рис. 24.7, *а*). В эту ножку впаяны проволочки из металла, имеющего одинаковый со стеклом температурный коэффициент расширения. Концы выводных проволочек приварены к проводникам, идущим к контактным штырькам цоколя.

Держатели электродов крепятся в слюдяных или керамических пластинах – изоляторах, благодаря чему фиксируется расстояние между электродами (рис. 24.7, *б*).

У ламп пальчиковой серии и ряда других электроды монтируются на плоской ножке, представляющей собой утолщенное стеклянное основание баллона. В ножку впаяны проводники (рис. 24.7, *в*), которые снаружи выполняют роль контактных штырьков, а внутри лампы являются держателями электродов. Катод прямого накала обычно натягивается с помощью пружинки (рис. 24.7, *г*), чтобы он не провисал при удлинении от нагрева.

В лампах имеются еще некоторые вспомогательные детали. К ним относятся держатели для геттера, электростатические экраны, устраняющие емкостные токи между отдельными частями лампы или защищающие лампу от воздействия внешних электрических полей.

Особое внимание уделяется точности сборки и прочности креплении электродов. Но все же существует разброс электрических свойств между отдельными экземплярами ламп данного типа. Он объясняется неоднородностью деталей, их случайными деформациями при сборке, неточностью сборки, неодинаковостью эмиссии катодов у различных экземпляров ламп и другими причинами.

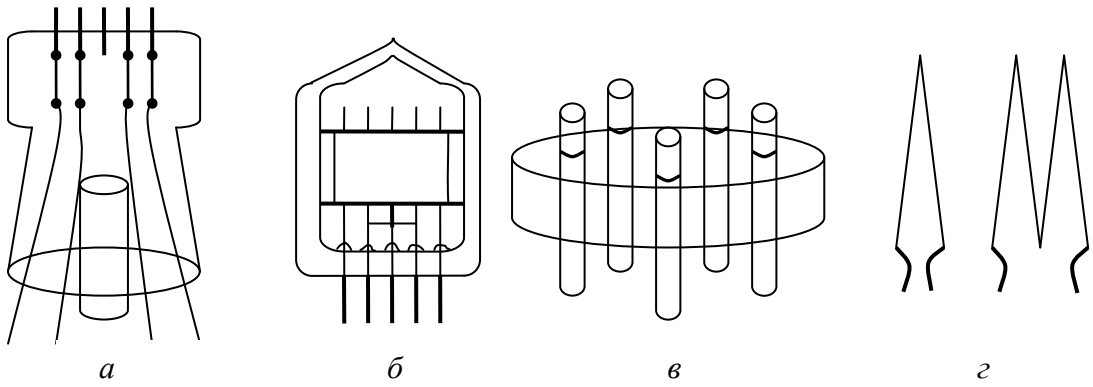



Рис. 24.7. Крепление электродов и их выводов в стеклянных лампах

Система выводов от электродов, служащая для подключения лампы к схеме, называется *цоколевкой лампы*. Стеклянные лампы с цоколем имеют восемь штырьков, расположенных в вершинах правильного восьмиугольника (рис. 24.8, *а*). В центре цоколя находится ключ, т. е. более длинный штырек с выступом,

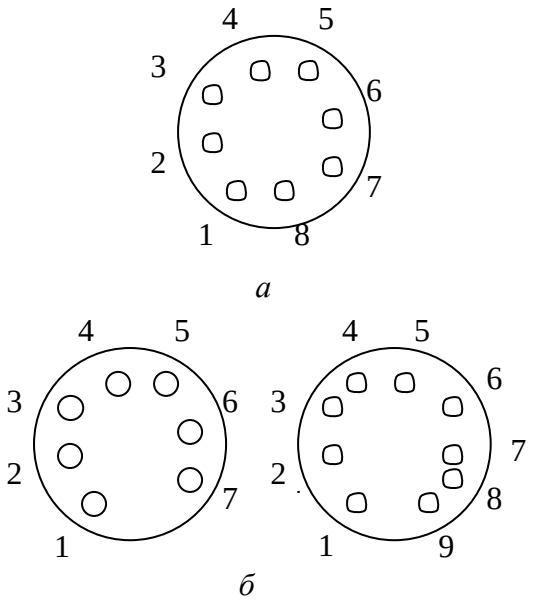



Рис. 24.8. Цоколевка ламп

обеспечивающий правильную установку лампы. Штырьки принято нумеровать по часовой стрелке от выступа на ключе. Электростатический экран, имеющийся внутри некоторых ламп, соединен с одним из штырьков. У различных ламп электроды соединяются с разными штырьками. Схемы цоколевки приводятся в справочниках.

При анодных напряжениях в сотни вольт все электроды имеют выводы на цоколь. А у ламп на напряжения в тысячи вольт вывод анода часто находится на верху баллона.

Выводы электродов у пальчиковых ламп сделаны в виде семи, девяти или десяти заостренных проводников, впаянных в плоскую ножку и расположенных соответственно в вершинах многоугольника (рис. 24.8, *б*). Сверхминиатюрные бесцокольные лампы имеют выводы от электродов в виде проволочек. У мощных ламп выводы от электродов часто делают в разных местах баллона и на удалении друг от друга, так как напряжения между этими выводами могут быть значительными.

**Физические процессы в диоде.** Рассмотрим диод с плоскими электродами. Анодное напряжение создает между анодом и катодом электрическое поле. Если нет электронной эмиссии катода, то поле будет однородным. Когда катод испускает большое число электронов, то они в пространстве анод – катод создают отрицательный объемный (пространственный) заряд, препятствующий движению электронов к аноду. Наиболее плотный объемный заряд (электронное облачко) вблизи катода (рис. 24.9). За счет объемного заряда электрическое поле становится неоднородным.

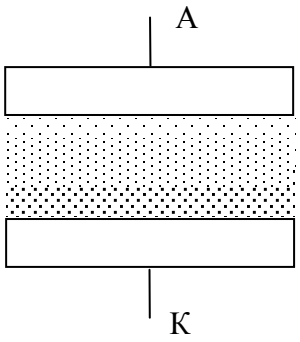



Рис. 24.9. Объемный электронный заряд в диоде

Возможны два основных режима работы диода. Первый – если поле на всем протяжении от катода до анода ускоряющее, то любой электрон, вылетевший из катода, ускоренно движется на анод. Ни один электрон не возвращается на катод, и анодный ток будет наибольшим, равным току эмиссии. Это *режим насыщения*. Ему соответствует анодный *ток насыщения*

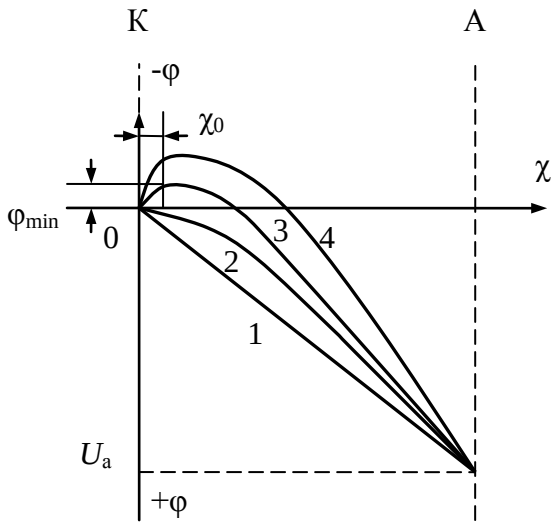



Рис. 24.10. Потенциальные диаграммы диода при постоянном анодном напряжении и разном напряжении накала

$$I_s = I_e. \qquad (24.6)$$

Второй – *режим объемного заряда (*точнее, режим ограничения анодного тока объемным зарядом), когда вблизи катода поле является тормозящим. Тогда электроны, имеющие малую начальную скорость, не могут преодолеть тормозящее поле и возвращаются на катод. Электроны с большей начальной скоростью не теряют полностью свою энергию в тормозящем поле и летят к аноду. В этом режиме анодный ток меньше тока эмиссии:

$$i_a < I_e. \qquad (8.7)$$

Наглядное представление о процессах в диоде дают потенциальные диаграммы, показывающие распределение потенциала в пространстве анод – катод (рис. 24.10). По горизонтальной оси откладывают расстояние от катода, а по вертикальной – потенциал, причем положительный принято откладывать вниз. Потенциал катода принимается за нулевой.

Когда катод не накален, то объемный заряд отсутствует и поле однородно. Потенциал растет пропорционально расстоянию от данной точки до катода (прямая 1). Если же катод накален, то существует объемный отрицательный заряд, и тогда потенциалы всех точек понизятся, за исключением потенциалов катода и анода, так как анодное напряжение задается внешним источником.

Линия распределения потенциала прогнется вверх (кривая 2). Когда объемный заряд небольшой, то во всех точках потенциал остается положительный (кривая 2 находится ниже горизонтальной оси) и поле будет ускоряющим, что соответствует режиму насыщения.

При увеличении накала катода объемный заряд также растет и потенциал в различных точках понижается еще больше. Кривая распределения потенциала прогибается сильнее, и отрицательный потенциал вблизи катода может превысить по абсолютному значению положительный потенциал ускоряющего поля анода. Результирующий потенциал становится отрицательным, что наглядно изображает кривая 3, которая около катода расположена выше горизонтальной оси.

На некотором расстоянии $x_0$ от катода потенциал становится минимальным ($\varphi_{min}$) и обычно составляет десятые доли вольта. На этом участке электрическое поле является тормозящим. Около катода образуется *потенциальный барьер*. На анод попадают только те электроны, у которых начальная скорость достаточна для преодоления потенциального барьера. Электроны с меньшей начальной скоростью теряют энергию, не дойдя до «вершины» потенциального барьера. Они возвращаются на катод. Кривая 3 соответствует режиму объемного заряда. Следующее увеличение накала характеризует кривая 4: потенциальный барьер стал выше и «отодвинулся» от катода.

Все это иллюстрирует следующая механическая аналогия. Пусть кривые на рис. 24.11 изображают рельеф местности, а из точки 0 выкатываются с различными скоростями шарики (электроны, вылетающие из катода). Если от точки 0 начинается уклон (рельеф 1 и 2), все шарики скатываются вниз. Но если рельеф соответствует кривой 3, то вначале имеется горка и через нее перекатятся только шарики с достаточной начальной скоростью. А шарики с меньшими начальными скоростями скатятся обратно. Именно для удобного перехода к механической аналогии было выбрано положительным направление вниз по оси ординат. На рис. 24.11 даны потенциальные диаграммы при различном анодном напряжении и постоянном напряжении накала. При некотором значении $U_a$ наступает режим насыщения (кривая 1), при меньшем напряжении – режим объемного заряда (кривая 2). Кривая 3 для еще более низкого напряжения показывает, что потенциальный барьер стал выше. Кривая 4 соответствует напряжению $U_a = 0$. Для получения $U_a = 0$ надо замкнуть анод с катодом. В этом случае в пространстве анод – катод электроны создают объемный заряд и повышается потенциальный барьер. Электроны, обладающие большими начальными скоростями, преодолевают этот барьер и долетают до анода. Таким образом, при $U_a = 0$ возникает небольшой анодный ток, называемый начальными ($I_0$).

Кривая 5 соответствует разрыву цепи анода. В первый момент после размыкания анод имеет нулевой потенциал, что соответствует кривой 4. Тогда на анод попадают электроны и он заряжается отрицательно. Правый конец диаграммы сдвигается вверх (кривая 5), потенциальный барьер повышается, и на анод попадает все меньше электронов. Когда барьер настолько увеличится, что ни один электрон не сможет его преодолеть, возрастание отрицательного потенциала анода прекратится.

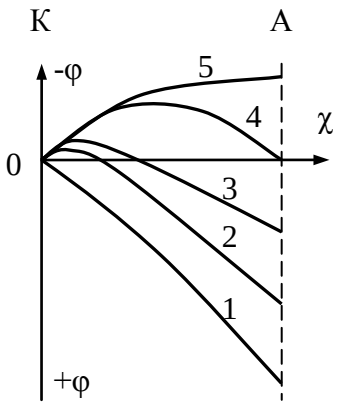



Рис. 24.11. Потенциальные диаграммы диода при постоянном напряжении накала и разном анодном напряжении

Таким образом, изменение анодного тока при изменении анодного

напряжения в режиме объемного заряда происходит за счет изменения высоты потенциального барьера около катода. Если анодное напряжение увеличивается, то барьер становится ниже, его преодолевает больше электронов и анодный ток возрастает. При уменьшении анодного напряжения потенциальный барьер повышается, меньше электронов может его преодолеть, больше электронов возвращается на катод, т. е. анодный ток уменьшается.

**Закон степени трех вторых.** Для диода, работающего в режиме объемного заряда, анодный ток и анодное напряжение связаны нелинейной зависимостью, которая называется *законом степени трех вторых*:

$$i_a = gU_a^{3/2}, \qquad (24.8)$$

где коэффициент $g$ зависит от геометрических размеров и формы электродов.

Анодный ток пропорционален анодному напряжению в степени три вторых (3/2), а не в первой степени, как в законе Ома. Если увеличить, например, анодное напряжение вдвое, то анодный ток возрастет в 2,8 раза (так как $2^{3/2} = \sqrt{2^3} \approx 2{,}8$), т. е. станет на 40 % больше, чем должен быть по закону Ома. Графически этот закон изображается *полукубической параболой* (рис. 24.12). Закон степени трех вторых неприменим для режима насыщения, когда $i_a = I_s = \text{const}$. Кривую ОАБ иногда называют *теоретической характеристикой диода*.

Для диода с плоскими электродами

$$g = 2{,}33 \cdot 10^{-6} Q_a / d^{\,2}_{a\text{-}к}, \qquad (24.9)$$

где $Q_a$ – действующая площадь анода; $d_{a\text{-}к}$ – расстояние анод – катод.

Истинная зависимость между анодным током и анодным напряжением заметно отличается от закона степени трех вторых. Но, несмотря на неточность, закон степени трех вторых в простой форме учитывает нелинейные свойства лампы.

**Анодная характеристика** диода выражает зависимость анодного тока от анодного напряжения при постоянном напряжении накала. Действительная характеристика (рис. 24.13) отличается от характеристики по закону степени трех вторых, которая изображена штрихами на рисунке. Это различие объясняется тем, что закон степени трех вторых является приближенным, так как при его выводе сделан ряд упрощающих предположений. Начальным током $I_0$ часто пренебрегают и изображают характеристику выходящей из нулевой точки.

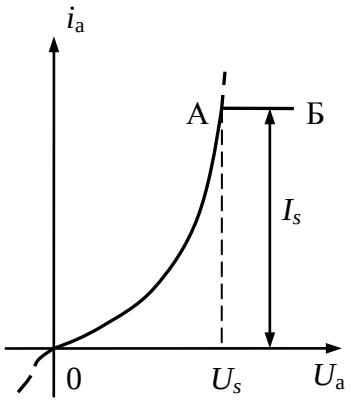



Рис. 24.12. Теоретическая анодная характеристика диода

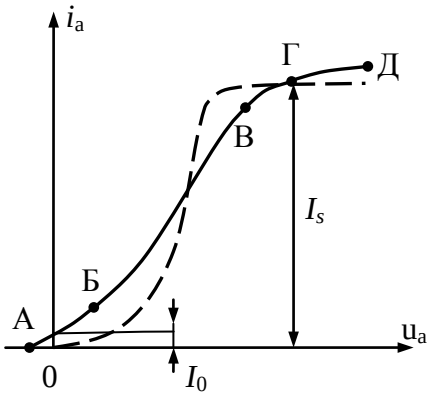



Рис. 24.13. Действительная анодная характеристика диода

С увеличением напряжения накала точка А сдвигается влево, так как начальная скорость электронов увеличивается. Средний участок (БВ) характеристики приближенно считают линейным. Участок ВГ соответствует плавному переходу от режима объемного заряда к режиму насыщения. В области насыщения (участок ГД) при повышении анодного напряжения анодный ток растет. Это объясняется эффектом Шоттки и дополнительным нагревом катода от анодного тока. У оксидных катодов эффект Шоттки выражен сильно и дополнительный нагрев от анодного тока значителен, так как сопротивление оксидного слоя большое и анодный ток соизмерим с током накала. Рост анодного тока в режиме насыщения у оксидного катода настолько велик, что переход от режима объемного заряда к режиму насыщения по характеристике обычно установить нельзя.

**Параметры** диодов характеризуют их свойства и возможности применения. Некоторые из этих параметров нам уже известны. Это напряжение накала $U_н$, ток накала $I_н$ и ток эмиссии катода $I_е$. Рассмотрим другие параметры.

*Крутизна* ($S$) показывает, как изменяется анодный ток при изменении анодного напряжения на 1 В. Если изменение анодного напряжения $\Delta U_a$ вызывает изменение анодного тока $\Delta i_a$, то крутизна

$$S = \Delta i_a / \Delta U_a. \qquad (24.10)$$

Крутизну выражают в миллиамперах на вольт или амперах на вольт. Если крутизна равна, например, 4 мА/В, это означает, что изменение анодного тока на 4 мА. По существу, крутизна представляет собой проводимость пространства между анодом и катодом для переменной составляющей анодного тока.

Термин «крутизна» неудачен, так как для более сложных ламп параметр с тем же названием имеет иной физический смысл.

Для определения крутизны из характеристики диода (рис. 24.14) берут приращение анодного напряжения $\Delta U_a$ на заданном участке АБ и соответствующее ему приращение анодного тока $\Delta i_a$ (*метод двух точек*). Крутизна пропорциональна тангенсу угла наклона $\alpha$ касательной в точке Т относительно оси $u_a$:

$$S_{АБ} = k\mathrm{tg}\alpha, \qquad (8.11)$$

где k – коэффициент, выражающийся в единицах проводимости и учитывающий масштаб тока и напряжения.

Нельзя писать $S = \mathrm{tg}\alpha$, так как тангенс не есть проводимость.

Если участок АБ нелинейный, то найденная методом двух точек крутизна $S_{АБ}$ является средней для данного участка. Она приближенно равна крутизне для точки Т посредине участка АБ, т. е. $S_{АБ} \approx S_{АБ}$.

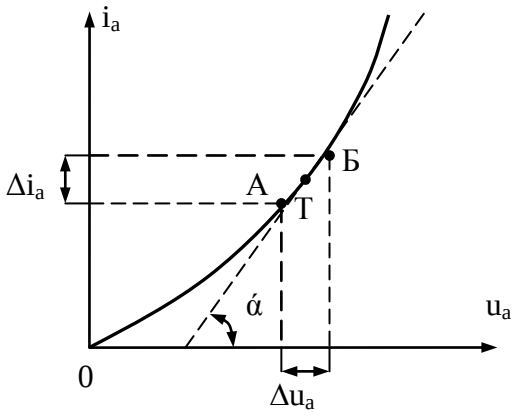



Рис. 24.14. Определение крутизны диода методом двух точек

При переходе на нижний участок характеристики крутизна уменьшается и приближается к нулю. Принято указывать, для какой точки или для какого участка характеристики приводится крутизна. Например: $S$ = 1,5 аА/В при $u_a$ = 2 В.

Диоды имеют крутизну в пределах 1–50 мА/В. В маломощных диодах она не превышает единиц миллиампер на вольт. В импульсном режиме крутизна достигает сотен миллиампер на вольт. Крутизна зависит от конструкции электродов лампы.

*Внутреннее дифференциальное сопротивление* ($R_i$) диода представляет собой сопротивление пространства между анодом и катодом для переменного тока. Оно является величиной, обратной крутизне:

$$R_i = \Delta u_a / \Delta i_a = 1/S, \qquad (24.12)$$

и обычно составляет сотни, а иногда десятки ом.

Меньшее значение $R_i$ у более мощных ламп. При переходе на нижний участок характеристики значение $R_i$ возрастает, стремясь к бесконечности в начальной точке характеристики.

Определение $R_i$ из характеристики аналогично определению крутизны. Наиболее удобен метод двух точек.

Не следует смешивать сопротивление $R_i$ с внутренним сопротивлением диода для постоянного тока $R_0$:

$$R_0 = u_a / i_a. \qquad (24.13)$$

Обычно сопротивление $R_0$ несколько больше $R_i$. Из закона степени трех вторых следует, что $R_0 = 3/2R_i$, но практическое соотношение может быть иным. Значение $R_i$ тем меньше, чем меньше расстояние анод – катод и чем больше действующая площадь анода.

Все сказанное о работе выпрямительных схем с полупроводниковыми диодами можно повторить для схем выпрямления с помощью вакуумных диодов. Особенность вакуумных диодов – отсутствие обратного тока. Вакуумные диоды для выпрямления переменного тока электросети (кенотроны) могут работать при высоких обратных напряжениях – сотни и тысячи вольт. Поэтому нет необходимости в последовательном соединении кенотронов.

Для кенотронов, работающих в выпрямителях, опасно короткое замыкание нагрузки. В этом случае все напряжение источника будет приложено к кенотрону и анодный ток станет недопустимо большим. Происходит перегрев катода и его разрушение. Анод также перегревается. Ухудшается вакуум за счет выделения газов из перегретых электродов. Газ ионизируется. Положительные ионы бомбардируют катод, способствуя его перегреву и разрушению.

**Устройство и работа триода.** Триоды имеют третий электрод – *управляющую сетку*, называемую обычно просто сеткой и расположенную между анодом и катодом. Она служит для электростатического управления анодным током. Если изменять потенциал сетки, то изменяется электрическое поле и вследствие этого изменяется катодный ток лампы.

Катод и анод у триодов такие же, как у диодов. Сетка в большинстве ламп выполняется из проволоки. Катод, сетка и анод электровакуумного триода аналогичны соответственно эмиттеру, базе и коллектору биполярного транзистора или истоку, затвору и стоку полевого транзистора.

Все, что относится к сетке, обозначается символами с индексом $g$ (от английского слова grid – сетка).

Триод имеет цепи накала и анода, подобные таким же цепям диода, и цепь сетки (рис. 24.15), состоящую из промежутка катод-сетка внутри лампы и источника сеточного напряжения $E_g$. В практических схемах в цепь сетки включают еще и другие элементы.

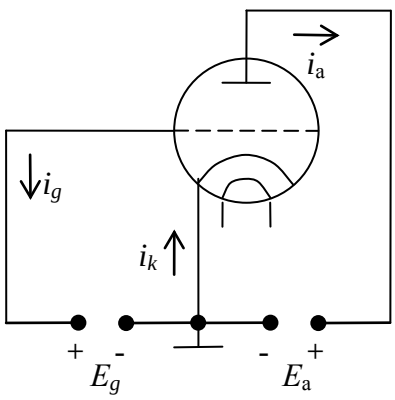



Рис. 24.15. Токи в цепях триода

Разность потенциалов между сеткой и катодом называется *сеточным напряжением* (*напряжением сетки*) и обозначается $U_g$ или $u_g$. При положительном напряжении сетки часть

электронов попадает на сетку и в ее цепи возникает *сеточный ток (ток сетки)*, обозначаемый $I_g$ или $i_g$. Часть триода, состоящая из катода, сетки и пространства между ними, подобна диоду.

Основной и полезный ток в триоде – анодный. Он аналогичен коллекторному току биполярного транзистора или току стока полевого транзистора. Сеточный ток, аналогичный току базы транзистора, бесполезен и даже вреден. Во многих случаях сеточный ток уничтожают. Для этого напряжение сетки должно быть отрицательным. Тогда сетка отталкивает электроны. Возможность уничтожения вредного сеточного тока существенно отличает триод от биполярного транзистора, который всегда работает с током базы.

В цепи катода протекает суммарный ток, который называется *катодным током:*

$$i_k = i_a + i_g. \qquad (24.14)$$

Катодный ток аналогичен эмиттерному току биполярного транзистора или току истока полевого транзистора. В триоде катодный и анодный токи равны только при $u_g < 0$, так как в этом случае $i_g = 0$.

Подобно диодам триоды обладают односторонней проводимостью. Но для выпрямления переменного тока их применять нет смысла, так как диоды проще по конструкции. Возможность управления анодным током с помощью сетки определяет основное назначение триодов – *усиление электрических колебаний*. Триоды применяются также для *генерации электрических колебаний различной частоты.*

# ЛЕКЦИЯ 25. ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ АВТОЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ

План лекции

25.1. Приборы на основе автоэлектронной эмиссии.
25.2. Практическое применение автоэлектронной эмиссии.

## 25.1. Приборы на основе автоэлектронной эмиссии.

Как отмечалось ранее, автоэлектронная эмиссия возникает под действием сильного электрического поля напряженностью E = 107–108 В/см. Напряженность электрического поля значительно усиливается, если поверхность автокатода шероховатая или представляет собой острие с малым радиусом закругления. Современные микроэлектронные технологии позволяют сформировать не только одиночное острие микронных и субмикронных размеров, но и их массив (матрицу). На основе таких матриц могут быть реализованы различные вакуумные микроэлектронные приборы (диоды, триоды и т. п.).

Базовым элементом вакуумных микроэлектронных приборов (ВМП) является совокупность (матрица) автоэлектронных катодов, состоящая из множества острийных электронных эмиттеров и вытягивающих электродов. Такие автокатоды получили название матричных автоэлектронных катодов (МАЭК). При этом принципиально увеличение тока многоэмиттерной системы при заданном анодном напряжении по сравнению с одиночным острием пропорционально числу элементов и эффективности их одновременного эмиттирования.

Первые значительные успехи, а также последующие достижения в области теории и технологии создания МАЭК связаны с работами американского исследователя К. Спиндта. Схематическое изображение тонкопленочного автоэмиссионного катода Спиндта приведено на рис. 25.1.

Применение приборов на основе автоэлектронной эмиссии носит разнообразный характер. Ближайшим коммерческим продуктом, который, по-видимому, будет производиться, является полевой эмиссионный дисплей (Field Emission Display, FED).

Механизм работы FED очень похож на ЭЛТ, где излученные термокатодом и ускоренные положительным напряжением пучки электронов возбуждают люминофор, за исключением того, что источником электронов является катод с полевой (автоэлектронной) эмиссией. Сочетание плоской компоновки с достоинствами ЭЛТ делает FED-дисплеи перспективным продуктом на рынке устройств отображения информации.

Разрабатываемые в настоящее время с использованием традиционных микроэлектронных технологий полевые эмиссионные дисплеи представляют

собой матрицу микроминиатюрных катодных узлов острийного (рис. 25.2) либо планарного (рис. 25.3) типа и люминофорного экрана, размещенных в герметичном плоском корпусе.

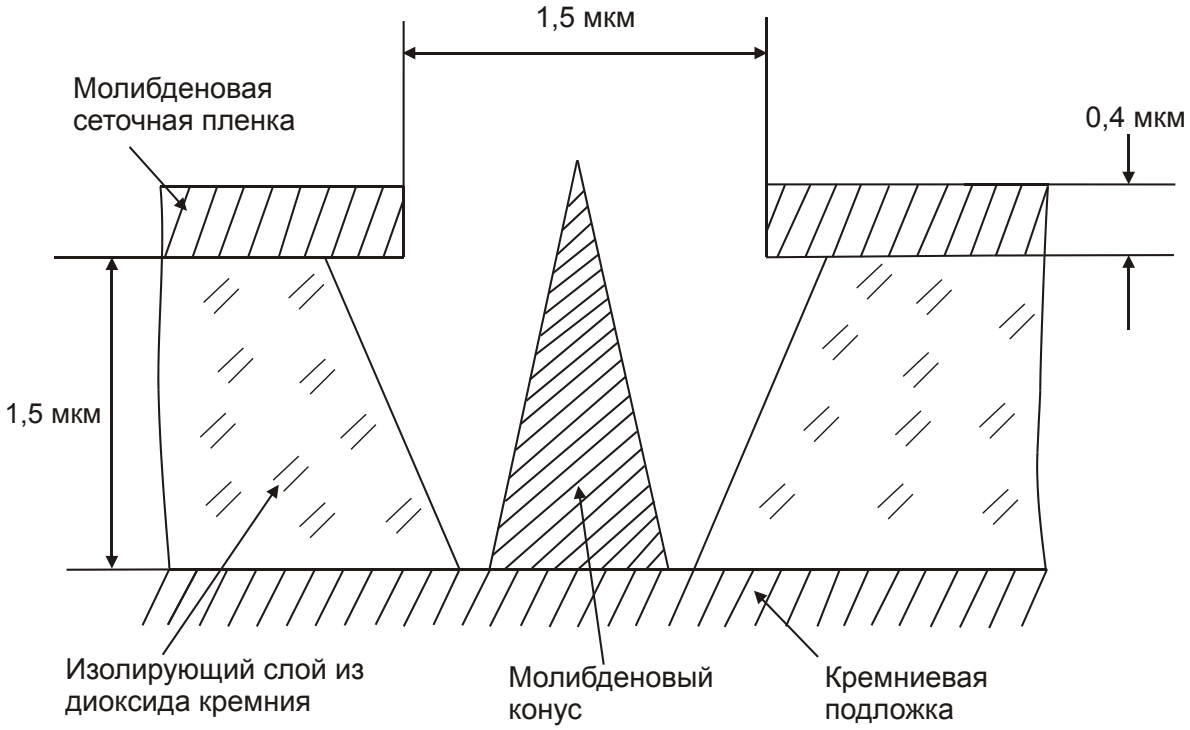



Рис. 25.1. Схематическое изображение автоэмиссионного катода Спиндта

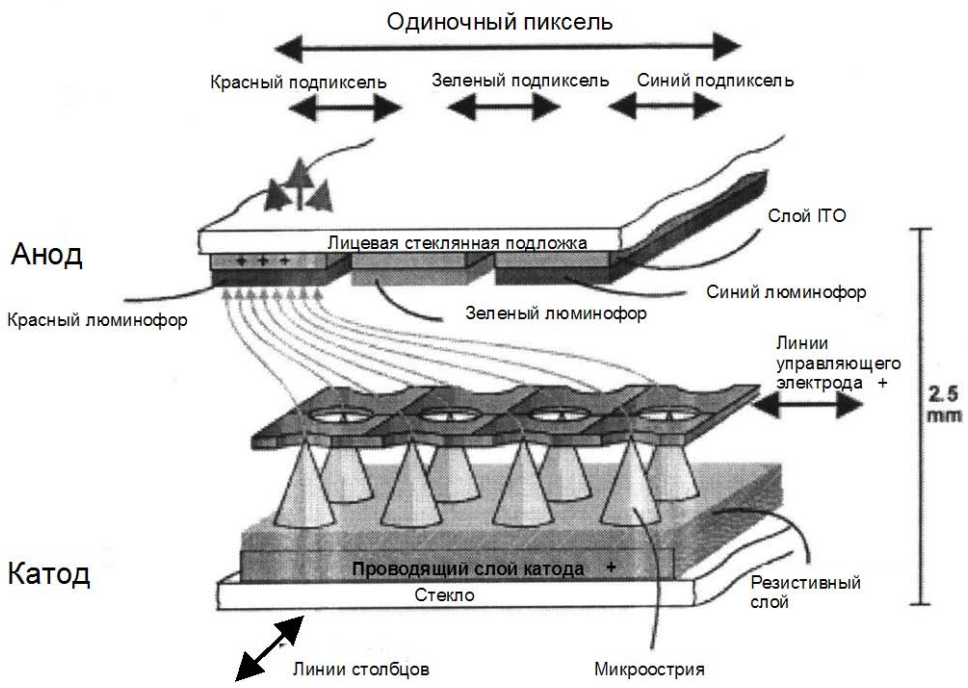



Рис. 25.2. Конструкция полевого эмиссионного дисплея
с катодами острийного типа

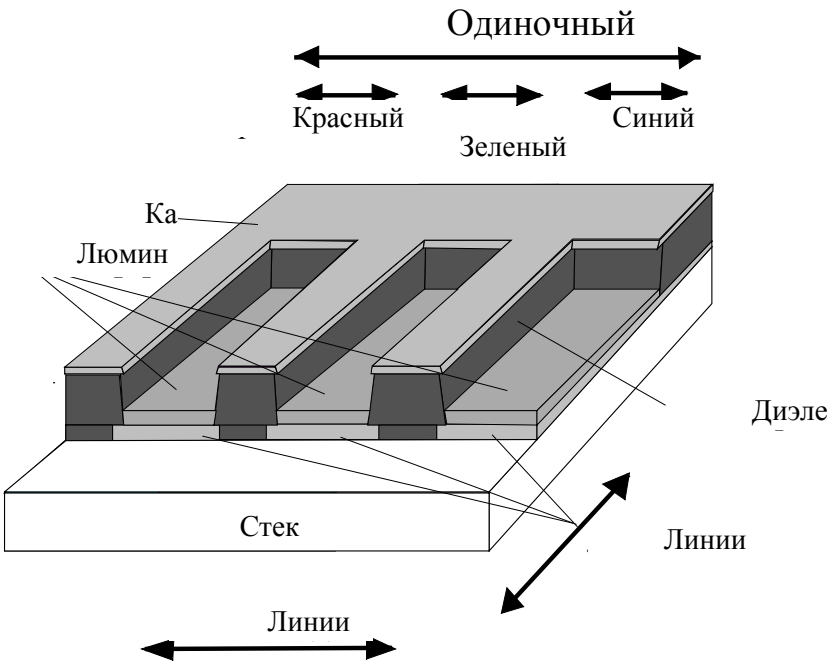



Рис. 25.3. Конструкция полевого эмиссионного дисплея
с катодами планарного типа

Практически все ведущие электронные корпорации ведут разработку дисплеев на основе полевой эмиссии.

## 25.2. Практическое применение автоэлектронной эмиссии.

Практическое применение автоэлектронной эмиссии и туннельного эффекта, лежащего в ее основе, привело к созданию сканирующего туннельного микроскопа (СТМ). Разработчики СТМ – сотрудники Швейцарского отделения корпорации IBM Герд Бинниг и Генрих Рорер награждены Нобелевской премией в 1986 г. СТМ – уникальный инструмент в руках экспериментаторов, позволяющий изучать не только структуру поверхности различных тел, но и наблюдать течение различных реакций. Еще одно примение СТМ – формирование наноразмерных структур на поверхности твердого тела (см. лекцию 26).

# ЛЕКЦИЯ 26. ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ ЭЛЕКТРОНИКИ. НАНОЭЛЕКТРОНИКА – НОВЫЙ ИСТОРИЧЕСКИЙ ЭТАП РАЗВИТИЯ ЭЛЕКТРОНИКИ

План лекции

26.1. Перспективы развития электроники.
26.2. Квантовые основы наноэлектроники.
26.3. Технологические особенности формирования наноструктур и элементы наноэлектроники.

## 26.1. Перспективы развития электроники.

В течение всех лет развития электроника формирует элементную базу систем приема, обработки и передачи информации. Информация в этих системах дается либо в виде непрерывного электрического сигнала – аналоговая форма кодирования информации, либо в виде последовательности электрических импульсов – цифровая форма кодирования.

При аналоговом кодировании необходимая информация представляется соответствующей амплитудой или частотой колебаний непрерывного электрического сигнала. В цифровой форме информация выражается в виде двоичного кода, задаваемого электрическим импульсом, для которого логическому состоянию 0 соответствует отсутствие электрического напряжения (или тока), а состоянию 1 – его наличие.

Цифровые коды, благодаря хорошей защищенности от ошибок и помех, высоким скоростям обработки в вычислительных системах и высокой плотности передачи по каналам связи, получили преимущественное распространение в современных информационных системах. Их основным элементом является электронный прибор с двумя устойчивыми электрическими состояниями, соответствующими логическим 0 и 1.

Приборы, составляющие элементную базу электроники, и их эволюция показаны на рис. 26.1.

Простейшим прибором был механический ключ, который, размыкая и замыкая электрическую цепь, позволял передавать цифровой код. Первым электронным прибором, способным выпрямлять и детектировать электрические колебания был вакуумный диод, запатентованный в 1904 г. англичанином Д.А. Флемингом. Он также использовался в качестве переключающего элемента в электронных схемах. Дальнейшее развитие электроники отмечено изобретением и практическим применением вакуумного триода (1906 г., Л. Де Форест и Р. Либен), биполярного

транзистора (1947 г., У. Браттейн, Дж. Бардин, У. Шокли), а затем интегральных микросхем на кремнии (1958–1959 гг., Д. Килби и Р. Нойс), которые открыли новый этап в развитии электроники – микроэлектронику. Главной тенденцией этого развития является уменьшение линейных размеров электронных компонентов, входящих в состав ИС. В современных интегральных микросхемах эти размеры составляют десятые и сотые доли микрона (1 мкм = $10^{-6}$ м).

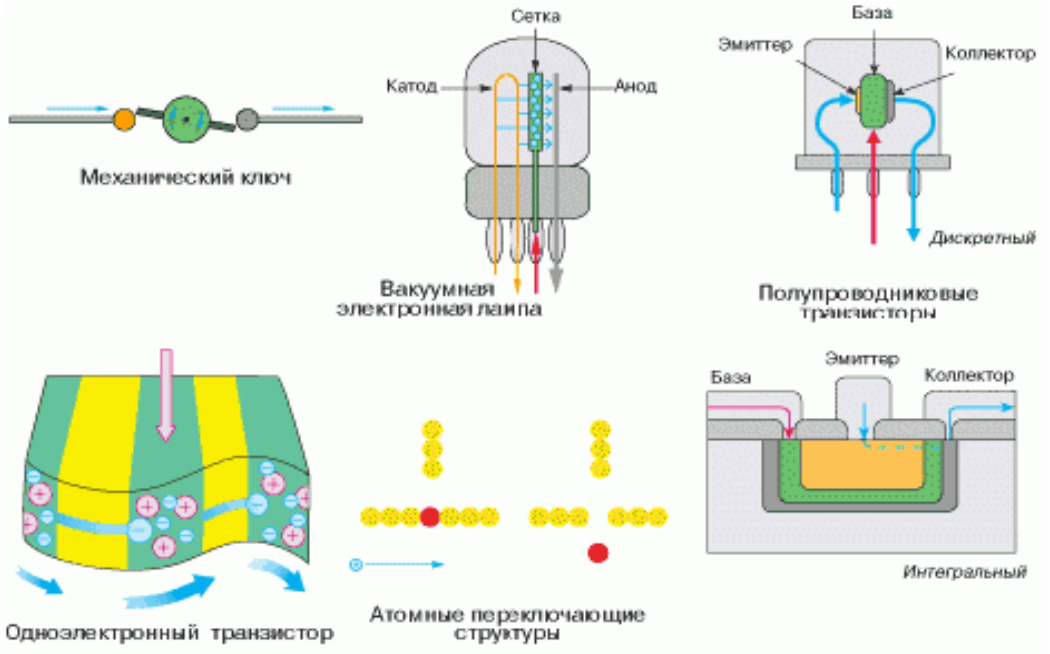



Рис. 26.1. Эволюция элементной базы электроники

Многие ученые предсказывали, что на смену микроэлектронике придет функциональная электроника, оптоэлектроника, квантовая электроника, одноэлектроника и, наконец, биоэлектроника. Во всех перечисленных направлениях к настоящему времени достигнуты хорошие результаты. Однако, по прежнему, микроэлектроника формирует практически всю элементную базу современных средств получения, обработки, передачи информации, автоматизированных систем управления и т. д.

Принципиальный технологический момент, обусловивший преимущество микроэлектроники перед другими направлениями техники, – групповой способ производства. Производственной единицей в микроэлектронике является полупроводниковая пластина, на поверхности которой формируются множество чипов – будущих интегральных схем. Повышение степени интеграции, увеличение быстродействия и снижение энергопотребления приборов при одновременном возрастании надежности их работы ведут к последовательному уменьшению линейных размеров элементов интегральных схем. При этом возрастает количество чипов, получаемых с одной пластины и соответственно уменьшается стоимость готовых изделий (что принципиально важно).

Минимальный линейный размер – это, прежде всего, ширина затвора полевого транзистора, являющегося базовым элементом современных СБИС. Важна также ширина дорожек проводников, соединяющих между собой элементы ИС. Общепринятый термин, характеризующий минимальный линейный размер элементов – это так называемая проектная норма. Согласно прогнозу, приведенному в [2], производство интегральных схем с проектной нормой 0,07 мкм должно начаться в 2010 г. Однако в настоящее время темпы уменьшения линейных размеров элементов и повышения степени интеграции ИС существенно опережают данный прогноз. Ведущие производители микропроцессоров и микросхем памяти уже выпускают изделия с проектной нормой 0,045 мкм и заявляют об изготовлении опытных образцов с размерами 0,025 мкм (25 нм).

Диапазон линейных размеров структур 100–10 нм является в настоящее время передовым. Именно с ним связывают дальнейшие перспективы развития зародившегося в 80-х годах прошлого века нового направления электроники – *наноэлектроники.*

Наноэлектроника является новой областью науки и техники, формирующейся сегодня на основе последних достижений физики твердого тела, квантовой электроники, физической химии и технологии полупроводниковой микроэлектроники. Ее содержание определяется необходимостью установления фундаментальных закономерностей, определяющих физико-химические особенности формирования наноразмерных структур, их электронные и оптические свойства (1 нм = $10^{-9}$ м). Исследования в области наноэлектроники важны для разработки новых принципов, а вместе с ними и новых поколений сверхминиатюрных, быстродействующих систем получения, обработки и передачи информации.

Если переход на проектную норму 25 нм представляет собой сложный технологический барьер, поскольку требует от ведущих производителей смены парка технологического оборудования, то структуры размером в единицы нанометров – это фундаментальный физический барьер, за которым все свойства твердого тела, включая электропроводность, резко меняются. Привычные теоретические модели теряют силу. Начинают проявляться в полной мере квантовые эффекты.

## 26.2. Квантовые основы наноэлектроники.

С позиций квантовой механики электрон может быть представлен волной, описываемой соответствующей волновой функцией. Распространение этой волны в наноразмерных твердотельных структурах определяется эффектами, связанными с квантовым ограничением, интерференцией и возможностью туннелирования через потенциальные барьеры.

**Квантовое ограничение.** Волна, соответствующая свободному электрону в твердом теле, может беспрепятственно распространяться в

любом направлении. Ситуация кардинально меняется, когда электрон попадает в твердотельную структуру, размер которой $L$, по крайней мере в одном направлении, ограничен и по своей величине сравним с длиной электронной волны. Классическим аналогом такой структуры является струна с жестко закрепленными концами. Колебания струны могут происходить только в режиме стоячих волн с длиной волны $\lambda_n = 2L / n$, $n = 1, 2, 3, \ldots$

Аналогичные закономерности поведения характерны и для свободного электрона, находящегося в твердотельной структуре ограниченного размера или области твердого тела, ограниченной непроницаемыми потенциальными барьерами. На рис. 26.2 такая ситуация проиллюстрирована на примере квантового шнура, у которого ограничены размеры сечения $a$ и $b$. В этих направлениях возможно распространение только волн с длиной, кратной геометрическим размерам структуры. Разрешенные значения волнового вектора для одного направления задаются соотношением $k = 2\pi/\lambda_n = n\pi/L$ ($n = 1, 2, 3, \ldots$), где $L$ в соответствии с рис. 26.2 может принимать значения, равные $a$ или $b$. Для соответствующих им электронов это означает, что они могут иметь только определенные фиксированные значения энергии, то есть имеет место дополнительное квантование энергетических уровней. Это явление получило название квантового ограничения. Вдоль шнура могут двигаться электроны с любой энергией.

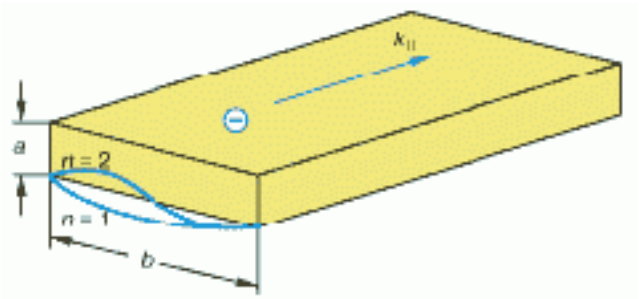



Рис. 26.2. Возможности для движения электронов
в квантовоограниченной наноразмерной структуре

Запирание электрона с эффективной массой $m^*$, по крайней мере, в одном из направлений, в соответствии с принципом неопределенности Гейзенберга приводит к увеличению его импульса на величину $\hbar / L$. Соответственно увеличивается и кинетическая энергия электрона на величину $\Delta E = \hbar^2 k^2 / 2m^* = (\hbar^2 / 2m^*)(\pi^2 / L^2)$. Таким образом, квантовое ограничение сопровождается как увеличением минимальной энергии запертого электрона, так и дополнительным квантованием энергетических уровней, соответствующих его возбужденному состоянию. Это приводит к тому, что электронные свойства наноразмерных структур отличаются от известных объемных свойств материала, из которого они сделаны.

**Интерференционные эффекты.** Взаимодействие электронных волн в наноразмерных структурах как между собой, так и с неоднородностями в них может сопровождаться интерференцией, аналогичной той, которая наблюдается для световых волн. Отличительная особенность такой интерференции состоит в том, что благодаря наличию у электронов заряда имеется возможность управлять ими с помощью локального электростатического или электромагнитного поля и таким образом влиять на распространение электронных волн.

**Туннелирование.** Уникальным свойством квантовых частиц, в том числе и электронов, является их способность проникать через потенциальные барьеры даже в случаях, когда их энергия меньше высоты потенциального барьера. Это было названо туннелированием. Схематически оно представлено на рис. 26.3. Будь электрон классической частицей, обладающей энергией $E$, он, встретив на своем пути преграду, требующую для преодоления большей энергии $U$, должен был бы отразиться от этой преграды. Однако как волна он хотя и с потерей энергии, но проходит через эту преграду. Соответствующая волновая функция, а через нее и вероятность туннелирования, рассчитываются из уравнения Шрёдингера. Эта вероятность тем выше, чем геометрически тоньше барьер и меньше разница между энергией падающего электрона и высотой барьера.

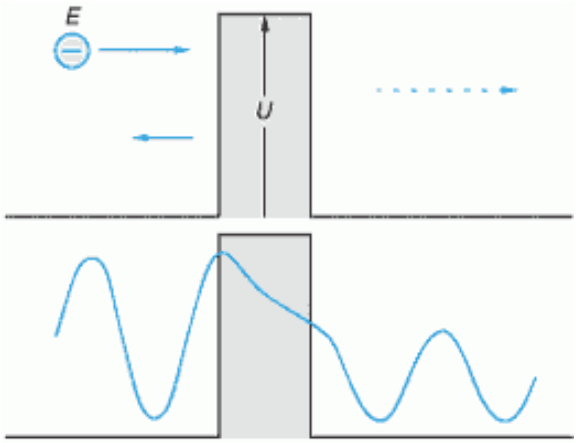



Рис. 26.3. Туннелирование электрона через потенциальный барьер

Квантовое ограничение, проявляющееся в наноразмерных структурах, накладывает специфический отпечаток и на туннелирование. Так, квантование энергетических состояний электронов в очень тонких, периодически расположенных потенциальных ямах приводит к тому, что туннелирование через них приобретает резонансный характер, то есть туннельно просочиться через такую структуру могут лишь электроны с определенной энергией.

Другим специфическим проявлением квантового ограничения является одноэлектронное туннелирование в условиях кулоновской блокады (рис. 26.4). Чтобы объяснить этот термин, рассмотрим иллюстрируемый рис. 26.4

пример прохождения электроном структуры металл – диэлектрик – металл. В качестве наглядной иллюстрации параллельно проводится аналогия с каплей, отрывающейся от края трубки. Первоначально граница раздела между металлом и диэлектриком электрически нейтральна. При приложении к металлическим областям потенциала на этой границе начинает накапливаться заряд. Это продолжается до тех пор, пока его величина не окажется достаточной для отрыва и туннелирования через диэлектрик одного электрона. После акта туннелирования система возвращается в первоначальное состояние. При сохранении внешнего приложенного напряжения все повторяется вновь. Таким образом, перенос заряда в такой структуре осуществляется порциями, равными заряду одного электрона. Процесс же накопления заряда и отрыва электрона от границы металла с диэлектриком определяется балансом сил кулоновского взаимодействия этого электрона с другими подвижными и неподвижными зарядами в металле.

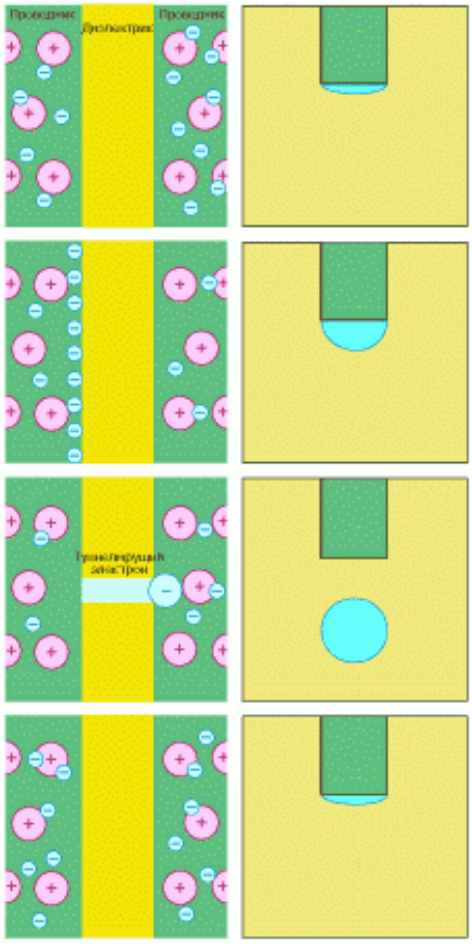


Рис. 26.4. Одноэлектронное туннелирование в условиях кулоновской блокады

Рассмотренные квантовые явления уже используются в разработанных к настоящему времени наноэлектронных элементах. Однако следует подчеркнуть, что ими не исчерпываются все возможности приборного применения квантового поведения электрона. Активные исследования в этом направлении продолжаются и сегодня.

## 26.3. Технологические особенности формирования наноструктур и элементы наноэлектроники.

Наряду с традиционными способами формирования наноразмерных элементов ИС на поверхности полупроводниковой подложки методами электронно-лучевой литографии имеются и другие пути получения наноструктур.

Один из наиболее простых методов заключается в том, что изготавливается искусственная периодическая структура, состоящая из различных полупроводников, со слоями, толщиной порядка нескольких нанометров. Применение данного метода открывает возможность управления зонной энергетической структурой полупроводников. Появился даже термин «зонная инженерия».

Практическая реализация этого метода является, без сомнения, одним из самых блестящих технических достижений последней трети XX века. Это стало возможным из-за развития техники молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и газовой эпитаксии из металлоорганических соединений. Реальные структуры содержат от нескольких десятков до нескольких сотен тонких, различных по составу полупроводниковых слоев с очень резкими границами, когда переходные слои составляют не более одного или двух моноатомных слоев.

В таких структурах в поперечном к плоскости слоев направлении энергетический рельеф для электронов имеет форму потенциальных ям, что одновременно влияет на характер их движения и перенос тока. Подбирая параметры кристаллической решетки можно превратить трехмерный электронный газ в двумерный и подавить движение в третьем измерении.

К настоящему времени уже созданы наноструктуры с одномерным электронным газом (квантовые проволоки) и кристаллиты, размером несколько нанометров, которые получили название квантовых точек.

Все это открыло принципиальную возможность наблюдения явлений, обусловленных квантовой природой электрона, и вызвало интенсивное исследование интерференции и резонансного туннелирования носителей заряда в полупроводниковых структурах. Появилась возможность проверки ряда положений квантовой механики на новых созданных человеком объектах исследований.

Квантовое ограничение, проявляющееся в наноразмерных полупроводниковых гетероструктурах и накладывающее специфический отпечаток на туннелирование, привело к появлению новых классов

полупроводниковых приборов – резонансных туннельных диодов (РТД) и резонансных туннельных транзисторов (РТТ), обладающих потенциально высоким быстродействием (предельные частоты $10^{12}$ Гц) и широким спектром потенциальных возможностей. Особенно разнообразны функциональные возможности униполярных и биполярных РТТ и квантовых интерференционных транзисторов, имеющих вольт-амперные характеристики с участками положительной и отрицательной крутизны. Параметры ВАХ можно регулировать как подбором полупроводниковой структуры, так и изменением электрических режимов работы, что позволяет по-новому подойти к построению аналоговых и цифровых устройств.

**Элементы наноэлектроники на основе резонансного туннелирования.** Одними из первых появились элементы на резонансном туннелировании. Явление резонансного туннелирования было впервые описано в 1958 г. японским исследователем Л. Эсаки и детально исследовалось им до 1974 г. Однако всестороннее теоретическое обоснование и экспериментальные транзисторы на резонансном туннелировании появились лишь в начале 90-х гг. XX в. Транзисторы на резонансном туннелировании представляют собой двухбарьерный диод на квантовых ямах, у которого потенциал ям и соответствующие резонансные условия контролируются третьим электродом. Есть предложения по созданию на таких транзисторах ячеек статической памяти и других элементов для вычислительных систем.

В 1986 г. советскими учеными К.К. Лихаревым и Д.В. Авериным, изучавшими одноэлектронное туннелирование, был предложен, а позже и опробован одноэлектронный транзистор на эффекте кулоновской блокады. В его конструкции, состоящей из двух последовательно включенных туннельных переходов, туннелирование индивидуальных электронов контролируется кулоновской блокадой, управляемой потенциалом, приложенным к активной области транзистора, расположенной в его середине между двумя прослойками тонкого диэлектрика. Количество электронов в этой области прибора должно быть не более 10, а желательно и меньше. Это может быть достигнуто в квантовых структурах с размером порядка 10 нм. В цифровых интегральных схемах на одноэлектронных транзисторах один бит информации, то есть два возможных состояния 0 и 1, может быть представлен как наличие или отсутствие индивидуального электрона. Тогда однокристальная схема памяти емкостью $10^{12}$ бит, что в 1000 раз больше, чем у современных сверхбольших интегральных схем, разместится на кристалле площадью всего 6,45 $см^2$. Над практической реализацией этих перспектив сегодня активно работают специалисты ведущих американских, японских и европейских электронных фирм.

Квантовый интерференционный транзистор, предложенный в 1986 г. Ф. Солсом и др., использует эффект фазовой интерференции электронов в вакууме. Прибор состоит из полевого эмиттера, коллектора и сегментированных конденсаторов между ними. Конденсаторы контролируют траектории и фазовую интерференцию электронов в вакууме за счет

электростатического потенциала на них. Рабочие частоты этого прибора оцениваются величинами $10^{11}$–$10^{12}$ Гц.

В 1993 г. японскими учеными (Ю. Вада и др.) было разработано новое семейство цифровых переключающих приборов на атомных и молекулярных шнурах. Базовая ячейка состоит из атомного шнура, переключающего атома и переключающего электрода. Общий размер такой структуры составляет менее 10 нм, а рабочие частоты оцениваются величинами порядка $10^{12}$ Гц. Принцип работы атомного реле состоит в следующем. Переключающий атом смещается из атомного шнура электрическим полем, приложенным к переключающему электроду. Реле переходит в выключенное состояние. Теоретически показано, что зазор в атомном шнуре величиной 0,4 нм является достаточным, чтобы прервать продвижение по нему электронов. На предложенной основе разработаны логические элементы НЕ-И и НЕ-ИЛИ, ячейка динамической памяти. Предполагается, что они позволят создать суперкомпьютер с оперативной памятью $10^9$ байт на площади 200 мкм$^2$. Для создания атомных реле требуется уникальный сканирующий туннельный микроскоп, обеспечивающий прецизионную манипуляцию атомами. Работы в этом направлении идут успешно.

**Элементы наноэлектроники на основе квантовых проводов.** Исследования закономерностей прохождения тока в квазиодномерных структурах (так называемых квантовых проводах) свидетельствую о том, что квантовые явления могут наблюдаться при комнатных температурах, и развитые теоретические модели в основном соответствуют наблюдаемым экспериментальным данным. По существу подготовлены основы для создания действующих макетов элементной базы наноэлектроники.

В технологии создания квантовопроводных элементов наноэлектроники наметились два пути достижения цели: первый – проведение локальных электрохимических реакций проводящим зондом на поверхности подложки, как правило, с использованием жидких сред; второй – использование природных или искусственно созданных наноразмерных объектов, которые размещаются между электродами на матричном кристалле.

Результаты зондовой нанотехнологии с использованием жидких сред достаточно известны. Вертикальные квазиодномерные микроконтакты, сформированные в полимерной среде между туннельным зондом и проводящей подложкой, показали квантование проводимости при комнатных температурах, согласующееся с теоретическими значениями, что свидетельствует косвенно об их достаточно высоком качестве.

Наличие жидкого полимера с относительно линейными молекулами, который может растекаться по поверхности матричного кристалла в виде монослоя и полимеризоваться под действием проводящего зонда, образуя квазиодномерные проводники, может существенно продвинуть вперед создание элементной базы наноэлектроники. По-видимому, компания Bell Labs, идя по этому пути, создала нанотранзистор с квантовыми проводами углеродного полимера.

Успех другого направления в создании квантовопроводной элементной базы наноэлектроники связан с использованием синтетических углеродных нанотрубок как достаточно совершенных проводников.

Создание нанотранзисторов с нанотрубками зависит от владения технологией осаждения и перемещения нанотрубок по поверхности подложки к заданной паре электродов и от умения осуществить электрический контакт между электродами и нанотрубкой. Кроме того, необходимо овладеть технологией разрезания нанотрубок, их вьпрямления и изгиба. По-видимому, одними из первых эти технологические приемы освоили специалисты компании IBM, которые продемонстрировали нанотранзистор с золотыми электродами и углеродной нанотрубкой.

Для создания таких транзисторов необходима субмикронная технология, поскольку для полевого управления током в нанотрубке управляющий электрод должен достаточно близко быть расположен от её поверхности.

Одной из возможностей создания отечественных нанотранзисторов, в которых можно использовать контактные площадки микронных размеров, является использование ветвящихся углеродных нанотрубок, поскольку их длина ветвей превышает микронные размеры, а углы ветвления значительны, что существенно. Высота таких нанотрубок составляет 4–10 нм, ширина – десятки и сотни нанометров. Такое соотношение размеров связано с технологией их получения. Эти трубки могут быть одностенными и многостенными. Как правило, открытые концы ветвящихся трубок позволяют допировать их необходимыми примесями для изменения проводимости.

Использование нанотрубок, в том числе ветвящихся, является, по-видимому, одним из возможных путей создания элементной базы наноэлектроники.

**Квантовые точки.** Полупроводниковые квантовые точки представляют собой гигантские молекулы размерами порядка нанометра, состоящие примерно из 100 атомов, созданные на основе обычных неорганических полупроводниковых материалов Si, InP, CdSe и т. д. Они больше обычных для химии традиционных молекулярных скоплений (~1 нм содержит не больше 100 атомов), но меньше структур нанометрового диапазона, которые производятся современными литографическими средствами электронной промышленности. Квантовые точки позволяют изучать в лабораторных условиях обычные квантовые структуры, о которых можно прочесть в учебнике (например, «частица в ящике»), на максимальном пределе нулевого измерения (т. е. никакой периодичности) и наблюдать необычное поведение носителей заряда, на чем могут быть основаны новые концепции различных устройств. В числе последних светодиоды, высокоэкономичный квантовый лазер, ячейки солнечных батарей и одноэлектронные транзисторы. Таким образом, эта область интересна теоретикам квантовой физики, экспериментаторам в области электроскопии, передачи информации и, вероятно, специалистам в области оптоэлектроники.

Сегодня сложно найти конференцию по физике, химии или материаловедению, одним из ключевых вопросов которой не являлся бы вопрос о квантовых точках.

Квантовые точки могут быть получены: из коллоидальных химических растворов; управляемым затвердеванием в процессе эпитаксиального роста; флуктуацией размера в условных квантовых колодцах; нанопроизводством.

Коллоидальные точки являются свободными, так как они не находятся внутри другого полупроводника. Они закрыты органическими молекулами, используемыми для предотвращения свертывания точек в процессе их роста. Размер этих молекул можно контролировать, а их форма приближается к сферической. Коллоидальные технологии развиты достаточно глубоко в основном для ионных систем II и IV групп периодической системы (CdS, CdSe) и для полупроводников III и V групп (InP, GaP, InAs). В связи с высокой однородностью размеров можно проводить спектроскопические исследования высокого разрешения. Последние выявили новые физические эффекты, включая значительное расширение электронно-дырочного обмена применительно к соответствующим массивным твердым телам, передачу заряда в возбужденном состоянии, необычное поведение под давлением (например задержанные фазовые переходы). Теперь стала возможной замена органической протравленной оболочки вокруг этих точек неорганическими полупроводниками, например CdSe (ZnS). Таким образом производят структуры «ядро – оболочка». Были созданы массивы коллоидальных точек. Более того, входные структуры, запрещающие загрузку коллоидальных квантовых точек носителями, недавно стали возможны для точек размерами 6 нм.

Управляемое затвердевание пленки материала A, выращенного на субстрате, созданном из материала B, производит острова A, так как разница между атомными размерами A и B как правило, достаточно велика. Примеры A/B пар включают InAs|GaAs и InP|GaInP. Если остановить металлоорганическое химическое выпаривание или молекулярно-лучевой эпитаксиальный рост сразу перед объединением островов, можно получить удивительно универсальный набор точек материала A.

Формы этих точек сильно разнятся. Они появляются в виде пирамид, но дополнительные вкрапления могут изменить форму и состав. Обычно получается ограниченное число размеров. Спектроскопические и транспортные измерения этих точек показали мультиэкситонные переходы (несколько электронов и несколько дырок рекомбинируют вместе). Также были обнаружены эффекты кулоновской блокады, где загрузка точки электронами вызывает кулоновское отталкивание этими электронов других электронов. Так электронное сложение требует повышенного входного напряжения. Вертикальное выравнивание самособирающихся точек в настоящее время обещает заманчивые перспективы для создания сетки точек.

Нахождение электрона в квантовой яме нарушает периодичность в двух других направлениях, вызывая образование точки. Управление формой и размером точки при этом достаточно сложно, но фактически многие из

недавних достижений одноточечной спектроскопии и наноядерного магнитного резонанса или нанофотолюменесценции были сфокусированы на этом типе точек.

Нанопроизводство квантовых точек идеально для изучения транспортных свойств, таких как наблюдение перехода электронов поодиночке в точки. Это раскрывает красивую последовательность переходов, перекомпоновывая атомную физику в ее правиле отбора, но на энергетическом масштабе миллиэлектронвольт (вместо приблизительно 10эВ). Аналогия с атомной физикой (но со сжатием энергетического масштаба в 10000 раз!) позволяет изучать «атомоподобную физику», используя магнитные поля, доступные в лабораторных условиях.

Практическое применение автоэлектронной эмиссии и туннельного эффекта, лежащего в ее основе, привело к созданию сканирующего туннельного микроскопа (СТМ). Разработчики СТМ – сотрудники Швейцарского отделения корпорации IBM Герд Бинниг и Генрих Рорер награждены Нобелевской премией в 1986 г. СТМ – уникальный инструмент в руках экспериментаторов, позволяющий изучать не только структуру поверхности различных тел, но и наблюдать течение различных реакций. Еще одно примение СТМ – формирование наноразмерных структур на поверхности твердого тела.

С момента открытия СТМ началось бурное развитие исследований, создание лабораторного и промышленного оборудования для производства нанометровых структур, основанных на использовании сканирующей туннельной микроскопии.

Работы подобного характера ведутся и российскими учеными. На рис. 26.5 приведена схема разработанной российскими специалистами М.А. Ананяном и П.Н. Лускиновичем нанотехнологической установки.

В качестве подложки могут быть использованы любые проводящие материалы с тщательно отполированной поверхностью. Зонд представляет собой металлическую иглу, как правило, из твердосплавного материала, с заточенной методами ионного травления вершиной. С микроскопической точки зрения радиус кривизны вершины зонда определяется размерами единичного атома, находящегося на вершине зонда.

Если к зонду по отношению к подложке приложить некоторое напряжение, то при уменьшении величины зазора $x$ до размеров порядка единиц ангстрем через зазор начинает протекать туннельный ток. Важно отметить, что величина зазора значительно меньше величин межатомных и межмолекулярных расстояний в окружающем зазор газе (20–80 Å). Поэтому можно считать, что туннельный ток в зазоре практически протекает в вакууме. При этом напряженность электрического поля в зазоре, даже при слабых управляющих напряжениях порядка милливольт, достигает весьма значительных величин $10^6$ В/см и выше.

Ток в зазоре при стабилизированном управляющем напряжении линейно зависит от величины зазора. При изменении величины зазора на 1 Å величина тока изменяется в 10 раз. Измеряя туннельный ток, можно с

помощью пьезопреобразователей регулировать или стабилизировать величину зазора с точностью не ниже 0,1 Å. При указанных величинах электрических полей диаметр пучка туннельных электронов, протекающих в вакууме между зазором и подложкой, составляет порядка 1,0–1,5 Å.

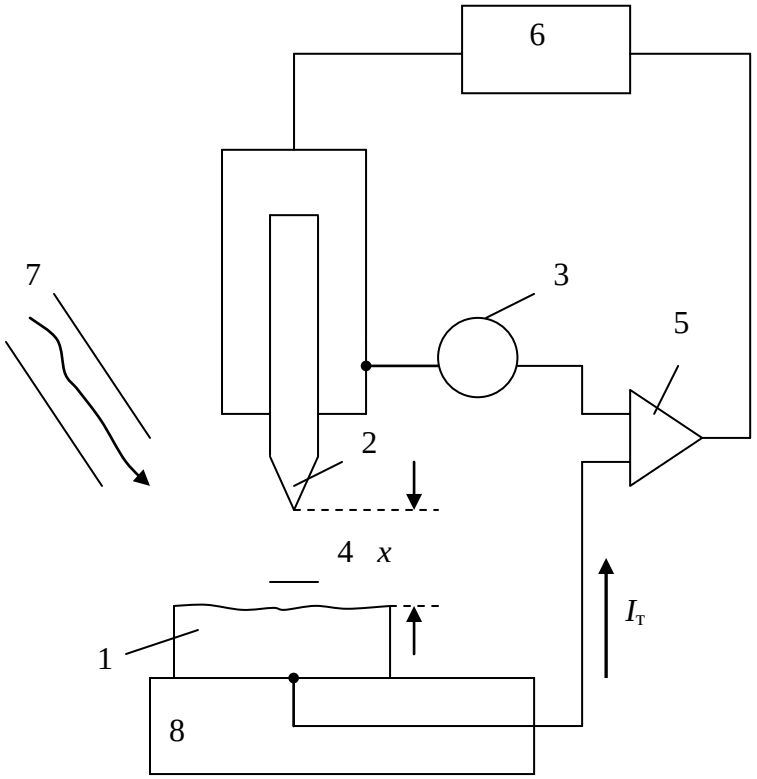



Рис. 26.5. Нанотехнологическая установка: *а* – схема нанотехнологической установки на основе туннельного микроскопа; 1 – подложка, 2 – зонд, 3 – источник питания, 4 – зазор между зондом и подложкой, 5 – усилитель туннельного тока, 6 – динамический регулятор зазора на основе пьезоманипуляторов, 7 – приспособление для напуска газообразных и жидких реактивов, 8 – система прецизионного позиционирования подложки

В описываемой нанотехнологической установке предусмотрена возможность откачки и напуска в активный объем необходимых жидких или газообразных реактивов. Естественно, что вся конструкция технологической камеры изготовлена из коррозионно-стойких материалов. Это обстоятельство существенно отличает нанотехнологическую установку от туннельного микроскопа. Отметим также, что во избежание влияния внешних сейсмических и акустических воздействий вся установка снабжена системой пассивной, а в ряде случаев и активной (виброзащиты).

С помощью линейных пьезоманипуляторов подложка может перемещаться относительно острия зонда в пределах 10x10 мм$^2$ с точностью не менее 0,1 Å.

На рис. 26.6, *а* показана типичная вольт-амперная характеристика, снятая для некоторого образца при постоянной величине зазора. При энергии электронов, меньшей энергии тепловых колебаний атомов материала подложки (порядка 25 мэВ), можно исследовать атомарную структуру

поверхности подложки, не разрушая ее. При энергиях, равных или несколько больших энергии межатомных связей атомов поверхности подложки, на вольт-амперной характеристике появляются различные нелинейности, позволяющие снять туннельную спектрограмму подложки и определить ее химический состав. При энергии пучка, равной энергии межатомных связей, можно «возбудить» отдельный атом, находящийся на поверхности, «оторвать» его от нее и «перенести», перемещая подложку в некоторое новое положение. Снижая энергию возбуждения, можно «пришить» этот перемещенный атом к поверхности в новом положении (рис. 26.6, *б*).

Если в активную область установки ввести молекулы технологического газа (рис. 26.6, *в*), то под действием сильного электрического поля эти молекулы прежде всего ионизируются, а затем на поверхность подложки можно осадить необходимый атом, выбранный таким образом, чтобы он образовал с атомами подложки прочно соединенный радикал. Наращивая осажденные атомы и перемещая подложку, можно вырастить на ней прочно закрепленные дорожки проводников или отдельные группы атомов с поперечными размерами атомарной величины (порядка 2–20 Å). Такие проводники и группы атомов можно назвать квантовыми проводниками и квантовыми точками.

Напуская в технологический объем газы-травители (рис. 26.6, *г*), можно обеспечить активацию химических реакций «захвата» и удаления с поверхности некоторых атомов, создавая «канавки» нанометровых размеров.

На рис. 26.6, *д* в качестве примера реализации некоторых нанотехнологических операций приведена туннельно-микроскопическая фотография полевого транзистора. Если на управляющем электроде (затворе), расположенном на фотографии справа, отсутствует заряд, то по левому проводнику ток может проходить беспрепятственно – транзистор открыт. Если на затвор подать запирающее напряжение, то поле перекрывает канал, и транзистор оказывается закрытым.

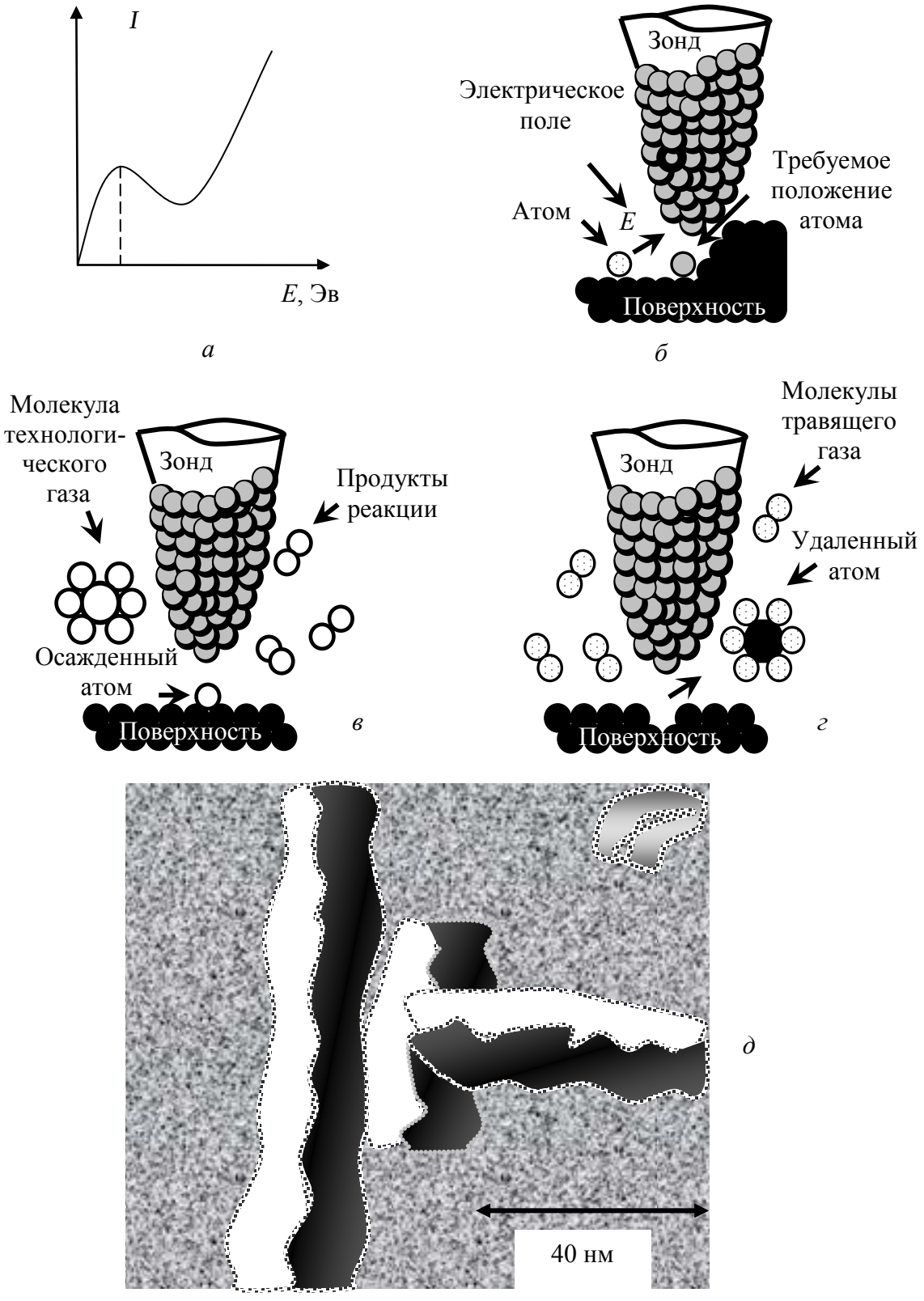



Рис. 26.6. Основные нанотехнологические операции: *а* – зависимость туннельного тока от свойств материала подложки и энергии электронов; *б* – фиксация и перемещение атомов; *в* – осаждение атомов из окружающего зонд газа; *г* – травление подложки; *д* – пример нанотехнологической структуры – полевой транзистор

Чрезвычайно важно отметить, что при поперечных размерах квантовых проводников порядка 20 Å в них за счет поперечного квантования электронов значительно уменьшается рассеяние энергии и, следовательно, резко повышается быстродействие. При размерах полевого транзистора, приведенного на рис. 26.6, *д*, его быстродействие лежит в терагерцовом диапазоне.

Отметим еще одну принципиальную особенность отечественной нанотехнологической установки. С ее помощью можно наращивать на подложке не только продольные квантовые проводники, но и последовательно формировать трехмерные элементы. Это открывает практически неограниченные возможности разрешения проблемы «тирании» проводников. На основе трехмерных связей могут быть реализованы не только апробированные в микроэлектронике элементы, но и весьма экзотические нейроструктуры.

Магистральным путем решения проблемы повышения производительности однозондовых нанотехнологических установок является создание многозондовых машин.

Формирование электрических сигналов с временем фронта $10^{-14}$ с и распространение их по двухпроводным нанопроводникам, являющимся металлооптическими волноводами, обеспечивает реальную интеграцию в единой среде всей гаммы электронных и оптоэлектронных схем.

Высокая степень интеграции наноэлектронных структур, быстродействие, трехмерная сборка элементов и уменьшенное энергорассеяние закладывают фундамент для приоритетного развития на их основе быстродействующих устройств обработки информации. В частности, уже в ближайшие годы могут быть промышленно реализованы элементы памяти со сверхвысокой плотностью ($10^{12}$ бит/см$^2$) записи информации, что в тысячи раз превосходит плотность записи на традиционных лазерных дисках.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Учитывая резкий рост публикаций по нанотехнологиям, структурам и приборам и широчайший характер практических направлений исследований, можно с уверенностью сказать, что *наноэлектроника* стала логическим продолжением развития микроэлектроники.

Нанотехнологии обеспечивают не только успехи в развитии элементной базы электроники. Уже в настоящее время нанотехнологические разработки используются в медицине, робототехнике, машиностроении, атомной энергетике, оборонных системах и многих других областях. Не случайно в подавляющем большинстве развитых стран огромное внимание уделяется поддержке национальных программ по нанотехнологиям. Начало XXI в. характеризуется бурным развитием нанотехнологий вообще и *наноэлектроники* в частности.

# БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК


1. Гуртов, В. А. Твердотельная электроника: учеб. пособие / В. А. Гуртов. – 2-е изд., доп. – М.: Техносфера, 2005. – 408 с.

2. Степаненко, И. П. Основы микроэлектроники: учеб. пособие для вузов / И. П. Степаненко. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Лаборатория базовых знаний, 2001. – 488 с.

3. Драгунов, В. П. Основы наноэлектроники: учеб. пособие / В. П. Драгунов, И. Г. Неизвестный, В. А. Гридчин. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2000. – 332 с.

4. Пасынков, В. В. Полупроводниковые приборы: учеб. для вузов / В. В. Пасынков, Л. К. Чиркин. – 6-е изд., стер. – СПб.: Лань, 2002. – 480 с.

5. Россадо, Л. Физическая электроника и микроэлектроника / Л. Россадо. – М.: Высш. шк., 1991. – 352 с.

6. Ефимов, И. Е. Микроэлектроника. Физические и технологические основы, надежность: учеб. пособие для приборостроит. спец. вузов / И. Е. Ефимов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Высш. шк., 1986. – 464 с.

7. Зи, С. Физика полупроводниковых приборов / С. Зи. – изд. 2-е перераб. и доп. – М.: Мир, 1984. – Т. 1. – 456 с.; Т. 2. – 456 с.

8. Тилл, У. Интегральные схемы: материалы, приборы, изготовление / У. Тилл, Д. Лаксон. – М.: Мир, 1985. – 504 с.

9. Блейкмор, Д. Физика твердого тела / Д. Блейкмор. – М.: Мир, 1988. – 608 с.

10. Сугано, Т. Введение в микроэлектронику / Т. Сугано, Т. Икома, Е. Такэиси. – М.: Мир, 1988. – 320 с.

11. Смит, Р. Полупроводники / Р. Смит. – М.: Мир, 1982. – 560 с.

12. Каганов, М. И. Электроны, фононы, магноны / М. И. Каганов. – М., 1979. – 192 с.

13. Кэррол, Дж. СВЧ-генераторы на горячих электронах: пер. с англ. / Дж. Кэрролл. – М.: Мир, 1972. – 382 с.

14. Жеребцов, И. П. Основы электроники / И. П. Жеребцов. – 5-е изд., перераб. и доп. – Л.: Энергоатомиздат. Ленинградское отделение, 1990. – 352 с.: ил.