

В. А. Гуртов

Твердотельная электроника

Учебное пособие

Издание второе, исправленное и дополненное

Рекомендовано

Учебно-методическим объединением

по классическому университетскому образованию

в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений,
обучающихся по направлению бакалавров, магистров 010700 «ФИЗИКА»
и специальностям 010701 «ФИЗИКА»

Москва 2005

Рецензенты:

Кафедра микроэлектроники Московского инженерно-физического
института (государственного университета)

Попов В. Д., доктор технических наук, профессор

Кафедра физики и молекулярной электроники Московского
государственного университета

Кашкаров П. К., доктор физико-математических наук, профессор,
заведующий кафедрой

Центр подготовки специалистов ОАО «Светлана»

Урицкий В.Я., доктор физико-математических наук, профессор,
руководитель Центра

Гуртов, В. А.

Твердотельная электроника: Учеб. пособие / В. А. Гуртов. – Москва, 2005. – 492 с.

В учебном пособии рассматриваются основные типы полупроводниковых приборов и физические процессы, обеспечивающие их работу. Приводится анализ электронных процессов в объеме полупроводников, в электронно-дырочных переходах и в области пространственного заряда на поверхности полупроводников. Подробно рассмотрены характеристики диодов, транзисторов, тиристоров, лавинно-пролетных диодов, светодиодов, полупроводниковых лазеров и фотоприемников, как на основе кремния Si, так и на перспективных материалах GaAs, GaN, SiC и их соединений. Рассмотрен квантовый эффект Холла, микроминиатюризация и приборы нанoeлектроники, характеристики полупроводниковых приборов при экстремальных температурах.

Учебное пособие рассчитано на широкий спектр направлений обучения на студентов классических и технических университетов, специализирующихся в области физики, микроэлектроники и электронной техники. Оно может быть полезно аспирантам и научным сотрудникам.

Оглавление

ПРЕДИСЛОВИЕ КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ.....	13
ПРЕДИСЛОВИЕ К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ	14
ГЛАВА 1. НЕОБХОДИМЫЕ СВЕДЕНИЯ ИЗ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА И ФИЗИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ.....	16
1.1. Зонная структура полупроводников.....	16
1.2. Терминология и основные понятия	17
1.3. Статистика электронов и дырок в полупроводниках	19
1.3.1. Распределение квантовых состояний в зонах.....	19
1.3.2. Концентрация носителей заряда и положение уровня Ферми	21
1.4. Концентрация электронов и дырок в собственном полупроводнике.....	23
1.5. Концентрация электронов и дырок в примесном полупроводнике	24
1.6. Определение положения уровня Ферми.....	26
1.7. Проводимость полупроводников.....	27
1.8. Токи в полупроводниках.....	28
1.9. Неравновесные носители	29
1.10. Уравнение непрерывности	32
Контрольные вопросы.....	33
Задачи	34
ГЛАВА 2. БАРЬЕРЫ ШОТКИ, <i>P-N</i> ПЕРЕХОДЫ И ГЕТЕРОПЕРЕХОДЫ	36
2.1. Ток термоэлектронной эмиссии.....	36
2.2. Термодинамическая работа выхода в полупроводниках <i>p-</i> и <i>n-</i> типов.....	38
2.3. Эффект поля	40
2.4. Концентрация электронов и дырок в области пространственного заряда	42

2.5. Дебаевская длина экранирования.....	43
2.6. Барьер Шоттки	45
2.7. Зонная диаграмма барьера Шоттки при внешнем напряжении	46
2.8. Распределение электрического поля и потенциала в барьере Шоттки	47
2.9. Вольт-амперная характеристика барьера Шоттки	50
2.10. Электронно-дырочный p - n переход	51
2.10.1. Распределение свободных носителей в p - n переходе	53
2.10.3. Поле и потенциал в p - n переходе.....	54
2.11. Компоненты тока и квазиуровни Ферми в p - n переходе	58
2.12. Вольт-амперная характеристика p - n перехода	61
2.13. Гетеропереходы.....	66
Контрольные вопросы.....	73
Задачи	74

ГЛАВА 3. ФИЗИКА ПОВЕРХНОСТИ И МДП-СТРУКТУРЫ 76

3.1. Область пространственного заряда (ОПЗ) в равновесных условиях	76
3.1.1. Зонная диаграмма приповерхностной области полупроводника в равновесных условиях	76
3.2. Заряд в области пространственного заряда.....	81
3.2.1. Уравнение Пуассона для ОПЗ.....	81
3.2.2. Выражение для заряда в ОПЗ.....	83
3.2.3. Избыток свободных носителей заряда	84
3.2.4. Среднее расстояние локализации свободных носителей от поверхности полупроводника.....	88
3.2.5. Форма потенциального барьера на поверхности полупроводника.....	90
3.3. Емкость области пространственного заряда.....	92
3.4. Влияние вырождения на характеристики ОПЗ полупроводника	95
3.5. Поверхностные состояния	97
3.5.1. Основные определения	97
3.5.2. Природа поверхностных состояний	98
3.5.3. Статистика заполнения ПС	99
3.6. Вольт-фарадные характеристики структур МДП.....	101

3.6.1. Устройство МДП-структур и их энергетическая диаграмма	101
3.6.2. Уравнение электронейтральности	103
3.6.3. Емкость МДП-структур	107
3.6.4. Экспериментальные методы измерения вольт-фарадных характеристик. Квасистатический C-V метод	109
Метод высокочастотных C-V характеристик	111
3.6.5. Определение параметров МДП-структур на основе анализа C-V характеристик	112
3.6.6. Определение плотности поверхностных состояний на границе раздела полупроводник – диэлектрик	116
3.7. Флуктуации поверхностного потенциала в МДП-структурах.....	121
3.7.1. Виды флуктуаций поверхностного потенциала	121
3.7.2. Конденсаторная модель Гоеццбергера для флуктуаций поверхностного потенциала	124
3.7.3. Среднеквадратичная флуктуация потенциала, обусловленная системой случайных точечных зарядов	126
3.7.4. Потенциал, создаваемый зарядом, находящимся на границе двух сред с экранировкой	127
3.7.5. Потенциальный рельеф в МДП-структуре при дискретности элементарного заряда.....	131
3.7.6. Функция распределения потенциала при статистических флуктуациях ...	133
3.7.7. Зависимость величины среднеквадратичной флуктуации от параметров МДП-структуры	135
3.7.8. Пространственный масштаб статистических флуктуаций	137
3.7.9. Сравнительный анализ зависимости среднеквадратичной флуктуации σ_{ψ} и потенциала оптимальной флуктуации	142
Контрольные вопросы.....	144
Задачи	144
ГЛАВА 4. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ.....	147
Введение	147
4.1. Характеристики идеального диода на основе p-n перехода.....	147
4.1.1. Выпрямление в диоде	148
4.1.2. Характеристическое сопротивление.....	149
4.1.3. Эквивалентная схема диода	150
4.2. Варикапы	151
4.3. Влияние генерации, рекомбинации и объемного сопротивления базы на характеристики реальных диодов.....	152
4.3.1. Влияние генерации неравновесных носителей в ОПЗ p-n перехода на обратный ток диода.....	154

4.3.2. Влияние рекомбинации неравновесных носителей в ОПЗ p-n перехода на прямой ток диода	156
4.3.3. Влияние объемного сопротивления базы диода на прямые характеристики	158
4.3.4. Влияние температуры на характеристики диодов	160
4.4. Стабилитроны.....	161
4.4.1. Туннельный пробой в полупроводниках	162
4.4.2. Лавинный пробой в полупроводниках	165
4.4.3. Приборные характеристики стабилитронов	166
4.5. Туннельный и обращенный диоды	167
4.5.1. Вольт-амперная характеристика туннельного диода	169
4.5.2. Вольт-амперная характеристика обращенного диода	172
4.5.3. Использование туннельного диода в схемах автогенераторов колебаний	173
4.6. Переходные процессы в полупроводниковых диодах	174
Контрольные вопросы.....	178
Задачи	179
ГЛАВА 5. БИПОЛЯРНЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ.....	180
5.1. Общие сведения	180
5.2. Основные физические процессы в биполярных транзисторах.....	183
5.2.1. Биполярный транзистор в схеме с общей базой. Зонная диаграмма и токи	185
5.3. Формулы Молла – Эберса	186
5.4. Вольт-амперные характеристики биполярного транзистора в активном режиме в схеме с общей базой	188
5.5. Дифференциальные параметры биполярных транзисторов в схеме с общей базой.....	190
5.5.1. Коэффициент инжекции	191
5.5.2. Коэффициент переноса	192
5.5.3. Дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода	195
5.5.4. Дифференциальное сопротивление коллекторного перехода	195
5.5.5. Коэффициент обратной связи	197
5.5.6. Объемное сопротивление базы	199
5.5.7. Тепловой ток коллектора	200
5.6. Биполярный транзистор в схеме с общим эмиттером	201
5.7. Эквивалентная схема биполярного транзистора	204

5.8. Эффект оттеснения тока эмиттера	206
5.9. Составные транзисторы	208
5.10. Дрейфовые транзисторы	210
5.11. Параметры транзистора как четырехполюсника	215
5.11.1. z-, y-, h-параметры	215
5.11.2. Связь h-параметров с физическими параметрами	218
5.12. Частотные и импульсные свойства транзисторов	220
5.12.1. Частотная зависимость комплексного коэффициента переноса	223
5.12.2. Представление частотной зависимости коэффициента передачи RC-цепочкой	226
5.12.3. Частотная зависимость коэффициента β в схеме с общим эмиттером	229
5.12.4. Эквивалентная схема транзистора на высоких частотах	232
5.13. Биполярные транзисторы с гетеропереходами	233
5.13.1. Типовая структура ГBT на GaAS	233
5.13.2. Биполярные транзисторы с гетеропереходами на соединениях с фосфидом индия	234
Контрольные вопросы	235
Задачи	235
ГЛАВА 6. ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ	236
6.1. Типы и устройство полевых транзисторов	236
6.2. Принцип работы МДП-транзистора	237
6.3. Выбор знаков напряжений в МДП-транзисторе	239
6.4. Характеристики МДП-транзистора в области плавного канала	241
6.5. Характеристики МДП-транзистора в области отсечки	245
6.6. Влияние типа канала на вольт-амперные характеристики МДП-транзисторов	249
6.7. Эффект смещения подложки	250
6.8. Малосигнальные параметры	252
6.9. Эквивалентная схема и быстродействие МДП-транзистора	254
6.10. Методы определения параметров МОП ПТ из характеристик	256

6.11. Топологические реализации МДП-транзисторов.....	257
6.12. Размерные эффекты в МДП-транзисторах.....	260
6.13. Подпороговые характеристики МДП-транзистора	264
6.13.1. Учет диффузионного тока в канале	266
6.13.2. Неравновесное уравнение Пуассона.....	267
6.13.3. Уравнение электронейтральности в неравновесных условиях	269
6.13.4. Вольт-амперная характеристика МДП-транзистора в области сильной и слабой инверсии	273
6.14. МДП-транзистор как элемент памяти.....	278
6.14.1. МНОП-транзистор	281
6.14.2. МОП ПТ с плавающим затвором	282
6.15. Полевой транзистор с затвором в виде <i>p-n</i> перехода	285
6.16. СВЧ полевые транзисторы с барьером Шоттки.....	289
6.16.1. GaAs полевой транзистор с барьером Шоттки	289
6.16.2. GaN полевой транзистор с гетеропереходом	293
6.16.3. Монолитные интегральные схемы с СВЧ полевыми транзисторами.....	295
Контрольные вопросы.....	296
Задачи	297
ГЛАВА 7. ТИРИСТОРЫ	298
7.1. Общие сведения	298
7.2. Вольт-амперная характеристика диодного тиристора.....	301
7.2.1. Феноменологическое описание ВАХ диодного тиристора.....	302
7.2.2. Зонная диаграмма и токи диодного тиристора в открытом состоянии	305
7.2.3. Зависимость коэффициента передачи α от тока эмиттера.....	307
7.2.4. Зависимость коэффициента M от напряжения V_G . Умножение в коллекторном переходе	308
7.3. Тринистор	309
7.3.1. Феноменологическое описание ВАХ тринистора	311
7.3.2. Симметричные тринисторы	312
7.4. Однопереходные транзисторы	313
Контрольные вопросы.....	315
ГЛАВА 8. ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫЕ ДИОДЫ	316

8.1. Общие сведения	316
8.2. Устройство и зонная диаграмма	317
8.3. Малосигнальные характеристики	319
8.4. Использование ЛПД для генерации СВЧ-колебаний	323
8.5. Коммутационные р _и n-диоды.....	326
Контрольные вопросы.....	330
ГЛАВА 9. ДИОДЫ ГАННА.....	331
9.1. Общие сведения	331
9.2. Требования к зонной структуре полупроводников.....	331
9.3. Статическая ВАХ арсенида галлия	334
9.4. Зарядовые неустойчивости в приборах с отрицательным дифференциальным сопротивлением	337
9.5. Генерация СВЧ-колебаний в диодах Ганна	342
Контрольные вопросы.....	344
ГЛАВА 10. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ	345
10.1. Оптические переходы	345
10.2. Излучательная рекомбинация	347
10.3. Методы инжекции	347
10.3.1. Условие односторонней инжекции в р-п переходе	347
10.3.2. Условие односторонней инжекции в гетеропереходе.....	348
10.4. Светодиоды.....	348
10.4.1. Светодиоды видимого диапазона	349
10.4.2. Светодиоды инфракрасного диапазона.....	355
10.4.3. Голубые светодиоды на соединениях нитрида галлия	355
10.5. Полупроводниковые лазеры	357
10.5.1. Зонная диаграмма и конструкция полупроводникового лазера.....	359
10.5.2. Лазеры на гетероструктурах.....	361
Контрольные вопросы.....	365

Задачи	366
ГЛАВА 11. ФОТОПРИЕМНИКИ	367
11.1. Статистические параметры фотодетекторов	367
11.2. Материалы для фотоприемников.....	369
11.3. Фоторезисторы.....	371
11.4. Фотодиоды на основе <i>p-n</i> перехода.....	374
11.4.1. Общие сведения.....	374
11.4.2. Вольт-амперная характеристика фотодиода.....	377
11.4.3. Спектральная чувствительность	380
11.4.4. <i>p-i-n</i> фотодиоды.....	382
11.4.5. Лавинные фотодиоды	385
11.5. Фототранзисторы	388
11.6. МДП-фотоприемники с неравновесным обеднением	390
11.6.1. Механизмы генерации неосновных носителей в области пространственного заряда	390
11.6.2. Время релаксации неравновесного обеднения	404
11.6.3. Дискретные МДП-фотоприемники.....	408
11.6.4. Матрицы фотоприемников с зарядовой связью (ФПЗС).....	410
Контрольные вопросы.....	414
Задачи	414
ГЛАВА 12. КВАНТОВЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ.....	415
12.1. Двумерные электроны.....	415
12.1.1. Уравнение Шредингера для электрона в ОПЗ.....	415
12.1.2. Плотность состояний в двумерной подзоне	417
12.1.3. Расчет концентрации $n(z)$ с учетом квантования	418
12.1.4. Спектр энергий и вид волновых функций в ОПЗ.....	419
12.1.5. Диаграмма состояния электронного газа в инверсионном канале	425
12.2. Квантовый эффект Холла.....	426
12.2.1. Зависимость ЭДС Холла от параметров инверсионного канала.....	426
12.2.2. Циклотронная частота	427
12.2.3. Спектр энергии двумерных электронов в поперечном магнитном поле.....	428
12.2.4. Число состояний для электронов на уровне Ландау	429
12.2.5. Плотность электронов в 2D электронном газе в сильном магнитном поле	430

12.2.6. Эффект Холла для 2D электронов в сильном магнитном поле.....	430
Контрольные вопросы.....	432
ГЛАВА 13. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ ПРИ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ	433
13.1. Полупроводниковые материалы для высокотемпературной электроники	433
13.2. Твердотельные приборы на SiC.....	437
13.3. Твердотельные приборы на GaN.....	439
Контрольные вопросы.....	440
ГЛАВА 14. МИКРОМИНИАТЮРИЗАЦИЯ И ПРИБОРЫ НАНОЭЛЕКТРОНИКИ	441
14.1. Микроминиатюризация МДП-приборов	442
14.2. Физические явления, ограничивающие микроминиатюризацию	444
14.3. Приборы нанoeлектроники для квантовых компьютеров.....	447
Контрольные вопросы.....	451
НОБЕЛЕВСКИЕ ПРЕМИИ ЗА РАБОТЫ ПО ТВЕРДОТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ	452
РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ	462
Глава 1. Необходимые сведения из физики твердого тела и физики полупроводников.....	462
Глава 2. Барьеры Шоттки, <i>p-n</i> переходы и гетеропереходы.....	467
Глава 3. Физика поверхности и МДП–структуры	470
Глава 4. Полупроводниковые диоды	475
Глава 5. Биполярные транзисторы.....	475
Глава 6. Полевые транзисторы.....	477
Глава 10. Светодиоды и полупроводниковые лазеры	478

Глава 11. Фотоприемники	478
ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ	480
ОБОЗНАЧЕНИЯ ПРИБОРНЫХ ПАРАМЕТРОВ	483
ПРИЛОЖЕНИЕ	487
Универсальные физические постоянные.....	489
Полезные соотношения	489
СПИСОК РЕКОМЕНДОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ	490
Монографии и научные издания.....	490
Учебники и учебные пособия	491
Сборники задач	493
Энциклопедии и справочники.....	494
ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ	495

Предисловие ко второму изданию

Первое издание учебного пособия «Твердотельная электроника» было в значительной мере рассчитано на поддержку лекционного курса, который автор читает для студентов физико-технического факультета Петрозаводского государственного университета. Связано это с тем, что из большого количества ранее изданных русскоязычных и англоязычных книг, учебных пособий и справочников по твердотельной электронике для нынешнего поколения студентов и аспирантов, большинство из них недоступны. Такие фундаментальные издания как Степаненко И. П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем /И.П. Степаненко. 4-е изд. М.: Энергия, 1977, 671 с.; Зи С. Физика полупроводниковых приборов /С. Зи. М.: Мир, 1984. Т.1, 456 с; Т.2, 456 с; стали библиографической редкостью, а монография Sah C.-T. Fundamentals of solid-state electronics /C.-T. Sah. World Scientific, 1991. 1011 p; к сожалению вообще не была переведена на русский язык и фактически недоступна для массового читателя.

Двухлетний опыт работы с первым изданием учебного пособия «Твердотельная электроника» показал, с одной стороны, его востребованность, а с другой стороны, необходимость доработки, внесения правок и изменений, а также расширения за счет включения материалов по современным разработкам в области твердотельной электроники. По этой причине во второе издание добавлены шесть глав – восьмая, десятая, одиннадцатая, двенадцатая, тринадцатая и четырнадцатая. В восьмой главе рассматриваются характеристики лавинно-пролетных и коммутационных СВЧ диодов. Девятая и одиннадцатая глава посвящены оптоэлектронным приборам. В двенадцатой главе рассматривается квантовый эффект Холла в двумерном электронном газе. Тринадцатая глава посвящена полупроводниковым приборам при экстремальных температурах. Четырнадцатая глава показывает пути микроминиатюризации приборов твердотельной электроники и возможности реализации приборов нанoeлектроники для квантовых компьютеров.. Также во втором издании в конце каждой главы приведены контрольные вопросы и задачи, а в конце учебного пособия — решения этих задач. Сформирован и приведен предметный указатель. Исключена глава, посвященная классификации и обозначению полупроводниковых приборов.

Список литературы структурирован по четырем направлениям и включает 84 ссылки. В их числе монографии и научные издания — 31 наименование [1 – 31], учебники и учебные пособия — 37 наименований [32 – 69], сборники задач — 5 наименований [70 – 74], энциклопедии и справочники — 10 наименований [75 – 84]. В список литературы не включались ссылки на оригинальные статьи из научных журналов, в связи с громадным числом таких публикаций.

В заключение, автор выражает благодарность сотруднику кафедры физики твердого тела Петрозаводского государственного университета О. Н. Артамонову за неоценимую помощь в подготовке второго издания учебного пособия.

В. А. Гуртов, 15 июля 2005 года, Петрозаводск

Предисловие к первому изданию

Учебное пособие «Твердотельная электроника» базируется на лекционном курсе, который автор в течение длительного времени читает для студентов физико-технического факультета Петрозаводского государственного университета.

Учебное пособие по структуре и содержанию соответствует государственному образовательному стандарту высшего профессионального образования для специальности 071400 «Физическая электроника» в разделе федерального компонента общепрофессиональных дисциплин ОПД.Ф.08 «Твердотельная электроника». По другим направлениям и специальностям подготовки, ведущимся в Петрозаводском государственном университете, этот курс находится в рамках естественнонаучного компонента государственного образовательного стандарта, устанавливаемого вузом.

Для Петрозаводского государственного университета это следующие направления подготовки бакалавров и магистров, а также специальности высшего профессионального образования.

Направление подготовки магистров 510400 «ФИЗИКА» по программам:

510403 – Физика конденсированного состояния вещества;

510404 – Физика полупроводников. Микроэлектроника.

Направление 553100 «ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА», по программам:

553105 – Физическое моделирование структуры, свойств и техники получения материалов;

553117 – Электрофизические технологии.

Направление 552800 «ИНФОРМАТИКА И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА» по программам:

552826 – Автоматизированные системы научных исследований и комплексных испытаний;

552824 – Информационно-измерительные системы.

Специальность 010400 «Физика»;

Специальность 071400 «Физическая электроника»;

Специальность 220200 «Автоматизированные системы обработки информации и управления»;

Специальность 190900 «Информационно-измерительная техника и технологии».

В предлагаемом учебном пособии рассмотрены физические основы работы твердотельных полупроводниковых приборов, использующих как явление инжекции носителей через p - n переходы, так и явления, связанные с эффектом поля.

В связи с тем, что учебный курс читается для студентов третьего курса, в первой главе учебного пособия в кратком виде представлены основные све-

дения из физики твердого тела и из физики полупроводников. Эти сведения в дальнейшем необходимы при усвоении основного материала курса. В главе второй и третьей излагаются физические основы, связанные с контактными явлениями в барьерах Шоттки, электронно-дырочных переходах и гетеропереходах, а также основы физики поверхности полупроводников и МДП-структур.

Четвертая и пятая главы посвящены анализу физических основ работы полупроводниковых диодов и биполярных транзисторов. Глава шестая посвящена анализу работы полевых транзисторов. Глава седьмая посвящена приборам с отрицательным дифференциальным сопротивлением – тиристорам. Глава восьмая посвящена приборам функциональной электроники – диодам Ганна. В одиннадцатой главе приводятся классификация и обозначения полупроводниковых приборов как российских, так и зарубежных.

Особенность данной книги заключается в том, что при обсуждении физических принципов работы и параметров приборов автор наряду с идеализированными характеристиками старался использовать справочные данные, которые показывают реально характеристики того или иного вида приборов.

В рамках подготовки к изданию учебного пособия «Твердотельная электроника» аспирантом О. Н. Артамоновым была разработана электронная версия указанного учебного пособия, которая представлена на сайте кафедры физики твердого тела, а также прилагается в виде компакт-диска к бумажной версии учебного пособия. При подготовке электронной версии учебного пособия использовались мультимедийные разработки, выполненные студентами физико-технического факультета Петрозаводского государственного университета в рамках курсовых и дипломных работ. Указанные мультимедийные приложения улучшают качество представляемого материала и позволяют более ясно понять основные физические процессы, которые происходят в приборах твердотельной электроники.

В заключение автор выражает благодарность сотрудникам кафедры физики твердого тела Петрозаводского государственного университета, с которыми он длительное время работает, а также О. Н. Артамонову и Ю. М. Листопадову за неоценимую помощь в подготовке указанного учебного пособия.

В. А. Гуртов, 28 февраля 2003 года, Петрозаводск

Глава 1. Необходимые сведения из физики твёрдого тела и физики полупроводников

1.1. Зонная структура полупроводников

Согласно постулатам Бора энергетические уровни для электронов в изолированном атоме имеют дискретные значения. Твёрдое тело представляет собой ансамбль отдельных атомов, химическая связь между которыми объединяет их в кристаллическую решетку. Если твёрдое тело состоит из N атомов, то энергетические уровни оказываются N -кратно вырожденными. Электрическое поле ядер, или остовов атомов, выступает как возмущение, снижающее это вырождение. Дискретные моноэнергетические уровни атомов, составляющие твёрдое тело, расщепляются в энергетические зоны. Решение квантовых уравнений в приближении сильной или слабой связи даёт качественно одну и ту же картину для структуры энергетических зон твёрдых тел. В обоих случаях разрешенные и запрещенные состояния для электронов чередуются и число состояний для электронов в разрешенных зонах равно числу атомов, что позволяет говорить о квазинепрерывном распределении энергетических уровней внутри разрешенных зон [35, 82, 83].

Наибольшее значение для электронных свойств твёрдых тел имеют верхняя и следующая за ней разрешенные зоны энергий. В том случае, если между ними нет энергетического зазора, то твёрдое тело с такой зонной структурой является *металлом*. Если величина энергетической щели между этими зонами (обычно называемой запрещенной зоной) больше 3 эВ, то твёрдое тело является *диэлектриком*. И, наконец, если ширина запрещенной зоны E_g лежит в диапазоне $(0,1 \div 3,0)$ эВ, то твёрдое тело принадлежит к классу *полупроводников*. В зависимости от сорта атомов, составляющих твёрдое тело, и конфигурации орбит валентных электронов реализуется тот или иной тип кристаллической решетки, а следовательно, и структура энергетических зон. На рисунке 1.1 приведена структура энергетических уровней в изолированном атоме кремния, а также схематическая структура энергетических зон, возникающих при сближении этих атомов и образовании монокристаллического кремния с решеткой так называемого алмазоподобного типа.

Верхняя, не полностью заполненная, энергетическая зона в полупроводниках получила название *зоны проводимости*. Следующая за ней энергетическая зона получила название *валентной зоны*. Энергетическая щель запрещенных состояний между этими зонами называется *запрещенной зоной*. На зонных диаграммах положение дна зоны проводимости обозначают знаком E_C , положение вершины валентной зоны – E_V , а ширину запрещенной зоны – E_g .

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

Для диэлектриков ширина запрещенной зоны $E_g > 3 \text{ эВ}$, величина удельной проводимости $\sigma < 10^{-8} \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$, удельное сопротивление $\rho = 1/\sigma > 10^8 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Для металлов величина удельной проводимости $\sigma > 10^6 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$.

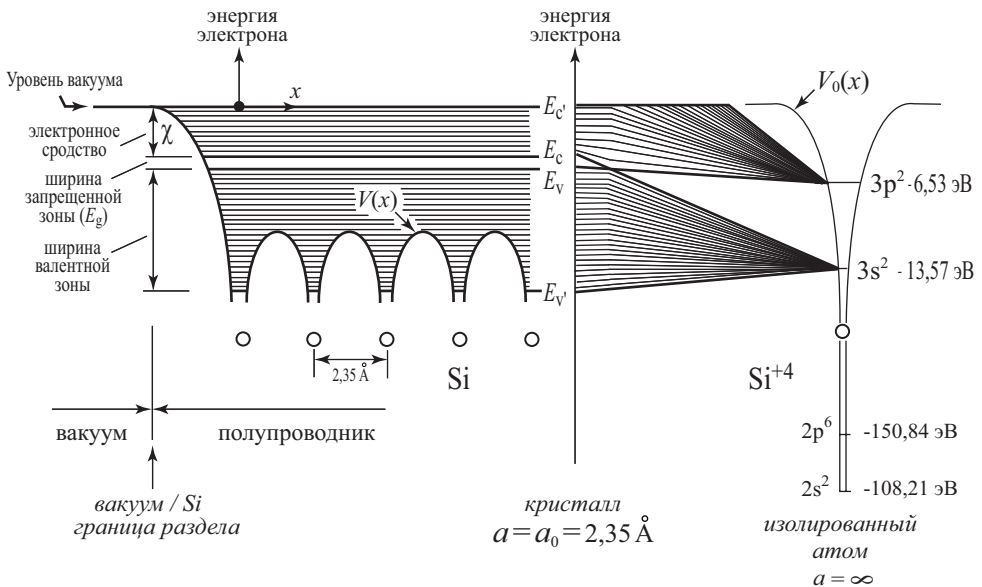


Рис. 1.1. Структура энергетических уровней в изолированном атоме кремния, а также схематическая структура энергетических зон, возникающих при сближении этих атомов и образовании монокристаллического кремния [30]

1.2. Терминология и основные понятия

Полупроводники, или полупроводниковые соединения, бывают собственными и примесными.

Собственные полупроводники – это полупроводники, в которых нет примесей (доноров и акцепторов). **Собственная концентрация** (n_i) – концентрация носителей заряда в собственном полупроводнике (электронов в зоне проводимости n и дырок в валентной зоне p , причем $n = p = n_i$). При

$T = 0$ в собственном полупроводнике свободные носители отсутствуют ($n = p = 0$). При $T > 0$ часть электронов забрасывается из валентной зоны в зону проводимости. Эти электроны и дырки могут свободно перемещаться по энергетическим зонам.

Дырка – это способ описания коллективного движения большого числа электронов (примерно 10^{23} см⁻³) в неполностью заполненной валентной зоне. Электрон – это частица, дырка – это квазичастица. Электрон можно инжектировать из полупроводника или металла наружу (например, с помощью фотоэффекта), дырка же может существовать только внутри полупроводника.

Легирование – введение примеси в полупроводник, в этом случае полупроводник называется **примесным**. Если в полупроводник, состоящий из элементов 4 группы (например, кремний или германий), ввести в качестве примеси элемент 5 группы, то получим **донорный** полупроводник (у него будет **электронный тип проводимости**), или полупроводник *n*-типа. Если же ввести в качестве примеси элемент 3 группы, то получится **акцепторный** полупроводник, обладающий **дырочной проводимостью** (*p*-тип) (рис. 1.2).



Рис. 1.2. Энергетические схемы полупроводников *n*-типа (а) и *p*-типа (б)

Для того, чтобы использовать для описания движения электронов и дырок в полупроводниках классические представления, вводятся понятия **эффективных масс электрона и дырки** m_n^* и m_p^* соответственно. В этом случае уравнения механики $a = F/m^*$, или $dp/dt = F$, будут справедливы, если вместо массы свободного электрона (электрона в вакууме) m_0 в эти уравнения подставить эффективную массу электрона m_n^* ($p = m_n^* \cdot v$). Эффективная масса учитывает влияние периодического потенциала атомов в кристалле полупроводника на движение электронов и дырок, и определяется уравнениями дисперсии.

1.3. Статистика электронов и дырок в полупроводниках

Равновесные процессы – процессы, происходящие в телах, которые не подвергаются внешним воздействиям. В состоянии термодинамического равновесия для данного образца кристалла при заданной температуре существует определенное распределение электронов и дырок по энергиям, а также значения их концентраций. Вычисление концентраций основных и неосновных носителей заряда составляет главную задачу статистики электронов и дырок в кристаллах.

Рассматриваемая задача распадается на две части: квантово-механическую – нахождение числа возможных квантовых состояний электронов, и статистическую – определение фактического распределения электронов по этим квантовым состояниям при термодинамическом равновесии.

1.3.1. Распределение квантовых состояний в зонах

Стационарные состояния электрона в идеальном кристалле характеризуются квазиимпульсом p . Запишем принцип неопределенности Гейзенберга для квазиимпульсов dp_x , dp_y и dp_z :

$$\begin{aligned} dx \cdot dp_x &\geq h, \\ dy \cdot dp_y &\geq h, \\ dz \cdot dp_z &\geq h. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Перемножим соответственно левые и правые части этих соотношений. Получим

$$dp \cdot dV \geq h^3, \quad (1.2)$$

где $dp = dp_x \cdot dp_y \cdot dp_z$ и $dV = dx \cdot dy \cdot dz$, то есть dp – это некоторый объем в пространстве квазиимпульсов p_x , p_y , p_z , то есть внутри зоны Бриллюэна, а dV – некоторый объем внутри полупроводника. При этом объем dV – не обязательно бесконечно малая величина. Он может быть и конечным. Для расчета концентраций носителей заряда (то есть числа носителей в единице объема полупроводника) выделим внутри кристалла единичный объем $dV = 1 \text{ см}^3$. Тогда из (1.2) получим $dp \geq h^3$. То есть внутри объема $dp = h^3$ в зоне Бриллюэна находится только одно квантовое состояние. Следовательно, h^3 – это объем одной «квартирки» в зоне Бриллюэна, в которую по принципу Паули можно поместить два электрона с разными спинами. Поэтому число квантовых состояний, соответствующее элементу объема dp в зоне Бриллюэна, и рассчитанное на единицу объема кристалла, равно dp/h^3 – то есть числу «квартирок» в объеме dp . При заполнении зоны проводимости электронами заполняются вначале самые нижние уровни. Зона проводимости – одномерная относительно энергии (рис. 1.3а). Зона Бриллюэна – трехмерная (p_x , p_y , p_z) (рис. 1.3б). Заполнение зоны Бриллюэна начинается с самых малых значений квазиимпульса p . Поэтому в качестве dp надо выбрать элемент объема, за-

ключенный между двумя очень близкими изоэнергетическими поверхностями (рис. 1.3б). Внутри этого тонкого шарового слоя радиусом p и толщиной dp число квантовых состояний будет равно:

$$dN = \frac{4\pi p^2 dp}{h^3}. \quad (1.3)$$

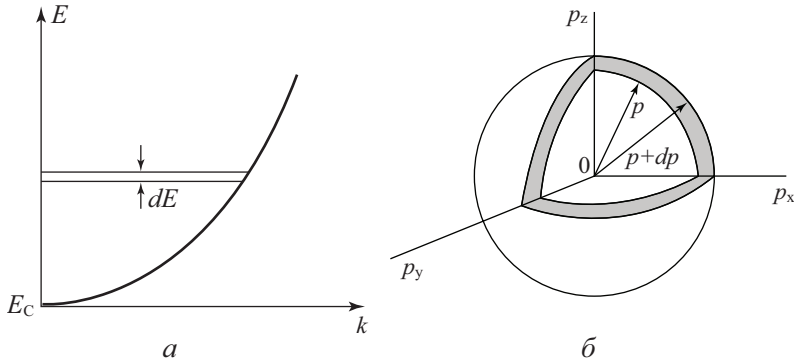


Рис. 1.3. Диаграмма для расчета плотности квантовых состояний:

а) распределение электронов по энергии в зоне проводимости; б) зона Бриллюэна для расчета плотности состояний

Определим число квантовых состояний в зоне проводимости в узком интервале энергий от E до $E + dE$, рассчитанное на единицу объема кристалла. Его можно представить в виде $N(E)dE$, где $N(E)$ есть плотность состояний.

Вблизи дна зоны проводимости для случая изотропного параболического закона дисперсии энергия электрона

$$E = E_C + \frac{p^2}{2m_n}, \quad (1.4)$$

где E_C – энергия, соответствующая дну зоны проводимости. Для удобства эффективную массу электрона m_n будем писать без звездочки. Из (1.4) получим

$dE = \frac{p \cdot dp}{m_n}$, то есть $dp = \frac{m_n \cdot dE}{p}$ и $p^2 = 2m_n(E - E_C)$. Подставляем в

(1.3), имеем

$$dN = N(E)dE = \frac{4\pi m_n^{3/2} \sqrt{2}(E - E_C)^{1/2} dE}{h^3}. \quad (1.5)$$

Отсюда

$$N(E) = \frac{4\pi m_n^{3/2} \cdot \sqrt{2} \cdot (E - E_C)^{1/2}}{h^3}. \quad (1.6)$$

Аналогичная формула получается и для валентной зоны, но только вместо $(E - E_C)$ напишем $(E_V - E)$, а вместо m_n – эффективную массу дырки m_p .

Как видно из (1.6), плотность квантовых состояний возрастает по мере удаления от дна зоны проводимости.

1.3.2. Концентрация носителей заряда и положение уровня Ферми

Электроны, как частицы, обладающие полужелым спином, подчиняются статистике Ферми – Дирака. Вероятность того, что электрон будет находиться в квантовом состоянии с энергией E , выражается функцией Ферми – Дирака:

$$f(E, T) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-F}{kT}}}. \quad (1.7)$$

Здесь F – электрохимический потенциал, или уровень Ферми. Из (1.7) видно, что уровень Ферми можно определить как энергию такого квантового состояния, вероятность заполнения которого равна $1/2$.

Вид функции Ферми – Дирака схематически показан на рисунке 1.4. При $T = 0$ она имеет вид разрывной функции. Для $E < F$ она равна 1, а значит, все квантовые состояния при $E < F$ заполнены электронами. Для $E > F$ функция $f = 0$ и соответствующие квантовые состояния совершенно не заполнены. При $T > 0$ функция Ферми изображается непрерывной кривой и в узкой области энергий, порядка нескольких kT , в окрестности точки $E = F$ быстро изменяется от 1 до 0. Размытие функции Ферми тем больше, чем выше температура.

Вычисление различных статистических величин значительно упрощается, если уровень Ферми F лежит в запрещенной зоне энергий и удален от края зоны E_C хотя бы на $2kT$ (в некоторых учебниках пишут $E_C - E > kT$). Тогда в распределении (1.7) единицей в знаменателе можно пренебречь и оно переходит в распределение Максвелла – Больцмана классической статистики. Это случай невырожденного полупроводника:

$$f(E, T) = e^{-\frac{E-F}{kT}}. \quad (1.8)$$

Концентрация электронов в зоне проводимости равна:

$$n = 2 \cdot \int_{E_C}^{\infty} N_C(E) f(E, T) dE. \quad (1.9)$$

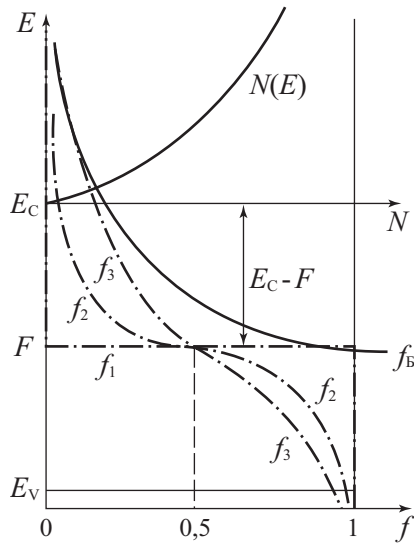


Рис. 1.4. Функция распределения плотности состояний в зоне проводимости $N(E)$, функции Ферми – Дирака f_1 ($T_1 = 0$), f_2 ($T_2 > 0$), f_3 ($T_3 > T_2$) и Больцмана f_b

Отметим, что в качестве верхнего предела в написанном интеграле мы должны были бы взять энергию верхнего края зоны проводимости. Но, так как функция f для энергий $E > F$ экспоненциально быстро убывает с увеличением E , то замена верхнего предела на бесконечность не меняет значения интеграла. Подставляем в (1.9) выражения (1.6) и (1.8). Получим:

$$n = N_C \cdot e^{-\frac{E_C - F}{kT}}, \quad (1.10)$$

где

$$N_C = 2 \cdot \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2}. \quad (1.11)$$

Величина N_C получила название эффективной плотности состояний в зоне проводимости.

В случае невырожденного полупроводника, когда уровень Ферми лежит выше потолка валентной зоны хотя бы на $2kT$, то есть $F - E_C > 2kT$ (в некоторых учебниках пишут $F - E_C > kT$), функция Ферми – Дирака для дырок f_p имеет вид:

$$f_p = e^{-\frac{F - E}{kT}}, \quad (1.12)$$

а концентрация дырок в валентной зоне

$$p = N_V \cdot e^{-\frac{F - E_V}{kT}}, \quad (1.13)$$

где E_V – энергия, соответствующая потолку валентной зоны, а N_V рассчитывается по уравнению (1.11), если вместо m_n взять эффективную массу дырки m_p . Величина N_V – эффективная плотность состояний в валентной зоне.

Отметим, что в (1.9) перед интегралом появился множитель 2, что связано с тем, что на каждом уровне энергии могут находиться два электрона с противоположными спинами (принцип Паули).

Для расчета n и p по уравнениям (1.10) и (1.13) необходимо знать положение уровня Ферми F . Однако произведение концентраций электронов и дырок для невырожденного полупроводника не зависит от уровня Ферми, хотя зависит от температуры:

$$n \cdot p = (n_i)^2 = N_C \cdot N_V \cdot e^{-\frac{E_g}{kT}}. \quad (1.14)$$

Это уравнение используется для расчета p при известном n или, наоборот, для расчета n при известном p . Величина n_i при комнатной и температуре жидкого азота для конкретных полупроводников приводится в справочниках. [82]

1.4. Концентрация электронов и дырок в собственном полупроводнике

Напомним, что полупроводник называется собственным, если в нем отсутствуют донорные и акцепторные примеси. В этом случае электроны появляются в зоне проводимости только за счет теплового заброса из валентной зоны, тогда $n = p$ (рис. 1.5).

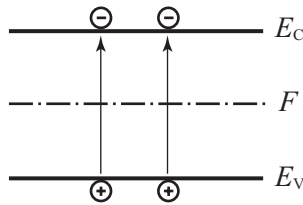


Рис. 1.5. Зонная диаграмма собственного полупроводника, иллюстрирующая процесс генерации свободных носителей заряда

При отсутствии внешних воздействий (освещение, электрическое поле и т.д.) будем обозначать концентрации свободных электронов и дырок с индексом нуль, то есть n_0 и p_0 соответственно. При $n_0 = p_0$ из (1.14) получаем:

$$n_0 = p_0 = n_i = \sqrt{N_C \cdot N_V} \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}}. \quad (1.15)$$

Напомним, что значком n_i принято обозначать концентрацию собственных носителей заряда в зоне проводимости и в валентной зоне. Для расчета

N_C и N_V используется формула (1.11). Как следует из соотношения (1.15), концентрация собственных носителей определяется в основном температурой и шириной запрещенной зоны полупроводника. На рисунке 1.6 представлена зависимость концентрации собственных носителей от температуры для наиболее распространенных полупроводников – кремния, германия, арсенида и фосфида галлия. Видно, что при изменении ширины запрещенной зоны в диапазоне от 0,6 эВ для германия до 2,8 эВ для фосфида галлия, собственная концентрация n_i при комнатной температуре изменяется от значения 10^{13} см^{-3} до 10 см^{-3} .

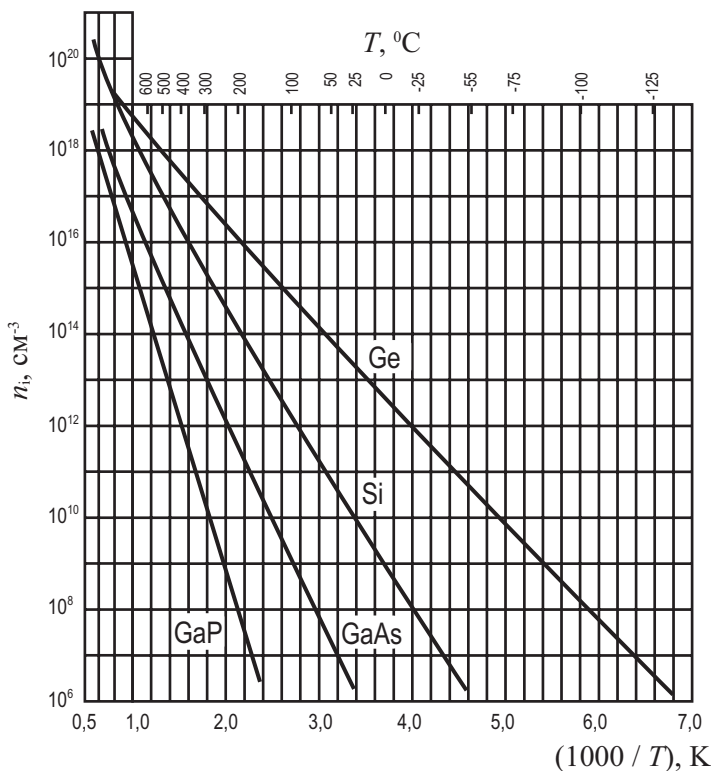


Рис. 1.6. Зависимость концентрации собственных носителей от температуры для наиболее распространенных полупроводников – кремния, германия, арсенида и фосфида галлия [30, 82]

1.5. Концентрация электронов и дырок в примесном полупроводнике

Уравнение (1.14) справедливо только для равновесных носителей заряда, то есть в отсутствие внешних воздействий. В наших обозначениях

$$n_0 \cdot p_0 = (n_i)^2. \quad (1.16)$$

Пусть полупроводник легирован донорами с концентрацией N_D . При комнатной температуре в большинстве полупроводников все доноры ионизованы, так как энергии активации доноров составляют всего несколько сотых электронвольта. Тогда для донорного полупроводника (рис. 1.7)

$$n_0 = N_D. \quad (1.17)$$

Концентрацию дырок в донорном полупроводнике найдем из (1.16):

$$p_0 = \frac{n_i^2}{N_D}. \quad (1.18)$$

На рисунке 1.7 приведена зонная диаграмма полупроводника n -типа, показывающая положение энергетических уровней донорной примеси E_D (на рисунке это изображено в виде квадратиков с плюсами) и схематическое соотношение концентраций основных n_0 и неосновных p_0 носителей (на рисунке изображенных в виде кружков с минусами и плюсами).

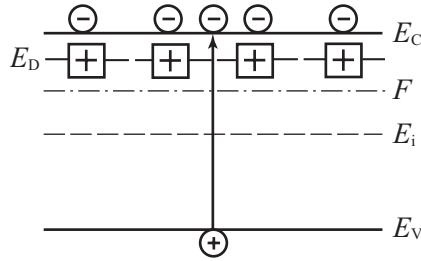


Рис. 1.7. Зонная диаграмма полупроводника n -типа

Соответственно если полупроводник легирован акцепторами с концентрацией N_A , то концентрации основных p_0 и неосновных n_0 носителей будут

$$p_0 = N_A \text{ и } n_0 = \frac{n_i^2}{N_A}. \quad (1.19)$$

На рисунке 1.8 приведена зонная диаграмма полупроводника p -типа, показывающая положение энергетических уровней акцепторной примеси E_A (на рисунке это изображено в виде квадратиков с минусами) и схематическое соотношение концентраций основных p_0 и неосновных n_0 носителей.

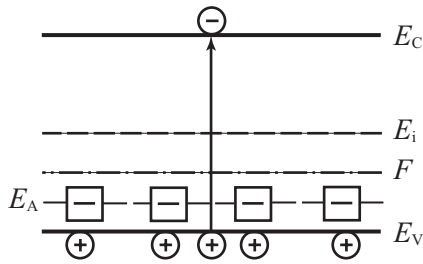


Рис. 1.8. Зонная диаграмма полупроводника p -типа

1.6. Определение положения уровня Ферми

В предыдущих рассуждениях мы считали, что уровень Ферми задан. Посмотрим теперь, как можно найти положение уровня Ферми.

Для собственного полупроводника уравнение электронейтральности приобретает вид $p - n = 0$ или $p = n$. Если ширина запрещенной зоны полупроводника достаточно велика (E_g много больше kT), и если эффективные массы электронов m_n и дырок m_p одного порядка, то уровень Ферми будет достаточно удален от краев зон ($E_C - F > 2kT$ и $F - E_V > 2kT$) и полупроводник будет невырожденным.

Приравняв значения концентраций электронов и дырок из соотношений (1.10) и (1.13), получаем

$$N_C \cdot e^{\frac{F-E_C}{kT}} = N_V \cdot e^{\frac{E_V-F}{kT}}. \quad (1.20)$$

Отсюда вычисляем F . Уравнение (1.20) – это уравнение первого порядка

относительно $e^{\frac{F}{kT}}$. Это дает

$$F = E_i - \frac{1}{2} kT \ln \left(\frac{N_C}{N_V} \right) = E_i - \frac{3}{4} kT \ln \left(\frac{m_n^*}{m_p^*} \right), \quad (1.21)$$

где через $E_i = \frac{1}{2}(E_V + E_C)$ обозначена энергия середины запрещенной зоны.

При выводе правого выражения для F величина (N_C/N_V) была заменена на (m_n^*/m_p^*) с помощью уравнения (1.11).

Для случая $m_n^* = m_p^*$ энергия Ферми в собственном полупроводнике находится посреди запрещенной зоны

$$F = \frac{E_C + E_V}{2}. \quad (1.22)$$

Выражение для значения энергии Ферми зависит от того, какие другие величины заданы. Если известны концентрации носителей заряда n и p в зо-

нах, то значение F можно определить из формул (1.10) и (1.13). Так, для невырожденного полупроводника n -типа имеем:

$$F = E_C - kT \cdot \ln \left(\frac{N_C}{n_0} \right). \quad (1.23)$$

Аналогично для невырожденного полупроводника p -типа

$$F = E_V + kT \cdot \ln \left(\frac{N_V}{p_0} \right). \quad (1.24)$$

Из выражений (1.23 – 1.24) видно, что чем больше концентрация основных носителей, тем ближе уровень Ферми к краю соответствующей зоны. Для донорного полупроводника в случае полной ионизации примеси $n_0 = N_D$. Тогда

$$F = E_C - kT \cdot \ln \left(\frac{N_C}{N_D} \right). \quad (1.25)$$

Для акцепторного полупроводника $p_0 = N_A$ (1.19), тогда

$$F = E_V + kT \cdot \ln \left(\frac{N_V}{N_A} \right). \quad (1.26)$$

1.7. Проводимость полупроводников

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

$$\sigma_n = \mu_n n_0 q; \quad \sigma_p = \mu_p p_0 q, \quad (1.27)$$

где μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок соответственно. Детальный анализ проводимости полупроводников на основе кинетического уравнения Больцмана показывает, что величина подвижности μ определяется следующим соотношением

$$\mu_n = \frac{q \langle \tau \rangle}{m_n^*}, \quad (1.28)$$

где $\langle \tau \rangle$ – усредненное время релаксации.

Для легированных полупроводников концентрация основных носителей всегда существенно больше, чем концентрация неосновных носителей, поэтому проводимость таких полупроводников будет определяться только ком-

понентой проводимости основных носителей. Так, для полупроводника n -типа

$$\sigma = \sigma_n + \sigma_p \approx \sigma_n. \quad (1.29)$$

Величина, обратная удельной проводимости, называется удельным сопротивлением:

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\sigma_n + \sigma_p} \approx \frac{1}{\sigma_n}. \quad (1.30)$$

Здесь ρ – удельное сопротивление, обычно измеряемое в единицах [Ом·см]. Для типичных полупроводников, используемых в производстве интегральных схем, величина удельного сопротивления находится в диапазоне $\rho = (1 \div 10)$ Ом·см.

Подставляя соотношение (1.27) в (1.30), получаем

$$\rho = \frac{1}{\sigma_n} = \frac{1}{q\mu_n n_0} = \frac{1}{q\mu_n N_D},$$

где N_D – концентрация доноров в полупроводнике n -типа в условиях полной ионизации доноров, равная концентрации свободных электронов n_0 .

В отраслевых стандартах для маркировки полупроводниковых пластин обычно используют следующее сокращенное обозначение типа: КЭФ–4,5. В этих обозначениях первые три буквы обозначают название полупроводника, тип проводимости, наименование легирующей примеси. Цифры после букв означают удельное сопротивление, выраженное во внесистемных единицах, – Ом·см. Например, ГДА–0,2 – германий, дырочного типа проводимости, легированный алюминием, с удельным сопротивлением $\rho = 0,2$ Ом·см; КЭФ–4,5 – кремний, электронного типа проводимости, легированный фосфором, с удельным сопротивлением $\rho = 4,5$ Ом·см [38, 39].

1.8. Токи в полупроводниках

Как уже отмечалось выше, проводимость, а следовательно, и ток в полупроводниках обусловлены двумя типами свободных носителей. Кроме этого, также есть две причины, обуславливающие появление электрического тока, – наличие электрического поля и наличие градиента концентрации свободных носителей. С учетом сказанного плотность тока в полупроводниках в общем случае будет суммой четырех компонент:

$$j = j_p + j_n = j_{pE} + j_{pD} + j_{nE} + j_{nD}, \quad (1.31)$$

где j – плотность тока, j_p – дырочная компонента, j_n – электронная компонента, j_{nE} – дрейфовая компонента электронного тока, j_{nD} – диффузионная компонента электронного тока, j_{pE} – дрейфовая компонента дырочного тока, j_{pD} – диффузионная компонента дырочного тока.

Выражение для каждой из компонент тока дается следующими соотношениями:

$$j_{nE} = q\mu_n nE = \sigma_n E; \quad (1.32)$$

$$j_{pE} = q\mu_p pE = \sigma_p E; \quad (1.33)$$

$$j_{nD} = qD_n \frac{dn}{dx}; \quad (1.34)$$

$$j_{pD} = -qD_p \frac{dp}{dx}, \quad (1.35)$$

где D_n – коэффициент диффузии электронов, связанный с подвижностью электронов μ_n соотношением $D_n = \frac{kT}{q} \mu_n$ [35 – 40]. Аналогичные соотношения существуют для коэффициентов диффузии дырок D_p и подвижности дырок μ_p .

1.9. Неравновесные носители

Образование свободных носителей заряда в полупроводниках связано с переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости. Для осуществления такого перехода электрон должен получить энергию, достаточную для преодоления запрещенной зоны. Эту энергию электрон получает от ионов решетки, совершающих тепловые колебания. Таким образом, преодоление запрещенной зоны электроном происходит обычно за счет тепловой энергии решетки. Концентрация носителей заряда, вызванная термическим возбуждением в состоянии теплового равновесия, называется *равновесной*.

Однако, помимо теплового возбуждения появление свободных носителей заряда может быть связано с другими причинами, например, в результате облучения фотонами или частицами большой энергии, ударной ионизации, введения носителей заряда в полупроводник из другого тела (инжекция) и др. Возникшие таким образом избыточные носители заряда называются *неравновесными*. Процесс введения неравновесных носителей заряда называют *инжекцией*. Таким образом, полная концентрация носителей заряда равна:

$$n = n_0 + \Delta n; \quad (1.36)$$

$$p = p_0 + \Delta p, \quad (1.37)$$

где n_0 и p_0 – равновесная концентрация, а Δn и Δp – неравновесная концентрация электронов и дырок. Если возбуждение избыточных электронов производилось из валентной зоны, а полупроводник однородный и не содержит объемного заряда, то концентрация избыточных электронов равна концентрации избыточных дырок:

$$\Delta n = \Delta p. \quad (1.38)$$

После прекращения действия механизма, вызвавшего появление неравновесной концентрации носителей, происходит постепенное возвращение к равновесному состоянию. Процесс установления равновесия заключается в том, что каждый избыточный электрон при встрече с вакантным местом (дыркой) занимает его, в результате чего пара неравновесных носителей исчезает. Явление исчезновения пары носителей получило название **рекомбинации**. В свою очередь возбуждение электрона из валентной зоны или примесного уровня, сопровождающееся появлением дырки, называется **генерацией** носителей заряда.

На рисунке 1.9 G – это темп генерации, а R – темп рекомбинации свободных носителей заряда в собственном полупроводнике.

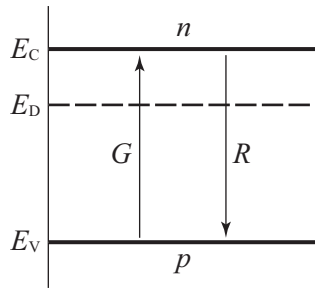


Рис. 1.9. Генерация и рекомбинация свободных электронов и дырок в полупроводниках

Скорость (темп) рекомбинации R пропорциональна концентрации свободных носителей заряда:

$$R = \gamma \cdot n \cdot p, \quad (1.39)$$

где γ – коэффициент рекомбинации. При отсутствии освещения (в темноте) $G = G_0$ и $R = R_0 = \gamma \cdot n_0 \cdot p_0$, величины n_0 и p_0 иногда называют темновыми концентрациями свободных электронов и дырок соответственно. Из формул (1.39) и (1.14) получим:

$$R_0 = \gamma \cdot N_C N_V \cdot e^{-\frac{E_g}{kT}}, \quad (1.40)$$

где $E_g = E_C - E_V$ – ширина запрещенной зоны. Таким образом, R_0 будет больше в узкозонных полупроводниках и при высоких температурах.

Если в полупроводнике нет электрического тока и объемных зарядов, то изменение во времени неравновесных концентраций электронов и дырок в зонах определяется уравнениями:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt} = G - R. \quad (1.41)$$

Скорости (темпы) генерации и рекомбинации имеют две составляющие:

$$G = \Delta G + G_0, \quad R = \Delta R + R_0, \quad (1.42)$$

где ΔG , ΔR – темпы генерации и рекомбинации только неравновесных электронов, то есть ΔG – это темп генерации электронов и дырок за счет освещения полупроводника, $R_0 = \gamma \cdot n_0 \cdot p_0$ и $\Delta R = \gamma \cdot \Delta n \cdot \Delta p$. Используя равенство (1.36), (1.37) и (1.39), уравнение (1.41) можно свести к следующему:

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = -\gamma(n_0 + p_0 + \Delta n)\Delta n. \quad (1.43)$$

Рассмотрим процесс рекомбинации неравновесных носителей заряда (то есть при выключении освещения в момент времени $t = 0$). Общее решение уравнения (1.43) довольно сложное. Поэтому рассмотрим два частных случая.

В собственном полупроводнике при сильном освещении $\Delta n \gg n_0 + p_0$. Из (1.43) получим:

$$\Delta p = \Delta n = \frac{(\Delta n)_0}{1 - \gamma(\Delta n)_0 t}, \quad (1.44)$$

где Δn_0 – начальная концентрация неравновесных носителей заряда. Спад концентрации происходит по гиперболическому закону.

В донорном полупроводнике в случае полной ионизации доноров $n_0 = N_D$, $p_0 \ll n_0$. Будем также считать, что концентрация неравновесных носителей существенно меньше концентрации основных носителей $\Delta n \ll n_0$. Это условие часто называют критерием низкого уровня инжекции. Отметим, что при условии низкого уровня инжекции проводимость, а следовательно, и удельное сопротивление полупроводника не меняются как следует из уравнений (1.29) и (1.30).

С учетом критерия низкого уровня инжекции уравнение (1.43) сводится к виду:

$$\frac{d\Delta n}{dt} = -\gamma n_0 \Delta n = -\frac{\Delta n}{\tau_n}, \quad (1.45)$$

где τ_n , называемое временем жизни неосновных носителей, имеет следующее значение:

$$\tau_n = \frac{1}{\gamma n_0} = \frac{1}{\gamma N_D}. \quad (1.46)$$

Уравнение (1.45) легко решается:

$$\Delta n = (\Delta n)_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau_n}}. \quad (1.47)$$

Величина τ_n имеет смысл среднего времени жизни неравновесных электронов в зоне проводимости. Полученные решения иллюстрируются на рисунке 1.10. Из (1.47) видно, что процесс рекомбинации описывается экспоненциальной зависимостью от времени, причем среднее время жизни представляет собой такой отрезок времени, за который концентрация избыточных носителей изменяется в «e» раз.

В заключение отметим, что неравновесные носители заряда появляются только в том случае, если энергия фотонов при освещении полупроводника превышает ширину запрещенной зоны ($h\nu > E_g$).

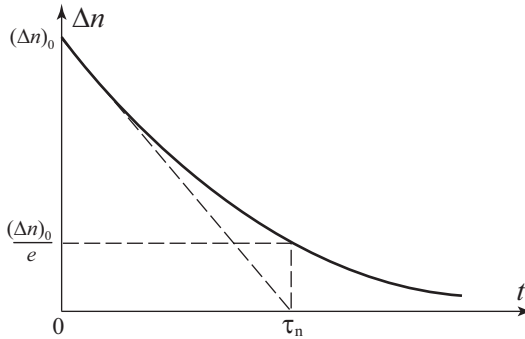


Рис. 1.10. Спад неравновесной концентрации электронов во времени в донорном полупроводнике

1.10. Уравнение непрерывности

Динамика изменения неравновесных носителей по времени при наличии генерации и рекомбинации в полупроводнике, а также при протекании электрического тока определяется уравнением непрерывности. Для полупроводника n -типа уравнение непрерывности будет описывать динамику изменения концентрации дырок p_n :

$$\frac{dp_n}{dt} = -\frac{1}{q} \operatorname{div}(J_p) + G_p - R_p, \quad (1.48)$$

где J_p – плотность дырочного тока, включающая дрейфовую и диффузионную компоненты, G_p – темп генерации неравновесных носителей, а R_p – темп рекомбинации.

Уравнение непрерывности – это уравнение сохранения числа частиц в единице объема. Это уравнение показывает, как и по каким причинам изменяется концентрация неравновесных дырок со временем. Во-первых, концентрация дырок может изменяться из-за дивергенции потока дырок, что учитывает первое слагаемое в правой части уравнения. Во-вторых, концентрация дырок может изменяться из-за генерации (ударная ионизация, ионизация под действием света и т. д.). В-третьих, концентрация дырок может изменяться из-за их рекомбинации, что учитывает третье слагаемое [10, 35, 44].

Если левая часть уравнения (1.48) отлична от нуля, то уравнение непрерывности описывает динамические, зависящие от времени концентрации не-

равновесных носителей $p_n(x, t)$. Затем это выражение используется для анализа частотных и переходных характеристик полупроводниковых приборов.

Если левая часть уравнения (1.48) равна нулю, то уравнение непрерывности описывает стационарные значения концентрации неравновесных носителей $p_n(x)$. Это выражение используется для расчета статических вольт-амперных характеристик приборов. В стационарном состоянии (при отсутствии генерации) уравнение непрерывности переходит в обычное диффузионное уравнение.

С учетом отмеченных выше допущений уравнение непрерывности имеет вид:

$$\frac{d^2 p_n}{dx^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{L_p^2} = 0, \quad (1.49)$$

где L_p – диффузионная длина.

Введем следующие граничные условия:

при $x = 0$, $p_n = p_n(x = 0)$; при $x \rightarrow \infty$, $p_n = p_{n0}$.

Решение дифференциального уравнения с граничными условиями имеет вид:

$$p_n - p_{n0} = p_n(x=0) e^{-\frac{x}{L_p}}. \quad (1.50)$$

Из соотношения (1.50) следует, что диффузионная длина L_p есть среднее расстояние, на которое неравновесные носители распространяются от области возмущения (инъекции). Соотношение, связывающее коэффициент диффузии D_p , длину диффузии L_p и время жизни τ_p неравновесных носителей имеет следующий вид

$$D_p \tau_p = L_p^2. \quad (1.51)$$

Контрольные вопросы

- 1.1. Что такое основные и неосновные носители? Как они обозначаются в полупроводнике n -типа?
- 1.2. Чем отличается распределение Ферми – Дирака от распределения Максвелла – Больцмана?
- 1.3. Что такое собственная концентрация?
- 1.4. Запишите формулы для диффузионных составляющих токов.
- 1.5. Какое состояние носителей заряда называется неравновесным?
- 1.6. Каковы основные механизмы рекомбинации носителей заряда в полупроводниках?
- 1.7. Запишите уравнение непрерывности в общем виде и поясните смысл входящих в него членов.
- 1.8. Как связаны диффузионная длина и время жизни неосновных носителей?

Задачи

1.1. Найти, чему равна собственная концентрация свободных носителей заряда в кремнии Si, германии Ge, арсениде галлия GaAs и антимониде индия InSb при комнатной температуре $T = 300\text{ К}$ и температуре жидкого азота $T = 77\text{ К}$.

1.2. Кремний Si и арсенид галлия GaAs легированы донорной примесью до концентрации $N_D = 10^{17}\text{ см}^{-3}$. Считая примесь полностью ионизованной, найти концентрацию основных и неосновных носителей заряда при температуре $T = 300\text{ К}$.

1.3. Рассчитать объемное положение уровня Ферми φ_0 относительно середины запрещенной зоны в собственных полупроводниках – кремнии Si, и антимониде индия InSb при температурах $T_1 = 300\text{ К}$ и $T_2 = 77\text{ К}$ (с учетом различных значений эффективных масс электронов и дырок).

1.4. Найти объемное положение уровня Ферми φ_0 в германии Ge марки ГДА–10 при температуре $T = 300\text{ К}$.

1.5. Рассчитать объемное положение уровня Ферми φ_0 относительно середины запрещенной зоны в электронном и дырочном антимониде индия InSb при азотной температуре $T = 77\text{ К}$ и концентрации легирующей примеси $N_{D,A} = 10^{15}\text{ см}^{-3}$.

1.6. Рассчитать положение уровня Ферми φ_0 в приближении полностью ионизованной примеси в кремнии марки КЭФ–4.5 при температурах $T_1 = 300\text{ К}$ и $T_2 = 77\text{ К}$.

1.7. Найти удельное сопротивление ρ электронного и дырочного кремния Si с легирующей примесью $N_{D,A} = 10^{16}\text{ см}^{-3}$ при комнатной температуре.

1.8. Рассчитать собственное удельное сопротивление ρ_i монокристаллов кремния Si, германия Ge, арсенида галлия GaAs и антимонида индия InSb при комнатной температуре.

1.9. Найти концентрацию легирующей акцепторной примеси для кремния Si и германия Ge, при которой наступает вырождение концентрации свободных носителей заряда при комнатной температуре $T = 300\text{ К}$.

1.10. Найти, как изменится объемное положение уровня Ферми φ_0 в электронном арсениде галлия GaAs с $\rho = 1\text{ Ом}\cdot\text{см}$ при изменении температуры от $T = 300\text{ К}$ до $T = 77\text{ К}$.

1.11. Полупроводники кремний Si, германий Ge, арсенид галлия GaAs и антимонид индия InSb легированы донорной примесью до концентрации $N_D = 10^{15}\text{ см}^{-3}$. Найти граничную температуру $T_{\text{Гр}}$, при которой собственная концентрация носителей заряда n_i еще ниже концентрации основных носителей заряда n_0 .

1.12. Качественно представить на графике зависимость концентрации электронов в частично компенсированном полупроводнике ($N_D > N_A$) $\ln n$ от $1/T$. Оценить границы области температур, в которых $n \approx N_D - N_A$ для кремния, легированного мышьяком $E_D = E_C - 0,05\text{ эВ}$.

1.13. В образце p -Si, находящемся при $T = 300$ К, распределение примеси

вдоль оси x : $N_A(x) = N \cdot e^{-\frac{x}{x_0}}$, где $x_0 = 0,5$ мкм. Считая $p(x) = N_A(x)$, вычислить напряженность внутреннего электрического поля E_i и плотности диффузионного и дрейфового токов дырок в зависимости от N . Считать $D_p = 10$ см²·с⁻¹ и $\mu_p = 400$ см²·В⁻¹·с⁻¹.

1.14. Образец n -Si с удельным сопротивлением $0,6$ Ом·см содержит $N_t = 10^{15}$ см⁻³ центров генерации–рекомбинации, расположенных на уровне Ферми для материала с собственной проводимостью. Сечения захвата носителей заряда $\sigma_t = 10^{-15}$ см², тепловая скорость $v_t = 10^7$ см·с⁻¹.

1) Вычислить скорость генерации, если область обеднена подвижными носителями заряда;

2) Вычислить скорость генерации в области, где только концентрация неосновных носителей заряда снижена по сравнению с равновесным значением.

1.15. Свет падает на образец кремния, легированный донорами с концентрацией $N_D = 10^{16}$ см⁻³. При этом генерируется 10^{21} см⁻³·с⁻¹ электронно-дырочных пар. Генерация происходит равномерно по образцу. Имеется 10^{15} см⁻³ центров генерации-рекомбинации с энергией $E_t = E_i$, поперечные сечения захвата электронов и дырок равны 10^{-14} см². Рассчитать:

1) установившиеся концентрации электронов и дырок после включения света,

2) время релаксации системы после выключения света τ_p и время жизни τ_0 .

1.16. Образец арсенида галлия GaAs подвергается внешнему воздействию, в результате которого генерируется 10^{20} см⁻³·с⁻¹ электронно-дырочных пар. Уровень легирования $N_D = 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³, время жизни $\tau_0 = 5 \cdot 10^{-8}$ с, $T = 300$ К. Вычислить: 1) коэффициент рекомбинации; 2) избыточную концентрацию неосновных носителей заряда.

1.17. Концентрация электронов в однородном слаболегированном n -Si при комнатной температуре линейно спадает от 10^{17} см⁻³ при $x = 0$ до $6 \cdot 10^{16}$ см⁻³ при $x = 2$ мкм и все время поддерживается постоянной. Найти плотность тока электронов при отсутствии электрического поля. Подвижность при данном уровне легирования считать $\mu = 1000$ см²·В⁻¹·с⁻¹.

1.18. Вычислить относительное изменение проводимости $\Delta\sigma/\sigma_0$ при стационарном освещении с интенсивностью $I = 5 \cdot 10^{15}$ см⁻²·с⁻¹ в германии. Коэффициент поглощения $\gamma = 100$ см⁻¹, толщина образца много меньше γ^{-1} . Рекомбинация происходит на простых дефектах, время жизни $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-4}$ с, равновесная концентрация электронов $n_0 = 10^{15}$ см⁻³.

Глава 2. Барьеры Шоттки, p - n переходы и гетеропереходы

2.1. Ток термоэлектронной эмиссии

Рассчитаем ток эмиссии электронов с поверхности полупроводника в условиях термодинамического равновесия. Все свободные электроны в полупроводнике находятся в потенциальной яме. Функция распределения этих электронов по степеням свободы описывается болцмановской статистикой:

$$f_0(E, T) = e^{-\frac{E-F}{kT}}.$$

Из этого выражения следует, что если энергия электрона E существенно больше, чем энергия Ферми F , то всегда будет определенное число электронов с этой энергией. Следовательно, существует отличная от нуля вероятность f , что в условиях термодинамического равновесия часть электронов в полупроводнике будет обладать энергией $E > 0$, то есть они могут покидать поверхность полупроводника. Ток, обусловленный этими электронами, называется током термоэлектронной эмиссии. Таким образом, ток термоэлектронной эмиссии – это ток, обусловленный горячими равновесными электронами вследствие распределения энергии по степеням свободы.

Рассчитаем величину этого тока исходя из первых принципов квантовой статистики. Выберем элемент объема dp в фазовом пространстве квазиимпульсов p_x, p_y, p_z . Согласно принципу Паули, минимальный объем, который может занимать одна частица в фазовом пространстве координат и квазиимпульсов: $(\Delta p_x \cdot \Delta x)(\Delta p_y \cdot \Delta y)(\Delta p_z \cdot \Delta z) \geq h^3$. В случае единичного координатного объема $\Delta x \Delta y \Delta z = 1$ это условие трансформируется: $(\Delta p_x \cdot \Delta p_y \cdot \Delta p_z) \geq h^3$. Тогда число состояний dz для электронов в единице объема и фазовом пространстве объемом $dp = dp_x \cdot dp_y \cdot dp_z$ в соответствии с принципом Паули равно:

$$dz = 2 \frac{dp_x \cdot dp_y \cdot dp_z}{h^3} = \frac{2(m^*)^3}{h^3} dv_x \cdot dv_y \cdot dv_z. \quad (2.1)$$

Чтобы узнать число электронов dn , нужно число состояний dz умножить на вероятность их заполнения $f(E, T)$:

$$dn = f(E, T) dz. \quad (2.2)$$

Функция распределения электронов по состояниям для электронов и дырок – в общем случае функция Ферми – Дирака. Однако поскольку рассматриваются электроны с большой энергией, способные покинуть поверхность полупроводника ($E - F \gg kT$), то функция распределения с высокой степенью вероятности будет болцмановской:

$$f_0(E, T) = \frac{1}{e^{\frac{E-F}{kT}} - 1} \approx e^{-\frac{E-F}{kT}}. \quad (2.3)$$

Поток электронов, то есть количество электронов, за единицу времени ушедших с поверхности полупроводника в вакуум из фазового объема $d\tau$, равно их числу в элементе объема с площадью $S = 1$ и длиной $l = v_x$:

$$dN = v_x dn. \quad (2.4)$$

Плотность тока J за счет этого будет равна:

$$J = q \int dN = q \int v_x dn = q \iiint e^{-\frac{E-F}{kT}} v_x \frac{2(m^*)^3}{h^3} dv_x dv_y dv_z. \quad (2.5)$$

Для того, чтобы сосчитать плотность тока в соотношении (2.5), проведем некоторое преобразование. Выразим полную энергию электрона E (потенциальную и кинетическую) через его скорость v :

$$E = E_C + \frac{m^* v^2}{2} = E_C + \frac{m}{2} (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2). \quad (2.6)$$

Тогда для плотности тока J получаем:

$$J = \frac{2q(m^*)^3}{h^3} e^{\frac{F-E_C}{kT}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{m^* v_y^2}{2kT}} dv_y \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{m^* v_z^2}{2kT}} dv_z \int_{v_{x,\min}}^{\infty} v_x e^{-\frac{m^* v_x^2}{2kT}} dv_x. \quad (2.7)$$

В соотношении (2.7) первый и второй интегралы выражаются через интеграл Пуассона $\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\xi^2} d\xi = \sqrt{\pi}$, следовательно,

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{m^* v_y^2}{2kT}} dv_y = \sqrt{\frac{2\pi kT}{m^*}}. \quad (2.8)$$

Последний интеграл в уравнении (2.7) непосредственно считается. Получаем:

$$\int_{v_{x,\min}}^{\infty} v_x e^{-\frac{m^* v_x^2}{2kT}} dv_x = \frac{kT}{m^*} e^{-\frac{m^* v_{x,\min}^2}{2kT}} = \frac{kT}{m^*} e^{\frac{E_C}{kT}}. \quad (2.9)$$

Подставляя (2.8) и (2.9) в (2.7), получим выражение для тока термоэлектронной эмиссии:

$$j_x = \frac{4\pi e m^* k^2 T^2}{h^3} e^{-\frac{F-E_C+E_C}{kT}} = AT^2 e^{\frac{F}{kT}}. \quad (2.10)$$

Формула (2.10) называется формулой Ричардсона для тока термоэлектронной эмиссии из полупроводника в вакуум. $A = \frac{4\pi e m^* k^2}{h^3}$; A – постоянная Ричардсона.

Численное значение постоянной Ричардсона составляет

$$A = 120 \frac{m}{m^*}, \left[\frac{A}{\text{см}^2 \cdot \text{град}^2} \right].$$

Поскольку энергия Ферми отрицательна $F < 0$, то расстояние до уровня Ферми F , отсчитанное от уровня вакуума $E = 0$, будет положительным. Обозначим его Φ и назовем термодинамической работой выхода:

$$\Phi = -F. \quad (2.11)$$

Таким образом, термодинамическая работа выхода – это энергия Ферми с обратным знаком.

С учетом сказанного выражение для тока термоэлектронной эмиссии:

$$j_x = j_t = AT^2 e^{-\frac{\Phi}{kT}}. \quad (2.12)$$

Таким образом, из соотношения (2.12) следует, что ток термоэлектронной эмиссии j_t с поверхности полупроводника определяется только термодинамической работой выхода Φ и температурой T .

Для того, чтобы экспериментально регистрировать ток термоэлектронной эмиссии j_t , необходимо обеспечить уход эмитированных электронов от поверхности для того, чтобы вблизи поверхности полупроводника не накапливался объемный заряд.

Оценим значение тока термоэлектронной эмиссии. Выберем характерные величины параметров, учитывая, что ток экспоненциально сильно зависит от температуры T :

$$\Phi = 2,5 \text{ эВ}, T_1 = 300 \text{ К}, T_2 = 1500 \text{ К}, kT_1 = 0,025 \text{ эВ}, kT_2 = 0,125 \text{ эВ}.$$

Значения тока, рассчитанные по соотношению (2.12), будут следующими:

$$j_{t1} = 10^{-36} \text{ А/см}^2, j_{t2} = 0,8 \text{ А/см}^2.$$

Видно, что изменение температуры в 5 раз вызвало экспоненциально сильно зависящее от температуры T изменение тока термоэлектронной эмиссии на 36 порядков.

2.2. Термодинамическая работа выхода в полупроводниках p - и n -типов

Рассмотрим зонную диаграмму полупроводников p - и n -типов.

На рисунке 2.1 использованы следующие обозначения: χ – электронное сродство, E_g – ширина запрещенной зоны, φ_{0n} – объемное положение уровня

Ферми в полупроводнике n -типа, φ_{0p} – объемное положение уровня Ферми в полупроводнике p -типа.

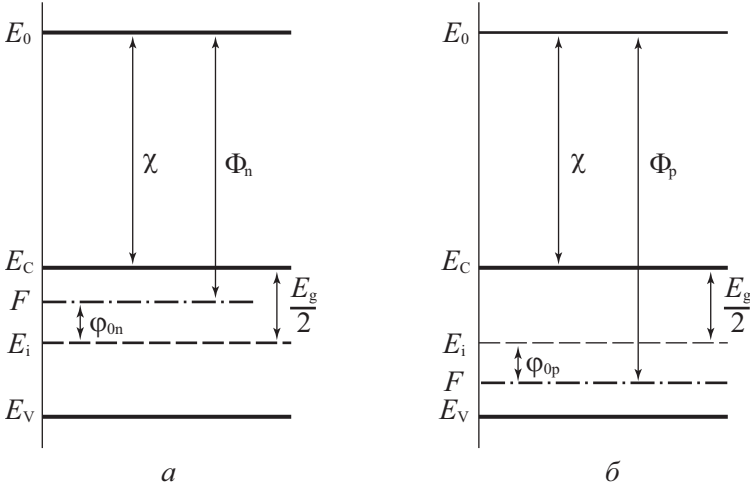


Рис. 2.1. Зонная диаграмма полупроводников:

а) n -типа; б) p -типа

Согласно определению термодинамической работы выхода $\Phi = -F$, получаем следующее выражение для термодинамической работы выхода в полупроводниках n -типа Φ_n и p -типа Φ_p :

$$\Phi_n = -F = \chi + \left(\frac{E_g}{2} - \varphi_{0n} \right), \quad (2.13)$$

$$\Phi_p = -F = \chi + \left(\frac{E_g}{2} + \varphi_{0p} \right). \quad (2.14)$$

(При рассмотрении предполагается, что уровень Ферми в собственном полупроводнике находится посередине запрещенной зоны, или $m_p^* = m_n^*$. В противном случае в соотношениях (2.13), (2.14) появится слагаемое $\frac{kT}{2 \cdot \ln \frac{N_c}{N_v}}$ со

знаком минус для полупроводников n -типа и со знаком плюс для полупроводников p -типа.)

Из соотношений (2.13) и (2.14) следует, что термодинамическая работа выхода из полупроводника p -типа всегда будет больше, чем из полупроводника n -типа, а следовательно, ток термоэлектронной эмиссии с полупроводника n -типа будет больше, чем с полупроводника p -типа.

2.3. Эффект поля

Рассмотрим зонную диаграмму приповерхностной области полупроводников в равновесных условиях. Рассмотрим, как будет меняться концентрация свободных носителей в приповерхностной области полупроводника, когда вблизи этой поверхности создается электрическое поле. Для примера будем считать, что электрическое поле создается заряженной металлической плоскостью с поверхностной плотностью зарядов σ . Поскольку силовые линии электрического поля должны быть замкнуты, то на поверхности полупроводника возникает равный по величине, но противоположный по знаку электрический заряд. В зависимости от знака заряда на металлической плоскости (положительной или отрицательной) экранирующий это поле заряд в приповерхностной области полупроводника также будет различных знаков. На рисунке 2.2 приведены ситуации положительно и отрицательно заряженной плоскости.

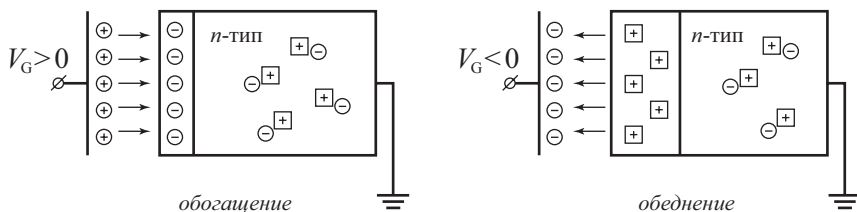


Рис. 2.2. Изменение концентрации свободных носителей в приповерхностной области полупроводника n -типа при наличии вблизи поверхности заряженной металлической плоскости

Случай, когда в приповерхностной области возрастает концентрация свободных носителей, носит название **обогащение**, а когда в приповерхностной области уменьшается концентрация свободных носителей – **обеднение**.

Если концентрация доноров в объеме полупроводника $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, то среднее расстояние между свободными электронами (и ионизованными донорами) в квазинейтральном объеме полупроводника будет равно $a = N_D^{-1/3} = 10^{-5} \text{ см} = 1000 \text{ \AA}$. При поверхностной плотности заряда $\sigma = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ толщина слоя пространственного заряда ионизованных доноров будет равна $10^{12} / 10^{15} = 10^{-3} \text{ см}$, или 10 микрон. Отсюда следует, что электрическое поле в полупроводник может проникать на значительные расстояния [10, 30].

Изменение концентрации свободных носителей в приповерхностной области полупроводника под действием внешнего электрического поля получило название **эффекта поля** [30, 39, 45].

При наличии внешнего поля приповерхностная область в полупроводнике не будет электронейтральной. Заряд, возникший в этой области, обычно называется пространственным зарядом, а сама область – **областью пространственного заряда** (ОПЗ). Наличие электрического поля $E(z)$ в ОПЗ ме-

няет величину потенциальной энергии электрона. Если поле направлено от поверхности вглубь полупроводника, то электроны в этом случае будут иметь минимальную энергию у поверхности, что соответствует наличию потенциальной ямы для электронов там же.

Изменение потенциальной энергии электронов:

$$\Delta U = U(x) - U(\infty) = \int_{\infty}^x E(x) dx, \quad (2.15)$$

где $U(\infty)$ – потенциальная энергия электронов в квазинейтральном объеме полупроводника. Поскольку на дне зоны проводимости кинетическая энергия

электронов равна нулю ($k = 0$, $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} = 0$), то изменение потенциальной

энергии по координате должно точно так же изменить энергетическое положение дна зоны проводимости E_C (а соответственно и вершины валентной зоны E_V). На зонных диаграммах это выражается в изгибе энергетических зон.

Величина разности потенциалов между квазинейтральным объемом и произвольной точкой ОПЗ получила название *электростатического потенциала*:

$$\psi = \frac{1}{q} \int_x^{\infty} E(x) dx. \quad (2.16)$$

Значение электростатического потенциала на поверхности полупроводника называется *поверхностным потенциалом* и обозначается символом ψ_s .

Знак поверхностного потенциала ψ_s соответствует знаку заряда на металлическом электроде, вызывающего изгиб энергетических зон.

При $\psi_s > 0$ зоны изогнуты вниз, при $\psi_s < 0$ зоны изогнуты вверх (рис. 2.3).

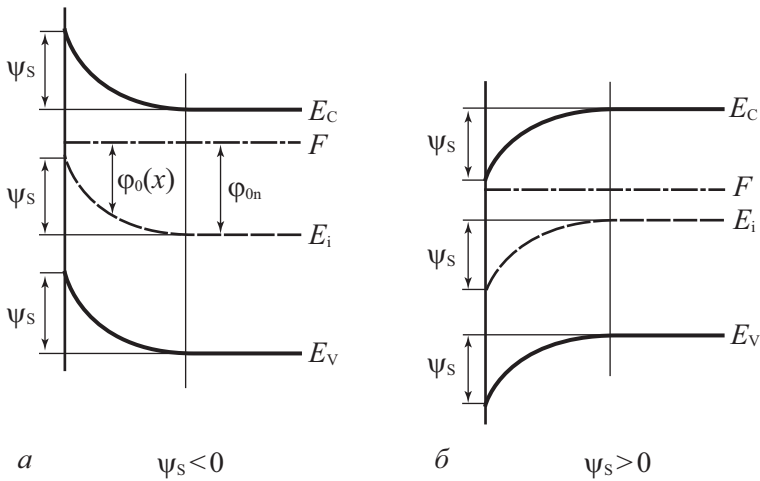


Рис. 2.3. Энергетические зоны на поверхности полупроводника n -типа:

a) в случае обеднения; b) в случае обогащения

2.4. Концентрация электронов и дырок в области пространственного заряда

Рассчитаем, как меняется концентрация электронов и дырок в области пространственного заряда. Для определенности рассмотрим полупроводник n -типа. В условиях термодинамического равновесия концентрация основных n_{n0} и неосновных p_{n0} носителей выражается следующим образом:

$$n_{n0} = N_C \cdot e^{\frac{-(E_C - F)}{kT}} = N_C \cdot e^{\frac{-(E_C - F + q\varphi_{0n} - q\varphi_{0n})}{kT}} = N_C \cdot e^{\frac{-(E_C - F + q\varphi_{0n})}{kT}} e^{\frac{q\varphi_{0n}}{kT}} = n_i \cdot e^{\frac{q\varphi_{0n}}{kT}}, \quad (2.17)$$

поскольку $E_C - F + q\varphi_{0n} = E_g/2$.

Обозначим $\frac{q}{kT} = \beta$, тогда

$$n_{n0} = n_i \cdot e^{\beta\varphi_{0n}}. \quad (2.18)$$

Для области пространственного заряда объемное положение уровня Ферми относительно середины запрещенной зоны $\varphi(x)$ меняется от точки к точке: $\varphi(x) = \varphi_{0n} + \psi(x)$, как и концентрация основных $n_{n0}(x)$ и неосновных $p_{n0}(x)$ носителей. В предыдущем выражении для $\varphi(x)$, как видно из рисунка 2.3а, используются модули значений объемного положения уровня Ферми φ_{0n} .

С учетом зависимости $\varphi(x) = \varphi_{0n} + \psi(x)$ выражения для концентраций будут:

$$n_{n0}(x) = n_i \cdot e^{\beta\varphi(x)}, \quad (2.19)$$

Учитывая (2.18), получим для координатной зависимости основных носителей для полупроводника n -типа:

$$n_{n0}(x) = n_i \cdot e^{\beta\varphi(z)} = n_i \cdot e^{\beta(\varphi_{n0} + \psi(x))} = n_{n0} \cdot e^{\beta\psi(x)}, \quad (2.20)$$

Для координатной зависимости в области пространственного заряда концентрации неосновных носителей получаем

$$p_{n0}(x) = p_i \cdot e^{-\beta\varphi(z)} = p_i \cdot e^{-\beta(\varphi_{n0} + \psi(x))} = n_{n0} \cdot e^{-\beta(\psi(x) + 2\varphi_{n0})}. \quad (2.21)$$

Величины n_s и p_s – концентрации электронов и дырок на поверхности – носят названия **поверхностных концентраций** и в равновесном случае определяются через значения концентраций основных носителей в квазинейтральном объеме n_{n0} и поверхностный потенциал следующим образом:

$$n_s = n_{n0} \cdot e^{\beta\psi_s}; \quad p_s = n_{n0} \cdot e^{-\beta(\psi_s + 2\varphi_0)}. \quad (2.22)$$

В выражениях (2.20 – 2.22) используется поверхностный потенциал с учетом знака.

2.5. Дебаевская длина экранирования

Количественной характеристикой эффекта поля, характеризующей глубину проникновения поля в полупроводник, является дебаевская длина экранирования. Рассмотрим случай, когда полупроводник внесен во внешнее слабое поле. **Критерий слабого поля** заключается в том, что возмущение потенциальной энергии невелико по сравнению с тепловой энергией, то есть величина поверхностного потенциала ψ_s будет меньше kT/q . Воспользуемся для нахождения распределения электростатического потенциала ψ_s в ОПЗ уравнением Пуассона, при этом будем считать, что ось z направлена перпендикулярно поверхности полупроводника:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\varepsilon_s \varepsilon_0}, \quad (2.23)$$

где $\rho(z)$ – плотность заряда в ОПЗ,

ε_s – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Заряд в ОПЗ состоит из заряда ионизованных доноров и заряда свободных электронов:

$$\rho(z) = q[N_D^+ - n(z)]. \quad (2.24)$$

Величина $N_D^+ = n_0$, а $n(z)$ описывается соотношением (2.19). Поскольку в нашем случае $\beta\psi_s \ll 1$, то

$$n(z) = n_0 e^{\beta\psi} = n_0 \left(1 + \beta\psi + \frac{(\beta\psi)^2}{2} + \dots \right) = n_0 (1 + \beta\psi). \quad (2.25)$$

Тогда плотность объемного заряда

$$\rho(z) = q \left[n_0 - n_0 (1 + \beta\psi) \right] = -qn_0\beta\psi. \quad (2.26)$$

Подставляя значение $\rho(z)$ из (2.26) в (2.23), получаем:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} = \frac{q^2 n_0}{kT\epsilon_s \epsilon_0} \psi. \quad (2.27)$$

Введем характерную величину

$$L_D = \sqrt{\frac{kT\epsilon_s \epsilon_0}{q^2 n_0}} = \sqrt{\frac{\epsilon_s \epsilon_0}{qN_D} \frac{kT}{q}} \quad (2.28)$$

и назовем ее *дебаевской длиной экранирования*.

Тогда уравнение (2.27) придет к виду:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} - \frac{\psi}{L_D^2} = 0. \quad (2.29)$$

Решение дифференциального уравнения (2.29) имеет вид:

$$\psi(z) = C_1 e^{z/L_D} + C_2 e^{-z/L_D}. \quad (2.30)$$

Используем граничные условия:

при $z \rightarrow \infty$, $\psi(z) \rightarrow 0$ получаем $C_1 = 0$,

при $z = 0$, $\psi(z) = \psi_s$ получаем $C_2 = \psi_s$.

Таким образом, при малом возмущении электростатический потенциал, а следовательно, и электрическое поле спадают по экспоненциальному закону вглубь полупроводника:

$$\psi(z) = \psi_s e^{-\frac{z}{L_D}}; \quad E(z) = E_s e^{-\frac{z}{L_D}}. \quad (2.31)$$

Известно, что если произвольная величина $f(z)$ описывается законом

$$f(z) = f_0 e^{-\frac{z}{z_0}}, \quad (2.32)$$

то среднее значение z , определяющее центр тяжести функции $f(z)$, равно:

$$\langle z \rangle = \frac{\int_0^{\infty} z f(z) dz}{\int_0^{\infty} f(z) dz} = z_0. \quad (2.33)$$

Таким образом, по физическому смыслу дебаевская длина экранирования L_D соответствует среднему расстоянию, на которое проникает электрическое поле в полупроводник при малых уровнях возмущения.

2.6. Барьер Шоттки

Рассмотрим контакт металл – полупроводник. В случае контакта возможны различные комбинации (p - и n -типы полупроводника) и соотношения термодинамических работ выхода из металла и полупроводника. В зависимости от этих соотношений в области контакта могут реализоваться три состояния. Первое состояние соответствует условию плоских зон в полупроводнике, в этом случае реализуется нейтральный контакт. Второе состояние соответствует условию обогащения приповерхностной области полупроводника (дырками в p -типе и электронами в n -типе), в этом случае реализуется омический контакт. И, наконец, в третьем состоянии приповерхностная область полупроводника обеднена основными носителями, в этом случае в области контакта со стороны полупроводника формируется область пространственного заряда ионизованных доноров или акцепторов и реализуется блокирующий контакт, или барьер Шоттки.

В полупроводниковых приборах наибольшее применение получили блокирующие контакты металл – полупроводник, или барьеры Шоттки. Рассмотрим условие возникновения барьера Шоттки. Ранее было показано, что ток термоэлектронной эмиссии с поверхности любого твердого тела определяется уравнением Ричардсона:

$$j_T = AT^2 \cdot e^{-\frac{\Phi}{kT}}. \quad (2.34)$$

Для контакта металл – полупроводник n -типа выберем условие, чтобы термодинамическая работа выхода из полупроводника $\Phi_{п/п}$ была меньше, чем термодинамическая работа выхода из металла Φ_{Me} . В этом случае согласно уравнению (2.34) ток термоэлектронной эмиссии с поверхности полупроводника $j_{п/п}$ будет больше, чем ток термоэлектронной эмиссии с поверхности металла:

$$\Phi_{Me} > \Phi_{п/п}; \quad j_{Me} < j_{п/п}.$$

При контакте таких материалов в начальный момент времени ток из полупроводника в металл будет превышать обратный ток из металла в полупроводник, и в приповерхностных областях полупроводника и металла будут накапливаться объемные заряды – отрицательные в металле и положительные в полупроводнике. В области контакта возникнет электрическое поле, в результате чего произойдет изгиб энергетических зон. Вследствие эффекта поля термодинамическая работа выхода на поверхности полупроводника возрастет. Этот процесс будет проходить до тех пор, пока в области контакта не выравняются токи термоэлектронной эмиссии и соответственно значения термодинамических работ выхода на поверхности.

На рисунке 2.4 показаны зонные диаграммы различных этапов формирования контакта металл – полупроводник. В условиях равновесия в области контакта токи термоэлектронной эмиссии выравнялись, вследствие

эффекта поля возник потенциальный барьер, высота которого равна разности термодинамических работ выхода: $\Delta\varphi_{ms} = (\Phi_{Me} - \Phi_{n/n})$.

Для контакта металл – полупроводник p -типа выберем условие, чтобы термодинамическая работа выхода из полупроводника $\Phi_{n/n}$ была больше, чем термодинамическая работа выхода из металла Φ_{Me} . В этом случае ток термоэлектронной эмиссии с поверхности полупроводника $j_{n/n}$ будет меньше, чем ток термоэлектронной эмиссии с поверхности металла, согласно уравнению (2.34).

При контакте таких материалов в начальный момент времени ток из металла в полупроводник p -типа будет превышать обратный ток из полупроводника в металл и в приповерхностных областях полупроводника и металла будут накапливаться объемные заряды – положительные в металле и отрицательные в полупроводнике.

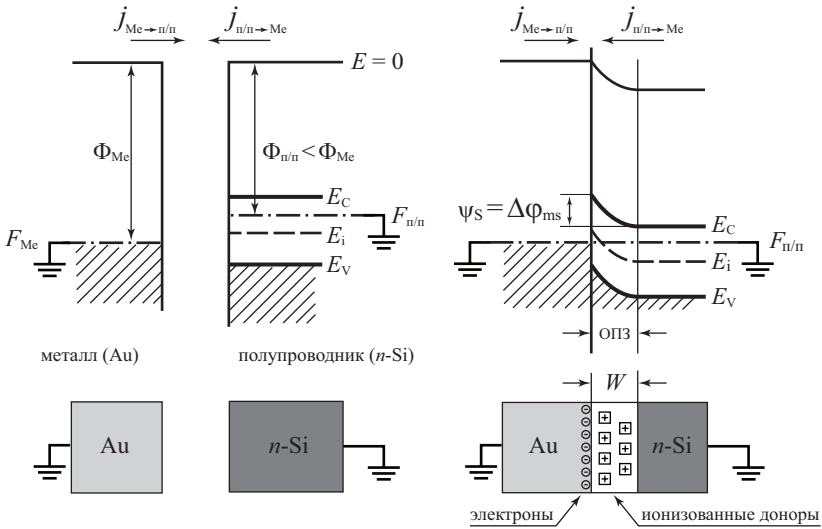


Рис. 2.4. Зонная диаграмма, иллюстрирующая образование барьера Шоттки

В дальнейшем картина перехода к равновесному состоянию и формирования потенциального барьера для контакта металл – полупроводник p -типа аналогична рассмотренной выше для контакта металл – полупроводник n -типа.

2.7. Зонная диаграмма барьера Шоттки при внешнем напряжении

Рассмотрим, как меняется зонная диаграмма контакта металл – полупроводник при приложении внешнего напряжения V_G , знак которого соответ-

вует знаку напряжения на металлическом электроде. Величина внешнего напряжения при положительном знаке $V_G > 0$ не должна быть больше контактной разности потенциалов $\Delta\varphi_{ms}$, при отрицательном напряжении $V_G < 0$ она ограничивается только электрическим пробоем структуры. На рисунке 2.5 приведены соответствующие зонные диаграммы при положительном и отрицательном напряжениях на металлическом электроде барьеров Шоттки. Из приведенного рисунка видно, что роль внешнего напряжения в барьере Шоттки сводится только к регулированию высоты потенциального барьера и величины электрического поля в ОПЗ полупроводника.

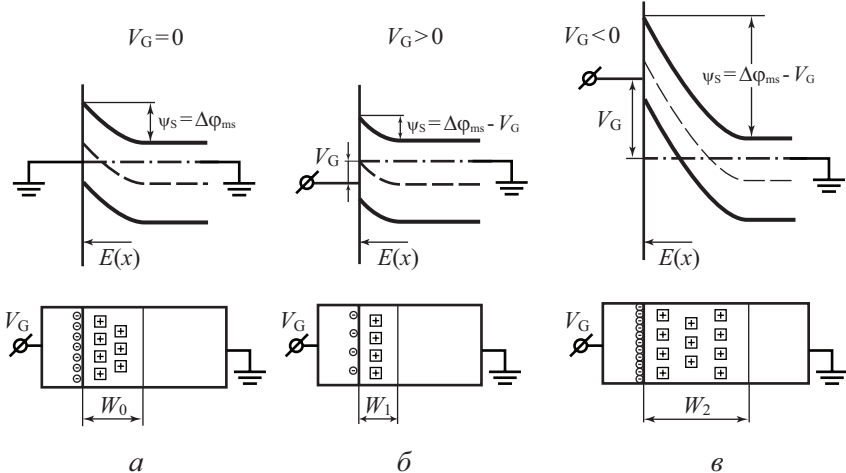


Рис. 2.5. Зонная диаграмма барьера Шоттки при различных напряжениях на затворе:

а) $V_G = 0$; б) $V_G > 0$, прямое смещение; в) $V_G < 0$, обратное смещение;
 Знак поверхностного потенциала на всех зонных диаграммах – отрицательный.
 На рисунках указана величина потенциального барьера (изгиба энергетических зон), соответствующая модулю значения поверхностного потенциала $\psi_s = \Delta\varphi_{ms} - V_G$

2.8. Распределение электрического поля и потенциала в барьере Шоттки

Рассмотрим более детально, как меняются электрическое поле и потенциал в области пространственного заряда контакта металл – полупроводник в виде барьера Шоттки. Для определенности будем рассматривать полупроводник n -типа. За знак приложенного напряжения примем знак напряжения, приложенного к металлическому электроду, полупроводниковый электрод считаем заземленным.

Вне зависимости от полярности напряжения для барьерных структур все внешнее напряжение будет приложено к области пространственного заряда,

поскольку в этой области концентрация свободных носителей существенно меньше, чем в других областях барьера Шоттки.

Связь электрического поля и потенциала для любых материалов с пространственно распределенным объемным зарядом описывается уравнением Пуассона. В одномерном приближении это уравнение имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_s \varepsilon_0}, \quad (2.35)$$

где $\psi(x)$ – зависимость потенциала от координаты, $\rho(x)$ – плотность объемного заряда, ε_s – диэлектрическая проницаемость полупроводника, ε_0 – диэлектрическая постоянная.

Заряд в области пространственного заряда барьера Шоттки для полупроводника n -типа обусловлен зарядом ионизованных доноров с плотностью N_D^+ . Поэтому

$$\rho(x) = qN_D^+. \quad (2.36)$$

При интегрировании уравнения Пуассона учтем, что величина электрического поля $E(x) = -\nabla \varphi$:

$$\frac{d}{dx} \frac{d\psi}{dx} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_s \varepsilon_0}, \quad (2.37)$$

или

$$\frac{dE}{dx} = \frac{qN_D^+}{\varepsilon_s \varepsilon_0}. \quad (2.38)$$

Проведем интегрирование уравнения (2.38). Выберем константу интегрирования из расчета, что при $x = W$ электрическое поле E равно нулю,

$$E(x) = -\frac{qN_D^+}{\varepsilon_s \varepsilon_0} (W - x). \quad (2.39)$$

Из соотношения (2.39) следует, что электрическое поле E максимально на границе металл – полупроводник ($x = 0$), линейно спадает по области пространственного заряда и равно нулю на границе ОПЗ – квазинейтральный объем полупроводника ($x = W$).

Для нахождения распределения потенциала (а следовательно, и зависимости потенциальной энергии от координаты) проинтегрируем еще раз уравнение (2.39) при следующих граничных условиях: $x = W$, $\psi(W) = 0$. Получаем (рис. 2.6):

$$\psi(x) = -qN_D^+ \frac{(W - x)^2}{2\varepsilon_s \varepsilon_0}. \quad (2.40)$$

Максимальное значение потенциала реализуется при $x = 0$ и составляет:

$$\psi_{\max} = \psi_s - V_G = \Delta\varphi_{ms} - V_G, \text{ при } \Delta\varphi_{ms} = \Phi_{Me} - \Phi_{п/п}. \quad (2.41)$$

В этом случае можно рассчитать значение ширины обедненной области W , подставляя соотношение (2.41) в (2.40):

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s\epsilon_0(\Delta\phi_{ms} - V_G)}{qN_D^+}}. \quad (2.42)$$

Соотношение (2.42) является очень важным для барьерных структур. В дальнейшем будет показано, что это уравнение является универсальным и описывает зависимость ширины обедненной области W от приложенного напряжения V_G и легирующей концентрации N_D для большинства барьерных структур. На рисунке 2.6 приведена диаграмма, иллюстрирующая распределение электрического поля и потенциала в барьере Шоттки при обратном смещении, рассчитанных на основании соотношений (2.39) и (2.40).

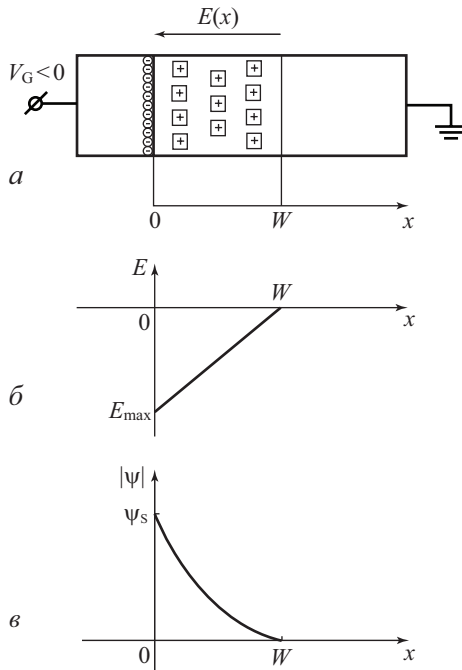


Рис. 2.6. Диаграмма, иллюстрирующая распределение электрического поля и потенциала в барьере Шоттки:

a) структура барьера Шоттки при обратном смещении; *б*) распределение электрического поля в ОПЗ; *в*) распределение потенциала в ОПЗ

2.9. Вольт-амперная характеристика барьера Шоттки

Для рассмотрения вольт-амперной характеристики (ВАХ) барьера Шоттки воспользуемся диодным приближением.

Вместо критерия $E_C = \frac{mv_{x\min}^2}{2}$ для барьера Шоттки воспользуемся для перехода электронов из полупроводника в металл выражением:

$$\frac{mv_{x\min}^2}{2} = -q(\Delta\varphi_{ms} - V_G). \quad (2.43)$$

Подставляя это выражение в (2.5) и (2.7), получаем:

$$j_{n/\pi \rightarrow M} = \frac{4\pi em^* k^2 T^2}{h^3} \cdot e^{-\frac{E_C - F}{kT}} \cdot e^{-\frac{q(\Delta\varphi_{ms} - V_G)}{kT}} = \frac{1}{4} q n_s v_0 \cdot e^{\beta V_G}, \quad (2.44)$$

где v_0 – тепловая скорость электронов, равная $v_0 = \left(\frac{8kT}{\pi m^*}\right)^{1/2}$,

n_s – поверхностная концентрация в полупроводнике на границе с металлом

$$n_s = n_0 e^{-\beta \Delta\varphi_{ms}},$$

n_0 – равновесная концентрация основных носителей в полупроводнике, рав-

$$\text{ная } n_0 = \left(\frac{2\pi m^* kT}{h^2}\right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{E_C - F}{kT}}.$$

В условиях равновесия $V_G = 0$ ток из полупроводника в металл $j_{n/\pi \rightarrow M}$

уравновешивается током из металла в полупроводник $j_{M \rightarrow n/\pi} = \frac{1}{4} q n_s v_0$. При

приложении напряжения этот баланс нарушается и общий ток будет равен сумме этих токов. Следовательно, вольт-амперная характеристика барьера Шоттки будет иметь вид:

$$J = J_{n/\pi \rightarrow M} - J_{M \rightarrow n/\pi} = \frac{1}{4} q n_s v_0 (e^{\beta V_G} - 1). \quad (2.45)$$

В более компактной форме ВАХ записывается в виде:

$$J = J_0 (e^{\beta V_G} - 1); \quad J_0 = \frac{1}{4} q n_s v_0. \quad (2.46)$$

На рисунке 2.7 приведена вольт-амперная характеристика барьера Шоттки.

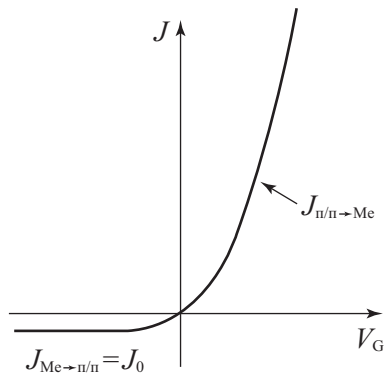


Рис. 2.7. Вольт-амперная характеристика барьера Шоттки

Вольт-амперная характеристика барьера Шоттки имеет ярко выраженный несимметричный вид. В области прямых смещений ток экспоненциально сильно растет с ростом приложенного напряжения. В области обратных смещений ток от напряжения не зависит. В обоих случаях, при прямом и обратном смещении, ток в барьере Шоттки обусловлен основными носителями – электронами. По этой причине диоды на основе барьера Шоттки являются быстродействующими приборами, поскольку в них отсутствуют рекомбинационные и диффузионные процессы. Несимметричность вольт-амперной характеристики барьера Шоттки – типичная для барьерных структур. Зависимость тока от напряжения в таких структурах обусловлена изменением числа носителей, принимающих участие в процессах зарядопереноса. Роль внешнего напряжения заключается в изменении числа электронов, переходящих из одной части барьерной структуры в другую.

2.10. Электронно-дырочный $p-n$ переход

Электронно-дырочным, или $p-n$ переходом, называют контакт двух полупроводников одного вида с различными типами проводимости (электронным и дырочным).

Классическим примером $p-n$ перехода являются: $n\text{-Si} - p\text{-Si}$, $n\text{-Ge} - p\text{-Ge}$.

Рассмотрим контакт двух полупроводников n - и p -типа. Величина работы выхода Φ определяется расстоянием от уровня Ферми до уровня вакуума. Термодинамическая работа выхода в полупроводнике p -типа Φ_p всегда больше, чем термодинамическая работа выхода Φ_n в полупроводнике n -типа. Из соотношений (2.13) и (2.14) следует, что

$$\Delta\Phi = \Phi_p - \Phi_n = \varphi_n + \varphi_p > 0. \quad (2.47)$$

При контакте полупроводников n - и p -типов вследствие различного значения токов термоэлектронной эмиссии (из-за разных значений работы выхо-

да) поток электронов из полупроводника n -типа в полупроводник p -типа будет больше. Электроны из полупроводника n -типа будут при переходе в полупроводник p -типа рекомбинировать с дырками. Вследствие несбалансированности токов в полупроводнике n -типа возникнет избыточный положительный заряд, а в полупроводнике p -типа – отрицательный. Положительный заряд обусловлен ионизованными донорами, отрицательный заряд – ионизованными акцепторами. Вследствие эффекта поля произойдет изгиб энергетических зон в полупроводниках n - и p -типов, причем в полупроводнике p -типа на поверхности термодинамическая работа выхода будет уменьшаться, а в полупроводнике n -типа на поверхности термодинамическая работа выхода будет увеличиваться. Условию термодинамического равновесия соответствуют равные значения токов термоэлектронной эмиссии с поверхности полупроводников p - и n -типов, а следовательно, и равные значения термодинамической работы выхода.

На рисунке 2.8 приведены зонные диаграммы, иллюстрирующие этапы формирования электронно-дырочного перехода.

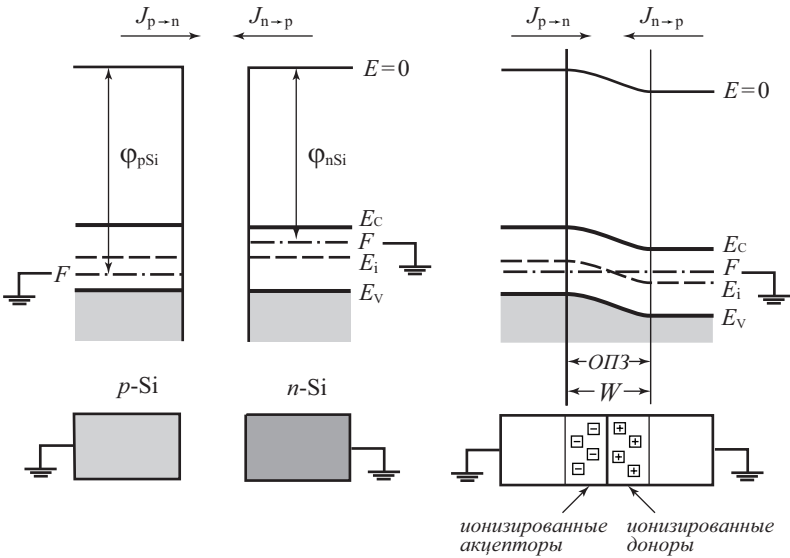


Рис. 2.8. Схема, иллюстрирующая образование p - n перехода

Граница областей донорной и акцепторной примеси в полупроводнике получила название металлургического p - n перехода. Границу, где уровень Ферми пересекает середину запрещенной зоны, называют физическим p - n переходом.

2.10.1. Распределение свободных носителей в p - n переходе

Рассмотрим несимметричный p - n переход, будем считать, что концентрация акцепторов больше, чем концентрация доноров $N_A > N_D$; в этом случае для объемного положения уровня Ферми получаем $\varphi_n < \varphi_p$. В условиях равновесия ($V_G = 0$) высота потенциального барьера p - n перехода будет:

$$\Delta\Phi = \varphi_n + \varphi_p = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}. \quad (2.48)$$

Рассмотрим распределение свободных носителей – электронов и дырок в области пространственного заряда p - n перехода.

Для квазинейтрального объема полупроводников

$$p_{p0} = n_i \cdot e^{\beta\varphi_{0p}} = N_A; \quad n_{p0} = n_i \cdot e^{-\beta\varphi_{0p}} = \frac{n_i^2}{N_A}; \quad (2.49)$$

$$n_{n0} = n_i \cdot e^{\beta\varphi_{0n}} = N_D; \quad p_{n0} = n_i e^{-\beta\varphi_{0n}} = \frac{n_i^2}{N_D}. \quad (2.50)$$

Для области пространственного заряда эти соотношения трансформируются таким образом, что φ_{0p} и φ_{0n} становятся зависимыми от координаты x , то есть $\varphi_{0p}(x)$ и $\varphi_{0n}(x)$. Следовательно, и концентрации электронов и дырок в области пространственного заряда тоже будут зависеть от координаты x : $p_p(x)$, $n_p(x)$, $n_n(x)$, $p_n(x)$.

$$p_p(x) = n_i \cdot e^{\beta\varphi_{0p}(x)}; \quad n_p(x) = n_i \cdot e^{-\beta\varphi_{0p}(x)}; \quad (2.51)$$

$$n_n(x) = n_i \cdot e^{\beta\varphi_{0n}(x)}; \quad p_n(x) = n_i \cdot e^{-\beta\varphi_{0n}(x)}. \quad (2.52)$$

Рассмотрим, как меняется концентрация основных и неосновных носителей в ОПЗ полупроводника p -типа. В p - n переходе величина φ_p квазилинейно уменьшается, поэтому концентрация дырок p_p будет экспоненциально убывать. Уровень Ферми совпадает с серединой запрещенной зоны у физического p - n перехода ($\varphi_p = 0$), в этой точке концентрация дырок становится равной собственной концентрации, т.е. $p_p = n_i$.

Для электронов аналогично получаем, что величина концентрации электронов $n_p(x)$ возрастает экспоненциально и также равна собственной концентрации в области физического p - n перехода.

Аналогично меняется концентрация основных $n_n(x)$ и неосновных $p_n(x)$ носителей в ОПЗ полупроводника n -типа.

На рисунке 2.9 показано распределение концентрации носителей в несимметричном p - n переходе в логарифмическом масштабе и схема p - n перехода.

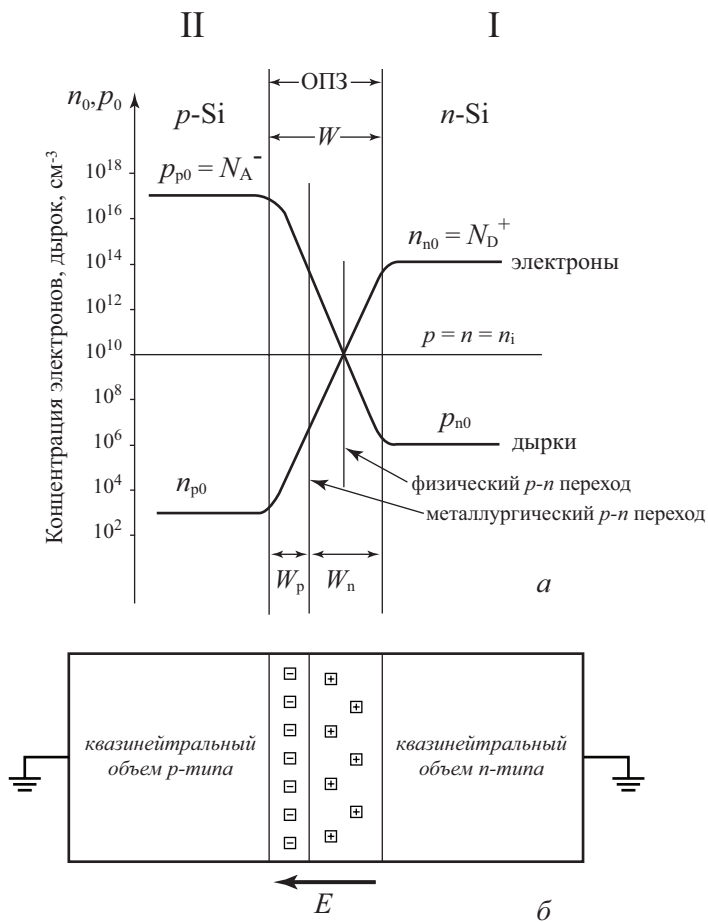


Рис. 2.9. p - n переход в равновесных условиях:

а) распределение равновесных носителей; б) диаграмма, иллюстрирующая распределение доноров и акцепторов

Таким образом, из приведенного рисунка следует, что в несимметричных p - n переходах физические и металлургические p - n переходы пространственно не совпадают. Распределение концентрации основных и неосновных носителей симметрично относительно линии, соответствующей собственной концентрации n_i .

2.10.3. Поле и потенциал в p - n переходе

Связь электрического поля и потенциала в p - n переходе описывается уравнением Пуассона. В одномерном приближении это уравнение имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \psi(x)}{\partial x^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_s \varepsilon_0}, \quad (2.53)$$

где $\psi(x)$ – зависимость потенциала от координаты, $\rho(x)$ – плотность объемного заряда, ε_s – диэлектрическая проницаемость полупроводника, ε_0 – диэлектрическая постоянная.

Для рассмотрения этого уравнения выберем начало координат в области металлургического p - n перехода. При этом донорный полупроводник будет находиться в области $x > 0$ (в дальнейшем обозначим цифрой I), а акцепторный – в области $x < 0$ (в дальнейшем обозначим цифрой II).

Заряд в области пространственного заряда p - n перехода для полупроводника n -типа обусловлен зарядом ионизованных доноров с плотностью N_D^+ , для полупроводника p -типа – зарядом ионизованных акцепторов с плотностью N_A^- . Поэтому для области I $\rho(x) = qN_D^+$, для области II $\rho(x) = -qN_A^-$. Будем решать уравнение Пуассона отдельно для областей I и II. После интегрирования уравнения Пуассона получаем для области I:

$$E(x) = -\frac{qN_D^+}{\varepsilon_s \varepsilon_0} (W_n - x), \quad (2.54)$$

для области II:

$$E(x) = -\frac{qN_A^-}{\varepsilon_s \varepsilon_0} (W_p + x). \quad (2.55)$$

Знак минус в выражениях (2.54, 2.55) указывает, что направление электрического поля противоположно направлению оси x . В дальнейшем будем считать, что примесь полностью ионизована. В этом случае $N_D = N_D^+$, $N_A = N_A^-$, в последующих формулах эти значения эквивалентны.

Из соотношений (2.54, 2.55) следует, что электрическое поле E максимально на металлургической границе p - n перехода ($x = 0$), линейно спадает по области пространственного заряда и равно нулю на границах ОПЗ – квазинейтральный объем полупроводника ($x = W_n$; $x = -W_p$).

Максимальная величина электрического поля E_{\max} будет равна:

$$E_{\max} = -\frac{qN_A^- W_p}{\varepsilon_s \varepsilon_0} = -\frac{qN_D^+ W_n}{\varepsilon_s \varepsilon_0}. \quad (2.56)$$

Для нахождения распределения потенциала (а следовательно, и зависимости потенциальной энергии от координаты) проинтегрируем еще раз уравнение (2.55) при следующих граничных условиях: $x = -W_p$, $\psi(W) = 0$. Получаем:

$$\psi(x) = \frac{qN_A^-}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \left(\frac{x^2}{2} + W_p x \right) + const, \quad x < 0. \quad (2.57)$$

Используя граничные условия $x = -W_p$; $\psi = \Delta\phi_0$, находим константу интегрирования:

$$const = -\frac{qN_A^-}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \left(\frac{W_p^2}{2} - W_p^2 \right) + \Delta\varphi_0 = \frac{qN_A^-}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \frac{W_p^2}{2} + \Delta\varphi_0. \quad (2.58)$$

Подставляя полученные значения константы в соотношение (2.57), получаем для распределения потенциала $\psi(x)$ в области $x < 0$.

$$\psi(x) = \frac{qN_A^-}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \left(x^2 + 2W_p x + \frac{W_p^2}{2} \right) = \frac{qN_A^-}{2\varepsilon_s \varepsilon_0} (x + W_p)^2 + \Delta\varphi_0. \quad (2.59)$$

Проводя аналогичное интегрирование для области $x > 0$, получаем:

$$\psi(x) = -\frac{qN_D^+}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \left(\frac{x^2}{2} - W_n x \right) + const, \quad x > 0. \quad (2.60)$$

Используя граничные условия $x = W_n$; $\psi = 0$ для константы интегрирования в этой области получаем:

$$const = \frac{qN_D^+}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \left(\frac{W_n^2}{2} - W_n^2 \right) = -\frac{qN_D^+}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \frac{W_n^2}{2}, \quad (2.61)$$

Подставляя полученные значения константы в соотношение (2.60), получаем для распределения потенциала $\psi(x)$ в области $x > 0$:

$$\psi(x) = -\frac{qN_D^+}{2\varepsilon_s \varepsilon_0} (x^2 - 2W_n x + W_n^2) = -\frac{qN_D^+}{2\varepsilon_s \varepsilon_0} (x - W_n)^2. \quad (2.62)$$

Таким образом, закон изменения потенциала ψ в p -области (отсчет идет от уровня в квазинейтральной области):

$$\psi_1(x) = \frac{qN_A^-}{2\varepsilon_s \varepsilon_0} (x + W_p)^2, \quad x < 0, \quad (2.63)$$

и наоборот, в n -области:

$$\psi_2(x) = -\frac{qN_D^+}{2\varepsilon_s \varepsilon_0} (x - W_n)^2, \quad x > 0. \quad (2.64)$$

На рисунке 2.10 приведена диаграмма, иллюстрирующая распределение электрического поля и потенциала в p - n переходе, рассчитанная по соотношениям (2.54), (2.55), (2.60) и (2.62).

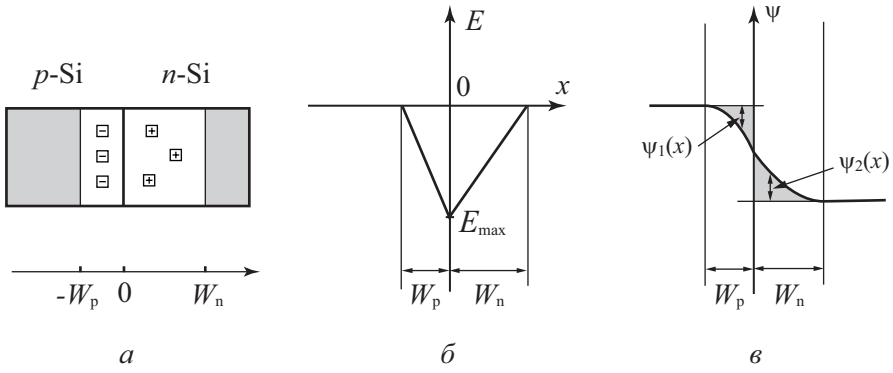


Рис. 2.10. Диаграмма, иллюстрирующая распределение электрического поля и потенциала в p - n переходе:

а) структура p - n перехода; б) распределение электрического поля в ОПЗ; в) распределение потенциала в ОПЗ

На металлургической границе p - n перехода при $x = 0$ значение потенциала $\psi_1 + \psi_2 = \Delta\varphi_0 = \varphi_{n0} + \varphi_{p0}$, или

$$\Delta\varphi_0 = \frac{q}{2\varepsilon_s\varepsilon_0} (N_A W_p^2 + N_D W_n^2). \quad (2.65)$$

Согласно уравнению электронейтральности в замкнутых системах величины положительного и отрицательного заряда на единицу площади должны быть равны:

$$Q_D = Q_A; \quad qN_A W_p = qN_D W_n. \quad (2.66)$$

Следовательно,

$$W_n = \frac{N_A W_p}{N_D}. \quad (2.67)$$

Подставляем выражение (2.67) в (2.65), получаем:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi_0 &= \frac{q}{2\varepsilon_s\varepsilon_0} \left(N_A W_p^2 + N_A W_p \frac{N_A W_p}{N_D} \right) = \frac{q}{2\varepsilon_s\varepsilon_0} W_p^2 \left(N_A + \frac{N_A^2}{N_D} \right) = \\ &= \frac{q}{2\varepsilon_s\varepsilon_0} W_p^2 N_A^2 \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right). \end{aligned} \quad (2.68)$$

Несложные преобразования позволяют получить выражение для ширины обедненных областей W_p и W_n в p - и n -областях соответственно:

$$W_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0\Delta\varphi}{qN_A^2\left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)}}; \quad W_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0\Delta\varphi}{qN_D^2\left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D}\right)}}. \quad (2.69)$$

Из предыдущих формул легко видеть, что с ростом легирования p -области ширина p - n перехода W_p в акцепторной части полупроводника уменьшится.

Полная ширина p - n перехода W , равная $W = W_p + W_n$, будет:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 \Delta\varphi_0}{q} \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)}. \quad (2.70)$$

Для несимметричных p^+ - n переходов (концентрация акцепторов существенно больше концентрации доноров) из соотношений (2.69) следует, что ширина обедненной области в полупроводнике p -типа будет существенно меньше, чем ширина обедненной области в полупроводнике n -типа:

$$N_A \gg N_D \rightarrow W_p \ll W_n. \quad (2.71)$$

Таким образом, вся обедненная область p^+ - n перехода сосредоточена в области с низким значением легирующей концентрации $W = W_n$.

2.11. Компоненты тока и квазиуровни Ферми в p - n переходе

Рассмотрим токи в электронно-дырочном переходе в равновесном (рис. 2.11) и неравновесном (при наличии внешнего напряжения, рис. 2.12) состоянии.

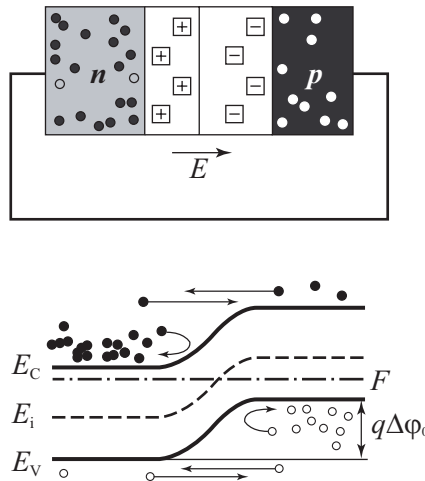


Рис. 2.11. Зонная диаграмма p - n перехода, иллюстрирующая баланс токов в равновесном состоянии

В равновесном состоянии в p - n переходе существуют четыре компоненты тока – две диффузионные и две дрейфовые. Диффузионные компоненты тока

обусловлены основными носителями, дрейфовые – неосновными. В условиях термодинамического равновесия ($V_G = 0$) суммарный ток в p - n переходе равен нулю, при этом диффузионные и дрейфовые компоненты попарно уравновешивают друг друга:

$$J_E + J_D = J_{pE} + J_{pD} + J_{nE} + J_{nD} = 0. \quad (2.72)$$

При неравновесном состоянии если приложено прямое внешнее напряжение, то доминируют диффузионные компоненты, если приложено обратное напряжение, то доминируют дрейфовые компоненты.

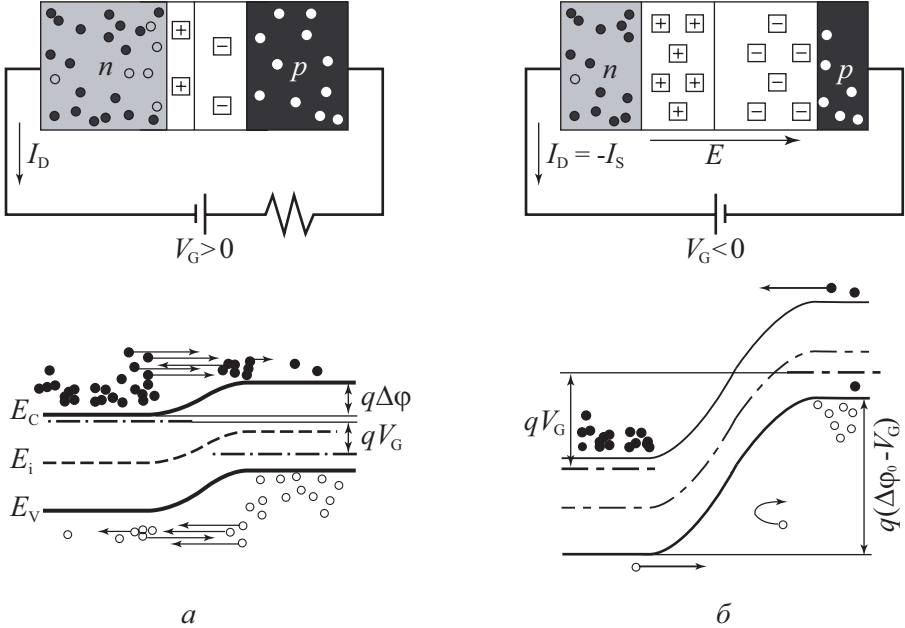


Рис. 2.12. Зонная диаграмма p - n перехода, иллюстрирующая дисбаланс токов в неравновесном состоянии:

а) прямое смещение; б) обратное смещение

В неравновесных условиях область пространственного заряда p - n перехода описывается двумя квазиуровнями Ферми – отдельно квазиуровнем Ферми для электронов F_n и отдельно для дырок F_p . При приложении внешнего напряжения расщепление квазиуровней Ферми F_n и F_p равно приложенному напряжению V_G . Пространственно область расщепления квазиуровней находится на расстоянии порядка диффузионной длины от металлургического p - n перехода (рис. 2.13).

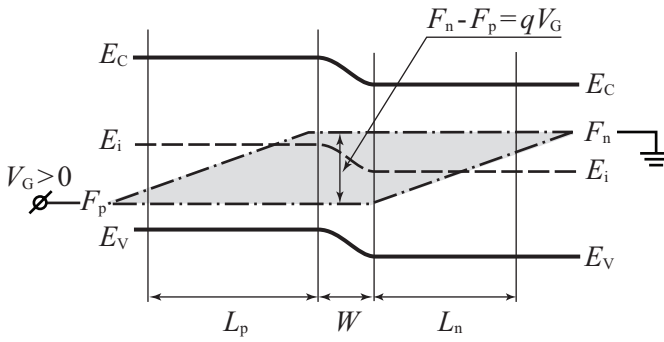


Рис. 2.13. Зонная диаграмма, иллюстрирующая расщепление квазиуровней Ферми F_n и F_p при приложении внешнего напряжения $V_G > 0$

Распределение концентрации неравновесных носителей в ОПЗ p - n перехода и в квазинейтральном объеме будет отличаться от равновесного. На границе области пространственного заряда, где $F_p - F_n = qV_G$, выражение для концентрации n_n, p_n будет:

$$n_n p_n = n_i^2 \cdot e^{\frac{F_n - F_p}{kT}} = n_i^2 \cdot e^{\beta V_G}. \quad (2.73)$$

В условиях низкого уровня инжекции концентрация основных носителей не меняется. Поэтому

$$n_n = n_{n0}; \quad p_n = \frac{n_i^2}{n_{n0}} \cdot e^{\beta V_G} = p_{n0} \cdot e^{\beta V_G}. \quad (2.74)$$

На рисунке 2.14 показано распределение основных и неосновных носителей в p - n переходе в неравновесных условиях при прямом и обратном смещении.

Закон изменения неосновных неравновесных носителей, инжектированных в квазинейтральный объем, будет обсуждаться в следующем разделе. Здесь же обращаем внимание на то, что на границе с квазинейтральным объемом полупроводника концентрация неосновных носителей меняется в соответствии с уравнением (2.74), т.е. увеличивается при прямом смещении и уменьшается при обратном смещении.

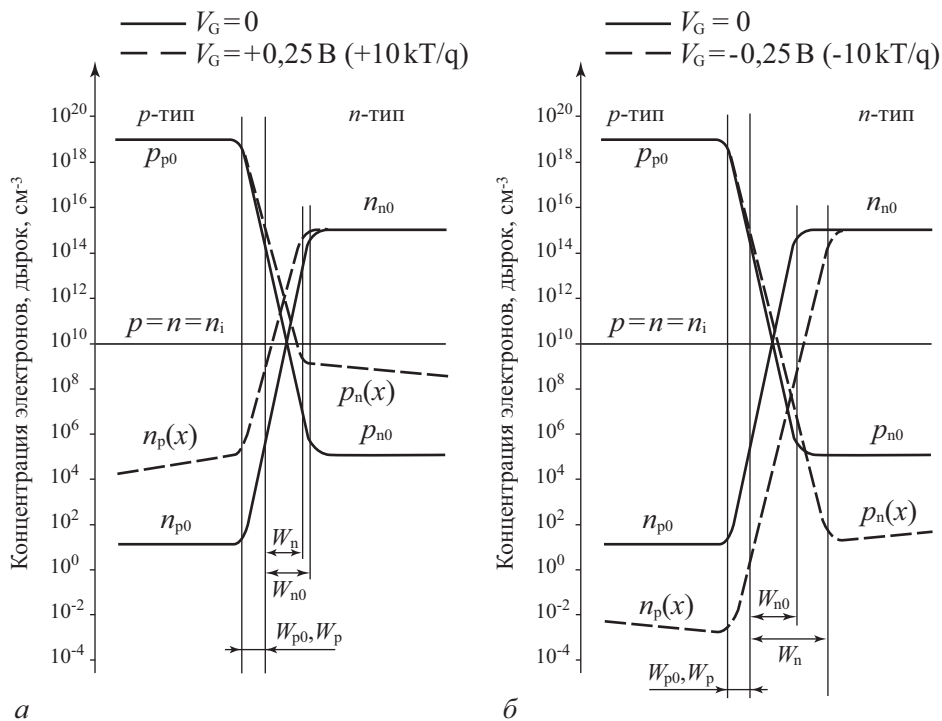


Рис. 2.14. Распределение основных и неосновных носителей в p - n переходе в равновесном (сплошная линия) и неравновесном (пунктирная линия) состояниях

а) прямое смещение ($V_G = +0,25$ В); б) обратное смещение ($V_G = -0,25$ В)

2.12. Вольт-амперная характеристика p - n перехода

Получим вольт-амперную характеристику p - n перехода. Для этого запишем уравнение непрерывности в общем виде:

$$\frac{dp}{dt} = G - R - \frac{1}{q} \operatorname{div}(j). \quad (2.75)$$

Будем рассматривать стационарный случай $\frac{dp}{dt} = 0$.

Рассмотрим ток в квазинейтральном объеме полупроводника n -типа справа от обедненной области p - n перехода ($x > 0$). Темп генерации G в квазинейтральном объеме равен нулю: $G = 0$. Электрическое поле E тоже равно нулю: $E = 0$. Дрейфовая компонента тока также равна нулю: $I_E = 0$, следова-

тельно, ток диффузионный $j = -qD \frac{dp}{dx}$. Темп рекомбинации R при малом уровне инжекции описывается соотношением:

$$R = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau}. \quad (2.76)$$

Воспользуемся следующим соотношением, связывающим коэффициент диффузии, длину диффузии и время жизни неосновных носителей: $D\tau = L_p^2$.

С учетом отмеченных выше допущений уравнение непрерывности имеет вид:

$$\frac{d^2 p_n}{dx^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{L_p^2} = 0. \quad (2.77)$$

Граничные условия для диффузионного уравнения в p - n переходе имеют вид:

$$\text{при } x = 0, p_n = p_{n0} e^{\beta V_G}; \text{ при } x \rightarrow \infty, p_n = p_{n0}. \quad (2.78)$$

Решение дифференциального уравнения (2.77) с граничными условиями (2.78) имеет вид:

$$p_n - p_{n0} = p_{n0} (e^{\beta V_G} - 1) e^{-\frac{x}{L_p}}. \quad (2.79)$$

Соотношение (2.79) описывает закон распределения инжектированных дырок в квазинейтральном объеме полупроводника n -типа для электронно-дырочного перехода (рис. 2.15). В токе p - n перехода принимают участие все носители, пересекающие границу ОПЗ с квазинейтральным объемом p - n перехода. Поскольку весь ток диффузионный, подставляя (2.79) в выражение для тока, получаем (рис. 2.16):

$$j_{pD} = -qD_p \left. \frac{dp_n}{dx} \right|_{x=0} = q \frac{D_p p_{n0}}{L_p} e^{\beta V_G}. \quad (2.80)$$

Соотношение (2.80) описывает диффузионную компоненту дырочного тока p - n перехода, возникающую при инжекции неосновных носителей при прямом смещении. Для электронной компоненты тока p - n перехода аналогично получаем:

$$j_{nD} = q \frac{D_n n_{p0}}{L_n} e^{\beta V_G}. \quad (2.81)$$

При $V_G = 0$ дрейфовые и диффузионные компоненты уравновешивают друг друга. Из (2.80) следует, что

$$j_{pE} = q \frac{D_p p_{n0}}{L_p}; \quad j_{nE} = q \frac{D_n n_{p0}}{L_n}. \quad (2.82)$$

Полный ток p - n перехода является суммой всех четырех компонент тока p - n перехода:

$$j = \left(\frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \right) \cdot (e^{\beta V_G} - 1). \quad (2.83)$$

Выражение в скобках имеет физический смысл обратного тока p - n перехода. Действительно, при отрицательных напряжениях $V_G < 0$ ток дрейфовый и обусловлен неосновными носителями. Все эти носители уходят из цилиндра длиной L_n со скоростью L_n/τ_p . Тогда для дрейфовой компоненты тока получаем:

$$j_n = \frac{qL_n n_{p0}}{\tau_n} = \frac{qL_n n_{p0}}{L_n^2 / D_n} = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n}. \quad (2.84)$$

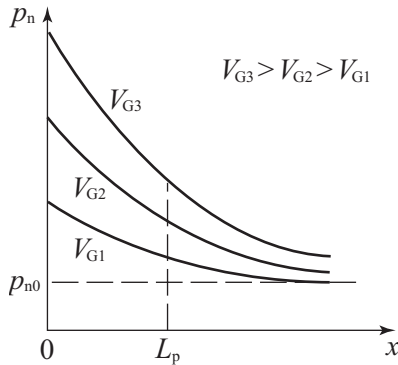


Рис. 2.15. Распределение неравновесных инжектированных из эмиттера носителей по квазинейтральному объему базы p - n перехода

Нетрудно видеть, что это соотношение эквивалентно полученному ранее при анализе уравнения непрерывности.

Если требуется реализовать условие односторонней инжекции (например, только инжекции дырок), то из соотношения (2.83) следует, что нужно выбрать малое значение концентрации неосновных носителей n_{p0} в p -области. Отсюда следует, что полупроводник p -типа должен быть сильно легирован по сравнению с полупроводником n -типа: $N_A \gg N_D$. В этом случае в токе p - n перехода будет доминировать дырочная компонента (рис. 2.16).

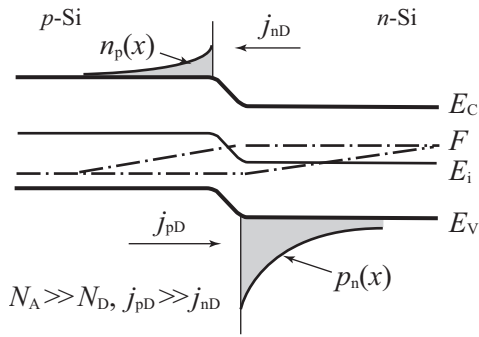


Рис. 2.16. Токи в несимметричном p - n переходе при прямом смещении

Таким образом, ВАХ p - n перехода имеет вид:

$$J = J_s (e^{\beta V_G} - 1). \quad (2.85)$$

Плотность тока насыщения J_s равна:

$$J_s = \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} + \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} = \frac{qL_n n_{p0}}{\tau_n} + \frac{qL_p p_{n0}}{\tau_p}. \quad (2.86)$$

ВАХ p - n перехода, описываемая соотношением (2.85), приведена на рисунке 2.17.

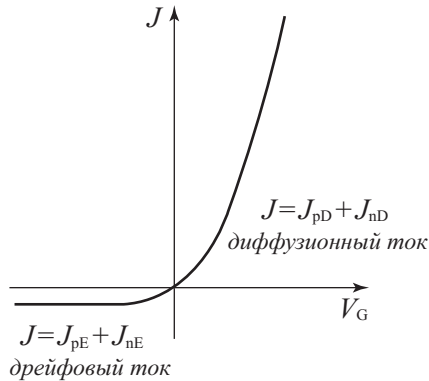


Рис. 2.17. Вольт-амперная характеристика идеального p - n перехода

Как следует из соотношения (2.85) и рисунка 2.17, вольт-амперная характеристика идеального p - n перехода имеет ярко выраженный несимметричный вид. В области прямых напряжений ток p - n перехода диффузионный и экспоненциально возрастает с ростом приложенного напряжения. В области отрицательных напряжений ток p - n перехода – дрейфовый и не зависит от приложенного напряжения.

Емкость p - n перехода

Любая система, в которой при изменении потенциала φ меняется электрический заряд Q , обладает емкостью. Величина емкости C определяется

$$\text{соотношением: } C = \left| \frac{\partial Q}{\partial \varphi} \right|.$$

Для p - n перехода можно выделить два типа зарядов: заряд в области пространственного заряда ионизованных доноров и акцепторов Q_B и заряд инжектированных носителей в базу из эмиттера Q_p . При различных смещениях на p - n переходе при расчете емкости будет доминировать тот или иной заряд. В связи с этим для емкости p - n перехода выделяют барьерную емкость C_B и диффузионную емкость C_D .

Барьерная емкость C_B – это емкость p - n перехода при обратном смещении $V_G < 0$, обусловленная изменением заряда ионизованных доноров в области пространственного заряда.

$$C_B = \frac{\partial Q_B}{\partial V_G}. \quad (2.87)$$

Величина заряда ионизованных доноров и акцепторов Q_B на единицу площади для несимметричного p - n перехода равна:

$$Q_B = qN_D W = qN_D \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 (\Delta\varphi_0 - V_G)}{qN_D}} = \sqrt{2qN_D \varepsilon_s \varepsilon_0 (\Delta\varphi_0 - V_G)}. \quad (2.88)$$

Дифференцируя выражение (2.65), получаем:

$$C_B = \frac{\sqrt{2qN_D \varepsilon_s \varepsilon_0}}{2\sqrt{\Delta\varphi_0 - V_G}} = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{W}. \quad (2.89)$$

Из уравнения (2.89) следует, что барьерная емкость C_B представляет собой емкость плоского конденсатора, расстояние между обкладками которого равно ширине области пространственного заряда W . Поскольку ширина ОПЗ зависит от приложенного напряжения V_G , то и барьерная емкость также зависит от приложенного напряжения. Численные оценки величины барьерной емкости показывают, что ее значение составляет десятки или сотни пикофарад.

Зависимость барьерной емкости C_B от приложенного обратного напряжения V_G используется для приборной реализации. Полупроводниковый диод, реализующий эту зависимость, называется **варикапом**. Максимальное значение емкости варикапа имеет при нулевом напряжении V_G . При увеличении обратного смещения емкость варикапа уменьшается. Функциональная зависимость емкости варикапа от напряжения определяется профилем легирования базы варикапа. В случае однородного легирования емкость обратно пропорциональна корню из приложенного напряжения V_G . Задавая профиль легирования в базе варикапа $N_D(x)$, можно получить различные зависимости емкости

варикапа от напряжения $C(V_G)$ – линейно убывающие, экспоненциально убывающие.

Диффузионная емкость C_D – это емкость p - n перехода при прямом смещении $V_G > 0$, обусловленная изменением заряда Q_p инжектированных носителей в базу диода из эмиттера.

$$C_D = \frac{\partial Q_p}{\partial V_G}. \quad (2.90)$$

Используя выражение для концентрации инжектированных носителей из эмиттера в базу диода в виде (2.79) и проведя интегрирование, получаем заряд инжектированных носителей на единицу площади Q_p в базе диода.

$$Q_p = q \int_0^{\infty} p_n(x) dx = q \int_0^{\infty} p_{n_0} e^{\beta V_G} e^{-x/L_p} dx = \frac{qp_{n_0} e^{\beta V_G}}{L_p} L_p^2 = \frac{qp_{n_0} D_p \tau_p}{L_p} e^{\beta V_G}. \quad (2.91)$$

Следовательно, для величины диффузионной емкости C_D получаем

$$C = \frac{dQ}{dV_G} = \frac{qp_{n_0} D_p}{L_p} \tau_p \beta e^{\beta V_G} = \frac{\tau_p J}{kT/q}. \quad (2.92)$$

Численные оценки величины диффузионной емкости показывают, что ее значение составляет несколько единиц микрофарад.

2.13. Гетеропереходы

Гетеропереходом называют контакт двух полупроводников различного вида и разного типа проводимости, например, $p\text{Ge} - n\text{GaAs}$. Отличие гетеропереходов от обычного p - n перехода заключается в том, что в обычных p - n переходах используется один и тот же вид полупроводника, например, $p\text{Si} - n\text{Si}$. Поскольку в гетеропереходах используются разные материалы, необходимо, чтобы у этих материалов с высокой точностью совпадали два параметра: температурный коэффициент расширения (ТКР) и постоянная решетки [10, 27, 30].

С учетом сказанного количество материалов для гетеропереходов ограничено. Наиболее распространенными из них являются германий Ge , арсенид галлия GaAs , фосфид индия InP , четырехкомпонентный раствор InGaAsP .

В зависимости от ширины запрещенной зоны E_g , электронного сродства χ и типа легирования узкозонной и широкозонной областей гетероперехода возможны различные комбинации E_g и χ . На рисунке 2.18 показаны эти комбинации при условии равенства термодинамических работ выхода.

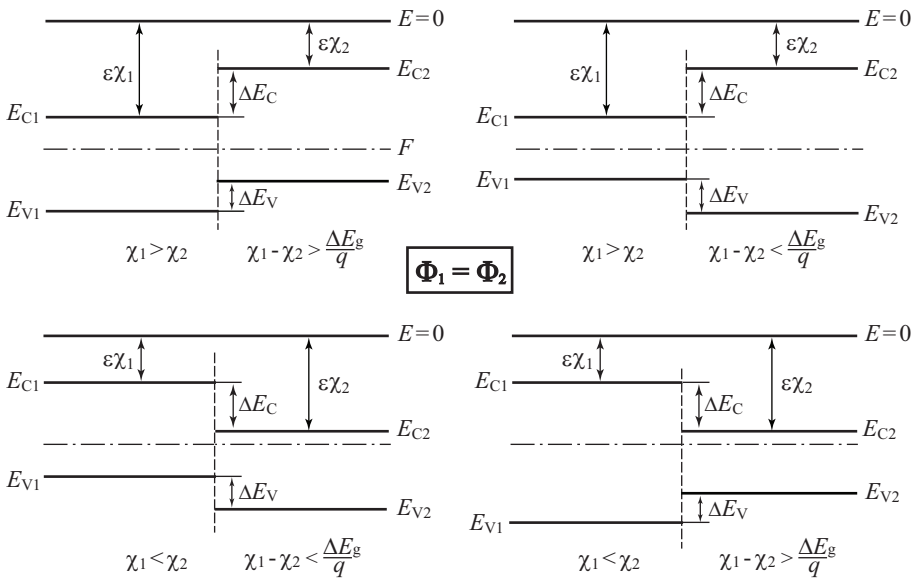


Рис. 2.18. Зонные диаграммы гетеропереходов при различных комбинациях E_g и χ в случае равенства термодинамических работ выхода $\Phi_1 = \Phi_2$ [61]

Для построения зонных диаграмм, детального анализа распределения электрического поля и потенциала в области пространственного заряда гетероперехода, а также величины и компонент электрического тока для гетеропереходов необходимо учитывать, что у различных полупроводников будут отличаться значения электронного сродства χ , ширины запрещенной зоны E_g и диэлектрической проницаемости ϵ_s .

С учетом этих факторов построим зонную диаграмму гетероперехода германий – арсенид галлия (pGe – nGaAs). Значения параметров полупроводниковых материалов, выбранных для расчета зонной диаграммы, приведены в таблице 2.1.

Приведем в контакт германий pGe и арсенид галлия nGaAs.

При построении зонной диаграммы гетероперехода учтем следующие факторы:

1. Уровень вакуума $E = 0$ непрерывен.
2. Электронное сродство в пределах одного сорта полупроводника χ_{Ge} и χ_{GaAs} постоянно.
3. Ширина запрещенной зоны E_g в пределах одного сорта полупроводника остается постоянной.

Таблица 2.1. Параметры выбранных для расчета полупроводниковых материалов

Параметры материала	Обозначение	Германий (pGe)	Арсенид галлия (nGaAs)
Постоянная решетки, Å	a	5,654	5,658
Коэффициент линейного температурного расширения, 10^{-6} K^{-1}	ТКР	5,9	6,0
Легирующая концентрация, см^{-3}	$N_{A,D}$	$3 \cdot 10^{16}$	10^{16}
Расстояние от уровня Ферми до зоны разрешенных энергий, эВ	W_0	0,14	0,17
Расстояние от уровня Ферми до середины запрещенной зоны, эВ	φ_0	0,21	0,55
Электронное сродство, эВ	χ	4,05	4,07
Ширина запрещенной зоны, эВ	E_g	0,66	1,43

С учетом этого в процессе построения зонной диаграммы гетероперехода при сращивании дна зоны проводимости E_C этих полупроводников на металлургической границе перехода на зонной диаграмме образуется «пичок». Величина «пичка» ΔE_C равна:

$$\Delta E_C = \chi_{\text{Ge}} - \chi_{\text{GaAs}}. \quad (2.93)$$

При сшивании вершины валентной зоны E_V в области металлургического перехода получается разрыв ΔE_V . Величина «разрыва» равна:

$$\Delta E_V = -\chi_{\text{Ge}} - E_{g\text{Ge}} + \chi_{\text{GaAs}} + E_{g\text{GaAs}} = -\Delta E_C + (E_{g\text{GaAs}} - E_{g\text{Ge}}). \quad (2.94)$$

Из приведенных соотношений следует, что суммарная величина «пичка» ΔE_C и «разрыва» ΔE_V составляет

$$\Delta E_C + \Delta E_V = (E_{g\text{GaAs}} - E_{g\text{Ge}}). \quad (2.95)$$

На рисунке 2.19 приведена построенная таким образом зонная диаграмма гетероперехода $p\text{-Ge} - n\text{-GaAs}$.

Рассмотрим зонную диаграмму гетероперехода из этих же материалов (германия и арсенида галлия), но с другим типом проводимости – $p\text{-GaAs} - n\text{-Ge}$ (рис. 2.20). Используем те же самые принципы при построении этой зонной диаграммы. Получаем, что в этом случае «разрыв» наблюдается в энергетическом положении дна зоны проводимости и величина этого «разрыва» ΔE_C равна:

$$\Delta E_C = \chi_{\text{Ge}} - \chi_{\text{GaAs}}. \quad (2.96)$$

«Пичок» наблюдается в области металлургического перехода для энергии вершины валентной зоны E_V . Величина «пичка» ΔE_V равна:

$$\Delta E_V = -\chi_{\text{Ge}} - E_{g\text{Ge}} + \chi_{\text{GaAs}} + E_{g\text{GaAs}} = -\Delta E_C + (E_{g\text{GaAs}} - E_{g\text{Ge}}). \quad (2.97)$$

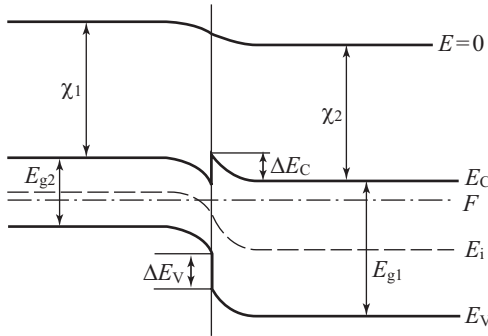


Рис. 2.19. Зонная диаграмма гетероперехода $p\text{-Ge} - n\text{-GaAs}$ в равновесных условиях

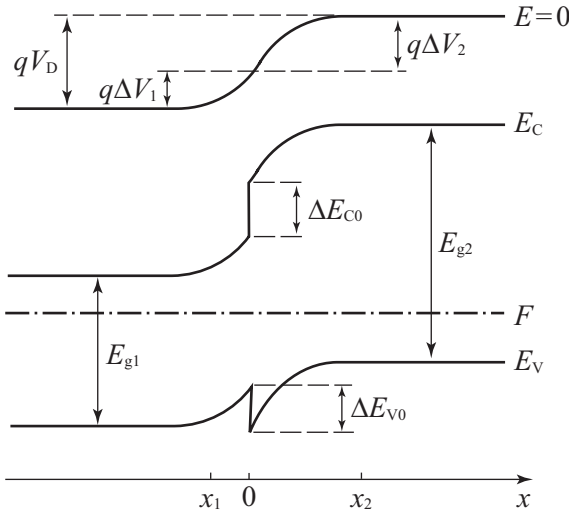


Рис. 2.20. Зонная диаграмма гетероперехода $n\text{-Ge} - p\text{-GaAs}$ в равновесных условиях

Аналогичным образом можно построить зонные диаграммы для гетеропереходов при любых комбинациях уровней легирования, ширины запрещенной зоны и электронного сродства. На рисунке 2.21 приведены соответствующие зонные диаграммы для различных типов гетеропереходов. Обращает на себя внимание тот факт, что «пичок» и «разрыв» для энергетических уровней E_V , E_C в области металлургического перехода могут наблюдаться в различных комбинациях [27, 30, 61].

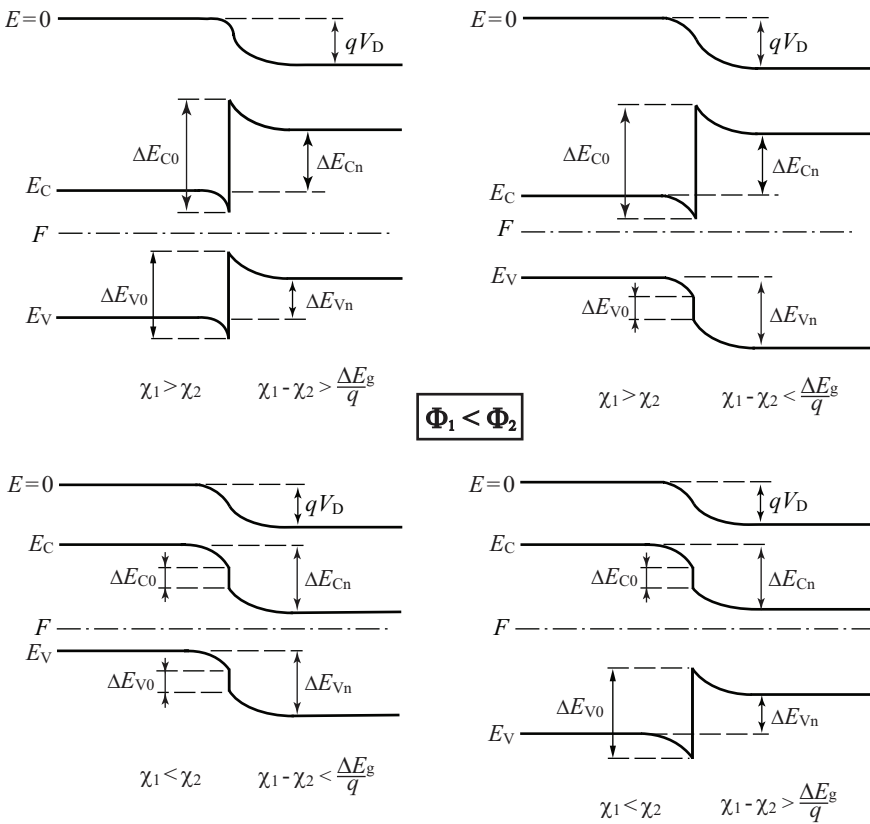


Рис. 2.21. Зонные диаграммы для различных типов гетеропереходов при условии, что термодинамическая работа выхода первого слоя меньше, чем второго ($\Phi_1 < \Phi_2$), и при различных комбинациях для электронного сродства (пояснения на рисунках)

Распределение электрического поля и потенциала в области пространственного заряда для гетероперехода будет как и в случае p - n перехода, но с различными значениями диэлектрических постоянных ϵ_s для левой и правой частей. Решение уравнения Пуассона в этом случае дает следующие выражения для электрического поля E , потенциала ψ и ширины обедненной области W_{1n} и W_{2p} при наличии внешнего напряжения:

$$E_{1\max} = \frac{qN_D W_{1n}}{\epsilon_1 \epsilon_0}; \quad E_{2\max} = \frac{qN_A W_{2p}}{\epsilon_2 \epsilon_0}, \quad (2.98)$$

$$V_{1n} = \frac{qN_D W_{1n}^2}{2\epsilon_1 \epsilon_0}; \quad V_{2p} = \frac{qN_A W_{2p}^2}{2\epsilon_2 \epsilon_0}, \quad (2.99)$$

$$W_{1n} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_0(\Delta\varphi_0 - V)}{qN_D^2\left(\frac{\varepsilon_1}{N_A} + \frac{\varepsilon_2}{N_D}\right)}}; W_{2p} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_0(\Delta\varphi_0 - V)}{qN_A^2\left(\frac{\varepsilon_1}{N_A} + \frac{\varepsilon_2}{N_D}\right)}}. \quad (2.100)$$

Полная ширина области пространственного заряда гетероперехода W , равная $W = W_{1n} + W_{2p}$, будет описываться следующим уравнением:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_0(\Delta\varphi_0 - V)}{q}\left(\frac{1}{N_A\varepsilon_1} + \frac{1}{N_D\varepsilon_2}\right)}. \quad (2.101)$$

Высота потенциального барьера в гетеропереходе $\Delta\varphi_0$ будет определяться суммой потенциалов для каждой из областей гетероперехода:

$$\Delta\varphi_0 = V_{1n} + V_{2p}. \quad (2.102)$$

Функциональная зависимость электрического поля и потенциала в области пространственного заряда гетероперехода от координаты будет соответственно линейной и квадратичной, как и в случае p - n перехода. Скачок электрического поля в гетеропереходе на металлургической границе обусловлен различными значениями диэлектрических постоянных ε_1 и ε_2 . В этом случае, согласно теореме Гаусса,

$$\varepsilon_1 E_{1\max} = \varepsilon_2 E_{2\max}. \quad (2.103)$$

На рисунке 2.22 показаны распределения электрического поля и потенциала в области пространственного заряда гетероперехода.

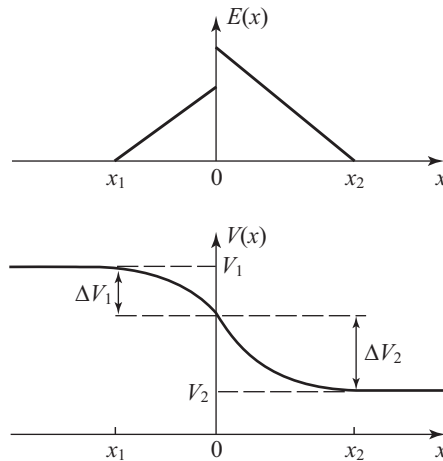


Рис. 2.22. Распределение электрического поля и потенциала в области пространственного заряда гетероперехода n -Ge – p -GaAs

Рассмотрим зонную диаграмму гетероперехода при приложении внешнего напряжения V . Как и в случае p - n перехода, знак напряжения будет определяться знаком приложенного напряжения на p -область гетероперехода. На

рисунке 2.23 приведены зонные диаграммы при положительном и отрицательном напряжениях на гетеропереходе $n\text{-Ge} - p\text{-GaAs}$. Пунктиром на этих же зонных диаграммах изображены энергетические уровни в равновесных условиях $V = 0$.

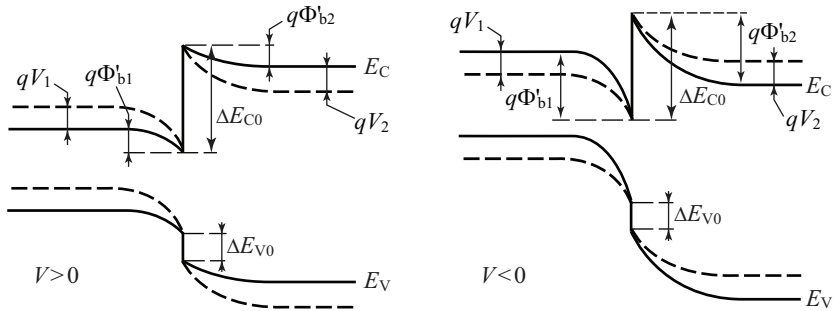


Рис. 2.23. Зонные диаграммы гетероперехода $n\text{-Ge} - p\text{-GaAs}$ при положительном $V > 0$ и отрицательном $V < 0$ напряжениях. Пунктиром изображены энергетические уровни в равновесных условиях $V = 0$

Расчет вольт-амперных характеристик гетероперехода проводится исходя из баланса токов термоэлектронной эмиссии. Это рассмотрение было подробно проведено в разделе «Вольт-амперные характеристики для барьеров Шоттки». Используя тот же самый подход, для вольт-амперной характеристики гетероперехода получаем следующую зависимость:

$$J = J_s (e^{BV_G} - 1). \quad (2.104)$$

Для различных типов гетеропереходов экспоненциальная зависимость тока от напряжения в виде (2.104) сохраняется, выражение для тока J_s модифицируется.

Для гетеропереходов типа $p\text{-Ge} - n\text{-GaAs}$ легко реализовать одностороннюю инжекцию, даже в случае одинакового уровня легирования в эмиттере $p\text{-Ge}$ и базе $n\text{-GaAs}$ гетероперехода. Действительно, при прямом смещении отношение дырочной J_p и электронной J_n компонент инжекционного тока будет определяться отношением концентрации неосновных носителей:

$$\frac{J_p}{J_n} = \frac{\frac{qL_p p_n}{\tau_p}}{\frac{qL_n n_p}{\tau_n}} \approx \frac{p_n}{n_p} = \frac{n_{i2}^2}{N_D} / \frac{n_{i1}^2}{N_A} = \frac{n_{i2}^2}{n_{i1}^2}. \quad (2.105)$$

Поскольку арсенид галлия – более широкозонный полупроводник, чем германий, то собственная концентрация в арсениде галлия (n_{i2}) будет много меньше, чем в германии (n_{i1}), следовательно, дырочная компонента J_p инжекционного тока будет много меньше, чем электронная компонента J_n . Весь

инжекционный ток в гетеропереходе p -Ge — n -GaAs будет определяться электронной компонентой.

На зонной диаграмме гетеропереходов видно, что в области «пичка» для электронов или дырок реализуется потенциальная яма. Расчеты электрического поля в этой области показывают, что его значение достигает величины $E \sim 10^6$ В/см. В этом случае электронный газ локализован в узкой пространственной области вблизи металлургической границы гетероперехода. Для описания такого состояния используют представление о двумерном электронном газе [1, 29, 30]. Решение уравнения Шредингера свидетельствует о наличии энергетических уровней, существенно отстоящих друг от друга (рис. 2.24).

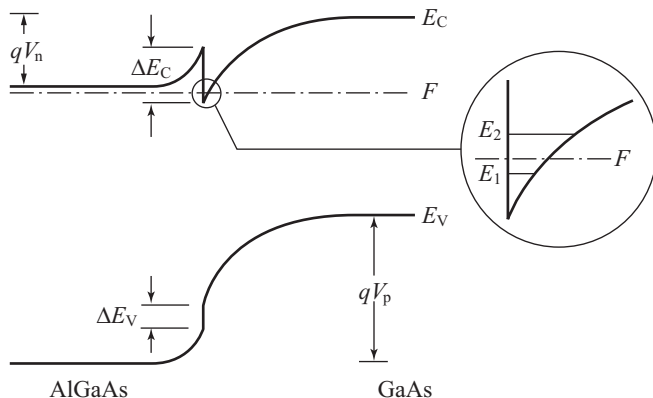


Рис. 2.24. Зонная диаграмма гетероперехода, иллюстрирующая двумерное квантование

Физические свойства двумерного электронного газа существенно отличаются от свойств трехмерного электронного газа. Для двумерного электронного газа меняется плотность квантовых состояний в разрешенных зонах, спектр акустических и оптических фононов, а следовательно кинетические явления в двумерных системах (подвижность носителей, магнетосопротивление и эффект Холла). Экспериментальные исследования двумерного квантования вблизи металлургической границы гетероперехода позволили изучить и объяснить эти явления. Более подробно квантовые свойства двумерного газа обсуждаются в главе 9.

Контрольные вопросы

- 2.1. Чем объясняется искривление энергетических зон у поверхности полупроводника?
- 2.2. Что такое дебаевская длина экранирования?

- 2.3. Нарисуйте зонную диаграмму выпрямляющего контакта металла с полупроводником n -типа.
- 2.4. Почему при контакте металла и полупроводника контактное поле в основном проникает в полупроводник и практически не проникает в металл?
- 2.5. Что такое металлургическая граница?
- 2.6. Чем определяется величина потенциального барьера p - n перехода?
- 2.7. Поясните влияние обратного напряжения на величину потенциального барьера.
- 2.8. Нарисуйте ВАХ идеализированного p - n перехода.
- 2.9. В чем отличие диффузионной емкости от барьерной?
- 2.10. В чем причина возникновения пика на зонной диаграмме гетероперехода?

Задачи

- 2.1. Найти, чему равна высота потенциального барьера ϕ_k в диоде Шоттки электронный германий n -Ge – золото Au. Нарисовать зонную диаграмму контакта при термодинамическом равновесии. Удельное сопротивление полупроводника $\rho = 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$.
- 2.2. Рассчитать, чему равна ширина области обеднения при внешних напряжениях $V = +0,4 \text{ В}$, $V = -2 \text{ В}$ и в равновесных условиях в диоде n -Si – Pt. Нарисовать зонную диаграмму контакта при термодинамическом равновесии.
- 2.3. Для барьера Шоттки электронный арсенид галлия – золото GaAs – Au рассчитать, чему равно максимальное электрическое поле E в области пространственного заряда при внешних напряжениях $V = +0,3 \text{ В}$, $V = 0 \text{ В}$ и $V = -100 \text{ В}$. $N_D = 10^{16} \text{ см}^{-3}$.
- 2.4. Чему равны электрическое поле E и потенциал ϕ в барьере Шоттки n -Si – Au при напряжении $V = -5 \text{ В}$ на расстоянии $z = 1,2 \text{ мкм}$ от границы раздела кремний – золото. $\rho = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$.
- 2.5. Найти, чему равны плотности тока j в барьере Шоттки n -GaAs – Pt при внешнем напряжении $V = +0,5 \text{ В}$ и $V = -5 \text{ В}$. Чем обусловлены эти токи? $\rho = 50 \text{ Ом}\cdot\text{см}$.
- 2.6. Рассчитать высоту потенциального барьера ϕ_k в p - n переходе n -Ge – p -Ge с объемным сопротивлением $\rho = 2 \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Как изменится высота потенциального барьера на границе при изменении напряжения от $V = +0,15 \text{ В}$ до $V = -5 \text{ В}$. Нарисовать зонные диаграммы.
- 2.7. Найти максимальное электрическое поле E и ширину областей пространственного заряда W_n и W_p в электронном и дырочном германии для p - n перехода в равновесных условиях. $\rho_n = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, $\rho_p = 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$.
- 2.8. Как изменится величина и направление электрического поля в p - n переходе n -Si – p -Si с $\rho = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ при изменении внешнего напряжения с прямо-

го $V = +0,4$ В на обратное $V = -2$ В на расстоянии $z = +0,2$ мкм от границы раздела электронного и дырочного полупроводников.

2.9. Рассчитать изменение потенциального барьера $\varphi(z)$ вглубь полупроводников в $p-n^+$ переходе $n^+-Si-p-Si$ при напряжении $V = -1$ В с шагом $\Delta z = 0,1$ мкм. $\rho_n = 0,001$ Ом·см, $\rho_p = 4,5$ Ом·см. Нарисовать зонную диаграмму.

2.10. Рассчитать величину тока I в кремниевом $p-n$ переходе при внешнем напряжении $V = +0,5$ В и $V = -0,5$ В. Уровни легирования: $N_A = 10^{16}$ см⁻³, $N_D = 10^{14}$ см⁻³, площадь $S = 1$ мм².

2.11. Рассчитать и построить зонную диаграмму гетероперехода $n-Ge-p-GaAs$. $N_{D,A} = 10^{16}$ см⁻³.

2.12. Имеется резкий кремниевый $p-n$ переход при комнатной температуре $T = 300$ К с площадью $S = 10^{-3}$ см² и концентрацией легирующей примеси $N_D = N_A = 10^{18}$ см⁻³. Вычислить накопленный заряд и время, за которое обратное смещение возрастет от 0 до -10 В, если ток через этот диод равен 1 мА.

Глава 3. Физика поверхности и МДШ-структуры

3.1. Область пространственного заряда (ОПЗ) в равновесных условиях

3.1.1. Зонная диаграмма приповерхностной области полупроводника в равновесных условиях

Будем рассматривать изменение энергетического спектра свободных носителей заряда в приповерхностной области полупроводника под действием внешнего электрического поля. При этом будем считать, что на поверхности полупроводника энергетический спектр при отсутствии внешнего поля точно такой же, как и в объеме, т.е. поверхность полупроводника является идеальной, без поверхностных состояний. Оценим характерные величины, определяющие электрофизические свойства полупроводника. При концентрации легирующей донорной примеси $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и условии ее полной ионизации среднее расстояние между донорами, а также между свободными электронами будет составлять величину $\langle a \rangle = N_D^{-\frac{1}{3}} = 1000 \text{ \AA}$. Пусть электрическое поле E в полупроводнике создается бесконечной плоскостью с зарядом σ на единицу площади, отстоящей на некотором расстоянии от поверхности полупроводника. Известно, что

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon\epsilon_0} = \frac{qN_M}{2\epsilon\epsilon_0}, \quad (3.1)$$

где N_M – плотность зарядов на металлической плоскости единичной площади, ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость промежутка.

Отсюда, полагая $\epsilon \approx 10$ и $E = 10^6 \div 10^7 \text{ В/см}$, получаем $N_M = 10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Следовательно, в экранировке электрического поля в полупроводнике или любом другом твердом теле должны принять участие $10^{12} \div 10^{13}$ свободных или фиксированных зарядов на единицу площади. В металлах, где концентрация свободных электронов в единице объема $n \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$, такое количество свободных носителей соответствует их перераспределению на величину порядка межатомных расстояний, и, следовательно, электрическое поле вглубь металлов не проникает. В диэлектриках, где концентрация свободных носителей меньше 10^5 см^{-3} , электрическое поле не экранируется (кроме как поляризационными процессами) и проникает на любое расстояние вглубь диэлектрика. В полупроводниках ситуация промежуточная. Например, для экранировки электрического поля от отрицательного заряда плотностью $N_M = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ на металлическом электроде в электронном полупроводнике требуется слой ионизованных доноров шириной $W = N_M/N_D = 10^{-4} \text{ см} = 1 \text{ мкм}$.

Для экранировки поля от положительного заряда необходимо подтянуть электроны из объема полупроводника. При этом характерная глубина проникновения электрического поля также составляет десятки и сотни ангстрем.

Следовательно, из-за малой концентрации свободных носителей заряда в объеме полупроводника возможно проникновение электрического поля вглубь полупроводника на большие, по сравнению с межатомными, расстояния. Проникшее электрическое поле перераспределяет свободные носители заряда. Это явление получило название эффекта поля. Таким образом, **эффект поля** – это изменение концентрации свободных носителей в приповерхностной области полупроводника под действием внешнего электрического поля. Поскольку заряд свободных носителей или ионизированных доноров пространственно распределен в приповерхностной области полупроводника и эта область не является электронейтральной, она получила название **область пространственного заряда** (ОПЗ).

Отметим, что в случае реализации эффекта поля источником внешнего электрического поля могут быть заряды на металлических пластинах вблизи поверхности полупроводника, заряды на границе и в объеме диэлектрического покрытия и т.д.

Наличие электрического поля $E(x)$ в ОПЗ меняет величину потенциальной энергии электрона в этой области. Если электрическое поле направлено от поверхности вглубь полупроводника, то электроны будут иметь минимальную энергию в этом поле вблизи поверхности, где для них энергетическое положение соответствует наличию потенциальной ямы. Очевидно, что

изменение потенциальной энергии электрона $U(x) - U(\infty) = \int_{\infty}^x E(x) dx$, где

$U(\infty)$ – потенциальная энергия электрона в нейтральном объеме полупроводника. Поскольку на дне зоны проводимости кинетическая энергия электронов равна нулю, изменение потенциальной энергии по координате должно изменить точно так же ход дна зоны проводимости, а соответственно и вершины валентной зоны. Этот эффект изображен на зонных диаграммах, приведенных на рисунках 3.1, 3.2, и получил название **изгиба энергетических зон**. Величина разности потенциалов между квазинейтральным объемом и произвольной точкой ОПЗ получила название **электростатического потенциала**

$$\psi = \frac{1}{q} \int_x^{\infty} E(x) dx. \quad (3.2)$$

Значение электростатического потенциала на поверхности полупроводника называется **поверхностным потенциалом** и обозначается ψ_s . На зонной диаграмме (рис. 3.1) величина ψ_s отрицательна.

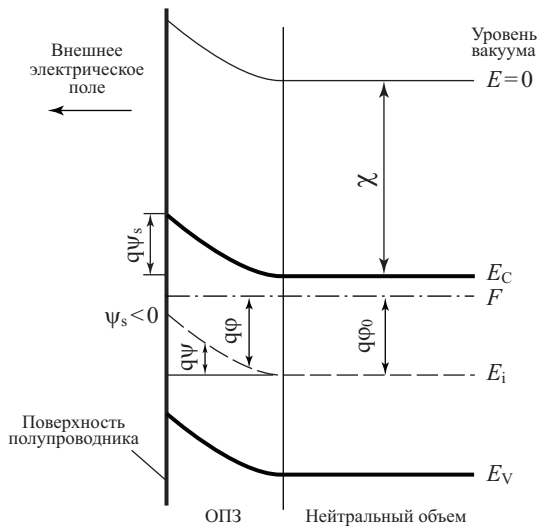


Рис. 3.1. Зонная диаграмма приповерхностной области полупроводника n -типа

Выразим концентрацию электронов n и дырок p в ОПЗ через электростатический потенциал ψ . В квазинейтральном объеме в невырожденном случае

$$\begin{aligned} n_0 &= n_i e^{\beta\varphi_0}, \\ p_0 &= p_i e^{-\beta\varphi_0}, \end{aligned} \quad (3.3)$$

где $\beta = q/kT$, φ_0 – расстояние от уровня Ферми до середины запрещенной зоны в квазинейтральном объеме. Величины n и p в ОПЗ будут:

$$\begin{aligned} n &= n_i e^{\beta\varphi} = n_i e^{\beta(\psi+\varphi_0)} = n_0 e^{\beta\psi}, \\ p &= p_i e^{-\beta\varphi} = p_i e^{-\beta(\psi+\varphi_0)} = p_0 e^{-\beta\psi}. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Величины концентраций электронов n_s и дырок p_s на поверхности носят название **поверхностной концентрации** и имеют значения

$$\begin{aligned} n_s &= n_0 e^{\beta\psi_s}, \\ p_s &= p_0 e^{-\beta\psi_s}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

В зависимости от направления и величины внешнего электрического поля, типа полупроводниковой подложки различают 4 различных состояния поверхности полупроводника: обогащение, обеднение, слабая инверсия и сильная инверсия. Все эти ситуации отражены на рисунке 3.2 для полупроводника n -типа.

Обогащение – состояние поверхности полупроводника, когда поверхностная концентрация основных носителей больше, чем концентрация основных носителей в нейтральном объеме (рис. 3.2а).

n -тип	$n_s > n_0$	зоны изогнуты вниз	$\psi_s > 0$
----------	-------------	--------------------	--------------

p -тип	$p_s > p_0$	зоны изогнуты вверх	$\psi_s < 0$
----------	-------------	---------------------	--------------

Обеднение – состояние поверхности полупроводника, когда поверхностная концентрация неосновных носителей меньше, чем концентрация основных носителей в квазинейтральном объеме, но больше, чем поверхностная концентрация неосновных носителей (рис. 3.2б).

n -тип	$p_s < n_s < n_0$	зоны изогнуты вверх	$\psi_s < 0$	$0 < \psi_s < \varphi_0$
p -тип	$n_s < p_s < p_0$	зоны изогнуты вниз	$\psi_s > 0$	$0 < \psi_s < \varphi_0$

Переход от состояния обогащения к состоянию обеднения происходит при значении поверхностного потенциала $\psi_s = 0$, получившем название **потенциала «плоских» зон**. При этом концентрации основных и неосновных носителей на поверхности и в объеме совпадают.

Слабая инверсия – состояние поверхности полупроводника, когда поверхностная концентрация неосновных носителей больше, чем поверхностная концентрация основных, но меньше, чем концентрация основных носителей в квазинейтральном объеме (рис. 3.2в).

n -тип	$n_s < p_s < n_0$	зоны изогнуты вверх	$\psi_s < 0$	$\varphi_0 < \psi_s < 2\varphi_0$
p -тип	$p_s < n_s < p_0$	зоны изогнуты вниз	$\psi_s > 0$	$\varphi_0 < \psi_s < 2\varphi_0$

Переход от области обеднения к области слабой инверсии происходит при значении поверхностного потенциала $|\psi_s| = \varphi_0$, соответствующем состоянию поверхности с собственной проводимостью

$$n_s = p_s = n_1.$$

Сильная инверсия – состояние поверхности полупроводника, когда поверхностная концентрация неосновных носителей больше, чем концентрация основных носителей в квазинейтральном объеме (рис. 3.2г).

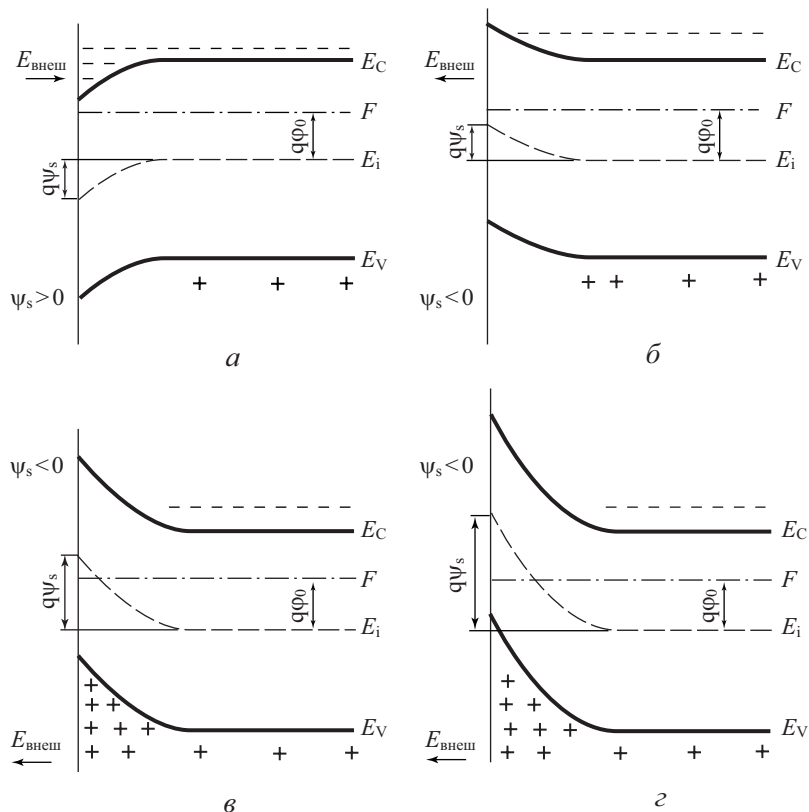


Рис. 3.2. Зонная диаграмма приповерхностной области полупроводника *n*-типа при различных состояниях поверхности:

а) обогащение; б) обеднение; в) слабая инверсия; з) сильная инверсия

<i>n</i> -тип	$p_s > n_0$	зоны изогнуты вверх	$\psi_s < 0$	$ \psi_s > 2\phi_0$
<i>p</i> -тип	$n_s > p_0$	зоны изогнуты вниз	$\psi_s > 0$	$\psi_s > 2\phi_0$

Переход от области слабой инверсии к области сильной инверсии происходит при значении поверхностного потенциала $\psi_s = 2\phi_0$, получившем название **«порогового» потенциала**. При этом концентрация неосновных носителей на поверхности равна концентрации основных носителей в объеме полупроводника.

Та область в ОПЗ, где суммарная концентрация свободных носителей электронов и дырок меньше, чем концентрация ионизованной примеси, называется **областью обеднения**. Область в ОПЗ, где концентрация свободных неосновных носителей больше, чем основных, получила название **инверсионного канала**.

3.2. Заряд в области пространственного заряда

Одной из основных задач при анализе области пространственного заряда полупроводника является нахождение связи между электростатическим потенциалом $\psi(x)$, с одной стороны, и величинами заряда в области пространственного заряда Q_s , избытка электронов и дырок $\Gamma_{p,n}$, емкости ОПЗ C_s – с другой. Нахождение этой связи основано на решении уравнения Пуассона для ОПЗ.

3.2.1. Уравнение Пуассона для ОПЗ

Запишем уравнение Пуассона для полупроводника p -типа:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0\epsilon_s}. \quad (3.6)$$

Величина $\rho(x)$ в общем случае, когда отсутствует ограничение на малость возмущения, будет:

$$\rho(z) = q(N_D^+ - N_A^- + p - n). \quad (3.7)$$

В квазинейтральном объеме, где условие электронейтральности выполняется, $\rho(x) = 0$.

Тогда

$$N_D^+ - N_A^- = n_0 - p_0. \quad (3.8)$$

Поскольку, как было показано в (3.3 – 3.5),

$$\begin{aligned} n &= n_0 e^{\beta\varphi}, & p &= p_0 e^{-\beta\varphi}, \\ n_0 &= n_i e^{-\beta\varphi_0}, & p_0 &= p_i e^{\beta\varphi_0}, \end{aligned}$$

для $\rho(z)$ в ОПЗ имеем:

$$\rho(x) = -qp_0[e^{-2\beta\varphi_0}(e^{\beta\psi} - 1) - e^{-\beta\psi} + 1]. \quad (3.9)$$

Подставляя (3.9) в (3.6), имеем для нахождения $\psi(z)$ дифференциальное уравнение:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} = \frac{qp_0}{\epsilon_s\epsilon_0}[e^{-2\beta\varphi_0}(e^{\beta\psi} - 1) - e^{-\beta\psi} + 1]. \quad (3.10)$$

Домножим выражение для дебаевской длины экранирования, которое представлено в разделе 2.5 формулой (2.23), слева и справа на величину $\frac{d\psi}{dz}$.

Тогда

$$\frac{d\psi}{dz} \cdot \frac{d^2\psi}{dz^2} = \frac{1}{2} \frac{d}{dz} \left(\frac{d\psi}{dz} \right)^2. \quad (3.11)$$

Следовательно,

$$d\left(\frac{d\psi}{dz}\right)^2 = \frac{qp_0}{\varepsilon_s \varepsilon_0} [e^{-2\beta\varphi_0} (e^{\beta\psi} - 1) - e^{-\beta\psi} + 1] d\psi. \quad (3.12)$$

Проинтегрировав (3.12) от бесконечности до некоторой точки ОПЗ, получаем:

$$\left(\frac{d\psi}{dz}\right)^2 = \frac{qp_0}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \frac{1}{\beta} [(e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + e^{-2\beta\varphi_0} (e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1)]. \quad (3.13)$$

Воспользовавшись определением дебаевской длины экранирования L_D (2.23), а также соотношением $E(z) = -\frac{d\psi}{dz}$, получаем:

$$E^2 = \left(\frac{kT}{q}\right)^2 \frac{1}{L_D^2} [(e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + e^{-2\beta\varphi_0} (e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1)]. \quad (3.14)$$

Обозначим

$$F(\psi, \varphi_0) \equiv [(e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1) + e^{-2\beta\varphi_0} (e^{\beta\psi} - \beta\psi - 1)]^{1/2}. \quad (3.15)$$

Из (3.14) и (3.15) имеем:

$$E = -\frac{d\psi}{dz} = \pm \frac{kT}{q} \frac{1}{L_D} F(\psi, \varphi_0). \quad (3.16)$$

Соотношение (3.16) называется **первым интегралом уравнения Пуассона**.

Знак электрического поля выбирается в зависимости от знака поверхностного потенциала. Если $\psi_s > 0$ (обеднение основными носителями или инверсия), поле направлено вглубь полупроводника по оси z и положительно. При $\psi_s < 0$ поле E направлено против оси z и отрицательно.

Величина электрического поля на поверхности E_s будет:

$$E_s = \pm \frac{kT}{q} \frac{\sqrt{2}}{L_D} F(\psi_s, \varphi_0). \quad (3.17)$$

Поскольку согласно теореме Гаусса величина электрического поля на поверхности E_s связана определенным образом с плотностью пространственного заряда на единицу площади Q_{sc} , имеем:

$$Q_{sc} = \varepsilon_s \varepsilon_0 E_s = \pm \frac{\sqrt{2} \varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{q L_D} F(\psi_s, \varphi_0). \quad (3.18)$$

Отметим, что соотношения (3.16 – 3.18), полученные в этом разделе, являются очень важными и будут в дальнейшем неоднократно привлекаться для анализа ОПЗ.

3.2.2. Выражение для заряда в ОПЗ

Выражение (3.18) для заряда в ОПЗ, полученное в предыдущем параграфе, справедливо для любых значений поверхностного потенциала. Однако использование его для конкретных случаев довольно затруднено в силу громоздкости функции $F(\psi, \varphi_0)$ в виде (3.15). Получим выражение для заряда Q_{sc} , упростив соотношение (3.18) для различных областей.

Область обогащения ($\psi_s < 0$). Для полупроводника p -типа заряд в ОПЗ Q_{sc} обусловлен зарядом свободных дырок Q_p , как только

$$|\psi_s| > \frac{kT}{q}; \quad |\beta\psi_s| > 1. \quad (3.19)$$

$$Q_{sc} = Q_p = \frac{\sqrt{2}\varepsilon_s\varepsilon_0kT}{qL_D} e^{-\frac{\beta\psi_s}{2}}.$$

Область обеднения ($\varphi_0 > \psi_s > 0$). Заряд в ОПЗ Q_{sc} обусловлен только зарядом ионизованных акцепторов Q_B . Из (3.16, 3.18) следует, что

$$Q_{sc} = Q_B = \sqrt{2\varepsilon_s\varepsilon_0qN_A} \left(\psi_s - \frac{kT}{q} \right) = \frac{\sqrt{2}\varepsilon_s\varepsilon_0kT}{qL_D} (\beta\psi_s - 1)^{1/2}. \quad (3.20)$$

Ширина обедненной области

$$W = \frac{Q_B}{qN_A} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0}{qN_A} \left(\psi_s - \frac{kT}{q} \right)}.$$

Область слабой инверсии ($2\varphi_0 > \psi_s > \varphi_0$). Заряд в ОПЗ Q_{sc} , так же как и в случае обеднения, обусловлен только зарядом ионизованных акцепторов Q_B , поскольку заряд свободных электронов $Q_n \ll Q_B$.

$$Q_{sc} = Q_B = \sqrt{2\varepsilon_s\varepsilon_0qN_A} \left(\psi_s - \frac{kT}{q} \right) = \frac{\sqrt{2}\varepsilon_s\varepsilon_0kT}{qL_D} (\beta\psi_s - 1)^{1/2}. \quad (3.21)$$

Область сильной инверсии ($\psi_s > 2\varphi_0$). Заряд в ОПЗ Q_{sc} обусловлен в основном зарядом свободных электронов вблизи поверхности в инверсионном канале Q_n , хотя в начале области сильной инверсии еще существует вклад заряда ионизованных акцепторов

$$Q_{sc} = Q_W + Q_B \approx Q_n = \frac{\varepsilon_s\varepsilon_0kT}{\sqrt{2}qL_D} e^{\frac{\beta(\psi_s - 2\varphi_0)}{2}}. \quad (3.22)$$

Величина заряда ионизованных акцепторов Q_B в ОПЗ и ширина слоя обеднения W не зависят от поверхностного потенциала ψ_s и равны:

$$Q_B = \sqrt{2q\varepsilon_s\varepsilon_0N_A} \left(2\varphi_0 - \frac{kT}{q} \right); \quad W = \sqrt{\frac{2q\varepsilon_s\varepsilon_0}{qN_A} \left(2\varphi_0 - \frac{kT}{q} \right)}. \quad (3.23)$$

Отметим, что, как следует из рисунка 3.2 и выражений (3.19 – 3.22), область обогащения по многим параметрам подобна области сильной инверсии,

а область обеднения – области слабой инверсии. На рисунке 3.3 приведено значение заряда в ОПЗ Q_{sc} как функции поверхностного потенциала ψ_s , рассчитанное для конкретного случая.

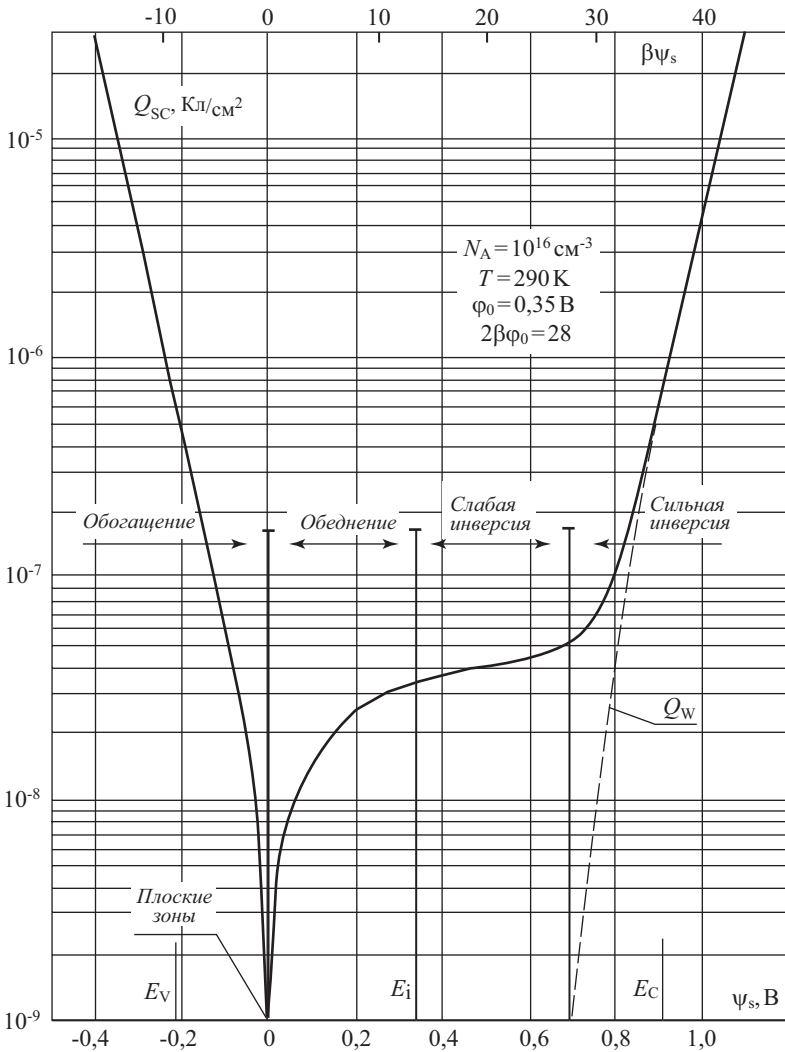


Рис. 3.3. Зависимость заряда в ОПЗ от поверхностного потенциала ψ_s , рассчитанная для кремния p -типа

3.2.3. Избыток свободных носителей заряда

Важной характеристикой ОПЗ является значение заряда свободных носителей (электронов или дырок) $Q_{p,n}$ или, если выразить этот заряд в единицах

элементарного заряда, величина *избытка электронов или дырок* $\Gamma_{p,n}$ в ОПЗ. Определим величину Γ_p как

$$\Gamma_p = \int_0^{\infty} (p(z) - p_0) dz, \quad (3.24)$$

где $p(z)$ – концентрация дырок в ОПЗ, p_0 – концентрация дырок в квазинейтральном объеме.

Таким образом, избыток электронов или дырок – это избыточное по сравнению с равновесным в нейтральном объеме число свободных носителей на единицу площади ОПЗ. В ряде источников иногда избыток свободных носителей $\Gamma_{p,n}$ называют *поверхностной концентрацией*. Это не совсем верно, ибо поверхностная концентрация по своему смыслу есть число свободных носителей заряда на единицу объема, рассчитанное на поверхности полупроводника. А избыток $\Gamma_{p,n}$ есть избыточное число свободных носителей, проинтегрированное по глубине ОПЗ и рассчитанное на единицу площади.

Из (3.24) следует, что

$$\Gamma_p = p_0 \int_0^{\infty} (e^{-\beta\psi} - 1) dz = p_0 \int_{\psi_s}^0 \frac{e^{-\beta\psi} - 1}{\frac{d\psi}{dz}} d\psi. \quad (3.25)$$

Аналогично избыток электронов Γ_n равен:

$$\Gamma_n = n_0 \int_{\psi_s}^0 \frac{e^{\beta\psi} - 1}{\frac{d\psi}{dz}} d\psi. \quad (3.26)$$

Понятиями избытка $\Gamma_{p,n}$ чаще пользуются, когда говорят о свободных носителях в инверсионном канале. Для случая обогащения выражения (3.25, 3.26), рассчитанные с учетом (3.15), при значениях $|\beta\psi_s| > 3$ будут иметь вид:

$$\Gamma_p = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{\sqrt{2} q^2 L_D} e^{-\frac{\beta\psi_s}{2}}, \quad (3.27)$$

$$\Gamma_n = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{\sqrt{2} q^2 L_D} e^{\frac{\beta\psi_s}{2}}. \quad (3.28)$$

Для области слабой и сильной инверсии выражение для $\Gamma_{p,n}$ можно получить в аналитическом виде из выражений для зарядов в ОПЗ, не прибегая к интегрированию (3.25, 3.26).

Действительно, заряд свободных носителей, например, электронов, в инверсионном канале Q_n равен разности полного заряда Q_{sc} и заряда ионизованных доноров Q_B , для которых имеются аналитические выражения:

$$Q_n = Q_{sc} - Q_B. \quad (3.29)$$

Для случая инверсии соотношение (3.18) для Q_{sc} упрощается и будет иметь вид:

$$Q_{sc} = \left\{ 2q\varepsilon_s\varepsilon_0 N_A \left[\psi_s + \frac{kT}{q} (e^{\beta(\psi_s - 2\varphi_0)} - 1) \right] \right\}^{1/2}. \quad (3.30)$$

Используя выражения для Q_B в виде (3.20) и (3.23), получаем соответственно для области слабой и сильной инверсии выражения для Q_n в виде:

$$Q_n = \left[2q\varepsilon_s\varepsilon_0 N_A \left(\psi_s - \frac{kT}{q} \right) \right]^{1/2} \left\{ \left[1 + \frac{kT}{q} \frac{e^{\beta(\psi_s - 2\varphi_0)}}{\psi_s - \frac{kT}{q}} \right]^{1/2} - 1 \right\}, \quad (3.31)$$

$$Q_n = \left[2q\varepsilon_s\varepsilon_0 N_A \left(\psi_s - \frac{kT}{q} \right) \right]^{1/2} \left\{ \left[1 + \frac{kT}{q} \frac{e^{\beta(\psi_s - 2\varphi_0)}}{\psi_s - \frac{kT}{q}} \right]^{1/2} - \left[\frac{2\varphi_0 - \frac{kT}{q}}{\psi_s - \frac{kT}{q}} \right]^{1/2} \right\}. \quad (3.32)$$

Для случая (3.32), используя соотношение

$$(1+x)^{1/2} \approx 1 + \frac{x}{2}, \quad \text{при } x \ll 1,$$

получаем:

$$Q_n = C_B \frac{kT}{q} e^{\beta(\psi_s - 2\varphi_0)}. \quad (3.33)$$

Здесь $C_B = -\frac{\partial Q_B}{\partial \psi} = \left[\frac{2q\varepsilon_s\varepsilon_0 N_A}{\psi_s - \frac{kT}{q}} \right]^{1/2}$ – емкость обедненной области.

Для случая (3.33) удовлетворительная аппроксимация существует только при $\beta(\psi_s - 2\varphi_0) > 7$ и имеет вид:

$$Q_n = [2kT\varepsilon_s\varepsilon_0 N_A]^{1/2} e^{\frac{\beta(\psi_s - 2\varphi_0)}{2}}. \quad (3.34)$$

Отметим, что выражение (3.33) совпадает с соответствующим выражением для Q_n в уравнении (3.22). Величина избытка электронов $\Gamma_n = Q_n/q$ будет для области слабой и сильной инверсии при соответствующих ограничениях равна:

$$\Gamma_n = C_p \frac{kT}{q^2} e^{\beta(\psi_s - 2\varphi_0)}, \quad (3.35)$$

$$\Gamma_n = \left(2 \frac{kT}{q^2} \varepsilon_s \varepsilon_0 N_A \right)^{1/2} e^{\frac{\beta(\psi_s - 2\varphi_0)}{2}}. \quad (3.36)$$

Из соотношения (3.36) при значении $\psi_s = 2\varphi_0$, т.е. для начала области сильной инверсии, можно получить, что для кремния с удельным сопротивлением $\rho = (1 \div 10)$ Ом·см величина избытка $\Gamma_n(\psi_s = 2\varphi_0) = (10^9 \div 10^{10}) \text{ см}^{-2}$. Максимальное значение избытка Γ_n , достигаемое в ОПЗ, составляет $\Gamma_{n \max} = (1 \div 2) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ и ограничивается пробоем ОПЗ полупроводника.

Из соотношений (3.35, 3.36) следует, что избыток свободных носителей экспоненциально зависит от значения поверхностного потенциала ψ_s и слабо зависит от температуры и легирования полупроводника. На рисунках 3.4 и 3.5 приведены соответствующие графики зависимости Q_n и Γ_n от значения ψ_s .

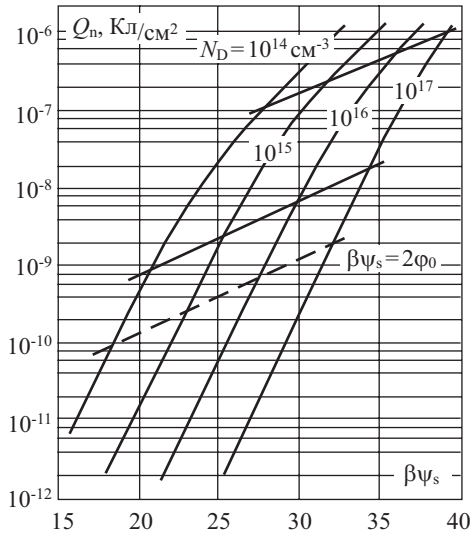


Рис. 3.4. Зависимость заряда свободных электронов Q_n в инверсионном канале от поверхностного потенциала ψ_s , рассчитанная для кремния p -типа с различной концентрацией акцепторов

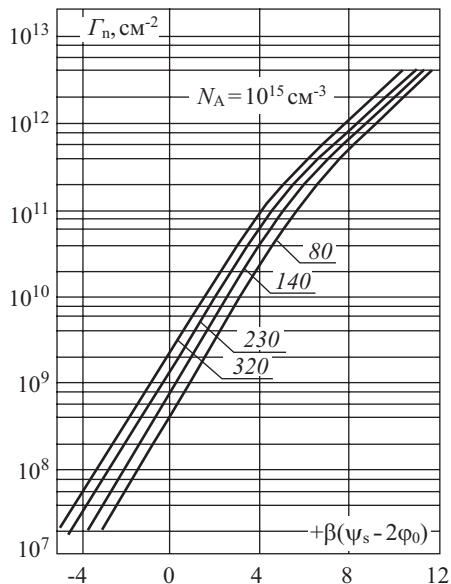


Рис. 3.5. Зависимость избытка электронов Γ_n в инверсионном канале от поверхностного потенциала ψ_s , рассчитанная для кремния p -типа при различной температуре

3.2.4. Среднее расстояние локализации свободных носителей от поверхности полупроводника

Для ряда процессов, протекающих в ОПЗ, важной характеристикой является *среднее расстояние* λ_c , на котором локализованы свободные носители заряда, электроны или дырки, от поверхности полупроводника. Определим величину λ_c следующим образом:

$$\lambda_c = \frac{\int_0^{\infty} \rho(z) z dz}{\int_0^{\infty} \rho(z) dz}, \quad (3.37)$$

где $\rho(z)$ – плотность заряда свободных носителей в направлении, перпендикулярном поверхности.

Очевидно, что интеграл

$$\int_0^{\infty} \rho(z) dz = Q_{p,n} \quad (3.38)$$

равен заряду свободных носителей в ОПЗ. Для случая обогащения поверхности основными носителями (для полупроводника p -типа – дырками) величина λ_c будет после соответствующего интегрирования равна:

$$\lambda_c = \frac{\beta \psi_s L_D}{F(\psi_s, \varphi_0)}. \quad (3.39)$$

Отметим, что соотношение (3.39) применимо и для случая инверсии, если под λ_c понимать центр оид расположения полного заряда Q_{sc} в ОПЗ.

Для области слабой инверсии электрическое поле $E(z)$ в пределах инверсионного слоя постоянно и равно полю на поверхности E_s . Электростатический потенциал линейно спадает по инверсионному слою:

$$\psi = \psi_s - E_s z. \quad (3.40)$$

При этом распределение концентрации $n(z)$ по глубине инверсионного слоя будет:

$$n(z) = n_0 e^{\beta(\psi_s - E_s z)} = n_s e^{-\beta E_s z}. \quad (3.41)$$

Тогда из (3.39) и (3.41) с учетом (3.4, 3.5) и (3.18) следует:

$$\lambda_c = \frac{1}{\beta E_z} = \frac{\epsilon_s \epsilon_0 k T}{q Q_B}. \quad (3.42)$$

Как следует из (3.42), в области слабой инверсии среднее расстояние λ_c свободных носителей заряда слабо зависит от поверхностного потенциала ψ_s , а следовательно, и от избытка свободных носителей в канале. Зависимость λ_c от температуры T близка к линейной.

Для области очень сильной инверсии, когда $Q_n \gg Q_B$, выражение для центроида электронов в инверсионном канале дается соотношением (3.39). В промежуточной области значений поверхностного потенциала среднее расстояние λ_c необходимо рассчитывать, пользуясь численными методами, по уравнению (3.37).

На рисунке 3.6 приведен результат такого численного расчета. Обращает на себя внимание тот факт, что значения центроида λ_c лежат в пределах $(20 \div 300) \text{ \AA}$ в реально достижимых случаях как для случая обогащения, так и инверсии. Особой точкой является значение потенциала плоских зон $\psi_s = 0$, где значение λ_c равняется дебаевской длине экранирования, достигающей десятых долей микрона.

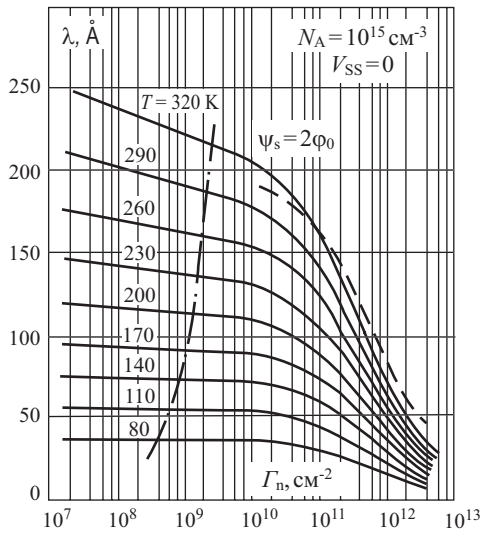


Рис. 3.6. Рассчитанное численно среднее расстояние локализации электронов λ_c в ОПЗ в зависимости от избытка электронов Γ_n при разных температурах. Пунктирная линия соответствует самосогласованному квантовому расчету Стерна для многих уровней при $T = 300$ К для кремния p -типа

3.2.5. Форма потенциального барьера на поверхности полупроводника

При решении уравнения Пуассона в разделе 3.2.1 нами был получен первый интеграл в виде (3.16). Для нахождения формы потенциального барьера, т.е. зависимости электростатического потенциала $\psi(z)$, необходимо проинтегрировать соотношение (3.16) и получить **второй интеграл уравнения Пуассона**:

$$\int_{\psi_s}^{\psi} \frac{d\psi}{F(\psi_s, \varphi_0)} = \frac{kT}{q} \frac{1}{L_D} z. \quad (3.43)$$

В общем виде уравнение (3.43) решить и найти аналитическое выражение $\psi(z)$ не удастся. Рассмотрим частные случаи.

1. Собственный полупроводник: $p = n = n_i$; $\varphi_0 = 0$

Из (3.15) следует, что величина $F(\psi, \varphi_0)$ для собственного полупроводника

$$F(\psi, \varphi_0) = (e^{-\beta\psi} + e^{\beta\psi} - 2)^{1/2} = \frac{1}{2} \operatorname{sh} \left(\frac{\beta\psi}{2} \right). \quad (3.44)$$

Подставляя (3.44) в (3.43), имеем:

$$\frac{z}{L_D} = \frac{q}{\sqrt{2kT}} \int_{\psi_s}^{\psi} \frac{dz}{sh\left(\frac{\beta\psi}{2}\right)}. \quad (3.45)$$

Легко убедиться, что решение (3.45) будет в виде:

$$\frac{\sqrt{2}z}{L_D} = \ln \frac{th \frac{\beta\psi_s}{4}}{th \frac{\beta\psi}{4}} \quad (3.46)$$

или

$$th\left(\frac{\beta\psi}{4}\right) = th\left(\frac{\beta\psi_s}{4}\right) \exp\left(\frac{\sqrt{2}z}{L_D}\right). \quad (3.47)$$

Из (3.47) трудно наглядно представить форму потенциального барьера. Расчет показывает быстрый спад $\psi(z)$ вблизи поверхности и относительно медленное убывание при больших величинах z .

2. Обеднение и слабая инверсия в примесном полупроводнике

Для этой области, как следует из (3.15), функция $F(\psi, \varphi_0)$ имеет совсем простой вид. Второй интеграл уравнения Пуассона при этом будет равен:

$$\int_{\psi_s}^{\psi} \frac{d\psi}{\left(\beta\psi - \frac{kT}{q}\right)^{1/2}} = \frac{kT}{q} \frac{1}{L_D} z. \quad (3.48)$$

Используя граничное условие, что при $z = W$, т.е. ширине ОПЗ в обеднении и слабой инверсии потенциала $\psi = 0$, получаем непосредственным интегрированием:

$$\psi(z) = \psi_s \left(1 - \frac{z}{W}\right)^2. \quad (3.49)$$

Таким образом, из (3.49) следует, что потенциал ψ в ОПЗ в случае обеднения и слабой инверсии квадратично спадает по глубине ОПЗ. Поскольку толщина инверсионного слоя много меньше ширины обедненной области, то в первом приближении

$$\psi(z) = \psi_s - \frac{2\psi_s}{W} z = \psi_s - E_s z. \quad (3.50)$$

Потенциал ψ в области слабой инверсии спадает по толщине инверсионного слоя по линейному закону, поэтому говорят о треугольной потенциальной яме на поверхности.

3. Область обогащения и очень сильной инверсии в примесном полупроводнике

Будем рассматривать область изменения поверхностного потенциала ψ_s , когда для зарядов в ОПЗ справедливы соотношения (3.19) и (3.22). Получим форму потенциального барьера $\psi(z)$ для случая инверсии, а для случая обогащения вид будет аналогичный.

Из (3.44) и (3.15) следует, что при $\beta\psi > 7$

$$\int_{\psi_s}^{\psi} \frac{d\psi}{e^{\frac{\beta(\psi-2\varphi_0)}{2}}} = \frac{kT}{q} \frac{\sqrt{2}}{L_D} z. \quad (3.51)$$

Непосредственное интегрирование (3.51) приводит к зависимости:

$$\psi(z) = 2\varphi_0 - \frac{2kT}{q} \ln \left[\frac{\sqrt{2}z}{L_D} + e^{-\beta(\psi_s-2\varphi_0)} \right]. \quad (3.52)$$

Для случая обогащения аналогично получаем:

$$\psi(z) = \frac{2kT}{q} \ln \left[\frac{\sqrt{2}z}{L_D} + e^{\frac{\beta\psi_s}{2}} \right]. \quad (3.53)$$

Потенциал $\psi(z)$ в этой области меняется по логарифмическому закону, в таком случае говорят о логарифмической яме на поверхности полупроводника.

3.3. Емкость области пространственного заряда

Поскольку полный заряд в ОПЗ Q_{sc} зависит от величины поверхностного потенциала ψ_s , то область пространственного заряда обладает определенной емкостью C_{sc} .

Величина C_{sc} , как следует из соотношения (3.18), будет равна:

$$C_{sc} \equiv \frac{\partial Q_{sc}}{\partial \psi_s} = \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{\sqrt{2}L_D} \frac{\left[(1 - e^{-\beta\psi_s}) + e^{-2\beta\varphi_0} (e^{\beta\psi_s} - 1) \right]}{F(\psi_s, \varphi_0)}. \quad (3.54)$$

Для того, чтобы получить выражения для емкости ОПЗ в различных случаях (обеднение, обогащение, инверсия), можно либо непосредственно воспользоваться (3.54), либо воспользоваться выражениями для заряда Q_{sc} , полученными в разделе 3.2.2. Напомним, что рассматривается полупроводник p -типа.

Область обогащения ($\psi_s < 0$)

Емкость ОПЗ C_{sc} обусловлена емкостью свободных дырок C_p :

$$C_{sc} = C_p = \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{L_D} e^{\frac{\beta\psi_s}{2}}. \quad (3.55)$$

Область обеднения и слабой инверсии ($2\varphi_0 > \psi_s > 0$)

Емкость ОПЗ C_{sc} обусловлена емкостью области ионизованных акцепторов C_B :

$$C_{sc} = C_B = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 q N_A}{\sqrt{2 \left(\psi_s - \frac{kT}{q} \right)}} = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{W}. \quad (3.56)$$

Из соотношения (3.56) следует, что емкость C_{sc} в области обеднения слабо зависит от поверхностного потенциала ψ_s , убывая с ростом последнего. Минимальное значение емкости C_{sc} достигается вблизи порогового значения поверхностного потенциала.

Емкость ОПЗ в области обеднения и слабой инверсии эквивалентна емкости плоского конденсатора, заполненного диэлектриком с относительной диэлектрической проницаемостью ε_s , пластины которого находятся друг от друга на расстоянии W , равном ширине ОПЗ.

Плоские зоны ($\psi_s = 0$)

Соотношения (3.55) и (3.56) несправедливы при $\psi_s \rightarrow 0$, т.е. в области плоских зон у поверхности полупроводника. Непосредственная подстановка $\psi_s = 0$ в выражение (3.55) приводит к неопределенности типа «ноль делить на ноль».

Для расчета емкости плоских зон C_{FB} необходимо провести разложение экспоненты в (3.55) в ряд и после предельных переходов имеем:

$$C_{sc} = C_{FB} = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{L_D} = \sqrt{\frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 q N_A}{kT/q}}. \quad (3.57)$$

Емкость ОПЗ в плоских зонах эквивалентна емкости плоского конденсатора с обкладками, удаленными на дебаевскую длину экранирования.

Область сильной инверсии ($\psi_s > 2\varphi_0$)

Емкость ОПЗ C_{sc} обусловлена емкостью свободных электронов C_n в инверсионном слое и при достаточно больших значениях поверхностного потенциала $\beta(\psi_s - 2\varphi_0) \geq 7$ будет равна:

$$C_n = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{\sqrt{2} L_D} e^{\frac{\beta(\psi_s - 2\varphi_0)}{2}}. \quad (3.58)$$

Из анализа (3.55) и (3.58) следует, что емкости свободных носителей в обогащении и сильной инверсии экспоненциально зависят от поверхностного потенциала ψ_s и имеют одинаковые значения, если величину поверхностного потенциала отсчитывать для инверсии от порогового значения $\psi_s = 2\varphi_0$.

На рисунке 3.7 приведен график зависимости емкости ОПЗ C_{sc} от величины поверхностного потенциала ψ_s , рассчитанной по соотношениям (3.55 – 3.58).

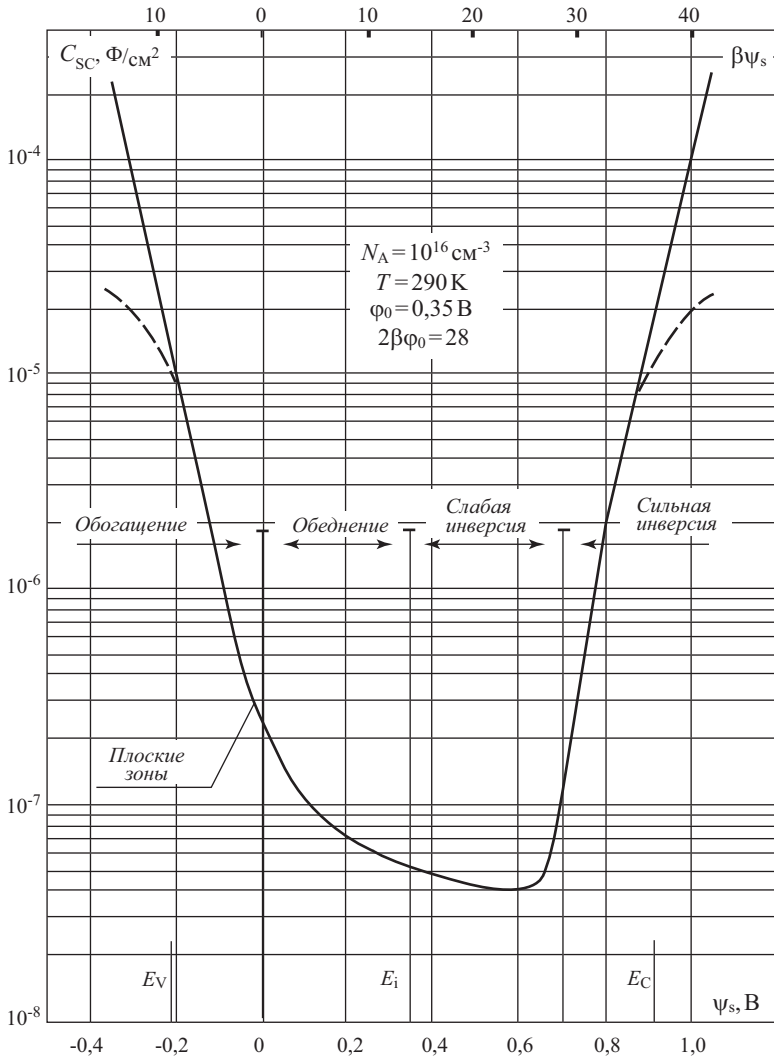


Рис. 3.7. Зависимость емкости области пространственного заряда C_{sc} от поверхностного потенциала, рассчитанная в классическом (сплошная линия) и вырожденном (пунктирная линия) случае

3.4. Влияние вырождения на характеристики ОПЗ полупроводника

При высоком уровне легирования полупроводниковой подложки или сильных изгибах зон уровень Ферми в ОПЗ может оказаться вблизи дна зоны проводимости или потолка валентной зоны. В этом случае выражения для концентрации электронов и дырок, полученные при использовании Больцмановской статистики, несправедливы, и необходимо для выражения концентрации электронов и дырок воспользоваться статистикой Ферми – Дирака. При этом для полупроводника p -типа, у которого уровень Ферми в объеме лежит по крайней мере выше вершины валентной зоны на $2\frac{kT}{q}$,

$$\begin{aligned} n_0 &= N_c F_{1/2} \left(\frac{E_g}{kT} - \beta W_0 \right) = N_c e^{\left(\frac{E_g}{kT} - \beta W_0 \right)}, \\ p_0 &= N_v F_{1/2} (\beta W_0) = N_v e^{-\beta W_0}, \end{aligned} \quad (3.59)$$

где $F_{1/2}$ – интеграл Ферми порядка $\frac{1}{2}$, W_0 – расстояние от вершины валентной зоны до уровня Ферми в нейтральном объеме. Величины n и p будут равны:

$$\begin{aligned} n &= N_c F_{1/2} \left(\frac{E_g}{kT} - \beta \psi_s - \beta W_0 \right), \\ p &= N_v F_{1/2} (-\beta \psi_s - \beta W_0). \end{aligned} \quad (3.60)$$

Подставляя эти соотношения (3.60) в (3.7) и решая уравнение Пуассона (3.6) с новым выражением $\rho(z)$, получаем аналогичные выражения для полного заряда Q_{sc} и емкости C_{sc} в ОПЗ с учетом вырождения. Для области обогащения получаем:

$$Q_{sc} = \frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{qL_D} \left[e^{\beta W_0} F_{3/2} (-\beta \psi_s - \beta W_0) + \beta \psi_s - 1 \right]^{1/2}, \quad (3.61)$$

$$C_{sc} = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{L_D} \frac{e^{\beta W_0} F_{1/2} (-\beta \psi_s - \beta W_0) + 1}{\left[e^{\beta W_0} F_{3/2} (-\beta \psi_s - \beta W_0) + \beta \psi_s - 1 \right]^{1/2}}. \quad (3.62)$$

Для области инверсии

$$Q_{sc} = \frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{q} \left[e^{\beta(E_g - W_0 - 2\phi_0)} F_{3/2} (\beta \psi_s - \beta E_g + \beta W_0) + \beta \psi_s - 1 \right]^{1/2}, \quad (3.63)$$

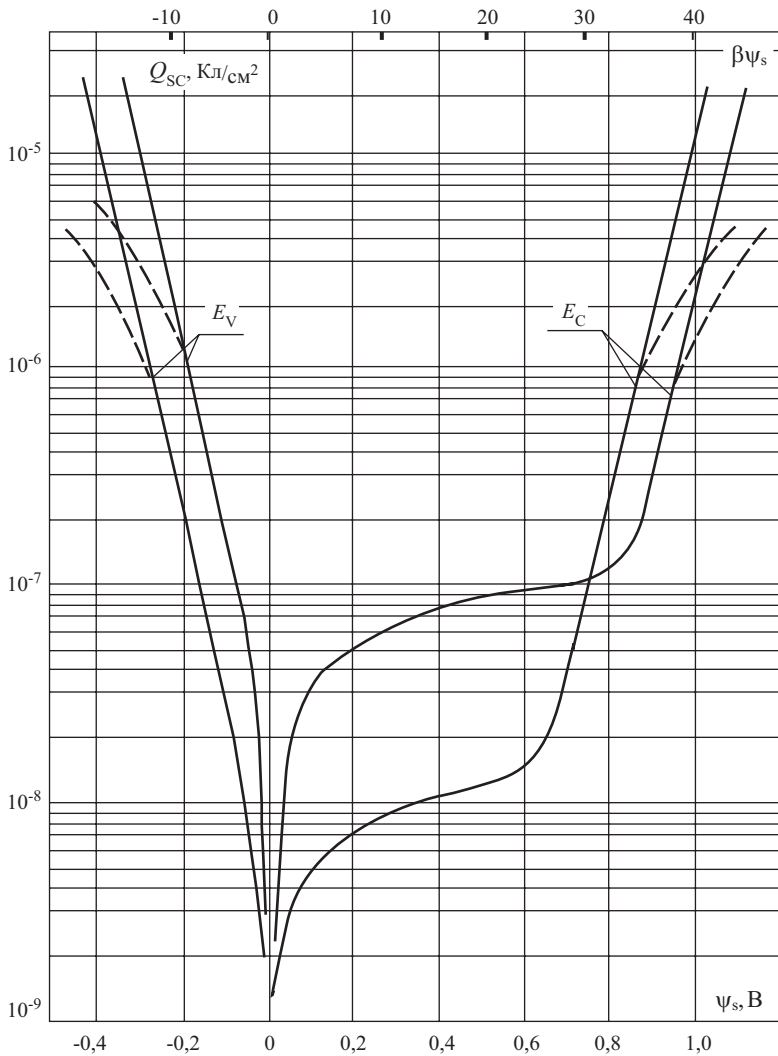


Рис. 3.8. Влияние вырождения на зависимость заряда в ОПЗ Q_{sc} от поверхностного потенциала ψ_s для кремния p -типа

$$C_{sc} = \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{L_D} \frac{e^{\beta(E_g - W_0 - 2\varphi_0)} F_{1/2}(\beta\psi_s - \beta E_g - \beta W_0) + 1}{\left[e^{\beta(E_g - W_0 - 2\varphi_0)} F_{3/2}(\beta\psi_s - \beta E_g + \beta W_0) + \beta\psi_s - 1 \right]^{1/2}}, \quad (3.64)$$

где $F_{3/2}(\eta)$ и $F_{1/2}(\eta)$ имеют следующий вид:

$$F_{\frac{3}{2}}(\eta) = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{x^{3/2} dx}{1 + e^{x-\eta}}, \quad (3.65)$$

$$F_{\frac{1}{2}}(\eta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \frac{x^{1/2} dx}{1 + e^{x-\eta}}. \quad (3.66)$$

Соотношения (3.61–3.64) несправедливы при $\psi_s \rightarrow 0$ ввиду некоторых упрощений. В области $\psi_s \rightarrow 0$ можно воспользоваться невырожденной статистикой, изложенной в разделе 3.2.

На рисунке 3.8 приведен график зависимости заряда Q_{sc} , рассчитанного с учетом вырождения носителей заряда. Влияние вырождения на емкость C_{sc} показано на рисунке 3.6.

3.5. Поверхностные состояния

3.5.1. Основные определения

Одной из принципиальных особенностей, характеризующих поверхность полупроводников или границу раздела полупроводника с каким-либо веществом, является изменение энергетического спектра для электронов на поверхности по сравнению с объемом полупроводника. Это различие объясняется наличием на поверхности полупроводников **поверхностных состояний** (ПС).

Под поверхностными состояниями будем понимать электронные состояния, пространственно локализованные на границе раздела полупроводника с какой-либо средой (диэлектрик, металл, газ, электролит, вакуум), имеющие энергетическое положение в запрещенной зоне полупроводника и изменяющие свое зарядовое состояние в зависимости от положения уровня Ферми на поверхности полупроводника.

По зарядовому состоянию ПС, так же как и объемные состояния в запрещенной зоне полупроводника, бывают двух типов – **донорные** и **акцепторные**. Состояния донорного типа положительно заряжены, если расположены выше уровня Ферми, и нейтральны, если расположены ниже уровня Ферми. Состояния акцепторного типа нейтральны, если расположены выше уровня Ферми, и отрицательно заряжены, если расположены ниже уровня Ферми. Многочисленные эксперименты показали, что обычно на поверхности полупроводников в верхней половине запрещенной зоны расположены ПС акцепторного типа, а в нижней половине – ПС донорного типа. На рисунке 3.9 в качестве примера приведены зонные диаграммы полупроводника при различных значениях поверхностного потенциала, иллюстрирующие это заполнение поверхностных состояний.

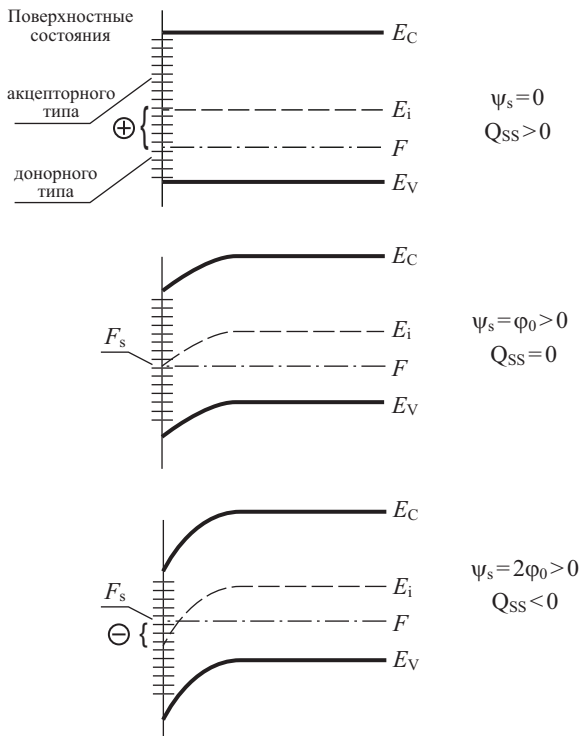


Рис. 3.9. Зонная диаграмма ОПЗ полупроводника p -типа, показывающая заполнение поверхностных состояний при различных изгибах зон

Из рисунка 3.9 видно, что знак заряда ПС Q_{ss} совпадает со знаком заряда основных носителей на поверхности. (Обозначение заряда ПС значком Q_{ss} происходит от слов surface states – поверхностные состояния). Из этого факта следует, что, по-видимому, ПС амфотерны по своей природе и могут захватывать как электроны, так и дырки. Преобладание носителей определенного типа на поверхности в ОПЗ обуславливает их преимущественный захват на ПС и определяет соответствующий знак заряда ПС.

В зависимости от энергетического положения уровней поверхностных состояний в запрещенной зоне полупроводника различают **моноэнергетические** ПС, имеющие дискретный уровень, и ПС, **квазинепрерывно** распределенные по энергии в запрещенной зоне по определенному закону, образующие **континуум** ПС.

3.5.2. Природа поверхностных состояний

По физической природе поверхностные состояния разделяются на четыре основных типа [28, 30, 45]:

- 1) поверхностные состояния типа Тамма;
- 2) поверхностные состояния типа Шокли;
- 3) поверхностные состояния, обусловленные дефектами кристаллической решетки на поверхности;
- 4) поверхностные состояния, обусловленные примесью на поверхности полупроводника.

Таммовские поверхностные состояния обусловлены обрывом периодической решетки кристалла. Рассматривая модель Кронига - Пенни, с учетом обрыва хода потенциала на поверхности, Тамм получил, что решение уравнения Шредингера дает в этом случае для спектра энергии дискретные значения, при выполнении определенных условий лежащие в запрещенной зоне полупроводника. Волновая функция, описывающая состояние электрона на этих уровнях, оказывается локализованной вблизи поверхности полупроводника. Концентрация таммовских ПС равна поверхностной концентрации атомов в кристалле, т.е. величине порядка 10^{15} см^{-2} . При такой высокой концентрации состояний в поверхностной зоне, если эта зона заполнена частично, возможно появление металлической проводимости вдоль поверхности кристалла.

Шокли, рассчитывая энергетический спектр цепочки атомов конечных размеров, показал, что наличие границ приводит к отщеплению от разрешенных зон по одному объемному состоянию и возникновению состояний в запрещенной зоне, локализованных вблизи границы. Концентрация шоклиевских состояний, так же как и таммовских, по порядку равна концентрации поверхностных атомов. Шоклиевские ПС можно трактовать как ненасыщенные химические связи атомов, находящихся на поверхности.

Поверхностные состояния за счет дефектов кристаллической решетки на поверхности (вакансии, междоузлия, дислокации) имеют аналогичную с локальными уровнями природу за счет этих же дефектов в объеме.

Локализованные состояния на поверхности могут быть обусловлены также примесью в кристаллической решетке вблизи поверхности, абсорбцией атомов и молекул на поверхности полупроводника.

3.5.3. Статистика заполнения ПС

Рассмотрим, как меняется заряд ПС при изменении величины поверхностного потенциала ψ_s . Функцию заполнения ПС возьмем в виде функции Ферми – Дирака. Величина энергии Ферми на поверхности полупроводника F_s будет равна:

$$F_s = F - q\psi_s. \quad (3.67)$$

Расстояние от уровня Ферми на поверхности F_s до энергетического уровня ПС E_t , входящее в функцию Ферми – Дирака, равняется:

$$\Delta E = E_t + q\phi_0 - q\psi_s, \quad (3.68)$$

где E_t – энергия ПС, отсчитанная от середины запрещенной зоны. Для ПС в верхней половине запрещенной зоны $E_t > 0$, в нижней $E_t < 0$.

Функция заполнения для ПС будет иметь вид:

$$f = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_t - F_s}{kT}}} = \frac{1}{1 + e^{\beta \left(\frac{E_t}{q} + \varphi_0 - \psi_s \right)}}. \quad (3.69)$$

Для моноэнергетических акцепторных ПС заряд Q_{ss} отрицателен и равен по величине:

$$Q_{ss} = -qN_{ss}f, \quad (3.70)$$

где N_{ss} – плотность моноэнергетических состояний, т.е. их число на единицу площади. Если уровень Ферми на поверхности F_s выше уровня ПС на $(2 \div 3) \frac{kT}{q}$, то согласно (3.69) $f = 1$ и $Q_{ss} = -qN_{ss}$. Если уровень Ферми F_s совпадает с уровнем ПС, то $f = \frac{1}{2}$ и $Q_{ss} = -\frac{1}{2}qN_{ss}$. И наконец, если уровень Ферми ниже уровня ПС на $(2 \div 3) \frac{kT}{q}$, то $f = 0$ и $Q_{ss} = 0$.

Для моноэнергетических донорных ПС можно с учетом определения, сделанного в разделе 3.1, и свойств функции заполнения записать аналогичное (3.70) выражение.

При квазинепрерывном энергетическом распределении ПС основной величиной, характеризующей ПС, является **энергетическая плотность ПС** $N_{ss}(E)$, имеющая размерность $[\text{см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}]$.

По смыслу величина $N_{ss}(E)$ есть плотность состояний на единичный энергетический интервал $dE = 1$ вблизи значения энергии E , а величина $N_{ss}(E)dE$ дает число состояний на единицу площади в энергетическом интервале $(E; E+dE)$. Если величина $N_{ss}(E)$ не зависит от энергии, т.е. плотность ПС постоянна по ширине запрещенной зоны полупроводника, для заряда ПС Q_{ss} имеем с точностью до размытия функции распределения:

$$Q_{ss} = q \int_{-\infty}^{\infty} N_{ss}(E) f(E) dE = -qN_{ss}(\psi_s - \varphi_0). \quad (3.71)$$

Из соотношения (3.71) следует, как это видно из рисунка 3.9, что при $\psi_s < \varphi_0$ заряд ПС Q_{ss} положителен, при $\psi_s = \varphi_0$ заряд Q_{ss} равен нулю и при $\psi_s > \varphi_0$ заряд Q_{ss} отрицателен.

Поскольку, как следует из соотношений (3.70) и (3.71), заряд ПС не зависит от поверхностного потенциала ψ_s и изменяется при изменении последнего, ПС должны обладать определенной емкостью C_{ss} , называемой **емкостью поверхностных состояний**.

Для моноэнергетических ПС:

$$C_{ss} = \left| \frac{\partial Q_{ss}}{\partial \psi_s} \right| = \frac{q^2 N_{ss}}{kT} f(1-f). \quad (3.72)$$

Исследование соотношения (3.72) показывает, что зависимость $C_{ss}(\psi_s)$ имеет вид колоколообразной кривой с шириной на полувысоте, равной $4 \frac{kT}{q}$ и имеющей максимум при пересечении уровнем Ферми на поверхности энергетического уровня ПС, что соответствует условию $\psi_s = \varphi_0 + E_v/q$. В области максимума величина $f = 1/2$, поэтому максимальное значение емкости ПС

$$C_{ss \max} = \frac{1}{4} \frac{q^2 N_{ss}}{kT}. \quad (3.73)$$

При квазинепрерывном спектре ПС величина емкости C_{ss} ПС, согласно (3.71), равна

$$C_{ss} = \left| \frac{\partial Q_{ss}}{\partial \psi_s} \right| = qN_{ss}. \quad (3.74)$$

При экспериментальных измерениях емкость ПС C_{ss} подключается параллельно емкости ОПЗ C_{sc} . Минимального значения емкость ОПЗ C_{sc} достигает в области слабой инверсии при $\psi_s \approx 2\varphi_0$. Для кремния при концентрации акцепторов $N_A = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и комнатной температуре, как следует из соотношения (3.57), величина емкости ОПЗ $C_{sc} = 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ Ф/см}^2$. Энергетическая плотность ПС N_{ss} , обеспечивающих емкость ПС C_{ss} , равную емкости ОПЗ C_{sc} , будет, согласно (3.74), $N_{ss} = 10^{11} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$. Таким образом, если плотность ПС на границе раздела полупроводника со средой существенно меньше приведенной цифры, то следует ожидать, что в емкостных измерениях ПС не проявляются.

3.6. Вольт-фарадные характеристики структур МДП

3.6.1. Устройство МДП-структур и их энергетическая диаграмма

Структуры металл – диэлектрик – полупроводник, или сокращенно МДП-структуры, широким интересом к изучению их физических свойств обязаны появлению планарной технологии и развитию нового класса полупроводниковых приборов, работающих на основе эффекта поля, таких как приборы с зарядовой связью, полевые транзисторы с изолированным затвором, репрограммируемые элементы памяти с плавающим затвором и т.п. МДП-структуры позволяют анализировать основные процессы, протекающие

в такого рода приборах, и являются чрезвычайно удобными объектами исследования. Устройство МДП-структуры следует из ее названия.

МДП-структура представляет собой монокристаллическую пластину полупроводника, называемую *подложкой*, закрытую с планарной стороны *диэлектриком*. Металлический электрод, нанесенный на диэлектрик, носит название *затвора*, а сам диэлектрик называется *подзатворным*. На обратную непланарную сторону полупроводниковой пластины наносится металлический электрод, называющийся омическим контактом. Довольно часто в качестве диэлектрика в МДП-структурах используют окислы, поэтому вместо МДП употребляется название МОП-структура. Итак, МДП-структура, приведенная на рисунке 3.10, состоит из затвора, подзатворного диэлектрика, полупроводниковой подложки и омического контакта.

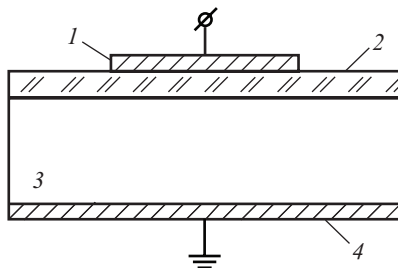


Рис. 3.10. Устройство МДП-структуры

1 – затвор, 2 – подзатворный диэлектрик, 3 – полупроводниковая подложка, 4 – омический контакт

Рассмотрим зонную энергетическую диаграмму МДП-структуры при равновесных условиях. Согласно правилу построения зонных диаграмм необходимо, чтобы в системе при отсутствии приложенного напряжения:

- а) уровень вакуума был непрерывен;
- б) электронное средство диэлектрика и полупроводника в каждой точке было постоянно;
- в) уровень Ферми был одинаков.

На рисунке 3.11а приведена построенная таким образом зонная диаграмма для *идеальной МДП-структуры*. Под идеальной МДП-структурой будем понимать такую систему металл – диэлектрик – полупроводник, когда:

- отсутствуют поверхностные состояния на границе раздела полупроводник – диэлектрик,
- термодинамические работы выхода металла затвора и полупроводника подложки равны между собой,
- отсутствуют заряженные центры в объеме подзатворного диэлектрика,
- сопротивление подзатворного диэлектрика бесконечно велико, так что сквозной ток через него отсутствует при любых напряжениях на затворе.

На рисунке 3.11б, в приведены зонные диаграммы идеальных МДП-структур при различных полярностях приложенного напряжения V_G к затвору.

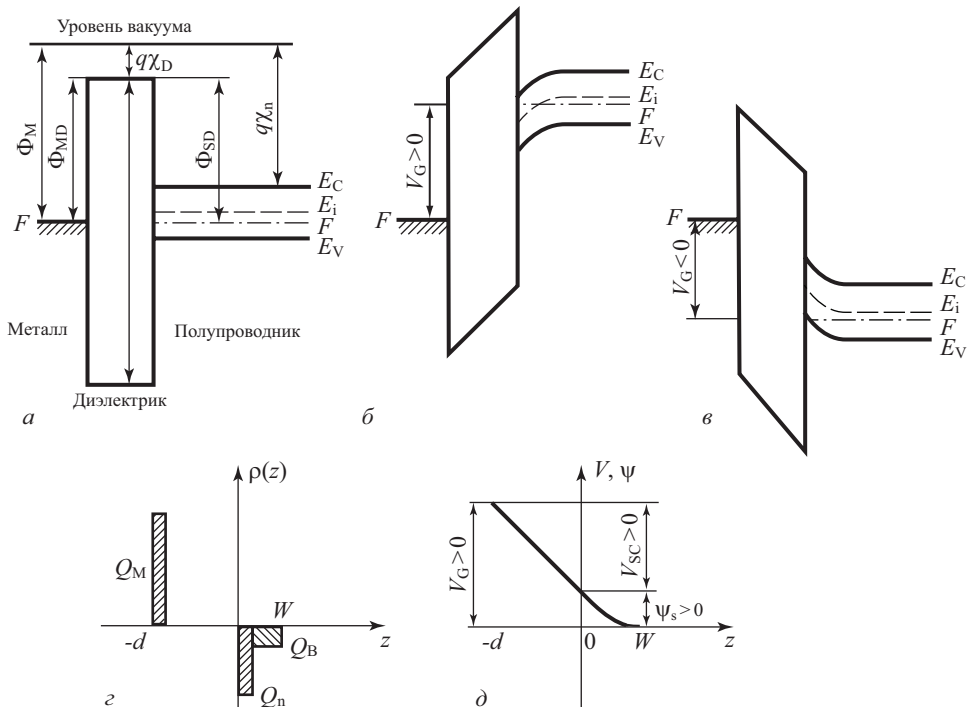


Рис. 3.11. Зонная диаграмма идеальной МДП-структуры с полупроводником p -типа:

- а) $V_G = 0$; б) $V_G > 0$; в) $V_G < 0$; з) распределение зарядов в МДП-структуре при $V_G > 0$;
- д) распределение приложенного напряжения V_G между диэлектриком и полупроводником

МДП-структуры, близкие к идеальным, получают, используя «хлорную» технологию термического выращивания двуокиси кремния на кремнии, причем для n -Si в качестве материала затвора используется алюминий, а для p -Si используется золото.

МДП-структуры, в которых нарушается одно из вышеперечисленных требований, получили название реальных МДП-структур, рассмотрение свойств которых далее и проводится.

3.6.2. Уравнение электронейтральности

Рассмотрим более подробно связь между напряжением на затворе V_G МДП-структуры и поверхностным потенциалом ψ_s . Все приложенное напряжение V_G к МДП-структуре делится между диэлектриком и полупроводни-

ком, причем очевидно, что падение напряжения в полупроводнике равняется поверхностному потенциалу ψ_s .

Таким образом,

$$V_G = V_{ox} + \psi_s. \quad (3.75)$$

Из (3.75) и анализа зонных энергетических диаграмм на рисунке 3.11 следует, что знак поверхностного потенциала ψ_s , выбранный нами ранее *a priori*, в действительности соответствует знаку напряжения на затворе V_G . Действительно, положительное напряжение на затворе идеальной МДП-структуры вызывает изгиб зон вниз у полупроводников *n*- и *p*-типа, что соответствует положительным значениям поверхностного потенциала. Отрицательное напряжение V_G вызывает изгиб зон вверх у поверхности полупроводника, что соответствует отрицательному значению поверхностного потенциала ψ_s .

Из условия электронейтральности следует, что заряд на металлическом электроде Q_M должен быть равен суммарному заряду в ОПЗ Q_{sc} , заряду поверхностных состояний на границе раздела полупроводник-диэлектрик Q_{ss} и встроенному заряду в диэлектрик вблизи границы раздела Q_{ox} .

Тогда

$$-Q_M = Q_{sc} + Q_{ss} + Q_{ox}. \quad (3.76)$$

Согласно определению геометрической емкости диэлектрика C_{ox} ,

$$C_{ox} = \frac{Q_M}{V_{ox}}, \quad (3.77)$$

отсюда

$$V_{ox} = \frac{Q_M}{C_{ox}} = -\frac{Q_{sc}}{C_{ox}} - \frac{Q_{ss}}{C_{ox}} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}}. \quad (3.78)$$

Учитывая, что между металлом и полупроводником существует разность термодинамических работ выхода $\Delta\varphi_{ms}$, получаем:

$$V_G = \Delta\varphi_{ms} + \psi_s - \frac{Q_{sc}}{C_{ox}} - \frac{Q_{ss}}{C_{ox}} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}}. \quad (3.79)$$

Из соотношения (3.79) следует, что если $V_G > 0$, то $\psi_s > 0$, величины $Q_{sc} < 0$, $Q_{ss} < 0$, т.е. падение напряжения на диэлектрик $V_{ox} > 0$. Аналогично будет соотношение знаков и при $V_G < 0$. Поскольку нами было показано ранее, что

$$Q_{ss} = -qN_{ss}(\psi_s - \varphi_0), \quad (3.80)$$

подставив (3.80) в (3.79), имеем:

$$V_G = \Delta\varphi_{ms} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} + \frac{qN_{ss}}{C_{ox}}\varphi_0 + \psi_s - \frac{Q_{sc}}{C_{ox}} + \frac{qN_{ss}}{C_{ox}}\psi_s. \quad (3.81)$$

Введем новое обозначение – напряжение плоских зон V_{FB} (Flat Band). **Напряжением плоских зон** V_{FB} называется напряжение на затворе реальной

МДП-структуры, соответствующее значению поверхностного потенциала в полупроводнике, равному нулю:

$$V_{\text{FB}} \equiv V_{\text{G}} (\psi_{\text{s}} = 0). \quad (3.82)$$

С учетом определения (3.82) из (3.81) следует:

$$V_{\text{FB}} = \Delta\varphi_{\text{ms}} - \frac{Q_{\text{ox}}}{C_{\text{ox}}} + \frac{qN_{\text{ss}}}{C_{\text{ox}}} \varphi_0. \quad (3.83)$$

Таким образом, связь между напряжением на затворе V_{G} и поверхностным потенциалом ψ_{s} с учетом (3.83) задается в виде:

$$V_{\text{G}} = V_{\text{FB}} + \psi_{\text{s}} + \frac{qN_{\text{ss}}}{C_{\text{ox}}} \psi_{\text{s}} - \frac{Q_{\text{sc}}}{C_{\text{ox}}}. \quad (3.84)$$

Проведем более подробный анализ (3.84) для различных областей изменения поверхностного потенциала.

Обогащение ($\psi_{\text{s}} < 0$)

Выражение для заряда в ОПЗ Q_{sc} описывается соотношением (3.19). Подставляя (3.19) в (3.75), получаем:

$$V_{\text{G}} - V_{\text{FB}} = \psi_{\text{s}} \left(1 + \frac{qN_{\text{ss}}}{C_{\text{ox}}} \right) - \frac{2\varepsilon_{\text{s}}\varepsilon_0 kT}{qL_{\text{D}}C_{\text{ox}}} e^{-\frac{\beta\psi_{\text{s}}}{2}}. \quad (3.85)$$

Для больших значений ψ_{s} ($|\beta\psi_{\text{s}}| > 1$), когда $Q_{\text{sc}} \gg Q_{\text{ss}}$, из соотношения (3.85) следует:

$$V_{\text{G}} - V_{\text{FB}} \approx -\frac{\varepsilon_{\text{s}}\varepsilon_0 kT}{C_{\text{ox}}qL_{\text{D}}} e^{-\frac{\beta\psi_{\text{s}}}{2}}. \quad (3.86)$$

Отсюда

$$\psi_{\text{s}} = \frac{-2kT}{q} \ln \left[(V_{\text{G}} - V_{\text{FB}}) \frac{qL_{\text{D}}C_{\text{ox}}}{\varepsilon_{\text{s}}\varepsilon_0 kT} \right],$$

$$Q_{\text{sc}} = Q_{\text{p}} \approx -C_{\text{ox}} (V_{\text{G}} - V_{\text{FB}}). \quad (3.87)$$

Из (3.86) и (3.87) следует, что при обогащении поверхности дырками, как основными носителями, поверхностный потенциал ψ_{s} зависит от напряжения на затворе V_{G} *логарифмически*, а заряд Q_{sc} в ОПЗ зависит от напряжения на затворе V_{G} *линейно*.

Обеднение и слабая инверсия ($0 < \psi_{\text{s}} < 2\varphi_0$)

Заряд в ОПЗ Q_{sc} в этом случае в основном обусловлен ионизованными акцепторами Q_{B} и выражается соотношением (3.20).

Разложим выражение для Q_{B} в ряд вблизи $\psi_{\text{s}} = \varphi_0$:

$$Q_{\text{B}} = Q_{\text{B}(\psi_{\text{s}}=\varphi_0)} + \frac{\partial Q_{\text{B}}}{\partial \psi_{\text{s}}} \cdot (\psi_{\text{s}} - \varphi_0) = Q_{\text{B}}^* + C_{\text{B}}^* (\psi_{\text{s}} - \varphi_0),$$

здесь Q_B^* , C_B^* – величина заряда и емкости ионизованных акцепторов в ОПЗ при $\psi_s = \varphi_0$.

Подставив выражение для Q_B в (3.84) и учтя выражение для C_B^* (3.57), получаем:

$$V_G - V_{FB} = n\psi_s, \quad (3.88)$$

где

$$n = 1 + \frac{qN_{ss}}{C_{ox}} + \frac{C_B^*}{C_{ox}}. \quad (3.89)$$

Из соотношения (3.88) следует, что в области обеднения и слабой инверсии поверхностный потенциал ψ_s зависит от напряжения V_G линейно, причем тангенс угла наклона $tg \alpha = \frac{dV_G}{d\psi_s} = n$ определяется плотностью поверхностных состояний N_{ss} , толщиной подзатворного диэлектрика d_{ox} и уровнем легирования полупроводниковой подложки N_A .

Сильная инверсия ($\psi_s > 2\varphi_0$)

Заряд в ОПЗ Q_{sc} отрицателен, состоит из заряда ионизованных акцепторов Q_B и электронов Q_n в инверсионном слое. Учитывая выражение (3.22) для Q_n , имеем:

$$V_G = \Delta\varphi_{ms} - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} - \frac{qN_{ss}}{C_{ox}}\varphi_0 - \frac{Q_B}{C_{ox}} + 2\varphi_0 - \Delta\psi_s + \frac{qN_{ss}}{C_{ox}}\Delta\psi_s + \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{qL_D C_{ox}} e^{\frac{\beta\Delta\psi_s}{2}}, \quad (3.90)$$

где величина $\Delta\psi_s = \psi_s - 2\varphi_0$.

Введем **пороговое напряжение** V_T как напряжение на затворе V_G , когда в равновесных условиях поверхностный потенциал ψ_s равен пороговому значению $2\varphi_0$.

$$V_T \equiv V_{G(\psi_s=2\varphi_0)}. \quad (3.91)$$

Из (3.90) и (3.91) следует, что

$$V_T = \Delta\varphi_{ms} + 2\varphi_0 - \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} + \frac{qN_{ss}}{C_{ox}}2\varphi_0 - \frac{Q_B}{C_{ox}}, \quad (3.92)$$

или с учетом определения V_{FB}

$$V_T = V_{FB} + 2\varphi_0 - \frac{Q_B}{C_{ox}} + \frac{qN_{ss}}{C_{ox}}2\varphi_0. \quad (3.93)$$

Из (3.93) следует, что если отсчитывать пороговое напряжение V_T от напряжения плоских зон V_{FB} , то оно будет состоять из падения напряжения в полупроводнике $2\varphi_0$ и падения напряжения на подзатворном диэлектрике за счет заряда ионизованных акцепторов и заряда в поверхностных состояниях. Для достаточно высоких значений ψ_s , когда $\beta\Delta\psi_s > 1$, имеем:

$$V_G - V_T \approx \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{C_{ox} q L_D} e^{\frac{\beta \Delta \psi_s}{2}}. \quad (3.94)$$

Отсюда

$$\psi_s = 2\phi_0 = \frac{2kT}{q} \ln(V_G - V_T) \frac{qL_D C_{ox}}{\varepsilon_s \varepsilon_0 kT}, \quad (3.95)$$

$$Q_{sc} \approx Q_n \approx -C_{ox} (V_G - V_T). \quad (3.96)$$

Из (3.95) и (3.96) следует, что в области сильной инверсии, так же как и в области обогащения, поверхностный потенциал *логарифмически* зависит от напряжения на затворе V_G , а заряд электронов в инверсионном слое Q_n линейно зависит от величины V_G .

На рисунке 3.12 приведена зависимость поверхностного потенциала ψ_s от напряжения на затворе V_G , рассчитанная для различных толщин подзатворного диэлектрика d_{ox} .

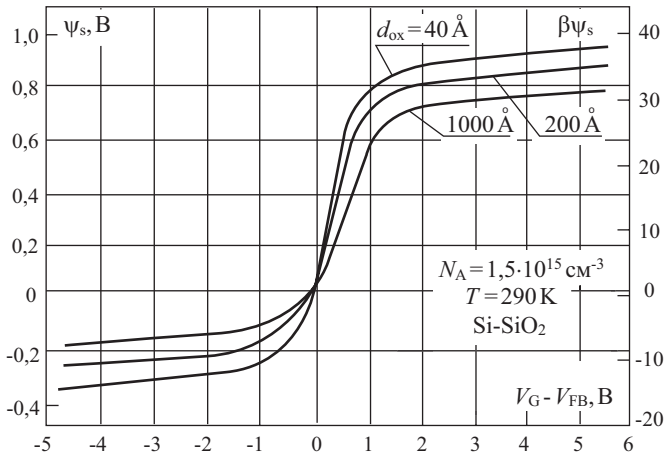


Рис. 3.12. Зависимость поверхностного потенциала ψ_s от напряжения на затворе V_G , рассчитанная из уравнения (3.84) для кремниевой МДП-структуры с различной толщиной подзатворного диэлектрика

3.6.3. Емкость МДП-структур

Одним из наиболее распространенных методов изучения свойств структур металл – диэлектрик – полупроводник является метод, основанный на анализе зависимости емкости МДП-структуры $C_{МДП}$ от напряжения на затворе V_G , так называемый метод вольт-фарадных характеристик (ВФХ) или C - V метод. Для использования этого метода рассмотрим подробно теорию емкости МДП-структур. В дальнейшем величину удельной емкости

МДП-структуры будем просто обозначать меткой C без индексов. Согласно определению емкости,

$$C \equiv \frac{\partial Q_M}{\partial V_G}. \quad (3.97)$$

Используя выражения для заряда на затворе Q_M из (3.77) и для падения напряжения на диэлектрике V_{ox} из (3.75), получаем:

$$C = C_{ox} \left(1 - \frac{d\psi_s}{dV_G} \right). \quad (3.98)$$

Таким образом, зависимость C МДП-структуры от напряжения будет определяться полученной нами ранее зависимостью $\psi_s(V_G)$, приведенной на рисунке 3.12. Сразу же можно из анализа (3.86) и (3.98) сказать, что в области сильной инверсии и обогащения емкость C будет слабо зависеть от величины V_G , выходя на насыщение при больших V_G . В области обеднения и слабой инверсии следует ожидать, согласно (4.14), участка с почти постоянной величиной емкости. Общая зависимость емкости от напряжения будет иметь вид кривой с ярко выраженным минимумом.

Воспользуемся выражением (3.84) для напряжения на затворе V_G и продифференцируем (3.79) по ψ_s .

$$\frac{dV_G}{d\psi_s} = 1 + \frac{C_{ss}}{C_{ox}} + \frac{C_{sc}}{C_{ox}}, \quad (3.99)$$

где C_{ss} , C_{sc} – емкость поверхностных состояний и емкость ОПЗ, определенные ранее.

Подставляя (3.99) в (3.98) и проводя преобразования, получаем:

$$C = C_{ox} \left(1 - \frac{C_{ox}}{C_{ox} + C_{sc} + C_{ss}} \right) \quad (3.100)$$

или

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{sc} + C_{ss}}. \quad (3.101)$$

Соотношение (3.101) позволяет нам построить эквивалентную схему МДП-структуры, представив ее как последовательно соединенную емкость диэлектрика C_{ox} с параллельной цепочкой емкости ОПЗ C_{sc} и поверхностных состояний C_{ss} .

На рисунке 3.13 приведена эквивалентная схема емкости МДП-структуры. Отметим, что такую схему можно было нарисовать исходя из общих соображений об устройстве МДП-структур.

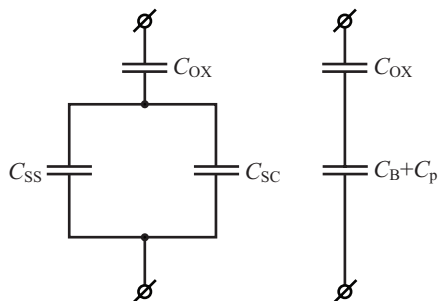


Рис. 3.13. Простейшая эквивалентная схема МДП-структуры

На рисунке 3.14 приведены равновесные $C-V$ кривые идеальных МДП-структур с разной толщиной диэлектрика, рассчитанные по уравнению (3.109).

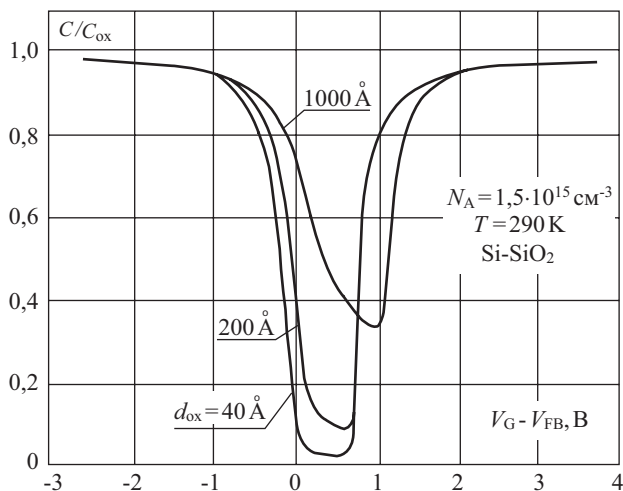


Рис. 3.14. Равновесные $C-V$ характеристики идеальных МДП-структур на кремнии p -типа с различной толщиной подзатворного диэлектрика

3.6.4. Экспериментальные методы измерения вольт-фарадных характеристик

При экспериментальном измерении вольт-фарадных характеристик МДП-структур важное значение имеет частота измерительного сигнала ω . Это связано с тем, что процессы захвата и выброса на поверхностные состояния, а также изменения заряда свободных носителей в инверсионном слое, характеризующие соответствующие емкости C_{ss} и C_{sc} , имеют конечные времена τ , сравнимые с периодом обычно используемого в эксперименте сигнала. Напомним, что изменение заряда Q_n в инверсионном слое характеризуется

генерационно-рекомбинационным процессом и определяется временем жизни неосновных носителей τ_n в ОПЗ. Характерное время захвата и выброса на поверхностные состояния определяется постоянной времени τ этих состояний. В зависимости от частоты измерительного сигнала различают два метода – метод высокочастотных $C-V$ характеристик и квазистатический $C-V$ метод.

Квазистатический $C-V$ метод

В области низких частот, когда период измерительного сигнала существенно больше времени жизни неосновных носителей τ_n в ОПЗ и постоянной времени поверхностных состояний τ ($\omega^{-1} \gg \tau_n, \tau$), полная емкость МДП-структуры определяется суммой всех емкостей, входящих в уравнение (3.99). Вольт-фарадная характеристика, измеренная при этом условии, получила название равновесной **низкочастотной $C-V$ кривой**. Характерный вид таких кривых обсуждался ранее (см. рис. 3.14).

Экспериментально низкочастотные кривые получают, обычно используя квазистатический $C-V$ метод. Сущность этого метода сводится к тому, что измеряется ток смещения через МДП-систему при линейной развертке напряжения V_G , и величина тока смещения $I_{см}$ оказывается пропорциональной емкости МДП-структуры. Действительно, если

$$V_G(t) = \alpha \cdot t, \quad (3.102)$$

то величина тока смещения $I_{см}$, согласно (3.97),

$$I_{см} = \frac{dQ_M}{dt} = \frac{dQ_M}{dV_G} \frac{dV_G}{dt} = C \cdot \alpha. \quad (3.103)$$

Если емкость МДП-структуры зависит от напряжения $C = C(V_G)$, то и ток смещения также будет зависеть от напряжения $I_{см} = I_{см}(V_G)$.

Требование низкой частоты $\omega^{-1} \gg \tau_n, \tau$ для измерения равновесных низкочастотных кривых обуславливает малые величины скорости изменения напряжения $\alpha = \frac{dU}{dt}$ в уравнении (3.103). Обычно величина α составляет

$\alpha = 10^{-4} \div 10^{-2}$ В/с.

При этих условиях ток смещения через МДП-структуру мал ($I_{см} \leq 10^{-9} \div 10^{-12}$ А) и для его измерения необходимо пользоваться электрометрическими вольтметрами. На рисунке 3.15 приведена схема реализации квазистатического метода. Для получения абсолютного отсчета емкости используются калибровочные емкости с малыми сквозными утечками, подключаемые вместо МДП-структур.

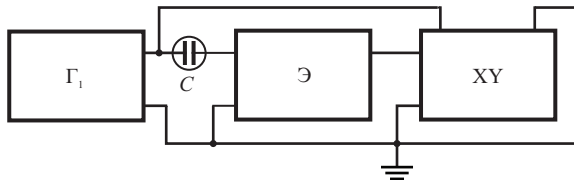


Рис. 3.15. Схема измерения квазистатических вольт-фарадных характеристик МДП-структур:

Γ_1 – генератор пилообразного напряжения, Э – электрометрический усилитель, XY – двухкоординатный самописец, C – МДП-структура

Метод высокочастотных C-V характеристик

Сущность метода высокочастотных характеристик заключается в том, что используется для измерения емкости МДП-структуры малый переменный сигнал с периодом, существенно меньшим, чем время жизни неосновных носителей и время перезарядки поверхностных состояний ($\omega^{-1} \ll \tau_n, \tau$).

При этих условиях заряд в инверсионном канале Q_n не успевает следовать за изменением переменного напряжения, и емкость неосновных носителей C_n равна нулю. Следовательно, емкость ОПЗ C_{sc} в (3.99) будет обусловлена в обогащении основными носителями, а в обеднении и инверсии – только слоем обеднения C_B . Поскольку поверхностные состояния не успевают перезаряжаться с частотой переменного тестирующего сигнала, то их емкость также равна нулю ($C_{ss} = 0$). Таким образом, емкость МДП-структуры на высокой частоте определяется только емкостью диэлектрика C_0 и емкостью области пространственного заряда C_{sc} без учета емкости неосновных носителей C_n . Кроме малого по амплитуде измерительного напряжения в этом методе к МДП-структуре прикладывается постоянное напряжение V_G , изменяющее ее емкость C.

Обычно это напряжение V_G подают от генератора линейно меняющегося напряжения. Полученную вольт-фарадную характеристику записывают на двухкоординатный самописец. На рисунке 3.16 приведена схема этого метода, иногда называемая схемой Гоеццбергера. Выберем соотношение емкости C МДП-структуры и нагрузочного сопротивления R_H такое, чтобы всегда выполнялось условие $R_C = \frac{1}{\omega C} \gg R_H$. Пусть с генератора переменного напряжения на МДП-структуру подается малое напряжение $\tilde{U} = U_0 e^{i\omega t}$, причем $U < \frac{kT}{q}$. Тогда ток через нашу емкость C и нагрузку R_H будет:

$$\tilde{i} = \frac{\tilde{U}}{z} = \frac{\tilde{U}}{\sqrt{R_H^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}} \approx \omega C (V_G) \tilde{U}. \quad (3.104)$$

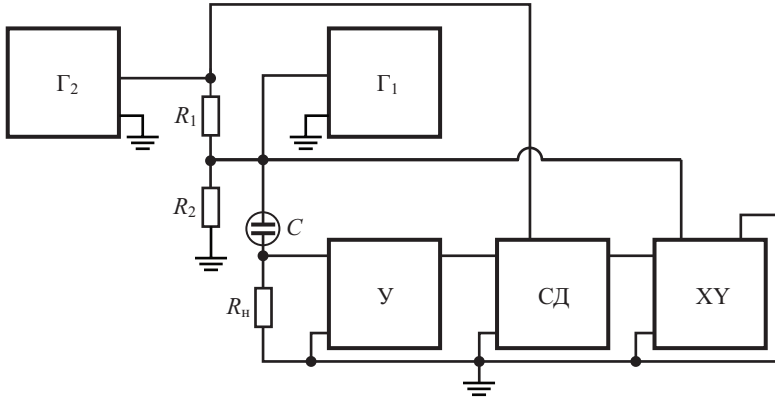


Рис. 3.16. Схема измерения высокочастотных вольт-фарадных характеристик МДП-структур

Падение напряжения на нагрузочном сопротивлении \tilde{U}_{RH} равно:

$$U_{RH} = iR_H = \tilde{U}_{RH} \omega C (V_G). \quad (3.105)$$

Таким образом, падение напряжения на нагрузочном сопротивлении U_{RH} пропорционально емкости МДП-структуры. После усиления этого сигнала узкополосным усилителем и детектирования с использованием синхродетектора для выделения только емкостной составляющей в сигнале, мы получаем отклонение пера на самописце по координате Y , пропорциональное емкости МДП-системы. Меняя величину V_G и подавая сигнал генератора развертки V_G одновременно на МДП-структуру и ось X самописца, получаем запись высокочастотной вольт-фарадной характеристики. Для получения абсолютных значений в отсчете емкости вместо МДП-структуры подключают калибровочную емкость.

3.6.5. Определение параметров МДП-структур на основе анализа C-V характеристик

Анализ вольт-фарадных характеристик позволяет получить обширную информацию об основных параметрах МДП-структур: типе проводимости полупроводниковой подложки (n - или p -тип); концентрации легирующей примеси в подложке и законе ее распределения в приповерхностной области полупроводника; величине и знаке встроенного в диэлектрик МДП-структуры заряда; толщине подзатворного окисла; плотности поверх-

ностных состояний на границе раздела полупроводник – диэлектрик. Рассмотрим более подробно эти вопросы.

Определение типа проводимости полупроводниковой подложки

Для определения типа проводимости подложки воспользуемся высокочастотной вольт-фарадной характеристикой.

Как следует из эквивалентной схемы, приведенной на рисунке 3.13, и вида высокочастотной $C-V$ кривой при обогащении основными носителями емкость МДП-структуры максимальна и определяется емкостью диэлектрика. В инверсии же емкость МДП-структуры минимальна. Таким образом, если максимум емкости $C-V$ кривой лежит в более положительных напряжениях, чем минимум, то подложка изготовлена из полупроводника n -типа, если же максимум $C-V$ кривой находится в более отрицательных напряжениях, то подложка изготовлена из полупроводника p -типа. На рисунке 3.17 приведены для примера высокочастотные ВФХ на n - и p -типах подложки.

Определение толщины подзатворного диэлектрика

Поскольку, как было показано ранее, в обогащении емкость МДП-структуры определяется только геометрической емкостью диэлектрика C_{ox} , то:

$$C = C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox} \epsilon}{d_{ox}}, \tag{3.106}$$

где ϵ_{ox} – относительная диэлектрическая проницаемость окисла.

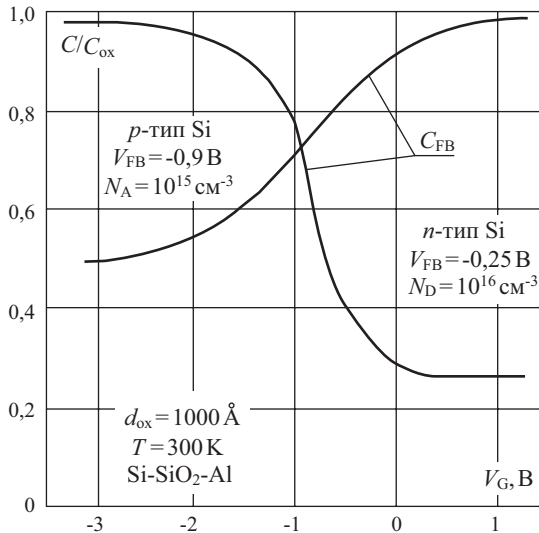


Рис. 3.17. Высокочастотные ВФХ МДП-структур, изготовленных на полупроводниковых подложках n - и p -типа

Отсюда следует, что:

$$d_{\text{ox}} = \frac{\varepsilon \varepsilon_{\text{ox}}}{C_{\text{ox}}}, \quad (3.107)$$

Напомним, что здесь C_{ox} – удельная емкость подзатворного диэлектрика, т.е. емкость на единицу площади. Для подстановки в (3.107) экспериментальных значений необходимо сначала пронормировать емкость, т.е. разделить экспериментальное значение емкости на площадь S МДП-структуры. Как можно видеть из рисунка 3.14, при напряжениях на затворе $V_G - V_{\text{FB}} \approx (2 \div 3)$ В практически для всех МДП-структур полная емкость C только на 2-3% отличается от емкости диэлектрика. Исключение составляют структуры со сверхтонким окислом $d_{\text{ox}} < 100 \text{ \AA}$, у которых в этой области V_G становится существенным квантование в ОПЗ, и это отличие может достигать 10 %.

Определение величины и профиля концентрации легирующей примеси

Для определения величины легирующей концентрации воспользуемся следующим свойством высокочастотных C - V характеристик МДП-структур: их емкость в области инверсии достигает минимальной величины C_{min} и определяется только емкостью области ионизованных доноров C_B и емкостью диэлектрика C_{ox} . При этом

$$\frac{1}{C_{\text{min}}} = \frac{1}{C_{\text{ox}}} + \frac{1}{C_B}. \quad (3.108)$$

Используя для емкости окисла C_{ox} выражение (3.106) и для емкости области ионизованных акцепторов (3.57), получаем:

$$C_{\text{min}} = \frac{\varepsilon_{\text{ox}} \varepsilon_0}{d_{\text{ox}} + \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{\text{ox}}} W}. \quad (3.109)$$

Выражение (3.109), совместно с (1.67) для емкости ОПЗ ионизованных акцепторов, приводит к выражению для концентрации:

$$N_A = \frac{2 \left(2\varphi_0 - \frac{kT}{q} \right)}{\varepsilon_s \varepsilon_0 q} \cdot \left(\frac{\frac{C_{\text{ox}}}{C_{\text{min}}} - 1}{\frac{C_{\text{ox}}}{C_{\text{min}}}} \right)^{-2}. \quad (3.110)$$

На рисунке 3.18 приведена номограмма зависимости нормированной величины емкости $C_{\text{min}}/C_{\text{ox}}$ от толщины d_{ox} для систем Si-SiO₂ с концентрацией легирующей примеси N_A в качестве параметра. Из рисунка 3.18 видно, что чем меньше толщина диэлектрика и ниже концентрация легирующей примеси, тем больше перепад емкости от минимального до максимального значений наблюдается на ВФХ. Для определения профиля концентрации N_A от

расстояния вглубь полупроводника z воспользуемся высокочастотной C - V кривой, снятой в области неравновесного обеднения. Неравновесное обеднение возможно реализовать в том случае, когда период напряжения развертки меньше постоянной τ генерационного времени неосновных носителей в ОПЗ. В этом случае величина поверхностного потенциала может быть больше $\psi_s > 2\phi_0$, а ширина ОПЗ соответственно больше, чем ширина ОПЗ в равновесном случае. Возьмем также МДП-структуру с достаточно тонким окислом, таким, чтобы падением напряжения на окисле V_{ox} можно было бы пренебречь по сравнению с величиной поверхностного потенциала, т.е. $V_{ox} \ll \psi_s$; $V_G \approx \psi_s$. В этом случае, согласно (3.108) и (3.110), тангенс угла наклона зависимости

$$tg(\gamma) = \frac{d \left(\frac{C_{ox}}{C_{min}/C_{ox} - 1} \right)}{dV_G} = \left[\frac{qN_A \epsilon_s \epsilon_0}{2} \right]^{-1} \quad (3.111)$$

определит величину концентрации N_A .

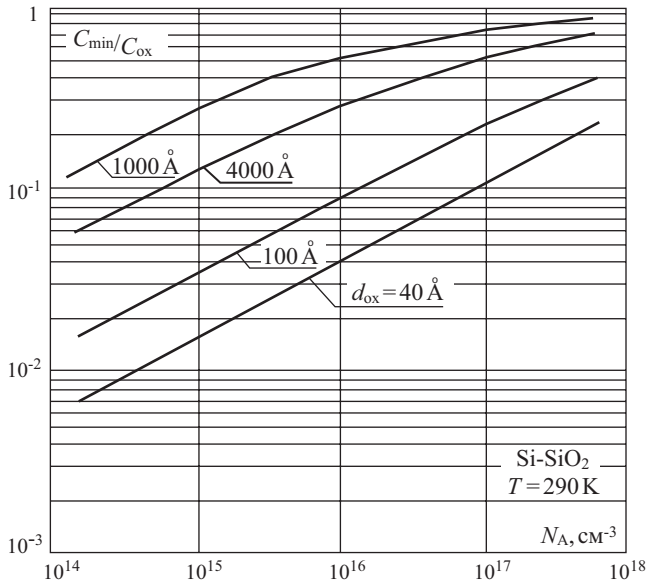


Рис. 3.18. Зависимость нормированной величины емкости C_{min}/C_{ox} в минимуме высокочастотной ВАХ от толщины подзатворного диэлектрика d_{ox} при различных величинах концентрации легирующей примеси для кремниевых МДП-структур

Значение координаты z , которой соответствует рассчитанная величина N_A , определяется при подстановке значения $\psi_s = V_G$ в выражение для ширины ОПЗ:

$$z = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 V_G}{qN_A}}. \quad (3.112)$$

В предельном случае, когда толщина окисла $d_{\text{ox}} \rightarrow 0$, эту величину используют, измеряя неравновесную емкость как емкость барьеров Шоттки при обратном смещении.

Определение величины и знака встроенного заряда

Для определения величины и знака встроенного в диэлектрик МДП-структуры заряда обычно пользуются высокочастотным методом ВФХ. Для этого, зная толщину подзатворного диэлектрика d_{ox} , концентрацию легирующей примеси N_A и работу выхода материала затвора, рассчитывают согласно (3.101) и (3.58) теоретическое значение емкости плоских зон C_{FB} МДП-структуры и напряжения плоских зон $V_{\text{FB}} = \Delta\varphi_{\text{ms}}$. Поскольку экспериментальная C - V кривая высокочастотная, т.е. $C_{\text{ss}} \rightarrow 0$, то, проводя сечение $C = \text{const} = C_{\text{FB}}$ (теор.), мы получаем при пересечении этой кривой с экспериментальной ВФХ напряжение, соответствующее $\psi_s = 0$, т.е. экспериментальное напряжение плоских зон V_{FB} (эксп.). При этом, согласно (3.83),

$$V_{\text{FB эксп}} - V_{\text{FB теор}} = -\frac{Q_{\text{ox}}}{C_{\text{ox}}} + \frac{qN_{\text{ss}}}{C_{\text{ox}}} \varphi_0. \quad (3.113)$$

Если $Q_{\text{ox}}, Q_{\text{ss}} > 0$, то $V_{\text{FB}}(\text{эксп.}) > V_{\text{FB}}(\text{теор.})$, и наоборот, если $Q_{\text{ox}}, Q_{\text{ss}} < 0$, то $V_{\text{FB}}(\text{эксп.}) < V_{\text{FB}}(\text{теор.})$.

Таким образом, знак и величина суммарного заряда в плоских зонах определяются соотношением (3.113) однозначно. Для вычленения заряда в поверхностных состояниях воспользуемся тем, что он обусловлен основными носителями (p -тип, $Q_{\text{ss}}(\psi_s = 0) > 0$ и n -тип, $Q_{\text{ss}}(\psi_s = 0) < 0$), захваченными на поверхностные состояния. Зная величину N_{ss} , можно рассчитать величину заряда в поверхностных состояниях Q_{ss} и таким образом из (3.83) определить величину и знак встроенного в диэлектрик заряда Q_{ox} .

3.6.6. Определение плотности поверхностных состояний на границе раздела полупроводник – диэлектрик

Методы вольт-фарадных характеристик дают несколько возможностей для определения величины и функции распределения плотности поверхностных состояний в запрещенной зоне полупроводника на границе раздела полупроводник – диэлектрик. Рассмотрим более подробно эти методы.

Дифференциальный метод

Дифференциальный метод, или метод Термана, основан на сравнении экспериментальной высокочастотной емкости МДП-структуры с теоретической расчетной емкостью идеальной МДП-структуры с такими же величинами

толщины окисла и легирующей концентрации в подложке. На рисунке 3.19а приведены для иллюстрации метода расчетная экспериментальная и расчетные $C-V$ кривые.

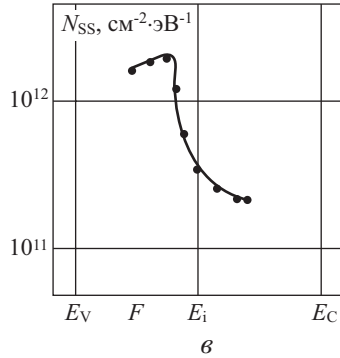
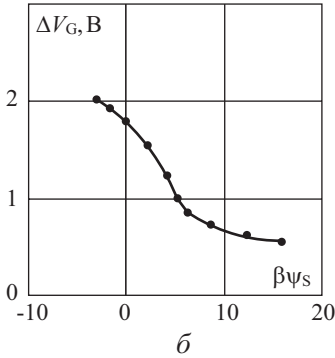
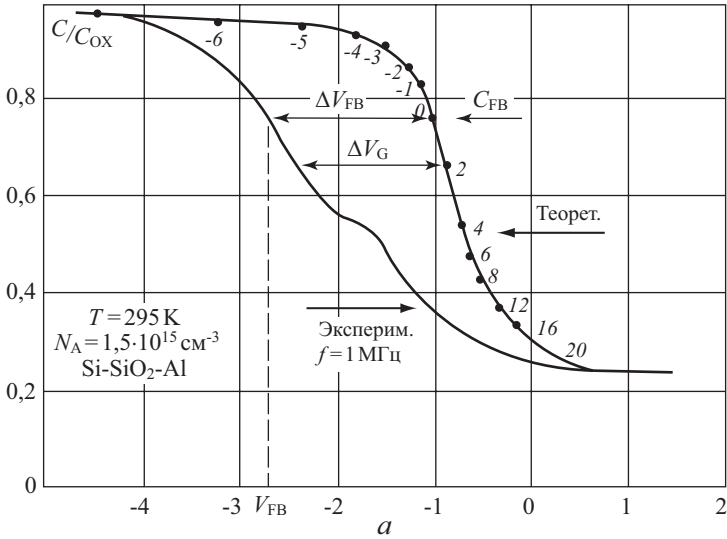


Рис. 3.19. Расчет плотности поверхностных состояний дифференциальным методом:

а) экспериментальная и теоретическая ВФХ для МДП-системы Si-SiO₂-Al; б) зависимость сдвига напряжения ΔV_G от поверхностного потенциала ψ_s , полученная из сечения постоянной емкости $C = \text{const}$ МДП-структуры; в) зависимость плотности ПС от энергии E в запрещенной зоне полупроводника, полученная графическим дифференцированием кривой $\Delta V_G(\psi_s)$ по уравнению (3.115)

Поскольку емкость высокочастотная, то ее величина определяется только значением поверхностного потенциала ψ_s . Проведя горизонтальные сечения $C = \text{const}$, мы на экспериментальной кривой производим расстановку поверхностного потенциала ψ_s .

Сравнивая теперь величины напряжений на затворе V_G теоретической и экспериментальных C - V кривых, соответствующих одной и той же емкости (а следовательно, и одному значению поверхностного потенциала ψ_s), получаем из (3.84):

$$\Delta V_G = V_{G \text{ эксп}} - V_{G \text{ теор}} = V_{FB} + \frac{qN_{ss}}{C_{ox}} \psi_s. \quad (3.114)$$

Графическим дифференцированием кривой (3.114) получаем:

$$N_{ss} = \frac{\epsilon_{ox} \epsilon_0}{qd_{ox}} \frac{d(V_{G \text{ эксп}} - V_{G \text{ теор}})}{d\psi_s}. \quad (3.115)$$

Метод, основанный на анализе соотношения (3.114), довольно широко распространен, прост и не требует громоздких выкладок. К недостаткам этого метода необходимо отнести тот факт, что зависимость плотности поверхностных состояний N_{ss} от энергии E получается только в одной половине запрещенной зоны вблизи уровня Ферми. На рисунке 3.19б приведен график $\Delta V_G(\psi_s)$, а на рисунке 3.19в – распределение плотности поверхностных состояний в зависимости от энергии в запрещенной зоне полупроводника, полученное из предыдущего графика путем дифференцирования.

Интегральный метод

Интегральный метод, или метод Берглунда, основан на анализе равновесной низкочастотной вольт-фарадной характеристики. Поскольку для равновесной низкочастотной C - V кривой справедливо (3.98), то

$$\frac{d\psi_s}{dV_G} = 1 - \frac{C}{C_{ox}}. \quad (3.116)$$

Интегрируя соотношение (3.116) с граничными условиями $\psi_s = \psi_{s1}$, $V_G = V_{G1}$, получаем:

$$\psi_s - \psi_{s1} = \int_{V_{G1}}^{V_G} \left(1 - \frac{C}{C_{ox}} \right) dV_G. \quad (3.117)$$

Поскольку $C(V_G)$ – это экспериментальная кривая, то интегрирование уравнения (3.117) (потому метод и назван интегральным) сразу дает связь между поверхностным потенциалом и напряжением на затворе V_G . Выбор значений ψ_{s1} и V_{G1} произволен. Обычно величину ψ_{s1} выбирают равной нулю ($\psi_{s1} = 0$) и соответственно V_{G1} – это напряжение плоских зон V_{FB} . Эти значения берутся из высокочастотных C - V кривых. Так как известна связь $V_G(\psi_s)$, то из равенства (3.99) после нескольких преобразований следует:

$$N_{ss} = \frac{\epsilon_{ox} \epsilon_0}{qd_{ox}} \left[\frac{C/C_{ox}}{1 - C/C_{ox}} - \frac{C_{sc}}{C_{ox}} \right]. \quad (3.118)$$

Соотношение (3.118) позволяет определить величину и закон изменения плотности поверхностных состояний по всей ширине запрещенной зоны, что является преимуществом интегрального метода по сравнению с дифференциальным.

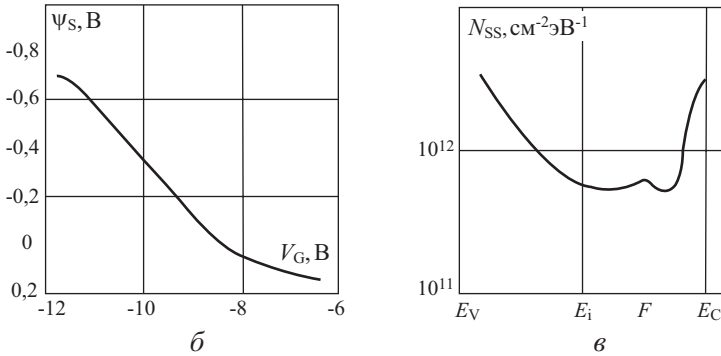
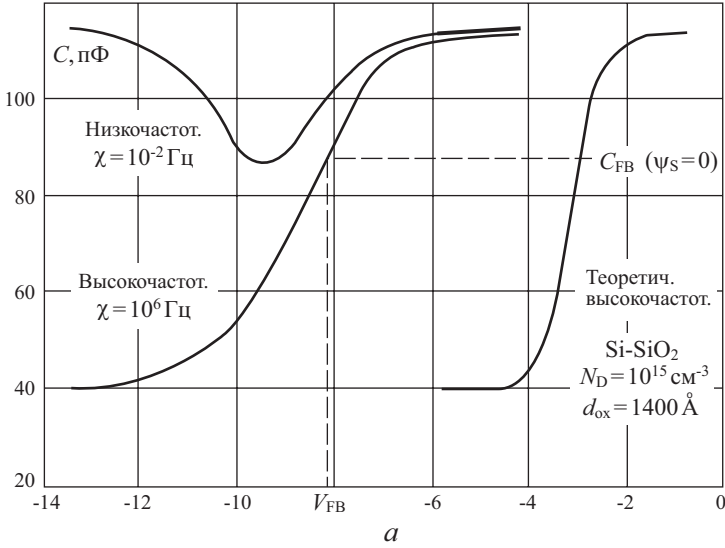


Рис. 3.20. Расчет плотности поверхностных состояний интегральным методом:

a) экспериментальная равновесная ВФХ МДП-системы Si-SiO₂-Al; *б*) зависимость поверхностного потенциала ψ_s от напряжения V_G , рассчитанная из этой кривой по уравнению (3.117); *в*) зависимость плотности ПС от энергии E в запрещенной зоне полупроводника, рассчитанная из уравнения (3.117) по этим экспериментальным данным

Из соотношения (3.117) следует, что численное интегрирование функции $(1 - C/C_{ox})$ должно дать величину площади над равновесной C - V кривой. Поскольку емкость выходит на насыщение $C \rightarrow C_{ox}$ при примерно одинаковых значениях поверхностного потенциала, то следует ожидать, что у кривых с

разной плотностью поверхностных состояний площадь под кривой $C-V$ будет одинакова. На рисунке 3.20а, б, в приведены этапы расчета равновесных $C-V$ кривых и даны соответствующие графики.

Температурный метод

Температурный метод, или метод Грея – Брауна, основан на анализе изменения напряжения плоских зон V_{FB} МДП-структуры при изменении температуры T . При изменении температуры полупроводника меняется объемное положение уровня Ферми.

Закон изменения $\varphi_0(T)$, а следовательно и $\varphi_0(E)$, известен и в области полной ионизации примеси довольно прост. Из выражения (3.83) для напряжения плоских зон V_{FB} следует, что при изменении температуры

$$V_{FB}(T_1) - V_{FB}(T_2) = \frac{qN_{ss}}{C_{ox}} [\varphi_0(T_1) - \varphi_0(T_2)]. \quad (3.119)$$

Графическое дифференцирование соотношения (3.119) приводит к выражению для N_{ss} :

$$N_{ss} = \frac{\varepsilon_{ox} \varepsilon_0}{qd_{ox}} \frac{d(\Delta V_{FB})}{d(\Delta \varphi_0)}. \quad (3.120)$$

Основным достоинством температурного метода является тот факт, что этим методом возможно получить величину плотности поверхностных состояний N_{ss} вблизи краев запрещенной зоны. К недостаткам метода следует отнести необходимость измерений в широком интервале температур $T = (77 \div 400)$ К и трудность расчета, а также необходимость выполнения критерия высокочастотности в широком диапазоне температур. На рисунке 3.21а, б, в приведены экспериментальные $C-V$ кривые, их изменение с температурой и результаты расчета.

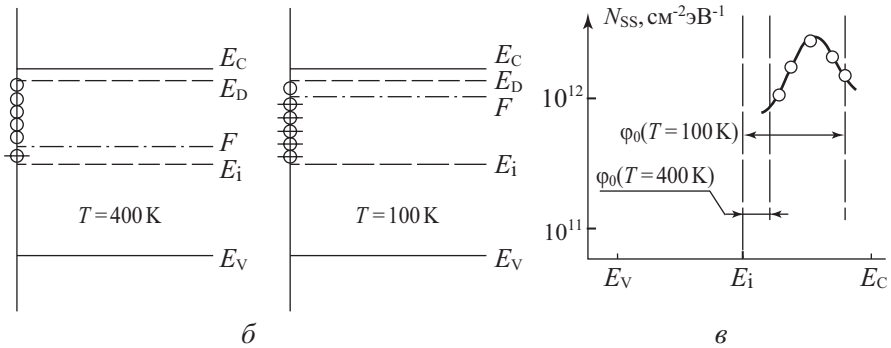
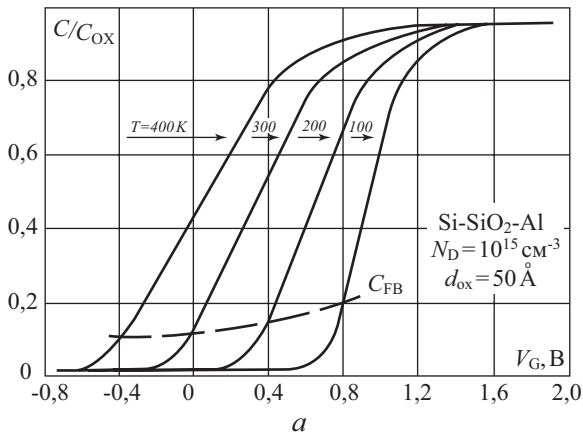


Рис. 3.21. Расчет плотности поверхностных состояний температурным методом:

a) экспериментальные высокочастотные ВФХ МДП-структур Si-SiO₂-Al при разных температурах T ; *б*) зависимость измерения напряжения плоских зон ΔV_{FB} и положения уровня Ферми φ_0 в объеме полупроводника от температуры; *в*) зависимость плотности ПС N_{ss} от энергии E в запрещенной зоне полупроводника, рассчитанная из уравнения (3.120) по этим экспериментальным данным

3.7. Флуктуации поверхностного потенциала в МДП-структурах

3.7.1. Виды флуктуаций поверхностного потенциала

Предыдущее рассмотрение электрофизических процессов в МДП-структурах неявно предполагало, что такие параметры, как величина встроенного заряда Q_{ox} , толщина подзатворного диэлектрика d_{ox} , концентрация легирующей примеси $N_{D,A}$, являются одинаковыми в каждом поперечном

сечении МДП-структуры. В связи с этим величина поверхностного потенциала ψ_s , определяемая уравнением электронейтральности

$$V_G = \Delta\varphi_{ms} + \psi_s + \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} + \frac{qN_{ss}}{C_{ox}}(\psi_s - \varphi_0) + \frac{Q_{sc}}{C_{ox}}, \quad (3.121)$$

постоянна в каждой точке на поверхности полупроводника вдоль границы раздела полупроводник – диэлектрик.

В реальном случае, вследствие неконтролируемых технологических особенностей обработки поверхности полупроводника и получения подзатворного диэлектрика, величина встроенного заряда Q_{ox} , толщина диэлектрика d_{ox} , концентрация примеси $N_{D,A}$ могут меняться или, иначе говоря, флуктуировать от точки к точке вдоль границы раздела полупроводник – диэлектрик. Согласно уравнению электронейтральности, это вызовет при данном напряжении на затворе V_G различные значения величины поверхностного потенциала ψ_s вдоль границы раздела. Изменение величины поверхностного потенциала ψ_s вдоль области пространственного заряда полупроводника при фиксированном значении напряжения на затворе V_G вследствие флуктуации электрофизических характеристик МДП-структур называется **флуктуациями поверхностного потенциала** [28, 41].

В том случае, когда пространственный масштаб флуктуаций характеристик МДП-структур велик и обусловлен технологическими причинами, флуктуации поверхностного потенциала называются **технологическими**. Очевидно, что величина и функция распределения флуктуаций потенциала в этом случае обусловлены конкретным видом флуктуаций того или иного параметра МДП-структур. Крупномасштабные флуктуации потенциала – это флуктуации с размерами, существенно превышающими характерные поперечные размеры МДП-структуры – толщину диэлектрика d_{ox} и ширину области пространственного заряда W .

В этом случае реальную МДП-структуру можно разбить на малые, параллельно соединенные МДП-конденсаторы, внутри которых значение потенциала ψ_s постоянно. К каждому из таких МДП-конденсаторов применимо уравнение электронейтральности (3.121). Приведенная модель была предложена в работе и получила название **конденсаторной модели Гоетцбергера**.

В МДП-структурах также существует другой тип флуктуаций поверхностного потенциала, обусловленный дискретностью элементарного заряда. Так, при плотности встроенного в окисел заряда $N_{ox} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ среднее расстояние между зарядами составляет $\bar{a} = 100 \text{ \AA}$. При концентрации легирующей примеси $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ доноры расположены друг от друга на среднем расстоянии $\bar{a} = 1000 \text{ \AA}$. Очевидно, что в силу случайного характера расположения этих зарядов, их дискретности величина поверхностного потенциала будет также флуктуировать вдоль границы раздела полупроводник – диэлектрик. Флуктуации такого типа характеризуются более мелким масштабом и называются **статистическими**. К

статистическим флуктуациям неприменимо уравнение электронейтральности в виде (3.121).

Технологические крупномасштабные флуктуации поверхностного потенциала можно наблюдать непосредственно в экспериментах со ртутным сканирующим зондом.

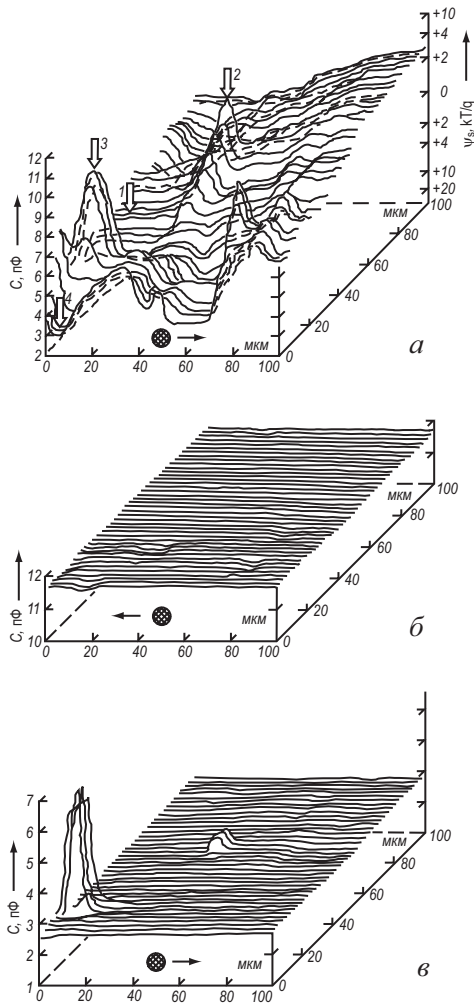


Рис. 3.22. Зависимость емкости МДП-структуры:

а) в обеднении, иллюстрирующая неоднородность поверхностного потенциала; *б*) в обогащении, иллюстрирующая неоднородность толщины подзатворного диэлектрика $d_{ок}$; *в*) в сильной инверсии, иллюстрирующая однородное распределение концентрации легирующей примеси в полупроводниковой подложке.

Пики соответствуют центрам повышенной (аномальной) генерации.

На рисунке 3.22 приведена в качестве примера зависимость емкости МДП-структуры в обеднении, полученная при сканировании ртутным зондом площадки размером $(0,1 \times 0,1)$ мм² в системе двуокись кремния – кремний. Из рисунка видно, что значения емкости C , а следовательно, и поверхностного потенциала ψ_s , отличаются от точки к точке. Статистические флуктуации в силу их мелкомасштабности нельзя непосредственно измерить и наблюдать в экспериментах с ртутным зондом. Однако они будут проявляться в экспериментах с исследованием процессов переноса в инверсионных каналах вдоль границы раздела полупроводник – диэлектрик, в поведении емкости C и нормированной проводимости G МДП-структур.

Основной задачей при рассмотрении флуктуаций поверхностного потенциала является нахождение функции распределения поверхностного потенциала ψ_s и учет влияния флуктуаций ψ_s на электрофизические процессы в МДП-структурах.

3.7.2. Конденсаторная модель Готцберга для флуктуаций поверхностного потенциала

Пусть флуктуации поверхностного потенциала обусловлены крупномасштабными технологическими флуктуациями плотности встроенного в диэлектрик заряда $Q_{ox} = qN_{ox}$. Толщина подзатворного диэлектрика d_{ox} и концентрация легирующей примеси $N_{D,A}$, как видно из рисунка 3.22а, б, остается постоянной.

Рассмотрим, каким образом можно получить функции распределения $P(\psi_s)$ поверхностного потенциала ψ_s вдоль границы раздела полупроводник – диэлектрик. Пусть \bar{N} – среднее число заряженных центров на границе раздела полупроводник – диэлектрик, приходящееся на характеристическую площадку α_s . Под характеристической площадкой α_s будем понимать ту минимальную площадь, на которую можно разбить МДП-структуру, чтобы в пределах этой площадки величина поверхностного потенциала была одинакова. Если \bar{N} – большое число, то функция $P(N)$ будет гауссовской аппроксимацией распределения Пуассона:

$$P(N) = (2\pi N)^{-1/2} e^{-\frac{(N-\bar{N})^2}{2\bar{N}}} . \quad (3.122)$$

Величина N и плотность заряда Q_{ox} на площадке α_s связаны очевидным соотношением:

$$N = \frac{\alpha_s Q_{ox}}{q} . \quad (3.123)$$

Комбинируя (3.122) и (3.123), получаем для функции распределения плотности заряда $P(Q_{ox})$:

$$P(Q_{\text{ox}}) = \left(\frac{q}{2\pi\alpha_s Q_{\text{ox}}} \right)^{1/2} \exp\left(\frac{\alpha_s(Q_{\text{ox}} - \bar{Q}_{\text{ox}})}{2qQ_{\text{ox}}} \right). \quad (3.124)$$

Для функции распределения поверхностного потенциала имеем:

$$P(\psi_s) = P(Q_{\text{ox}}) \frac{dQ_{\text{ox}}}{d\psi_s}. \quad (3.125)$$

Продифференцировав уравнение электронейтральности в виде (3.121) и учитывая, что $\frac{\partial Q_{\text{sc}}}{\partial \psi_s} = C_{\text{sc}}$, $qN_{\text{ss}} = C_{\text{ss}}$, а также, что величина $dV_G = 0$, так как напряжение V_G одинаково для каждой характеристической площадки α_s , получаем:

$$\begin{aligned} dQ &= (C_{\text{ox}} + C_{\text{sc}} + C_{\text{ss}}) d\psi_s; \\ Q_{\text{ox}} - \bar{Q}_{\text{ox}} &= (C_{\text{ox}} + C_{\text{sc}} + C_{\text{ss}})(\psi_s - \bar{\psi}_s), \end{aligned} \quad (3.126)$$

где \bar{Q}_{ox} , $\bar{\psi}_s$ – среднее значение заряда Q_{ox} и поверхностного потенциала ψ_s .

Подставляя в уравнение (3.125) для функции распределения $P(\psi_s)$ соотношения (3.126) и (3.124), имеем:

$$P(\psi_s) = \left[\frac{1}{2\pi\sigma_s^2} \right]^{1/2} e^{-\frac{\beta(\psi_s - \bar{\psi}_s)}{2\sigma_s}}, \quad (3.127)$$

где величина относительной среднеквадратичной флуктуации потенциала $\sigma_s = \frac{q\sigma_\psi}{kT}$ равняется:

$$\sigma_s = \frac{\beta}{C_{\text{ox}} + C_{\text{sc}} + C_{\text{ss}}} \left(\frac{qQ_{\text{ox}}}{\alpha_s} \right)^{1/2}. \quad (3.128)$$

Среднеквадратичная флуктуация потенциала σ_ψ , определяющая отклонение ψ_s от среднего значения $\bar{\psi}_s$, будет равна:

$$\sigma_\psi = \frac{kT}{q} \sigma_s = \frac{1}{C_{\text{ox}} + C_{\text{sc}} + C_{\text{ss}}} \left(\frac{q\bar{Q}_{\text{ox}}}{\alpha} \right)^{1/2}. \quad (3.129)$$

Из соотношения (3.128) следует, что флуктуации потенциала описываются в конденсаторной модели нормальным распределением. Величина среднеквадратичной флуктуации потенциала определяется толщиной диэлектрика d_{ox} , плотностью поверхностных состояний N_{ss} , величиной средней плотности заряженных центров \bar{Q}_{ox} на границе раздела. Величина α_s , входящая в (3.128), в рассмотрении точно не определена. Сравнение теоретического рассмотрения конденсаторной модели с экспериментом по анализу кривых нор-

мированной проводимости G_p/ω показало, что величина площадки α_s равна в области обеднения МДП-структуры квадрату ширины обедненной области (рис. 3.23).

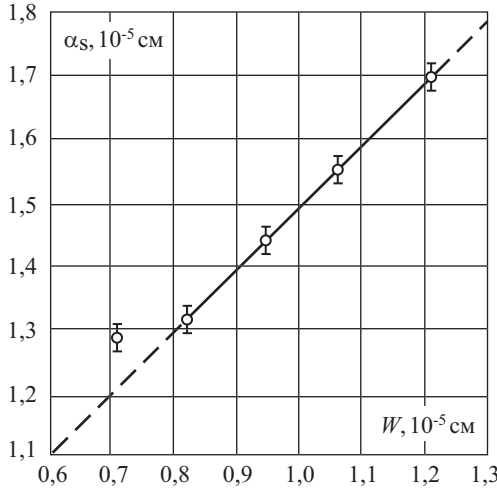


Рис. 3.23. Зависимость площадки α_s от ширины области обеднения W

3.7.3. Среднеквадратичная флуктуация потенциала, обусловленная системой случайных точечных зарядов

Рассмотрим систему зарядов на бесконечной плоскости, координата каждого из которых является случайной функцией. Заряды будем считать малыми и находящимися в узлах со средним расстоянием между узлами \bar{a} . Плотность узлов $N_0 = \bar{a}^{-2}$ значительно больше, чем средняя плотность зарядов $\bar{N}_{\text{ок}}$. Вероятность заполнения одного узла $\alpha \ll 1$ и равна $\alpha = \bar{N}_{\text{ок}}/N_0$.

Потенциал, который создает произвольный узел в некоторой точке A на расстоянии $\sqrt{\rho^2 + \lambda^2}$ от него, будет равен:

$$V_i = \begin{cases} 0 & \text{с вероятностью } \omega = 1 - \alpha; \\ U_i & \text{с вероятностью } \omega = \alpha, \end{cases} \quad (3.130)$$

где U_i – потенциал, создаваемый заряженным узлом в точке A ,
 ρ – расстояние в плоскости от начала координат до заряда,
 λ – расстояние от точки A , где ищется потенциал, до плоскости, где расположены заряды.

Средняя величина потенциала \bar{V}_i , создаваемого i -м узлом, по определению среднего,

$$\bar{V}_i = \sum V_i \omega_i = \alpha U_i. \quad (3.131)$$

Для расчета среднеквадратичного отклонения запишем:

$$V_i - \bar{V}_i = \begin{cases} \alpha U_i & \text{с вероятностью } \omega = 1 - \alpha; \\ U_i(1 - \alpha) & \text{с вероятностью } \omega = \alpha. \end{cases}$$

Тогда среднеквадратичное отклонение величины V_i будет равно:

$$\sigma_{V_i} = \sum |V_i - \bar{V}_i|^2 \omega_i = \alpha U_i^2, \quad (3.132)$$

учитывая, что $\alpha \ll 1$.

Потенциал U , создаваемый всей совокупностью зарядов на плоскости в точке A с координатами (ρ, λ) , будет равен:

$$U = \sum_i N_i V_i = \sum_i n_i U_i, \quad (3.133)$$

где N_i – число узлов на расстоянии r_i ,

n_i – число заполненных узлов на расстоянии r_i .

Учитывая, что заполнение и расположение узлов является случайным, для величины среднеквадратичного отклонения потенциала в точке A с координатами (ρ, λ) , обусловленного всеми зарядами, получаем, учитывая (3.133),

$$\sigma_U^2 = \sum \sigma_{V_i}^2 N_i = \sum \alpha U_i^2 N_i. \quad (3.134)$$

Рассмотрим количество узлов N_i в интервале $(\rho, \rho + d\rho)$ около точки A . Оно будет:

$$N_i = \frac{2\pi\rho d\rho}{a^2}. \quad (3.135)$$

Учитывая определение вероятности заполнения узла α и (3.134), из (3.135) получаем:

$$\sigma_U^2 = \int_0^\infty \frac{2\pi\rho d\rho}{a^2} \bar{N}_{\text{ок}} a^2 U_i = 2\pi \bar{N}_{\text{ок}} \int_0^\infty U_i(\rho, \lambda) \rho d\rho. \quad (3.136)$$

В полученном выражении величина $U_i(\rho, \lambda)$ имеет смысл потенциала единичного точечного заряда. Таким образом, из (3.136) можно видеть, что величина среднеквадратичной флуктуации потенциала σ_U , вызванной системой точечных зарядов, определяется только их плотностью и потенциалом одного такого заряда.

3.7.4. Потенциал, создаваемый зарядом, находящимся на границе двух сред с экранировкой

Как было показано, величина среднеквадратичной флуктуации потенциала σ_ψ определяется потенциалом единичного точечного заряда при случайном их распределении. В связи с этим интересно рассмотреть зависимость этого потенциала от условий экранировки, которые обычно реализуются в МОП-структурах. Для области слабой инверсии, когда в ОПЗ полупроводни-

ка отсутствуют свободные носители, эту область можно рассматривать как диэлектрическую среду с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_s .

Точечный пробный заряд поместим на границу раздела окисел – полупроводник. Поскольку величины диэлектрической проницаемости полупроводника ϵ_s и окисла ϵ_{ox} различны, необходимо учесть различную поляризацию зарядом этих сред аналогично. И, наконец, отраженный в металлическом электроде затвора заряд будет также оказывать свое влияние на поляризацию полупроводника и окисла. Ширину ОПЗ W будем считать существенно большей, чем толщина диэлектрика d_{ox} , с тем, чтобы исключить экранировку пробного заряда полупроводником. Экранировку потенциала заряда поверхностными состояниями также будем считать отсутствующей.

Поле заряда, расположенного под границей двух диэлектриков

Рассмотрим случай экранировки зарядов на рисунке 3.24. Заряд q_0 расположен в среде I с диэлектрической постоянной $\epsilon = \epsilon_1$. Требуется найти поле, создаваемое зарядом q_0 в среде II с диэлектрической постоянной $\epsilon = \epsilon_2$. Оказывается, что в общем случае невозможно подобрать систему зарядов, которые бы давали одновременно правильное значение поля и потенциала одновременно в обеих средах I и II. Поэтому поле в среде I будем искать как поле двух зарядов q_1 и q_2 , а поле в среде II – как поле заряда q_3 , расположенного в той же точке, что и заряд q_1 . Конечно, физически существует только заряд q_0 , поле и потенциалы в средах I и II получаются из-за поляризации диэлектриков. Однако оказывается, что подход с введением фиктивных зарядов q_1 , q_2 и q_3 удобен и позволяет правильно рассчитывать распределение полей и потенциалов в сложных слоистых системах. Выберем величину заряда $q_2 = -\alpha q_1$, разницу в величинах ϵ_1 , ϵ_2 включим в множитель α . Тогда получим выражения для нормальной (E_n) и тангенциальной (E_t) составляющих электрического поля, изображенных на рисунке 3.24.

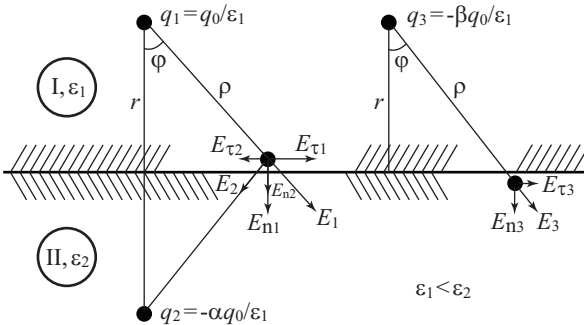


Рис. 3.24. Схема, поясняющая экранировку зарядов границей раздела двух диэлектриков

Сверху границы в области I, где поле определяется зарядами q_1 и q_2 , находящимися на расстоянии τ от границы в среде с диэлектрической проницаемостью ε_1 ,

$$E_{n_{1,2}} = \frac{q_0}{\varepsilon_1 \rho^2} (1 + \alpha) \cos \varphi,$$

$$E_{\tau_{1,2}} = \frac{q_0}{\varepsilon_1 \rho^2} (1 - \alpha) \sin \varphi. \quad (3.137)$$

Снизу границы в области II, где поле определяется зарядом q_3 в среде с ε_1 ,

$$E_{n_3} = \frac{q_0}{\varepsilon_1 \rho^2} \beta \cdot \cos \varphi,$$

$$E_{\tau_3} = \frac{q_0}{\varepsilon_1 \rho^2} \beta \cdot \sin \varphi. \quad (3.138)$$

Используя условие постоянства на границе двух диэлектрических сред тангенциальной составляющей напряженности электрического поля $E_{\tau_{1,2}} = E_{\tau_3}$ и нормальной составляющей индукции электрического поля $\varepsilon_1 E_{n_{1,2}} = \varepsilon_2 E_{n_3}$, получаем:

$$1 + \alpha = \varepsilon_{\text{от}} \beta,$$

$$1 - \alpha = \beta, \quad (3.139)$$

где $\varepsilon_{\text{от}} = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}$.

Отсюда следует, что

$$\beta = \frac{2}{\varepsilon_{\text{от}} + 1}, \quad \alpha = \frac{\varepsilon_{\text{от}} - 1}{\varepsilon_{\text{от}} + 1}. \quad (3.140)$$

Таким образом, для правильного рассмотрения электрического поля и потенциала, создаваемого зарядом q_0 в среде I с ε_1 и находящегося под границей со средой II с ε_2 , необходимо при расчете поля в среде I с диэлектрической постоянной ε_1 пользоваться зарядами q_1 и q_2 , расположенными равноудаленно от границы раздела. Величина $q_2 = -\alpha q_1$, где α приведена в (3.140). Для расчета поля в среде II с диэлектрической постоянной ε_2 необходимо пользоваться зарядом $q_3 = \beta q_1$, расположенным на месте заряда q_1 в среде I с диэлектрической постоянной ε_1 .

Потенциал заряда в МДП-структуре

Рассмотрим случай, когда точечный заряд находится на границе раздела окисел – полупроводник. Экранировка происходит только затвором структуры (слабая инверсия, низкая плотность поверхностных состояний, стандарт-

ное легирование). На рисунке 3.25 изображена возникшая ситуация. Рассмотрим случай, когда нужно сначала рассмотреть поле в окисле структуры. Заряд q , находящийся на границе, отразится зеркально затвором $-q$, но в этом случае заряд $-q$ – это заряд над границей двух диэлектриков. Из-за поляризации для получения правильного поля в окисле необходимо ввести заряд αq , находящийся по другую сторону на таком же расстоянии от границы раздела. Этот заряд αq в свою очередь снова отразится в затворе и даст заряд $-\alpha q$. Таким образом, правильное поле в окисле в случае трехслойной МДП-системы получается только при бесконечном наборе зарядов слева и справа от границы раздела.

Для расчета поля и потенциала в полупроводнике все заряды слева на рисунке 3.25 мы должны уменьшить в β раз согласно предыдущему рассмотрению. Следовательно, величина поля и потенциала в полупроводнике МДП-структуры обусловлена суммой зарядов $+q$ и противоположного по знаку $-\beta q$, $+\beta\alpha q$, $-\beta\alpha^2 q$ и т.д., отстоящих на расстояние $2d_{\text{ок}}$, $4d_{\text{ок}}$, $6d_{\text{ок}}$, $8d_{\text{ок}}$ от границы раздела окисел – полупроводник.

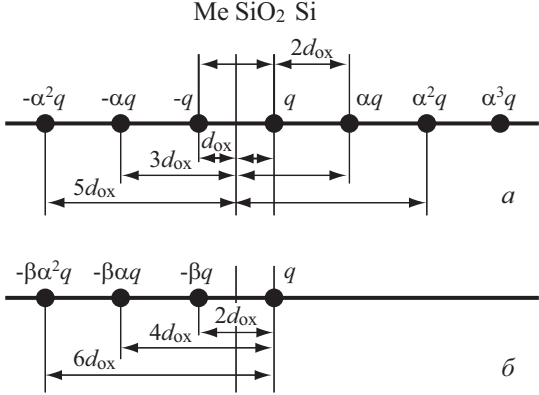


Рис. 3.25. Схема зарядов, необходимая для расчета электрического поля и потенциала МДП-структуры:

а) в диэлектрике; б) в полупроводнике

Условие электронейтральности соблюдено, заряд слева и справа суммарно равны между собой. Поскольку мы предположили, что заряд находится на границе раздела окисел-полупроводник, то

$$q = q_0 \frac{2}{\epsilon_{\text{ок}} + \epsilon_s}.$$

Таким образом, потенциал, создаваемый в полупроводнике точечным зарядом, находящимся на границе окисел – полупроводник при экранировке затвором МДП-структуры, на расстоянии λ вглубь и ρ в плоскости границы раздела можно вписать в виде потенциала распределенного диполя:

$$U(\rho, \lambda) = U_0 + \sum U_i = \frac{q_0}{2\pi\epsilon_0(\epsilon_s + \epsilon_{\text{ок}})} \left\{ (\lambda^2 + \rho^2)^{1/2} \cdot \beta \sum_{i=1}^{\infty} \alpha^{i-1} \rho^2 + (\lambda + 2id_{\text{ок}})^{-1/2} \right\}. \quad (3.141)$$

В случае равенства диэлектрических постоянных полупроводника и диэлектрика $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon^*$, $\beta = 1$, $\alpha = 0$ получаем потенциал простого диполя:

$$U(\rho, \lambda) = \frac{q_0}{2\pi\epsilon_0\epsilon^*} \left\{ (\lambda^2 + \rho^2)^{-1/2} - [\rho^2 + (\lambda + 2d_{\text{ок}})^2]^{-1/2} \right\}. \quad (3.142)$$

Как следует из соотношений (3.141) и (3.142), различие в потенциалах простого и рассредоточенного диполя будет проявляться при высоких различиях в диэлектрических постоянных окисла и полупроводника, большой толщине диэлектрика $d_{\text{ок}}$, высоких значениях (по сравнению с толщиной окисла) расстояния вглубь полупроводника λ , где рассчитывается потенциал.

3.7.5. Потенциальный рельеф в МДП-структуре при дискретности элементарного заряда

Для нахождения вида потенциального рельефа в МДП-структуре воспользуемся методом математического моделирования. Для этого, используя датчик случайных чисел, на площадке S , соответствующей в случае МДП-структуры границе раздела полупроводник – диэлектрик, разбрасываются N единичных точечных зарядов со средней плотностью $\bar{N}_{\text{ок}} = N/S$. Потенциал каждого заряда рассчитывается с учетом экранировки затвором МДП-структуры по уравнению (3.141). Как и прежде, предполагается, что реализовано условие слабой инверсии или обеднения и толщина подзатворного диэлектрика $d_{\text{ок}}$ меньше ширины ОПЗ.

Для нахождения вида потенциального рельефа потенциалы всех зарядов суммировались и из полученного значения вычиталось среднее значение величины поверхностного потенциала $\bar{\psi}_s$, соответствующее квазинепрерывному и равномерному распределению встроенного заряда со средней плотностью $\bar{N}_{\text{ок}}$.

На рисунке 3.26 приведена полученная таким образом картина потенциального рельефа. Из рисунка видно, что потенциальный рельеф негладкий, на нем имеются «озера» – участки со значительно меньшим уровнем поверхностного потенциала, «горные хребты» – участки со значительно большим уровнем поверхностного потенциала и, наконец, «долины» – области, где поверхностный потенциал близок к среднему. На приведенной шкале пространственного масштаба видно, что характерный размер областей «озер» и «горных хребтов» составляет порядка 500 Å при толщине диэлектрика $d_{\text{ок}}$ в МДП-структуре $d_{\text{ок}} = 50$ Å.

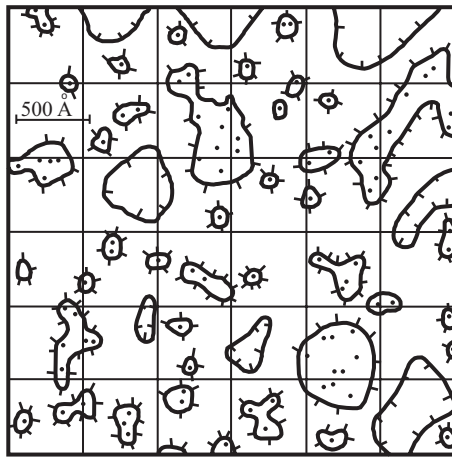


Рис. 3.26. Форма потенциального рельефа в МДП-структуре в области слабой инверсии. Сплошные линии соответствуют отклонению потенциала ψ_s от среднего значения $\bar{\psi}_s$ на величину среднеквадратичной флуктуации σ_ψ . Точки соответствуют местам расположения зарядов

На рисунке 3.27 приведена зависимость поверхностного потенциала ψ_s от координаты y вдоль границы раздела полупроводник – диэлектрик, рассчитанная для случая, приведенного на рисунке 3.26. Из данного рисунка также видно, что зависимость потенциала ψ_s от координаты является немонотонной функцией.

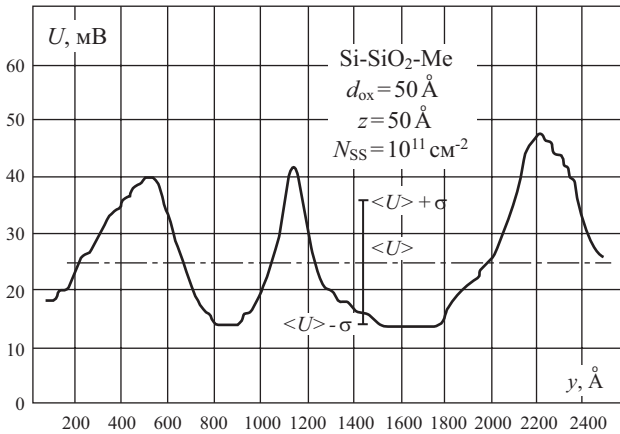


Рис. 3.27. Зависимость потенциала ψ_s от координаты y вдоль поверхности

Таким образом, дискретность и случайный характер расположения в плоскости границы раздела полупроводник – диэлектрик встроенного заряда

вызывают флуктуации относительного среднего значения величины поверхностного потенциала.

3.7.6. Функция распределения потенциала при статистических флуктуациях

При рассмотрении флуктуаций поверхностного потенциала вопрос о нахождении вида функций распределения является одним из важных. Поскольку заряженные центры в МДП-структуре дискретны и случайным образом распределены в плоскости границы раздела, то их закон распределения описывается уравнением Пуассона:

$$P_m = \frac{(\bar{N})^m}{m!} e^{-\bar{N}}, \quad (3.143)$$

где N – число зарядов, ожидаемое найти на площадке S ,

$\bar{N} = \bar{N}_{\text{ок}} \cdot S$ – среднее число зарядов, находящееся на произвольной площадке S .

Координаты каждого заряда в плоскости ρ_i являются случайной функцией, а общий потенциал от всех зарядов в произвольной точке ОПЗ полупроводника на расстоянии λ будет суммой потенциалов всех точечных зарядов в виде (3.141):

$$U(\rho, \lambda) = \sum_{i=1}^N U_i(\rho_i, \lambda). \quad (3.144)$$

В явном виде совместное решение уравнений (3.141 – 3.144) возможно только при условии $\lambda \gg d_{\text{ок}}$, $\bar{a} = \bar{N}_{\text{ок}}^{-1/2}$.

В этом случае закон распределения потенциала ψ_s описывается гауссовым распределением:

$$P(\psi_s) = \frac{1}{2\pi\sigma_s} e^{-\frac{\beta(\psi_s - \bar{\psi}_s)^2}{2\sigma_s^2}}, \quad (3.145)$$

где σ_s – относительная среднеквадратичная флуктуация потенциала ψ_s на расстоянии λ . Поскольку в общем виде соотношения (3.141 – 3.144) не представляется возможным решать в аналитическом виде, для нахождения функции распределения $P(\psi_s)$ использовалось численное моделирование, аналогичное описанному в разделе 3.7.5. Генерируя n раз датчиком случайных чисел координаты всех зарядов, рассчитывалось в произвольной, заранее выбранной точке значение суммарного потенциала. Частота выпадания того или иного значения потенциала соответствовала плотности вероятности.

На рисунке 3.28 показан вид функции распределения поверхностного потенциала ψ_s для МДП-структур с различной толщиной подзатворного диэлектрика в диапазоне $d_{\text{ок}} = (50 \div 1000) \text{ \AA}$. Заметим, что функции не нормированы.

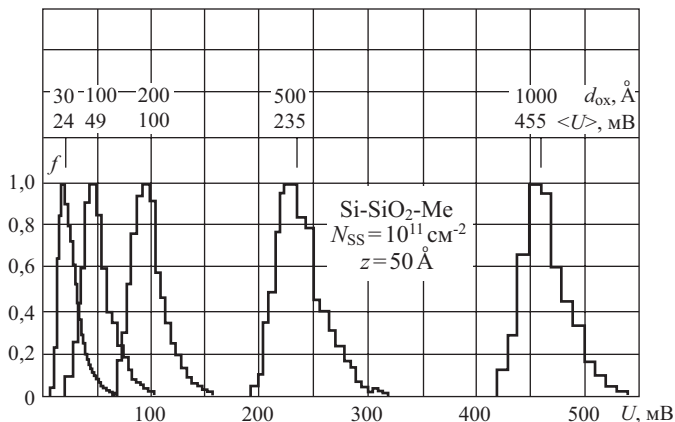


Рис. 3.28. Вид функции распределения f потенциала в МДП-структурах с разной толщиной диэлектрика

Из рисунка видно, что при малых значениях толщины окисла d_{ox} функция распределения отличается от гауссовой. По мере роста толщины диэлектрика распределение потенциала приближается к нормальному.

На рисунке 3.29 показана зависимость функции распределения от средней плотности заряда \bar{N}_{ox} на границе раздела окисел – полупроводник.

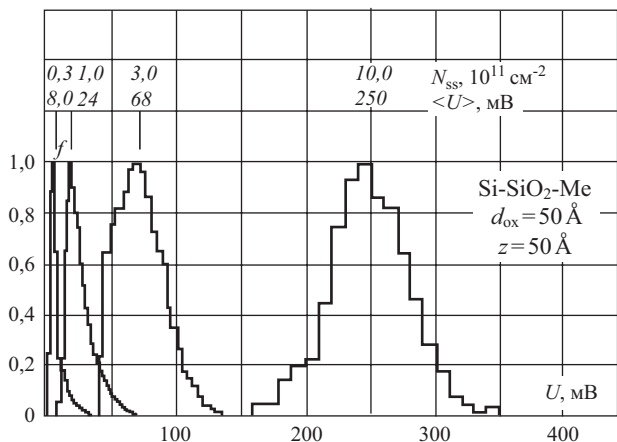


Рис. 3.29. Вид функции распределения f потенциала в МДП-структуре при разной величине плотности заряда

Также видно, что при малых плотностях \bar{N}_{ox} функция распределения отличается от гауссовой, по мере роста числа зарядов \bar{N}_{ox} распределение потенциала также приближается к линейному.

На рисунке 3.30 показано изменение вида функции распределения по мере приближения к границе раздела окисел – полупроводник. Видно, что средняя часть функции распределения не меняется, но «хвост» функции в сторону вероятности получения больших значений потенциала, по мере приближения к границе раздела, возрастает.

Физическая картина, обуславливающая отличие вида функции распределения поверхностного потенциала ψ_s от нормального распределения, заключается в том, что потенциал кулоновского точечного центра резко зависит от расстояния r при малых значениях r .

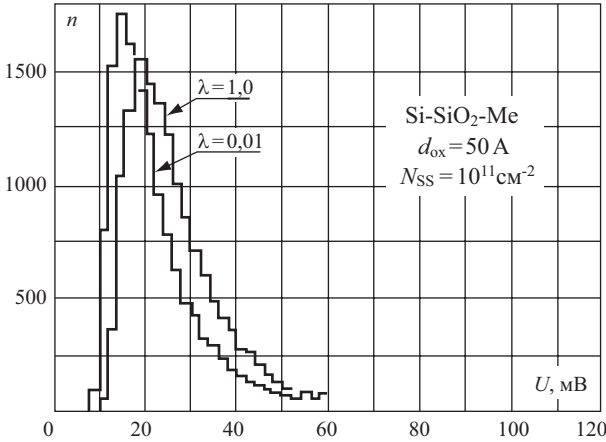


Рис. 3.30. Вид функции распределения f потенциала в МДП-структуре при различных расстояниях λ вглубь полупроводника

3.7.7. Зависимость величины среднеквадратичной флуктуации от параметров МДП-структуры

Как следует из разделов 3.7.3 и 3.7.4, для случая слабой инверсии можно получить зависимость величины среднеквадратичной флуктуации от параметров МДП-структуры. Подставим значение для потенциала единичного заряда $U(\rho, \lambda)$ в виде (3.142) в выражение (3.136) для величины среднеквадратичной флуктуации потенциала σ_ψ . Для случая $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon^*$ интеграл (3.142) с выражением $U(\rho, \lambda)$ в виде (3.136) берется в явном виде и получаем:

$$\sigma_\psi(\lambda, d_{ox}) = \left[\frac{q}{(\epsilon_s + \epsilon_{ox})\epsilon_0} \right] \left[\frac{N_{ox}}{2\pi} \right]^{1/2} \left\{ \ln \left(1 + \frac{d_{ox}}{\lambda^2 + 2d_{ox}\lambda} \right) \right\}^{1/2}. \quad (3.146)$$

Когда диэлектрические постоянные окисла и полупроводника ϵ_{ox} и ϵ_s сильно отличаются друг от друга, зависимость $\sigma_\psi(\lambda, d_{ox})$ в аналитическом виде не выражается.

На рисунке 3.31 приведены расчетные зависимости величины среднеквадратичной флуктуации потенциала $\sigma_{\psi}(\lambda)$ при различных толщинах подзатворного диэлектрика. Обращает на себя внимание тот факт, что в случае статистических флуктуаций величина среднеквадратичного отклонения σ_{ψ} довольно значительно зависит от расстояния λ вглубь полупроводника. По мере уменьшения толщины подзатворного диэлектрика зависимость $\sigma_{\psi}(\lambda)$ увеличивается. Видно также, что чем тоньше подзатворный диэлектрик, тем сильнее экранируются флуктуации и тем меньше величина среднеквадратичной флуктуации потенциала.

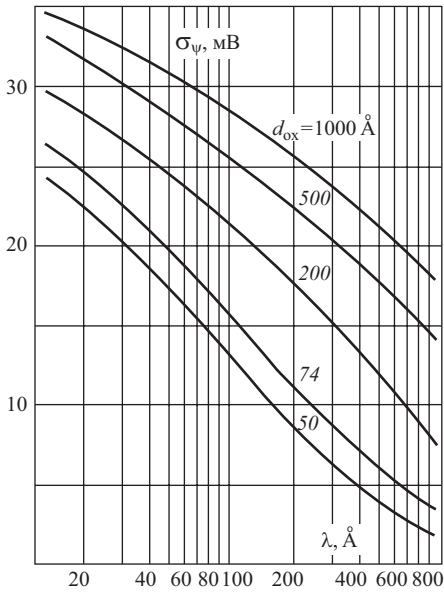


Рис. 3.31. Зависимость величины среднеквадратичной флуктуации σ_{ψ} от расстояния λ вглубь полупроводника, рассчитанная при различных величинах толщины диэлектрика d_{ox}

Из соотношения (3.146) следует, что по мере приближения к границе раздела при $\lambda \rightarrow 0$ величина среднеквадратичной флуктуации σ_{ψ} логарифмически стремится к бесконечности. Этот факт обусловлен тем, что потенциал точечного заряда при $r \rightarrow 0$ стремится к бесконечности. Как уже отмечалось в предыдущем разделе, функция распределения потенциала $P(\psi_s)$ в этом случае имеет длинный «хвост» в сторону вероятности нахождения больших значений потенциала. Очевидно, что бесконечных значений потенциала на границе раздела не существует. Физическим ограничением на расстояние λ , на которое носители могут приблизиться к заряженному центру, является его конечный размер. Различные оценки приводят к величине $\rho_{min} = (5 \div 100) \text{ \AA}$ в интеграле (3.136) и соответствующей замене нижнего предела интегрирования с нуля на величину ρ_{min} .

При расчете среднеквадратичной флуктуации $\sigma_\psi(\lambda, d_{\text{ок}})$ с использованием значения потенциала $U(\rho, \lambda)$ в виде распределенного диполя по уравнению (3.141) и дальнейшего численного расчета интеграла $\sigma_\psi(\lambda, d_{\text{ок}})$ по уравнению (3.136) получено незначительное расхождение между значениями среднеквадратичной флуктуации по сравнению с сосредоточенным диполем только в области малых значений λ . Это позволяет в дальнейшем использовать для расчетов зависимости $\sigma_\psi(\lambda, d_{\text{ок}})$ явное выражение в виде (3.152).

Рассмотрев зависимость величины среднеквадратичной флуктуации σ_ψ от параметров МДП-структуры применительно к переносу заряда в инверсионном канале, Брюс получил аналогичную зависимость в виде:

$$\sigma_\psi(\lambda, d_{\text{ок}}) = \left[\frac{q}{(\epsilon_s + \epsilon_{\text{ок}})\epsilon_0} \left[\frac{N_{\text{ок}}}{4\pi} \right]^{1/2} \left\{ \ln \left[1 + \left[\frac{(\epsilon_s + \epsilon_{\text{ок}})\epsilon_0}{(C_{\text{ок}} + C_{\text{ss}} + C_{\text{sc}})\lambda} \right]^2 \right] \right\}^{1/2} \right], \quad (3.147)$$

где $C_{\text{ок}}$, C_{ss} , C_{sc} – удельная емкость окисла, поверхностных состояний и полупроводника,

λ – среднее расстояние носителей в инверсионном слое до поверхности.

Выражение (3.147) для σ_ψ было получено Брюсом из решения уравнения Пуассона с использованием функций Грина. Для областей слабой инверсии выражение (3.147) принимает вид:

$$\sigma_\psi(\lambda, d_{\text{ок}}) = \left[\frac{q}{(\epsilon_s + \epsilon_{\text{ок}})\epsilon_0} \left[\frac{N_{\text{ок}}}{4\pi} \right]^{1/2} \left\{ \ln \left[1 + \left[\frac{\epsilon_s + \epsilon_{\text{ок}}}{\epsilon_{\text{ок}}} \frac{d_{\text{ок}}}{\lambda} \right]^2 \right] \right\} \right]. \quad (3.148)$$

Для случая $\lambda \gg d_{\text{ок}}$ выражения (3.148) и (3.146) дают одинаковое функциональное поведение зависимости $\sigma_\psi \sim \lambda^{-1}$ и отличаются по величине в $\sqrt{2}$ раз. В области малых величин $\lambda \sim d_{\text{ок}}$ зависимости $\sigma_\psi(\lambda)$ также несколько отличаются.

3.7.8. Пространственный масштаб статистических флуктуаций

Рассмотрим, какой характерный пространственный масштаб имеют статистические флуктуации поверхностного потенциала в МДП-структурах. Пусть на границе раздела полупроводник – диэлектрик находятся точечные заряженные центры с поверхностной плотностью $N_{\text{ок}}$. В силу случайного характера их расположения в плоскости границы раздела распределение зарядов задается уравнением Пуассона. Если мы разобьем плоскость границы раздела на произвольные площадки с размером L , то на одних площадках зарядов будет больше, на других – меньше. Это эквивалентно тому, что наряду с плоскостью, заряженной равномерно, имеется дополнительный набор положительно и отрицательно заряженных площадок. Ситуация будет чем-то напоминать шахматную доску с чередующимися белыми и черными полями.

Необходимо рассмотреть, как будет вести себя потенциал такой знакопеременной системы зарядов.

Будем считать за плотность заряда σ на таких площадках избыточную, по сравнению со средней, плотность заряда, обусловленную случайным распределением заряженных центров на поверхности.

Величина σ будет равна:

$$\sigma = \frac{\Delta Q_{\text{ox}}}{S} = \frac{q\Delta N_{\text{ox}}}{S}. \quad (3.149)$$

При пуассоновском распределении точечных зарядов на плоскости величина среднеквадратичного отклонения ΔN равна

$$\Delta N = \sqrt{N} = \sqrt{\bar{N}_{\text{ox}} \cdot S} = L\sqrt{\bar{N}_{\text{ox}}}, \quad (3.150)$$

где N – среднее число зарядов на площадке S с размерами L , \bar{N}_{ox} – средняя плотность зарядов на единицу площади.

Рассмотрим, чему равен потенциал заряженной плоскости с линейным размером L . Элементарное интегрирование даст, что потенциал U , создаваемый заряженной плоскостью на расстоянии λ вглубь полупроводника на нормали, проходящей через ее центр, будет:

$$U = \frac{\sigma L}{2\varepsilon^* \varepsilon_0} \left(\frac{\lambda}{L} - \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{L}\right)^2} \right). \quad (3.151)$$

Величина потенциала U_0 на плоскости при $\lambda = 0$ будет:

$$U_0 = \frac{\sigma L}{2\varepsilon^* \varepsilon_0}. \quad (3.152)$$

Как следует из уравнений (3.151) и (3.152), величина потенциала U_0 на границе раздела полупроводник – диэлектрик пропорциональна $U_0 \sim \sigma L$. Тогда с учетом (3.149) и (3.150) имеем для статистических флуктуаций:

$$U_0 = \frac{q[\bar{N}_{\text{ox}}]^{1/2}}{2\varepsilon^* \varepsilon_0}. \quad (3.153)$$

Из соотношения (3.153) следует, что при пуассоновском распределении заряда в плоскости границы раздела полупроводник – диэлектрик величина флуктуации потенциала на поверхности U_0 не зависит от масштаба флуктуаций L , а определяется только средней плотностью заряда \bar{N}_{ox} .

Для выявления особенностей экранировки потенциала знакопеременной системы зарядов рассмотрим модельную задачу. Пусть на границе раздела полупроводник – диэлектрик распределен заряд с плотностью $\sigma(x, y)$, изменяющейся по гармоническому закону:

$$\sigma(x, y) = \sigma_0 \sin\left(\frac{\pi x}{L}\right) \sin\left(\frac{\pi y}{L}\right). \quad (3.154)$$

Для нахождения потенциала, создаваемого в полупроводнике такой системой зарядов, запишем уравнение Пуассона в виде:

$$\Delta\varphi(x, y, z) = -\frac{\rho(x, y, z)}{\varepsilon_0\varepsilon^*}, \quad (3.155)$$

где $\rho(x, y, z)$ – объемная плотность заряда.

Решение уравнения Пуассона приводит к следующему значению потенциала $\varphi(x, y, z)$:

$$\varphi(x, y, z) = \frac{\sqrt{2}\sigma(x, y)L}{4\pi\varepsilon^*\varepsilon_0} \exp\left(-\frac{\lambda}{L}\pi\sqrt{2}\right), \quad (3.156)$$

где L – линейный масштаб одной ячейки,

λ – расстояние от границы раздела вглубь полупроводника до точки, где рассчитывается потенциал.

Вследствие экранировки заряда, находящегося на границе раздела полупроводник – диэлектрик металлическим затвором МДП-структуры, за счет сил зеркального отражения в затворе возникает потенциал $U_{\text{отр}}$, описываемый в полупроводнике соотношением:

$$U_{\text{отр}} = -\frac{\sqrt{2}\sigma(x, y)L}{4\pi\varepsilon^*\varepsilon_0} \exp\left(-\frac{(\lambda + 2d_{\text{ок}})}{L}\pi\sqrt{2}\right).$$

Суммарный потенциал в полупроводнике с учетом экранировки, как показано на рисунке 3.32, будет равен:

$$U(x, y, z) = \frac{\sqrt{2}\sigma(x, y)L}{4\pi\varepsilon^*\varepsilon_0} \left[\exp\left(-\frac{\lambda}{L}\pi\sqrt{2}\right) - \exp\left(-\frac{\lambda + 2d_{\text{ок}}}{L}\pi\sqrt{2}\right) \right]. \quad (3.157)$$

На рисунке 3.32 приведена зависимость потенциала $U(x, y, z)$ от расстояния λ вглубь полупроводника, рассчитанная по уравнению (3.157).

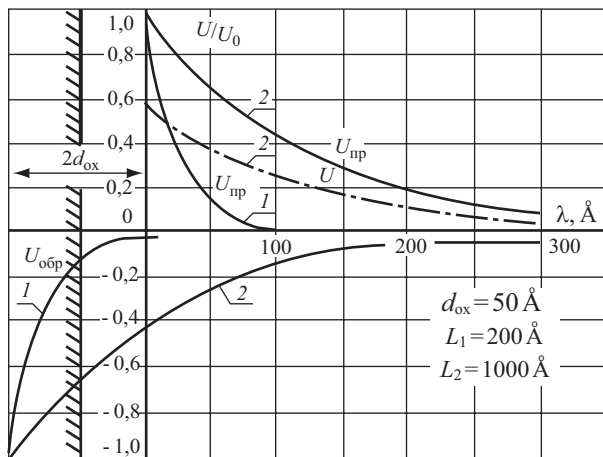


Рис. 3.32. Зависимость потенциала U/U_0 знакопеременной системы зарядов типа «шахматная доска» от расстояния λ вглубь полупроводника с учетом экранировки затвором МДП-структуры

На рисунке 3.33 приведен закон спада потенциала вглубь полупроводника в зависимости от масштаба L . Как следует из этого рисунка, мелкомасштабные флуктуации на больших расстояниях экранируются эффективнее, чем крупномасштабные.

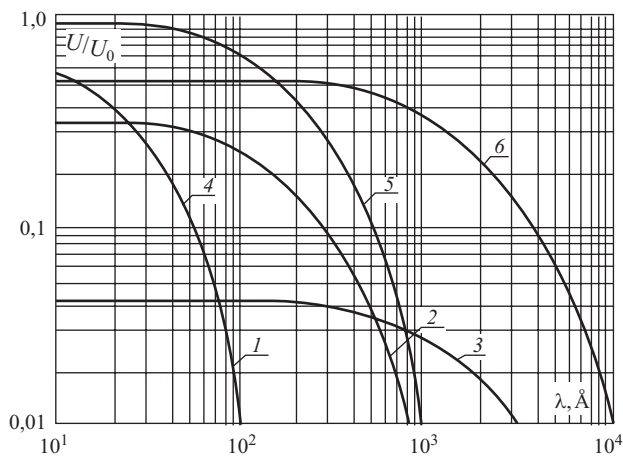


Рис. 3.33. Потенциал U/U_0 системы зарядов типа «шахматная доска» в зависимости от расстояния λ вглубь полупроводника:

$d_{ox} = 50 \text{ \AA}$, 1 - $L = 100 \text{ \AA}$, 2 - $L = 1000 \text{ \AA}$, 3 - $L = 10000 \text{ \AA}$,
 $d_{ox} = 1000 \text{ \AA}$, 4 - $L = 100 \text{ \AA}$, 5 - $L = 1000 \text{ \AA}$, 6 - $L = 10000 \text{ \AA}$

На рисунке 3.34 показан характер экранировки потенциала в зависимости от масштаба L при разных толщинах подзатворного диэлектрика $d_{\text{ок}}$ и различных расстояниях λ .

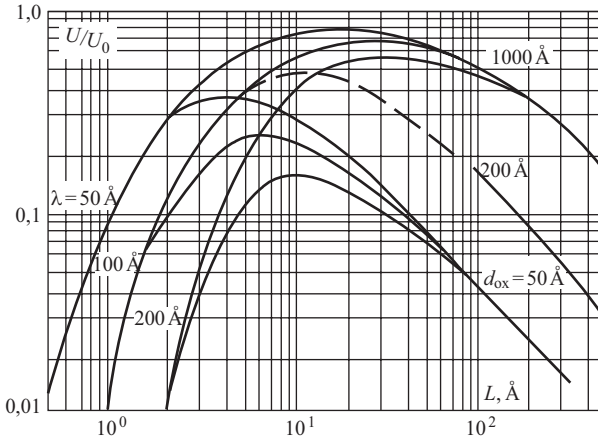


Рис. 3.34. Зависимость потенциала U/U_0 системы зарядов типа «шахматная доска» от размера L при различных толщинах окисла $d_{\text{ок}}$ и расстояниях λ вглубь полупроводника

Видно, что зависимость потенциала U от масштаба L имеет выраженный максимум. Исследование соотношения (3.157) на экстремум показывает, что оптимальная величина масштаба $L_{\text{опт}}$, соответствующая максимальному значению потенциала $(U/U_0)_{\text{max}}$, будет равна:

$$L_{\text{опт}} = \frac{2\sqrt{2}\pi d_{\text{ок}}}{\ln\left(\frac{\lambda + 2d_{\text{ок}}}{\lambda}\right)}. \quad (3.158)$$

На рисунке 3.35 приведена зависимость масштаба $L_{\text{опт}}$, рассчитанная по соотношению (3.158) от толщины диэлектрика при разных расстояниях вглубь полупроводника.

При больших значениях толщины диэлектрика оптимальный масштаб имеет размеры порядка толщины диэлектрика $L_{\text{опт}} \sim d_{\text{ок}}$, при малых толщинах диэлектрика величина оптимального масштаба существенно больше толщины диэлектрика $L_{\text{опт}} \gg d_{\text{ок}}$.

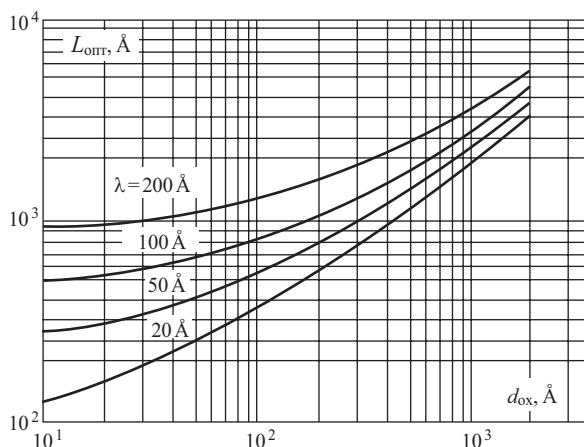


Рис. 3.35. Зависимость оптимального масштаба $L_{\text{опт}}$, соответствующему максимальному значению относительного потенциала U/U_0 , от толщины подзатворного диэлектрика d_{ox}

3.7.9. Сравнительный анализ зависимости среднеквадратичной флуктуации σ_ψ и потенциала оптимальной флуктуации

Представляет определенный интерес сравнение спада потенциала $U(\lambda)$, рассчитанного по соотношению (3.157) для флуктуаций различного масштаба L , со спадом величины среднеквадратичной флуктуации $\sigma_\psi(\lambda)$. Воспользуемся тем фактом, что для различных масштабов L величина потенциала на поверхности U_0 будет одинакова, как было показано в уравнении (3.123). Будем также учитывать для каждого значения расстояния λ только оптимальные флуктуации, дающие максимальное значение потенциала, то есть флуктуации размером $L = L_{\text{опт}}$, рассчитанным по (3.158). Величину U_0 выберем для всех случаев такую, чтобы для одной из толщин диэлектрика значения σ_ψ и потенциала U совпали бы при больших значениях $\lambda \rightarrow \infty$.

При других значениях толщины диэлектрика такое совпадение наблюдалось автоматически.

На рисунке 3.36 приведен график потенциала оптимальной флуктуации, рассчитанный подобным образом. Из графика видно, что при больших λ наблюдается совпадение характера зависимости среднеквадратичной флуктуации σ_ψ и потенциала оптимальной флуктуации U от расстояния λ вглубь полупроводника.

Расхождение наблюдается при малых значениях λ , причем с уменьшением толщины диэлектрика d_{ox} область значения λ , где наблюдается это расхождение, также уменьшается. При значениях $\lambda \rightarrow 0$, то есть при приближении к границе раздела полупроводник – диэлектрик, величина среднеквадратич-

ной флуктуации σ_{ψ} логарифмически расходится, в то время как потенциал оптимальной флуктуации имеет конечное значение, равное U_0 .

Зависимость величины потенциала флуктуации U от масштаба L приведена ранее на рисунке 3.34. При пуассоновском характере распределения точечных зарядов очевидно, что должна наблюдаться минимальная величина масштаба флуктуации, определяемая средним расстоянием между заряженными точечными центрами.

$$L_{\min} \approx \bar{a} = N_{\text{ox}}^{-1/2}. \quad (3.159)$$

Для $\bar{N}_{\text{ox}} = 10^{10} \text{см}^{-2}$ величина L_{\min} будет порядка 1000\AA ,

для $\bar{N}_{\text{ox}} = 10^{12} \text{см}^{-2}$ величина L_{\min} будет порядка 100\AA .

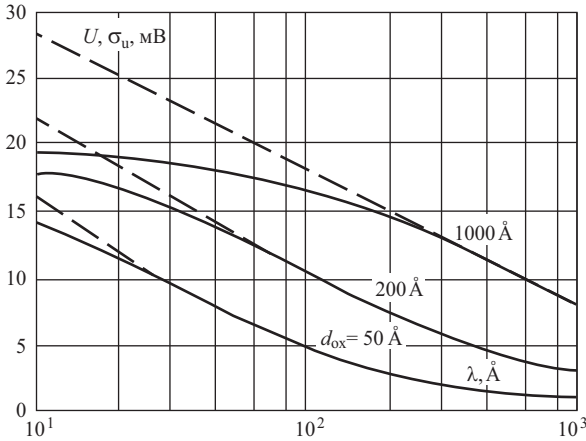


Рис. 3.36. Зависимость потенциала оптимальной флуктуации U_0 и величины среднеквадратичной флуктуации σ_U от расстояния λ вглубь полупроводника для системы случайно распределенных точечных зарядов на границе раздела окисел – полупроводник

Таким образом, дискретность зарядов на границе раздела полупроводник – диэлектрик является физической причиной ограничения минимального масштаба флуктуации. Физическое ограничение максимального масштаба флуктуаций определяется размерами исследуемой МДП-структуры: $L_{\max} \approx L_{\text{обр}}$.

Таким образом, на границе раздела окисел – полупроводник возможны все масштабы флуктуаций заряда от L_{\min} до L_{\max} . Но в силу экранировки затвором во флуктуации потенциала дают максимальный вклад такие масштабы, которые удовлетворяют соотношению (3.158). В данном случае МДП-структура выступает чем-то в виде RC-фильтра, который из набора сигналов всех гармоник выделяет преимущественно одну частоту.

При переходе от области слабой к области сильной инверсии начинает играть свою роль экранирование свободными носителями. В некотором смысле это эквивалентно установке и приближению к границе второго затвора со стороны полупроводниковой подложки. Учтем этот факт экранировки следующим образом. Введем расстояние d_{nn} из условия равенства емкостей области пространственного заряда C_{sc} и емкости конденсатора с диэлектрической проницаемостью ϵ_s и расстоянием между обкладками d_{nn} . Получаем:

$$C_{sc} = \frac{\epsilon_s \epsilon}{d_{nn}}. \quad (3.160)$$

Величина d_{nn} для области сильной инверсии будет эквивалентна среднему расстоянию свободных носителей в области пространственного заряда до границы раздела полупроводник – диэлектрик. С ростом избытка свободных носителей в инверсионном канале $\Gamma_{p,n}$ величина d_{nn} будет уменьшаться и, как следует из рисунка 3.36, будет происходить экранировка флуктуаций сначала больших масштабов. При этом будет уменьшаться и абсолютная величина флуктуаций потенциала, как видно из рисунка 3.36, и потенциальный рельеф будет становиться все мелкомасштабнее.

Максимальная длина свободного пробега дырок в инверсионных каналах кремниевых МДП-структур, рассчитанная из значения подвижности в максимуме зависимости $\mu(\Gamma_p)$ при температурах $T = (77 \div 350)$ К, составляет величину не более $\lambda = (200 \div 300)$ Å.

Величина линейного масштаба оптимальной флуктуации, как видно из рисунка 3.35, во всех случаях обычно больше длины свободного пробега, в том числе и в МДП-структурах со сверхтонким подзатворным диэлектриком. Этот факт позволяет рассматривать процесс переноса свободных носителей заряда в сложном потенциальном рельефе в инверсионных каналах МДП-структур как процесс «протекания» в случайном потенциальном поле, а не как процесс рассеяния.

Контрольные вопросы

Задачи

3.1. Рассчитать дебаевскую длину экранирования в кремнии с удельным сопротивлением $\rho = 15$ Ом·см и сравнить с глубиной проникновения электрического поля, $T = 300$ К.

3.2. Рассчитать и сравнить дебаевские длины экранирования L_D в собственных полупроводниках – кремнии Si, германии Ge, арсениде галлия GaAs, антимониде индия InSb при комнатной температуре.

3.3. Рассчитать объемную концентрацию электронов и дырок на поверхности n_s , p_s для n -Si с $\rho = 1$ Ом·см при значениях поверхностного потенциала $\psi_s = 0,3$ В; $-0,2$ В, $-0,5$ В, $-0,9$ В. Определить состояние поверхности.

3.4. Найти величину заряда Q_{sc} и емкости C_{sc} ОПЗ кремния марки КДБ-10 при значениях поверхностного потенциала ψ_s , равных $\psi_s = 0$; φ_0 , $2\varphi_0$.

3.5. Найти в классическом случае среднее расстояние λ_c , на котором локализованы свободные электроны в инверсионном канале в p -Si с сопротивлением $\rho = 0,1$ Ом·см при поверхностном потенциале $\psi_s = \frac{3}{2}\varphi_0$ при температурах

$T = 300$ К и $T = 77$ К.

3.6. Оценить дебройлевскую длину волны электронов для кремния Si, германия Ge, арсенида галлия GaAs и антимонида индия InSb при комнатной $T = 300$ К и азотной $T = 77$ К температурах.

3.7. Рассчитать энергию дна первых трех квантовых подзон в n -Si при значении $\psi_s = 2\varphi_0$ и при $N_A = 10^{16}$ см⁻³. Найти среднюю область локализации l_c электрона от поверхности на каждом из этих уровней и полное число электронов N_i в подзонах $T = 77$ К.

3.8. Рассчитать, чему равен заряд поверхностных состояний Q_{ss} при значениях поверхностного потенциала: $\psi_s = 0$; $\psi_s = \varphi_0$; $\psi_s = 2\varphi_0$ для кремния p -типа при $T = 300$ К с уровнем легирования $N_A = 1 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Поверхностные состояния распределены равномерно по зоне с плотностью $N_{ss} = 2 \cdot 10^{12}$ см⁻²·эВ⁻¹. Сравнить заряд Q_{ss} с соответствующим зарядом Q_{sc} ОПЗ.

3.9. В запрещенной зоне n -Si с $\rho = 7,5$ Ом·см имеются моноэнергетические поверхностные состояния (ПС) с концентрацией $N_s = 8 \cdot 10^{12}$ см⁻² и сечением захвата $\sigma_t = 10^{-16}$ см², расположенные на $E_t = 0,45$ эВ выше середины запрещенной зоны. Рассчитать постоянную времени ПС τ , эквивалентную последовательную емкость C_s и сопротивление R_s при обогащающем изгибе зон ψ_s , когда уровень Ферми совпадает с положением уровня ПС, $T = 300$ К.

3.10. Чему равна плотность поверхностных состояний N_{ss} в МДП-структуре p -Si – Si₃N₄ – Si(п/к) в состоянии плоских зон, если уровень легирования подложки $N_A = 1,5 \cdot 10^{15}$ см⁻³, площадь затвора $S = 0,5$ мм², толщина нитрида кремния $d_n = 1,2 \cdot 10^{-5}$ см, а наклон экспериментальной ВФХ равен

$$\delta = \frac{\Delta C}{\Delta V} = 42 \frac{\text{пФ}}{\text{В}}.$$

3.11. Рассчитать плотность поверхностных состояний N_{ss} , если максимум кривой зависимости нормированной проводимости $\frac{G_p}{\omega}$ от ω находится на

частоте $\omega = 2 \cdot 10^5$ Гц и равен $\left. \frac{G_p}{\omega} \right|_{\text{max}} = 2 \cdot 10^{-9} \frac{\text{Ф}}{\text{см}^2}$. Оценить тип ПС по вели-

чине сечения захвата σ_t , если поверхностная концентрация электронов n_{s0} равна $n_{s0} = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

3.12. Рассчитать вольт-фарадную характеристику МДП-системы $p\text{-Si} - \text{SiO}_2 - \text{Al}$, $d_{\text{ок}} = 150 \text{ нм}$, $N_A = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $T = 300 \text{ К}$ при наличии отрицательного заряда в окисле $N_{\text{ок}} = -4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и донорного моноуровня поверхностных состояний $N_s = 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ на 0,1 эВ ниже середины запрещенной зоны кремния.

Глава 4. Полупроводниковые диоды

Введение

Полупроводниковым диодом называют нелинейный электронный прибор с двумя выводами. В зависимости от внутренней структуры, типа, количества и уровня легирования внутренних элементов диода и вольт-амперной характеристики свойства полупроводниковых диодов бывают различными. В данном разделе будут рассмотрены следующие типы полупроводниковых диодов: выпрямительные диоды на основе $p-n$ перехода, стабилитроны, варикапы, туннельные и обращенные диоды.

4.1. Характеристики идеального диода на основе $p-n$ перехода

Основу выпрямительного диода составляет обычный электронно-дырочный переход. Как было показано в главе 2, вольт-амперная характеристика такого диода имеет ярко выраженную нелинейность, приведенную на рисунке 4.1б, и описывается уравнением (4.1). В прямом смещении ток диода инжекционный, большой по величине и представляет собой диффузионную компоненту тока основных носителей. При обратном смещении ток диода маленький по величине и представляет собой дрейфовую компоненту тока неосновных носителей. В состоянии равновесия суммарный ток, обусловленный диффузионными и дрейфовыми токами электронов и дырок, равен нулю.

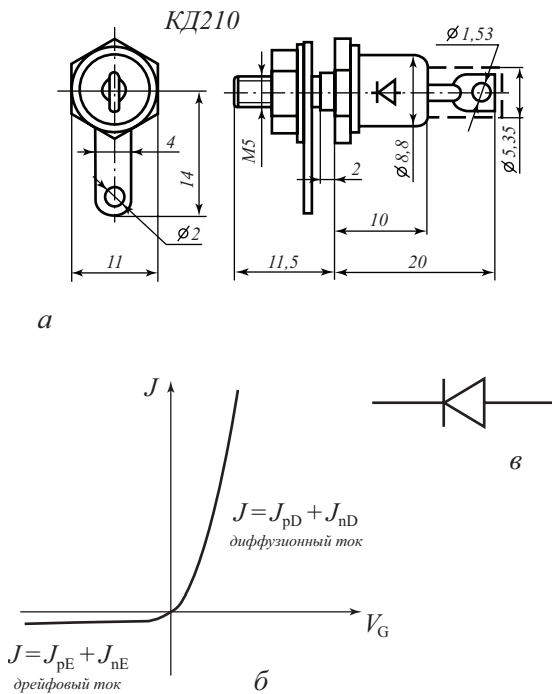


Рис. 4.1. Параметры полупроводникового диода:

а) конструкция прибора (с указанием размера в мм); б) вольт-амперная характеристика; в) схематическое обозначение

$$J = J_s (e^{BV_G} - 1), \quad (4.1)$$

$$J_{pE} - J_{nD} + J_{nE} - J_{pD} = 0. \quad (4.2)$$

Для анализа приборных характеристик выпрямительного диода важными являются такие дифференциальные параметры, как коэффициент выпрямления, характеристичные сопротивления и емкости диода в зависимости от выбора рабочей точки.

4.1.1. Выпрямление в диоде

Одним из главных свойств полупроводникового диода на основе $p-n$ перехода является резкая асимметрия вольт-амперной характеристики: высокая проводимость при прямом смещении и низкая при обратном. Это свойство диода используется в выпрямительных диодах. На рисунке 4.2 приведена схема, иллюстрирующая выпрямление переменного тока в диоде.

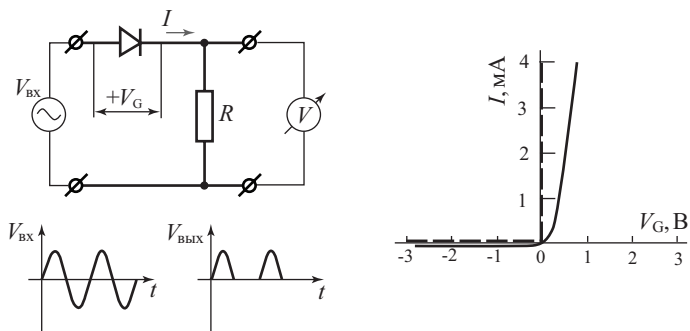


Рис. 4.2. Схема, иллюстрирующая выпрямление переменного тока с помощью диода [60, 68]

Рассмотрим, каков будет коэффициент выпрямления идеального диода на основе $p-n$ перехода. Для этого рассчитаем по уравнению (4.1) коэффициент выпрямления K как отношение прямого тока к обратному току диода при значениях напряжения $U = \pm 0,01$ В; $0,025$ В; $\pm 0,1$ В; $0,25$ В; ± 1 В. Получаем:

$$K = \frac{J^+}{J^-} = \frac{e^{\beta V_G} - 1}{e^{-\beta V_G} - 1}. \quad (4.3)$$

Учтем, что величина β^{-1} при комнатной температуре составляет $\beta^{-1} = 0,025$ В. Результаты расчета приведены в таблице.

V_G , В	$\pm 0,01$	$0,025$	$\pm 0,1$	$0,25$	± 1
К, отн. ед.	1,0	1,1	55	$2,3 \cdot 10^4$	$2,8 \cdot 10^{20}$

Как следует из таблицы и соотношения (4.3), при значениях переменного напряжения, модуль которого V_G меньше, чем тепловой потенциал kT/q , полупроводниковый диод не выпрямляет переменный ток. Коэффициент выпрямления достигает приемлемых величин при значениях V_G по крайней мере в 4 раза больших, чем тепловой потенциал kT/q , что при комнатной температуре $T = 300$ К соответствует значению напряжения $V_G = \pm 0,1$ В.

4.1.2. Характеристическое сопротивление

Различают два вида характеристического сопротивления диодов: дифференциальное сопротивление r_D и сопротивление по постоянному току R_D .

Дифференциальное сопротивление определяется как

$$r_D = \frac{dU}{dI} = \left[\frac{dI}{dU} \right]^{-1} = \left[\beta j_s e^{\beta V} + \beta j_s - \beta j_s \right]^{-1} = \left[\beta (I + I_s) \right]^{-1} = \frac{kT/q}{I + I_s}. \quad (4.4)$$

На прямом участке вольт-амперной характеристики диода дифференциальное сопротивление r_D невелико и составляет значение несколько Ом. Действительно, при значении прямого тока диода $I = 25$ мА и значении теплового

потенциала $kT/q = 25$ мВ величина дифференциального сопротивления r_D будет равна $r_D = 1$ Ом. На обратном участке вольт-амперной характеристики диода дифференциальное сопротивление r_D стремится к бесконечности, поскольку в идеальных диодах при обратном смещении ток не зависит от напряжения.

Сопротивление по постоянному току R_D определяется как отношение приложенного напряжения V_G к протекающему току I через диод:

$$R_D = \frac{U}{I} = \frac{U}{I_0(e^{\beta U} - 1)}. \quad (4.5)$$

На прямом участке вольт-амперной характеристики сопротивление по постоянному току больше, чем дифференциальное сопротивление $R_D > r_D$, а на обратном участке – меньше $R_D < r_D$.

В точке вблизи нулевого значения напряжения $V_G \ll kT/q$ значения сопротивления по постоянному току и дифференциального сопротивления совпадают. Действительно, разложив экспоненту в ряд в соотношении (4.5), получаем:

$$R_D = \frac{kT}{q} \frac{1}{I_0} = r_D. \quad (4.6)$$

Используя характерное значение для обратного тока диода $I_0 = 25$ мкА, получаем величину сопротивления диода в нулевой точке $R_{D0} = r_{D0} = 1$ кОм. На рисунке 4.3а приведена зависимость дифференциального сопротивления диода ГД402 от величины тока при прямом смещении.

4.1.3. Эквивалентная схема диода

С учетом полученных дифференциальных параметров можно построить эквивалентную малосигнальную схему диода для низких частот (рис. 4.3). В этом случае наряду с уже описанными элементами – дифференциальным сопротивлением (рис. 4.3а) и емкостями диода (рис. 4.3б) необходимо учесть омическое сопротивление квазинейтрального объема базы ($r_{об}$) диода. Сопротивление квазинейтрального объема эмиттера можно не учитывать, поскольку в диодах эмиттер обычно легирован существенно более сильно, чем база.

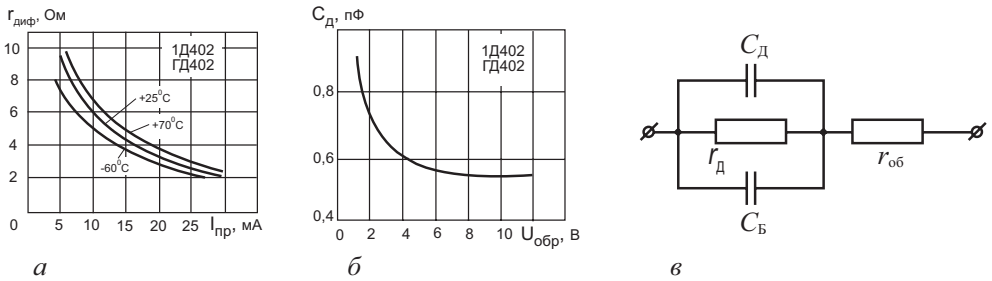


Рис. 4.3. Приборные характеристики и эквивалентная малосигнальная схема для выпрямительных диодов [77, 80]:

а) зависимость дифференциального сопротивления диода ГД402 от величины тока при прямом смещении; б) зависимость емкости диода ГД402 от обратного напряжения; в) эквивалентная малосигнальная схема диода для низких частот

4.2. Варикапы

Зависимость барьерной емкости $C_{\text{б}}$ от приложенного обратного напряжения $V_{\text{Г}}$ используется для приборной реализации. Полупроводниковый диод, реализующий эту зависимость, называется **варикапом**. Максимальное значение емкости варикапа имеет при нулевом напряжении $V_{\text{Г}}$. При увеличении обратного смещения емкость варикапа уменьшается. Функциональная зависимость емкости варикапа от напряжения определяется профилем легирования базы варикапа. В случае однородного легирования емкость обратно пропорциональна корню из приложенного напряжения $V_{\text{Г}}$. Задавая профиль легирования в базе варикапа $N_{\text{б}}(x)$, можно получить различные зависимости емкости варикапа от напряжения $C(V_{\text{Г}})$ – линейно убывающие, экспоненциально убывающие. На рисунке 4.4 показана зависимость емкости варикапов различных марок от приложенного напряжения.

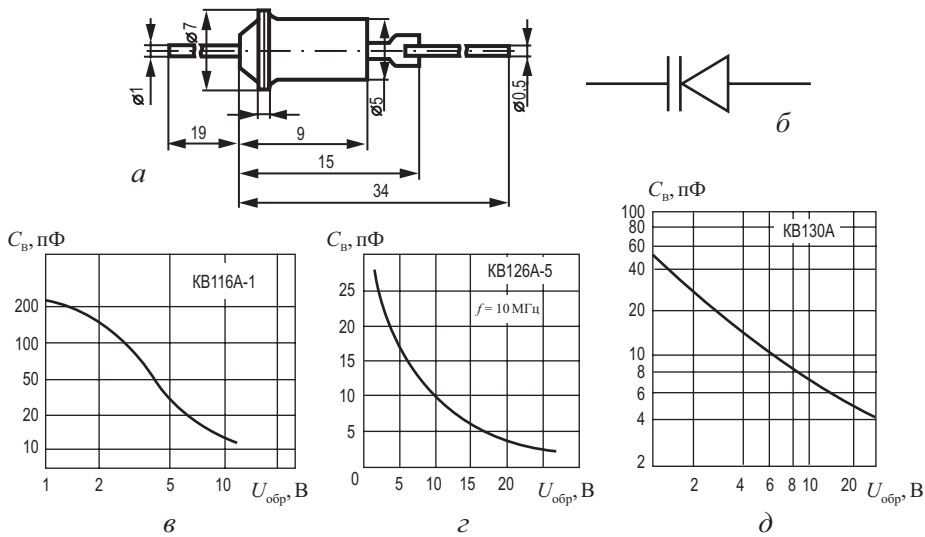


Рис. 4.4. Конструкция варикапа с указанием размера в мм (а), схематическое обозначение (б) и зависимость емкости варикапа от напряжения для различных варикапов (в – KB116A, г – KB126A, д – KB130A) [80]

4.3. Влияние генерации, рекомбинации и объемного сопротивления базы на характеристики реальных диодов

В реальных выпрямительных диодах на основе $p-n$ перехода при анализе вольт-амперных характеристик необходимо учитывать влияние генерационно-рекомбинационных процессов в обедненной области $p-n$ перехода и падение напряжения на омическом сопротивлении базы $p-n$ перехода при протекании тока через диод.

При рассмотрении влияния генерационно-рекомбинационных процессов в ОПЗ $p-n$ перехода будем считать, что доминирующим механизмом генерационно-рекомбинационного процесса является механизм Шокли – Рида. В этом случае для моноэнергетического рекомбинационного уровня, расположенного вблизи середины запрещенной зоны полупроводника, выражение для темпа генерации (рекомбинации) имеет вид [44, 53]:

$$-\frac{dn}{dt} = \frac{\gamma_n \gamma_p N_i (pn - p_1 n_1)}{\gamma_n (n + n_1) + \gamma_p (p + p_1)}. \quad (4.7)$$

Параметры, входящие в соотношение 4.7, имеют следующие значения:

γ_n , γ_p – вероятности захвата электронов и дырок на рекомбинационный уровень;

N_t – концентрация рекомбинационных уровней;
 n, p – концентрации неравновесных носителей;
 n_1, p_1 – концентрации равновесных носителей в разрешенных зонах при условии, что рекомбинационный уровень совпадает с уровнем Ферми.

На рисунке 4.5 приведены схемы электронных переходов между зоной проводимости и валентной зоной с участием рекомбинационных центров для различных значений концентрации неосновных носителей. Рекомбинационные центры на зонных диаграммах отмечены в виде широкой полосы вблизи середины запрещенной зоны. В первом случае показано состояние термодинамического равновесия $R = G$. Во втором случае показано состояние, в котором концентрация неосновных носителей n_p превышает равновесное значение n_{p0} , при этом рекомбинация превалирует над генерацией. В третьем случае показано состояние, в котором концентрация неосновных носителей n_p меньше равновесного значения n_{p0} , при этом генерация превалирует над рекомбинацией.

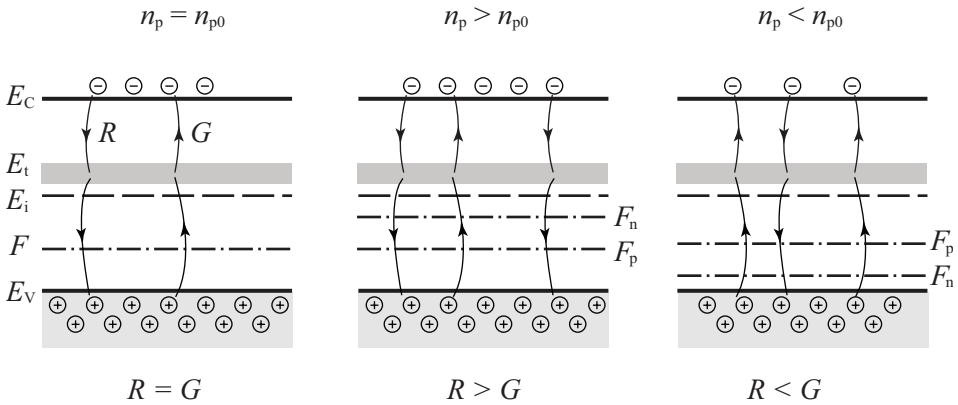


Рис. 4.5. Схема, иллюстрирующая балансы процессов генерации и рекомбинации в равновесных и неравновесных условиях

Из уравнений 4.7 и 2.73 следует, что при прямом смещении ($V_G > 0$) произведение концентрации неравновесных носителей $p \cdot n$ будет больше, чем произведение концентрации равновесных носителей $p_1 \cdot n_1$ ($p \cdot n > p_1 \cdot n_1$). Следовательно, правая часть уравнения 4.7 будет положительной, а скорость изменения концентрации неравновесных носителей dn/dt будет отрицательной. Таким образом, концентрация неравновесных носителей будет убывать и рекомбинация будет преобладать над генерацией.

При обратном смещении ($V_G < 0$) соотношения будут обратными, концентрация неравновесных носителей будет возрастать и генерация будет преобладать над рекомбинацией. Рассмотрим более подробно эти процессы.

4.3.1. Влияние генерации неравновесных носителей в ОПЗ p - n перехода на обратный ток диода

При обратном смещении ($V_G < 0$) p - n перехода из соотношения 2.73 следует, что

$$pn = n_i^2 \cdot e^{\frac{\Phi_n - \Phi_p}{kT}} = n_i^2 \cdot e^{\beta U} \ll n_i^2. \quad (4.8)$$

Величина произведения концентрации равновесных носителей $p_1 \cdot n_1$ будет равна квадрату собственной концентрации: $p_1 n_1 = n_i^2$.

В этом случае из уравнения 4.7 следует, что

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\gamma_n \gamma_p N_t}{\gamma_n (n + n_1) + \gamma_p (p + p_1)} n_i^2. \quad (4.9)$$

Учтем, что значения концентрации неравновесных носителей p , n будут меньше концентрации равновесных носителей p_1 и n_1 : $p < p_1$, $n < n_1$, а величины n_1 и p_1 определяются через объемное положение уровня Ферми φ_{0t} следующим образом:

$$n_1 = n_i e^{\beta \varphi_{01}}; \quad p_1 = n_i e^{-\beta \varphi_{01}}. \quad (4.10)$$

Тогда получаем:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\gamma_n \gamma_p N_t}{\gamma_n e^{\beta \varphi_{01}} + \gamma_p e^{-\beta \varphi_{01}}} n_i = \frac{n_i}{\tau_e}, \quad (4.11)$$

где τ_e – эффективное время жизни неравновесных носителей, определяемое как

$$\tau_e^{-1} = \frac{\gamma_n \gamma_p N_t}{\gamma_n e^{\beta \varphi_{01}} + \gamma_p e^{-\beta \varphi_{01}}}. \quad (4.12)$$

Из соотношения 4.11 следует, что скорость изменения концентрации неравновесных носителей dn/dt будет положительной, следовательно, генерация будет преобладать над рекомбинацией.

Для того чтобы рассчитать генерационный ток $J_{\text{ген}}$, необходимо проинтегрировать по ширине области пространственного заряда W :

$$J_{\text{ген}} = \int_0^W q \frac{dn}{dt} dx \approx q \frac{dn}{dt} W = \frac{qn_i W}{\tau_e}. \quad (4.13)$$

На рисунке 4.6а показана зонная диаграмма p - n перехода при обратном смещении. Заштрихованная область вблизи середины запрещенной зоны области пространственного заряда p - n перехода показывает область локализации рекомбинационных центров. Штрих-пунктирная линия показывает расщепление квазиуровня Ферми при обратном смещении p - n перехода.

Рассмотрим зависимость генерационного тока $J_{\text{ген}}$ от обратного напряжения V_G , приложенного к диоду.

Зависимость генерационного тока $J_{\text{ген}}$ от напряжения V_G будет определяться зависимостью ширины области пространственного заряда W от напряжения V_G . Поскольку ширина области пространственного заряда W определяется как $W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 (U_{\text{обр}} + \varphi_0)}{qN_D}}$, то генерационный ток $J_{\text{ген}}$ будет пропорционален корню из напряжения: $J_{\text{ген}} \sim \sqrt{V_G}$.

Величина дрейфовой компоненты обратного тока J_0 несимметричного p^+-n перехода равна:

$$J_0 = \frac{qL_p n_{p0}}{\tau_p} = \frac{qL_p}{\tau_p} \frac{n_i^2}{N_A}. \quad (4.14)$$

Сделаем оценку отношения теплового J_0 и генерационного $J_{\text{ген}}$ токов для диодов, изготовленных из различных полупроводников:

$$\frac{J_{\text{ген}}}{J_0} = \frac{W}{L_n} \frac{N_D}{n_i}. \quad (4.15)$$

На рисунке 4.6б приведена вольт-амперная характеристика диода на основе p - n перехода при обратном смещении для случая, когда генерационный ток существенно превышает тепловой ток.

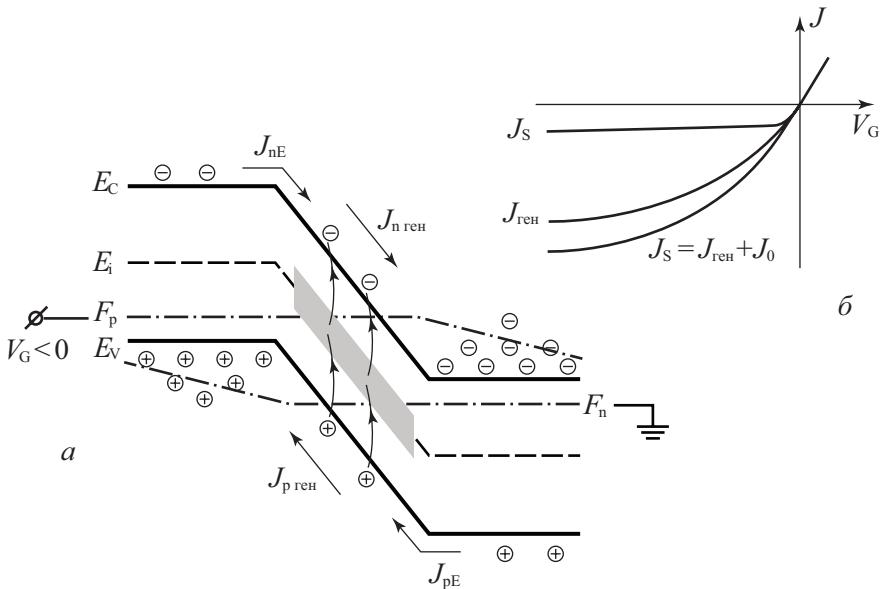


Рис. 4.6. p - n переход при обратном смещении:

а) Зонная диаграмма p - n перехода при обратном смещении. Заштрихованная область – область рекомбинации;

б) Вклад генерационного тока $J_{\text{ген}}$ в обратный ток p - n перехода

Для германия (Ge) характерны следующие параметры: $W = 1$ мкм; $L_n = 150$ мкм, $n_i = 10^{13}$ см⁻³, $N_D = 10^{15}$ см⁻³. Подставляя эти величины в соотношение 4.15, получаем, что генерационный ток и тепловой ток одинаковы, $I_{\text{ген}} \sim I_s$.

Для кремния (Si) характерны следующие параметры: $W = 1$ мкм; $L_n = 500$ мкм, $n_i = 10^{10}$ см⁻³, $N_D = 10^{15}$ см⁻³. Подставляя эти величины в соотношение 4.15, получаем, что генерационный ток много больше, чем тепловой ток, $I_{\text{ген}} / I_s \sim 2 \cdot 10^2$.

Таким образом, для кремниевых диодов на основе p - n перехода в обратном направлении преобладает генерационный ток, а для германиевых диодов – тепловой ток.

Как следует из уравнения 4.15, соотношения генерационного и теплового токов зависят от собственной концентрации n_i . Если собственная концентрация n_i мала (широкозонный полупроводник), – преобладает генерационный ток, если значение n_i велико (узкозонный полупроводник), – преобладает тепловой ток.

4.3.2. Влияние рекомбинации неравновесных носителей в ОПЗ p - n перехода на прямой ток диода

При прямом смещении ($V_G > 0$) p - n перехода из соотношения 1.20 следует, что

$$pn = n_i^2 e^{\beta U} \gg n_i^2. \quad (4.16)$$

Из уравнений 4.7 и 1.20 следует, что при прямом смещении ($V_G > 0$) произведение концентрации неравновесных носителей $p \cdot n$ будет больше, чем произведение концентрации равновесных носителей $p_1 \cdot n_1$ ($p \cdot n > p_1 \cdot n_1$).

Предположим, что рекомбинационный уровень E_t находится посередине запрещенной зоны полупроводника $E_t = E_i$. Тогда $p_1 = n_1 = n_i$, а коэффициенты захвата одинаковы: $\gamma_n = \gamma_p$. В этом случае уравнение 4.7 примет вид:

$$\frac{dn}{dt} = - \frac{\gamma N_t n_i^2 e^{\beta U}}{n + p + 2n_i}. \quad (4.17)$$

Из уравнения (4.17) следует, что темп рекомбинации $\frac{dn}{dt}$ будет максимален в том случае, если знаменатель имеет минимальное значение. Это состояние реализуется в той точке ОПЗ, когда квазиуровни Ферми находятся на равном расстоянии от середины запрещенной зоны, то есть расстояние $\varphi_{0,n,p}$ от середины зоны E_i до квазиуровней F_n и F_p одинаково и равно $\varphi_{0,n,p} = V_G/2$.

При этих условиях знаменатель в уравнении 4.17 будет иметь значение $2n_i e^{\frac{\beta V_G}{2}}$.

Следовательно, для скорости генерации имеем:

$$-\frac{dn}{dt} = \frac{1}{2} \gamma N_t n_i^2 e^{\frac{\beta V_G}{2}}. \quad (4.18)$$

На рисунке 4.7б приведена зонная диаграмма p - n перехода при прямом смещении, иллюстрирующая вклад рекомбинационного тока в полный ток p - n перехода. Штрих-пунктирные линии показывают расщепление квазиуровня Ферми при прямом смещении p - n перехода.

Величина рекомбинационного тока $J_{\text{рек}}$ после интегрирования по ширине области пространственного заряда W имеет вид:

$$J_{\text{рек}} = \int_0^W q \frac{dn}{dt} dx = -\frac{qW}{2} \gamma N_t n_i e^{\frac{\beta V_G}{2}}. \quad (4.19)$$

Полный ток диода при прямом смещении будет складываться из диффузионной и рекомбинационной компонент:

$$J = J_{\text{диф}} + J_{\text{рек}} = \frac{qL_p n_i^2}{\tau_p N_D} e^{\beta V_G} - \frac{qW}{2} \gamma N_t n_i e^{\frac{\beta V_G}{2}}. \quad (4.20)$$

Из (4.13) следует, что прямой ток диода можно аппроксимировать экспоненциальной зависимостью типа $J \sim e^{\frac{\beta U}{n}}$, в случае значения коэффициента $n = 1$ ток будет диффузионным, при $n = 2$ – рекомбинационным. На рисунке 4.7а показана зависимость тока диода от напряжения при прямом, показывающая вклад рекомбинационного тока (область 1) при малых значениях напряжения в полный ток диода. С ростом напряжения в силу большей скорости роста диффузионной компоненты в зависимости от напряжения на вольт-амперной характеристике начинает преобладать диффузионная компонента (область 2).

Из приведенных экспериментальных данных на рисунке 4.7а для диода следует, что в области 2 тангенс угла наклона $\frac{dU_{np}}{d(\ln J)}$ равен 0,028 В, что с высокой степенью точности соответствует значению kT/q , равному 0,026 В при комнатной температуре, а в области 1 – в два раза выше.

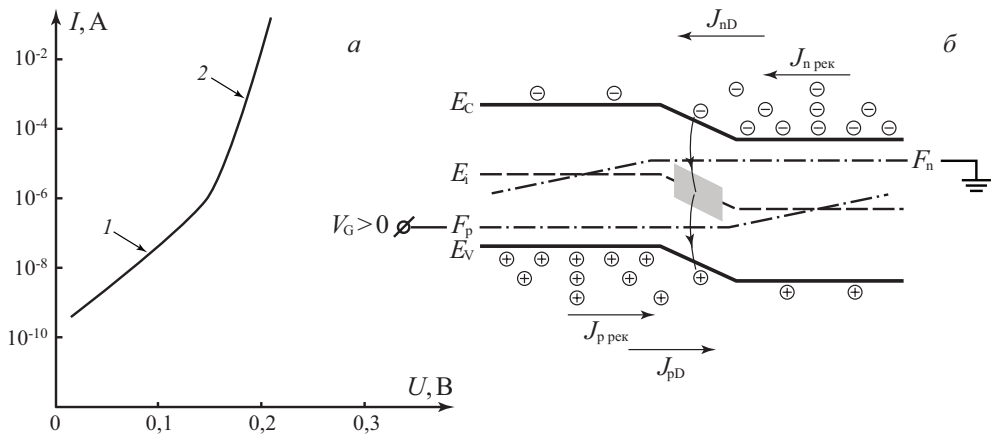


Рис. 4.7. *p-n* переход при прямом смещении:

а) Зависимость тока диода от напряжения (*I* – генерационный ток; 2 – диффузионный ток) [56 – 59];

б) Зонная диаграмма *p-n* перехода при прямом смещении. Заштрихованная область – область рекомбинации

4.3.3. Влияние объемного сопротивления базы диода на прямые характеристики

База диода на основе *p-n* перехода обычно легирована существенно меньше, чем эмиттер. В этом случае омическое сопротивление квазинейтральных областей диода будет определяться сопротивлением базы r_6 , его величина рассчитывается по классической формуле: $r_6 = \rho \frac{l}{S}$,

где ρ – удельное сопротивление, l – длина базы, S – площадь поперечного сечения диода.

В типичных случаях при $\rho = 1$ Ом·см, $l = 10^{-1}$ см, $S = 10^{-2}$ см², $r_6 = 10$ Ом.

При этом падение напряжения U_6 на квазинейтральном объеме базы при протекании тока I будет равно:

$$U_6 = Ir_6. \quad (4.21)$$

Напряжение, приложенное к ОПЗ *p-n* перехода, в этом случае уменьшится на величину V_6 . С учетом (4.21) вольт-амперная характеристика диода будет иметь вид:

$$I = I_0(e^{\beta(U - Ir_6)} - 1). \quad (4.22)$$

Из уравнения (4.22) следует, что по мере роста прямого тока вольт-амперная характеристика *p-n* перехода будет вырождаться, то есть ток будет расти не экспоненциально, а более медленно, и в предельном случае на ВАХ появится омический участок.

Определим критерий вырождения, как состояние диода, при котором дифференциальное сопротивление диода станет равно либо меньше омического сопротивления базы диода:

$$r_{\text{диф}} = \left[\frac{dI}{dU} \right]^{-1} = [I\beta]^{-1} = \frac{\varphi_T}{I} = r_{\phi}. \quad (4.23)$$

Следовательно, величина прямого тока, при котором наступает вырождение вольт-амперной характеристики, будет равна: $I_{\text{выр}} = \varphi_T/r_{\phi}$.

Для параметров диода $r_{\phi} = 10 \text{ Ом}$; $\varphi_T = 0,025 \text{ В}$ ток вырождения будет равен: $I_{\text{выр}} = 2,5 \text{ мА}$.

На рисунке 4.8а показана эквивалентная схема диода, где объемное сопротивление базы диода представлено в виде резистора, последовательно соединенного с идеальным диодом.

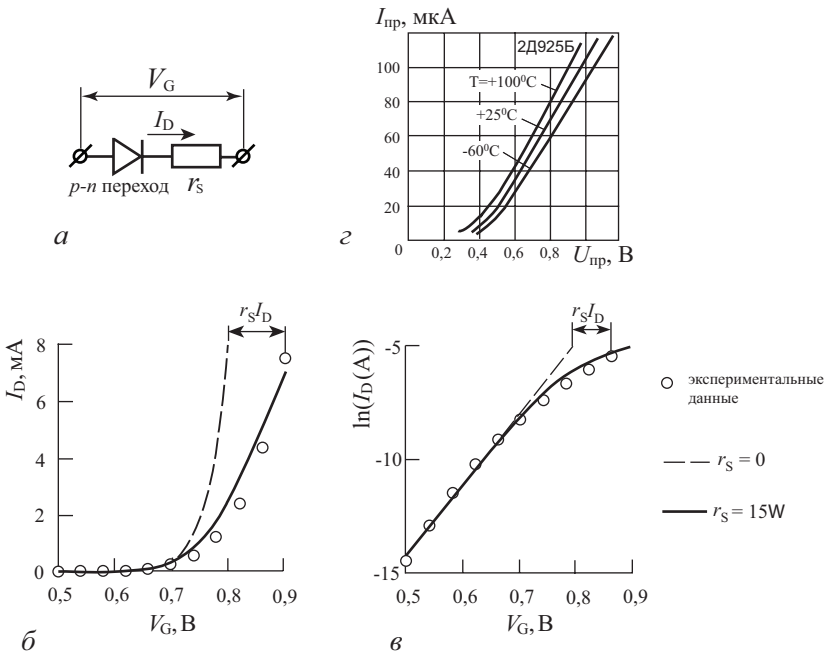


Рис. 4.8. Рисунки, иллюстрирующие влияние сопротивления базы на вольт-амперные характеристики диода при прямом смещении [60, 62, 77]:

а) эквивалентная схема диода; б) ВАХ в линейных координатах; в) ВАХ в логарифмических координатах; г) ВАХ диода 2Д925Б при различных температурах

Пунктирная и сплошная линии, описывающие вольт-амперную характеристику, как в линейных, так и полулогарифмических координатах, сдвинуты друг относительно друга по оси напряжений на величину $r_{\phi} \cdot I$. Для диода 2Д925Б приведены его характеристики при различных температурах, при этом отчетливо виден линейный участок на ВАХ. Таким образом, у реальных

диодов омический участок на ВАХ составляет основную часть характеристики.

4.3.4. Влияние температуры на характеристики диодов

Как уже отмечалось, при прямом смещении ток диода инжекционный, большой по величине и представляет собой диффузионную компоненту тока основных носителей. При обратном смещении ток диода маленький по величине и представляет собой дрейфовую компоненту тока неосновных носителей (рис. 4.9). Зависимость тока от напряжения определяется соотношением:

$$J = J_s (e^{\beta V_G} - 1).$$

Для несимметричного $p-n^+$ перехода $N_A \ll N_D$ концентрация неосновных носителей в p -области существенно выше, чем в n -области $n_{p0} \gg p_{n0}$. Обратный ток в этом случае обусловлен дрейфовой электронной компонентой

$$n_{p0} = \frac{n_i^2}{n_{n0}} \sim e^{-\frac{E_g}{kT}}, \text{ поскольку } n_i = \sqrt{N_C N_V} e^{-\frac{E_g}{2kT}}.$$

Обратный ток диода в этом случае будет $I_0 = \text{const} \cdot e^{-\frac{E_g}{kT}}$.

Вблизи комнатной температуры T_k при ее небольших отклонениях можно записать: $\frac{1}{T_k} - \frac{1}{T} \sim \frac{\Delta T}{T_k^2}$, тогда температурная зависимость тока преобразуется к следующему виду:

$$I_0(T) \approx I_R(T_k) e^{\alpha \Delta T}. \quad (4.24)$$

Величина коэффициента α для различных полупроводников будет следующей: для германия $\alpha_{Ge} = 0,09 \text{ град}^{-1}$ до $T = 70^0$, для кремния $\alpha_{Si} = 0,13 \text{ град}^{-1}$ до $T = 120^0$.

В практических случаях используют понятие температуры удвоения обратного тока диода. Соотношение (4.24) преобразуется к следующей форме, при этом

$$I_0(T) = I_0(T_0) \cdot 2^{\frac{\Delta T}{T^*}}, \quad (4.25)$$

где $T^* = \frac{\ln 2}{\alpha}$ – температура удвоения тока, величина этой температуры будет равна: $T^* = 10; 8; 7; 5$, при значениях $\alpha = 0,03; 0,07; 0,1; 0,13$.

Из соотношения (4.25) и значения температуры удвоения тока $T^* = 10$ следует простое правило: обратный ток диода удваивается при увеличении температуры на каждые 10°C . [51, 52]

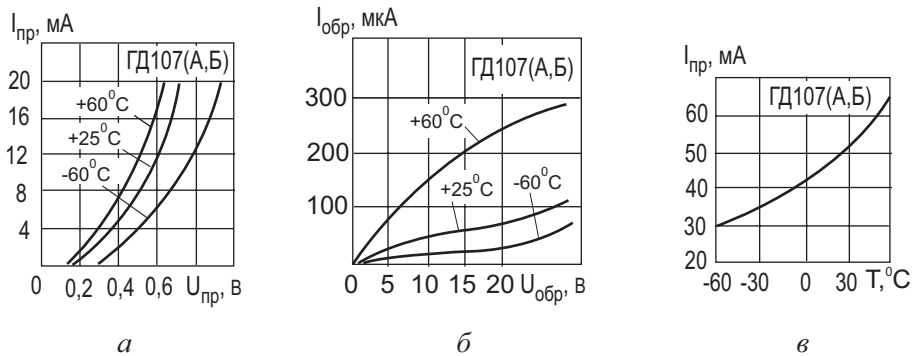


Рис. 4.9. Вольт-амперные характеристики диода ГД107 [77, 80]:

а) при прямом смещении; б) при обратном смещении; в) температурная зависимость прямого тока диода

4.4. Стабилитроны

Стабилитроном называется полупроводниковый диод, вольт-амперная характеристика которого имеет область резкой зависимости тока от напряжения на обратном участке вольт-амперной характеристики.

ВАХ стабилитрона имеет вид, представленный на рисунке 4.10б.

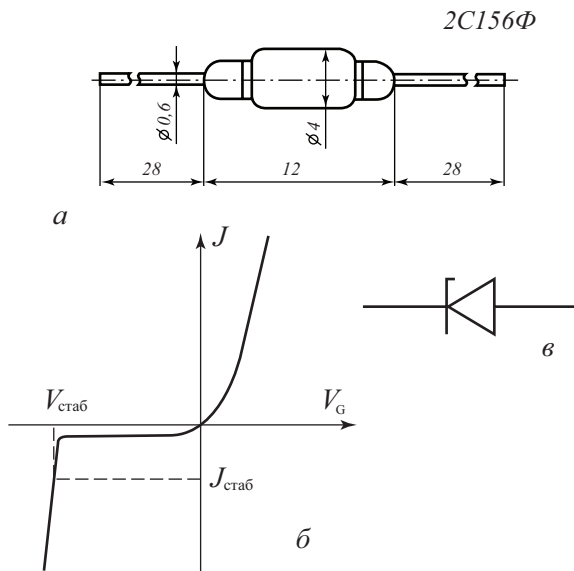


Рис. 4.10. Конструкция корпуса (а), вольт-амперная характеристика (б) и схематическое обозначение (в) стабилитрона

При достижении напряжения на стабилитроне, называемого напряжением стабилизации $U_{\text{стаб}}$, ток через стабилитрон резко возрастает. Дифференциальное сопротивление $R_{\text{диф}}$ идеального стабилитрона на этом участке ВАХ стремится к нулю, в реальных приборах величина $R_{\text{диф}}$ составляет значение: $R_{\text{диф}} \approx 2 \div 50 \text{ Ом}$.

Основное назначение стабилитрона – стабилизация напряжения на нагрузке, при изменяющемся напряжении во внешней цепи. В связи с этим последовательно со стабилитроном включают нагрузочное сопротивление, демпфирующее изменение внешнего напряжения. Поэтому стабилитрон называют также опорным диодом.

Напряжение стабилизации $U_{\text{стаб}}$ зависит от физического механизма, обуславливающего резкую зависимость тока от напряжения. Различают два физических механизма, ответственных за такую зависимость тока от напряжения, – лавинный и туннельный пробой p - n перехода.

Для стабилитронов с туннельным механизмом пробоя напряжение стабилизации $U_{\text{стаб}}$ невелико и составляет величину менее 5 вольт: $U_{\text{стаб}} < 5 \text{ В}$. Для стабилитронов с лавинным механизмом пробоя напряжение стабилизации обычно имеет большие значения и составляет величину более 8 вольт: $U_{\text{стаб}} > 8 \text{ В}$.

4.4.1. Туннельный пробой в полупроводниках

Проанализируем более подробно механизмы туннельного и лавинного пробоя.

Рассмотрим зонную диаграмму диода с p - n переходом при обратном смещении при условии, что области эмиттера и базы диода легированы достаточно сильно (рис. 4.11).

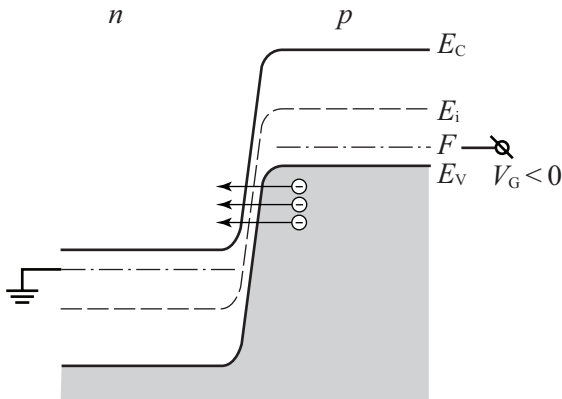


Рис. 4.11. Зонная диаграмма диода на базе сильнолегированного p - n перехода при обратном смещении

Квантово-механическое рассмотрение туннельных переходов для электронов показывает, что в том случае, когда геометрическая ширина потенциального барьера сравнима с дебройлевской длиной волны электрона, возможны туннельные переходы электронов между заполненными и свободными состояниями, отделенными потенциальным барьером.

Форма потенциального барьера обусловлена полем p - n перехода. На рисунке 4.12 схематически изображен волновой пакет при туннелировании через потенциальный барьер треугольной формы.

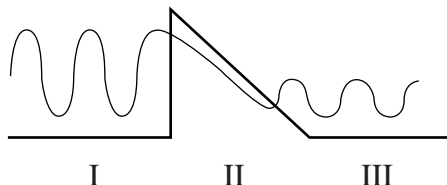


Рис. 4.12. Схематическое изображение туннелирования волнового пакета через потенциальный барьер

Возьмем уравнение Шредингера $\hat{H}\psi = E\psi$, где \hat{H} – гамильтониан для свободного электрона $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U(x)$, E – энергия электрона.

Введем

$$\alpha^2 = \frac{2m}{\hbar^2} E; \quad \beta = \frac{2m}{\hbar^2} (E_g - E). \quad (4.26)$$

Тогда снаружи от потенциального барьера уравнение Шредингера будет иметь вид:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \alpha^2\psi = 0. \quad (4.27)$$

Внутри потенциального барьера

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} - \beta^2\psi = 0. \quad (4.28)$$

Решение для волновых функций электрона будем искать в следующем виде:

$$\psi = A_1 e^{ikx} + B_1 e^{-ikx} \text{ – падающая волна и отраженная,}$$

$$\psi = A_3 e^{ikx} \text{ – прошедшая волна,}$$

$$\psi = A_2 e^{-\beta x} + B_2 e^{\beta x} \text{ – волна в барьере.}$$

Используем условие непрерывности для волновой функции и ее производные ψ , $\frac{d\psi}{dx}$ на границах потенциального барьера, а также предположение

об узком и глубоком потенциальном барьере ($\beta W \gg 1$).

В этом случае для вероятности туннельного перехода T получаем [35, 82]:

$$T_t = \frac{|\psi_{III}|^2}{|\psi_I|^2} = \frac{A_3^2}{A_1^2} = 4 \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m}E_g^{3/2}}{3qE\hbar}\right). \quad (4.29)$$

Выражение для туннельного тока электронов из зоны проводимости на свободные места в валентной зоне будет описываться следующим соотношением:

$$I_{C \rightarrow V} = AT_t \int_{E_C}^{E_V} f_C(E) \cdot N_C(E) \cdot [1 - f_V(E)] \cdot N_V(E) dE, \quad (4.30)$$

где использованы стандартные обозначения для функции распределения и плотности квантовых состояний.

При равновесных условиях на $p^+ - n^+$ переходе токи слева и справа друг друга уравнивают: $I_{C \rightarrow V} = I_{V \rightarrow C}$.

При подаче напряжения туннельные токи слева и справа друг друга уже не уравнивают:

$$I = I_{C \rightarrow V} - I_{V \rightarrow C} = AT_t \int (f_C - f_V) N_C(E) N_V(E) dE. \quad (4.31)$$

Здесь f_C, f_V – неравновесные функции распределения для электронов в зоне проводимости и валентной зоне.

Для барьера треугольной формы получено аналитическое выражение для зависимости туннельного тока $J_{\text{тун}}$ от напряженности электрического поля E следующего вида:

$$I_{\text{тун}} = AV_G^2 \exp\left(-\frac{10^8 E_g^{3/2}}{E}\right). \quad (4.32)$$

За напряженность электрического поля пробоя $E_{\text{пр}}$ условно принимают такое значение поля E , когда происходит десятикратное возрастание обратного тока стабилитрона: $I_{\text{тун}} = 10 \cdot I_0$.

При этом для $p-n$ переходов из различных полупроводников величина электрического поля пробоя $E_{\text{пр}}$ составляет значения: кремний Si: $E_{\text{пр}} = 4 \cdot 10^5$ В/см; германий Ge: $E_{\text{пр}} = 2 \cdot 10^5$ В/см. Туннельный пробой в полупроводниках называют также зинеровским пробоем. [83]

Оценим напряжение U_z , при котором происходит туннельный пробой. Будем считать, что величина поля пробоя $E_{\text{пр}}$ определяется средним значением электрического поля в $p-n$ переходе $E_{\text{пр}} = U_{\text{обр}}/W$. Поскольку ширина области пространственного заряда W зависит от напряжения по закону

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0}{qN_D} U_{\text{обр}}} , \text{ то, приравнивая значения } W \text{ из выражений } \frac{U_{\text{обр}}}{E_{\text{пр}}^2} = \frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0}{qN_D} ,$$

получаем, что напряжение туннельного пробоя будет определяться следующим соотношением [10, 30, 35]:

$$U_{\text{обр}} = \frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 E_{\text{пр}}^2}{qN_D} . \quad (4.33)$$

Рассмотрим, как зависит напряжение туннельного пробоя от удельного сопротивления базы стабилитрона. Поскольку легирующая концентрация в базе N_D связана с удельным сопротивлением $\rho_{\text{базы}}$ соотношением

$$N_D = \frac{1}{\rho_{\text{базы}} \mu_0 e} , \text{ получаем:}$$

$$U_z = \frac{1}{2} \varepsilon_s \varepsilon_0 \mu_0 E_{\text{пр}}^2 \rho_{\text{базы}} . \quad (4.34)$$

Из уравнения (4.34) следует, что напряжение туннельного пробоя U_z возрастает с ростом сопротивления базы $\rho_{\text{базы}}$.

Эмпирические зависимости напряжения туннельного пробоя U_z для различных полупроводников имеют следующий вид:

$$\text{германий (Ge): } U_z = 100\rho_n + 50\rho_p;$$

$$\text{кремний (Si): } U_z = 40\rho_n + 8\rho_p,$$

где ρ_n, ρ_p – удельные сопротивления n - и p -слоев, выраженные в (Ом·см).

4.4.2. Лавинный пробой в полупроводниках

Рассмотрим случай однородного электрического поля в полупроводнике. Если двигаясь вдоль силовых линий электрического поля электрон на расстоянии, равном длине свободного пробега λ , наберет энергию, равную либо большую, чем ширина запрещенной зоны, то, неупруго рассеиваясь, этот электрон может вызвать генерацию еще одной электронно-дырочной пары. Дополнительно нагенерированные свободные носители также будут участвовать в аналогичном процессе. Это явление лавинного размножения свободных носителей в условиях сильного электрического поля получило название лавинного пробоя. На рисунке 4.13 показана схема, иллюстрирующая лавинный пробой.

Размеры геометрической области полупроводника W , в которой происходит лавинное умножение, должны быть существенно больше длины свободного пробега электрона λ . Соотношения, определяющие условие лавинного пробоя, будут следующие:

$$q\lambda E_{\text{пр}} \geq E_g ; \quad W \gg \lambda . \quad (4.35)$$

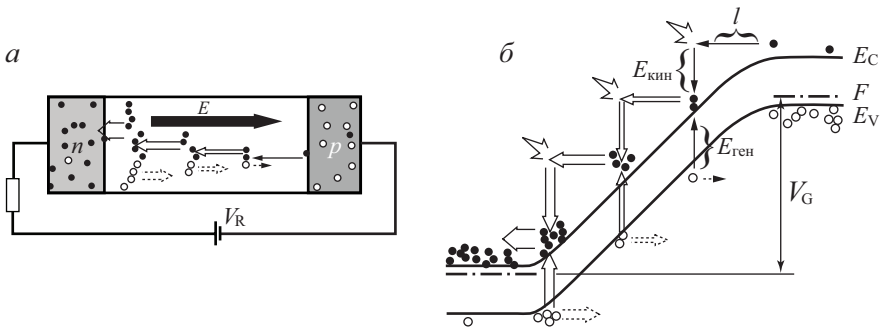


Рис. 4.13. Схема, иллюстрирующая лавинный пробой в полупроводниковом p - n переходе [59 – 61]:

а) распределение токов; б) зонная диаграмма, иллюстрирующая лавинное умножение в ОПЗ при обратном смещении

Одним из параметров лавинного пробоя является коэффициент лавинного умножения M , определяемый как количество актов лавинного умножения в области сильного электрического поля. Если обозначить начальный ток I_0 , то после лавинного умножения величина тока будет иметь вид: $I = M \cdot I_0$,

$$M = \frac{I}{I_0} = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_\mu}\right)^n}, \quad (4.36)$$

где U_μ – напряжение лавинного пробоя, U – напряжение, n – коэффициент, равный 3 или 5 для Ge или Si соответственно.

Для несимметричного $p^+ - n$ перехода расчет дает следующее значение напряжения лавинного пробоя U_M при условии, что максимальное значение поля в ОПЗ $p^+ - n$ перехода можно приблизительно оценить как среднее:

$$U_M = \frac{\epsilon_s \epsilon_0 E_m^2}{2qN_{D,A}}. \quad (4.37)$$

Величина электрического поля E_m , определяемая соотношением (4.37), зависит от величины и типа легирующей концентрации N_D , N_A , температуры и лежит в диапазоне $E_m = (4 \div 5) \cdot 10^5$ В/см для кремния и $E_m = (2 \div 3) \cdot 10^5$ В/см для германия.

4.4.3. Приборные характеристики стабилитронов

Основными характеристиками стабилитрона являются ток $I_{ст}$ и напряжение $U_{ст}$ стабилизации, дифференциальное напряжение стабилитрона $r_{ст}$ и температурная зависимость этих параметров. На рисунке 4.14 приведены дифференциальные параметры различных стабилитронов.

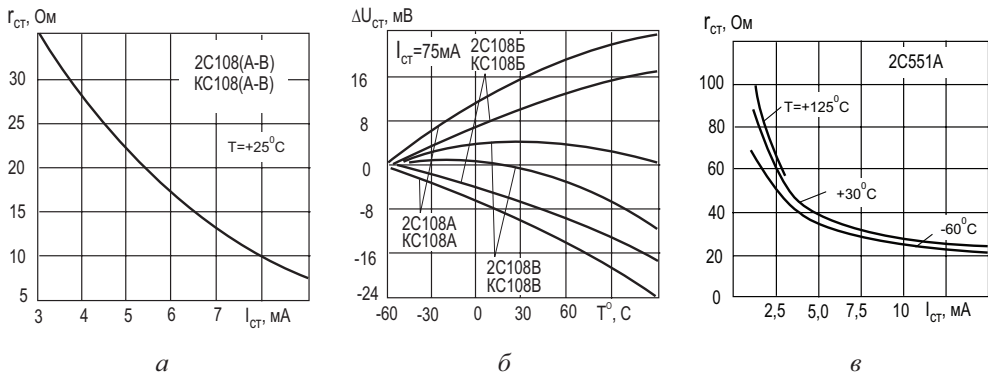


Рис. 4.14. Дифференциальные параметры различных стабилизаторов:

а) зависимость дифференциального сопротивления от прямого тока 2С108; б) зависимость изменения напряжения стабилизации от температуры для различных типоминималов стабилизатора 2С108; в) зависимость дифференциального сопротивления от прямого тока 2С351

Как следует из приведенных данных, значение дифференциального сопротивления для стабилизаторов обратно пропорционально току стабилизации и составляет десятки Ом при рабочих параметрах токов. Точность значения напряжения стабилизации составляет десятки милливольт в стандартном температурном диапазоне.

4.5. Туннельный и обращенный диоды

Туннельным диодом называют полупроводниковый диод на основе $p^+ - n^+$ перехода с сильнолегированными областями, на прямом участке вольт-амперной характеристики которого наблюдается n -образная зависимость тока от напряжения. На рисунке 4.15а приведена вольт-амперная характеристика типичного туннельного диода при прямом смещении.

Проанализируем особенности вольт-амперной характеристики туннельного диода. Для этого рассмотрим $p^+ - n^+$ переход, образованный двумя вырожденными полупроводниками.

Если концентрация доноров и акцепторов в эмиттере и базе диода будет $N_A, N_D \sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$, то концентрация основных носителей будет много больше эффективной плотности состояний в разрешенных зонах $p_{p0}, n_{n0} \gg N_C, N_V$. В этом случае уровень Ферми будет находиться в разрешенных зонах p^+ и n^+ полупроводников.

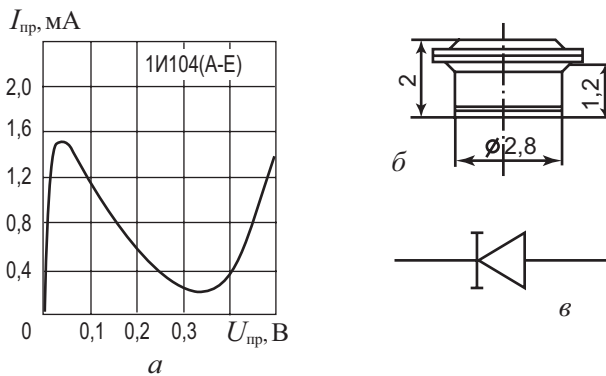


Рис. 4.15. Туннельный диод 1И104 [77, 80]:

а) вольт-амперная характеристика при прямом смещении; б) конструкция туннельного диода; в) схематическое обозначение

В полупроводнике n^+ -типа все состояния в зоне проводимости вплоть до уровня Ферми заняты электронами, а в полупроводнике p^+ -типа – дырками. Зонная диаграмма p^+-n^+ перехода, образованного двумя вырожденными полупроводниками, приведена на рисунке 4.16.

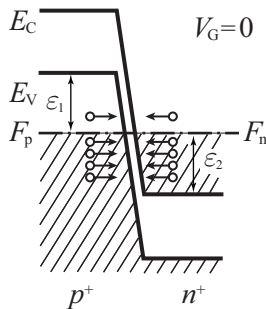


Рис. 4.16. Зонная диаграмма p^+-n^+ перехода в равновесии

С позиции анализа токов для диффузионного тока (прямого) имеет место большая высота потенциального барьера. Чтобы получить типичные значения прямого тока, нужно приложить большое прямое напряжение (больше или примерно равное половине ширины запрещенной зоны $E_g/2$). В выражении для дрейфового тока (обратного) концентрация неосновных носителей

$$p_{n0} = \frac{n_i^2}{N_D} \text{ мала и поэтому обратный ток тоже будет мал.}$$

Рассчитаем, чему равна геометрическая ширина вырожденного $p-n$ перехода. Будем считать, что при этом сохраняется несимметричность $p-n$ пере-

хода (p^+ – более сильнолегированная область). Тогда ширина p^+-n^+ перехода мала:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0 2\varphi_0}{qN_D}} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0 E_g}{qN_D}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1 \cdot 10^{-12} \cdot 1}{1.6 \cdot 10^{19}}} \sim 10^{-6} \text{ см} \sim 100 \text{ \AA}. \quad (4.38)$$

Дебройлевскую длину волны электрона λ_D оценим из простых соотношений:

$$E = kT = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda_D}; \quad E = \frac{\hbar^2 (2\pi)^2}{2m\lambda_D^2} = kT; \quad \lambda_D = \left[\frac{2mkT}{\hbar^2} \right]^{1/2} = \frac{1}{h} \sqrt{2mkT},$$

$$\lambda_D = \frac{\sqrt{2 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}}{6,3 \cdot 10^{-34}} \sim 140 \text{ \AA}. \quad (4.39)$$

Таким образом, геометрическая ширина p^+-n^+ перехода оказывается сравнима с дебройлевской длиной волны электрона. В этом случае в вырожденном p^+-n^+ переходе можно ожидать проявления квантово-механических эффектов, одним из которых является туннелирование через потенциальный барьер. При узком барьере вероятность туннельного просачивания через барьер отлична от нуля.

4.5.1. Вольт-амперная характеристика туннельного диода

Рассмотрим более подробно туннельные переходы в вырожденных p^+-n^+ переходах при различных напряжениях. На рисунке 4.17 показана зонная диаграмма туннельного диода при обратном смещении.

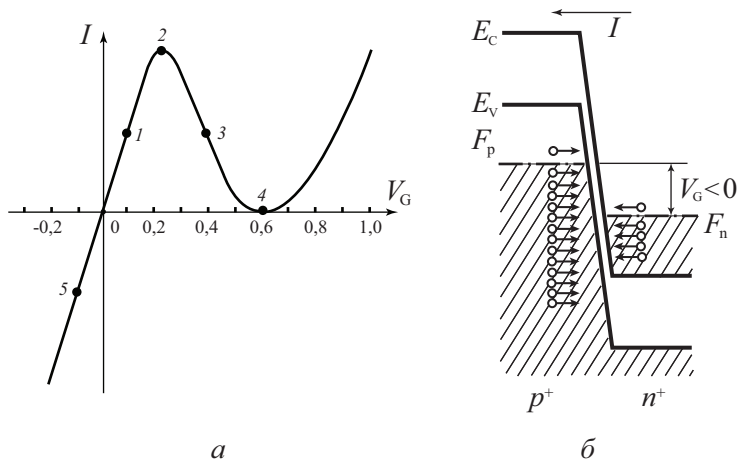


Рис. 4.17. Вольт-амперная характеристика туннельного диода (а) и его зонная диаграмма при обратном смещении (б)

При обратном напряжении ток в диоде обусловлен туннельным переходом электронов из валентной зоны на свободные места в зоне проводимости (точка 5 на рис. 4.17а). Поскольку концентрация электронов и число мест велики, то туннельный ток резко возрастает с ростом обратного напряжения. Такое поведение вольт-амперных характеристик резко отличает туннельный диод от обычного выпрямительного диода.

При прямом напряжении ток в диоде обусловлен туннельным переходом электронов из зоны проводимости на свободные места в валентной зоне. Поскольку туннельные переходы происходят без рассеяния, то есть с сохранением энергии туннелирующей частицы, то на зонной диаграмме эти процессы будут отражены прямыми горизонтальными линиями. На рисунке 4.18 показаны зонные диаграммы туннельного диода при прямом смещении, соответствующие трем точкам на прямом участке вольт-амперной характеристики (точки 2, 3 и 4 на рис. 4.17а).

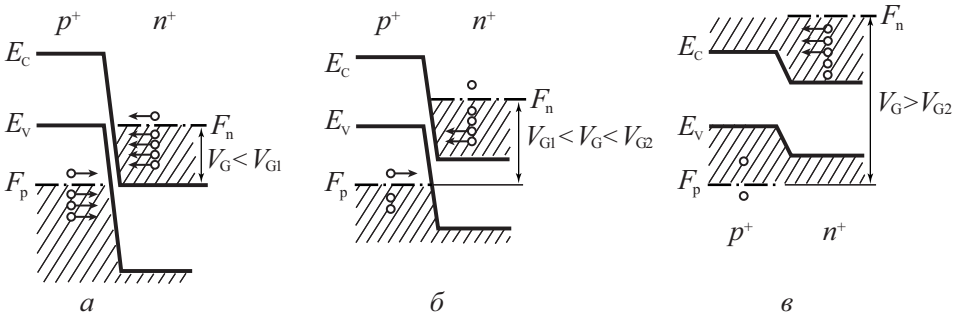


Рис. 4.18. Зонные диаграммы туннельного диода при прямом смещении:

а) участок 2; б) участок 3; в) участок 4

На участке 1 при небольшом прямом напряжении напротив электронов зоны проводимости начинают появляться свободные места в валентной зоне при той же самой энергии. По мере роста напряжения число свободных мест возрастает и ток растет с ростом напряжения. Туннельный ток достигает максимума, когда все свободные места в валентной зоне оказываются по энергии напротив энергетических уровней, занятых электронами в зоне проводимости (участок 2). Затем, по мере роста прямого напряжения, число этих свободных мест начинает уменьшаться (точка 3), поскольку по энергии напротив уровней, занятых электронами в зоне проводимости оказываются состояния в запрещенной зоне (энергетические уровни в идеальных полупроводниках в запрещенной зоне отсутствуют). На участке 4 туннельный ток уменьшается с ростом напряжения и превращается в ноль, когда запрещенная зона p^+ полупроводника будет находиться по энергии напротив уровней, занятых электронами в зоне проводимости.

При дальнейшем росте прямого напряжения появляется компонента обычного диффузионного тока p - n перехода.

Участок 2-3-4 на рисунке 4.17а – это участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

Выражение для прямого участка вольт-амперной характеристики туннельного диода, полученное из решения уравнения (4.31) для случая прямого смещения имеет следующий вид:

$$I = A' \frac{qV}{4kT} (\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - qV)^2, \quad (4.40)$$

где ε_1 и ε_2 – расстояние от энергии Ферми до дна зоны проводимости или вершины валентной зоны. Расчет вольт-амперных характеристик туннельного диода по уравнению (4.40) дает хорошее согласие с экспериментом.

На рисунке 4.19 приведены температурные зависимости прямого тока от напряжения в туннельных диодах, изготовленных из германия и арсенида галлия. Видно, что у диода с более широкозонным материалом GaAs, чем Ge, минимум тока наблюдается при больших значениях прямого напряжения.

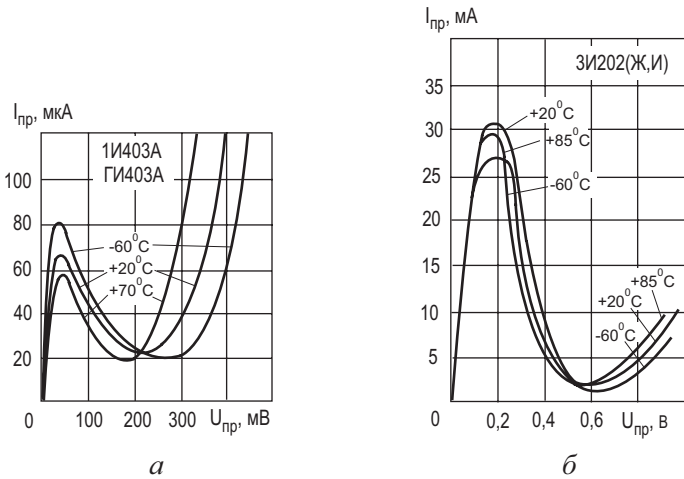


Рис. 4.19. Температурные зависимости прямого тока от напряжения в туннельных диодах [77, 80]:

а) германиевый диод 1И403; б) арсенидгаллиевый диод 3И202

Отметим, что туннельный диод имеет высокие значения максимальной граничной частоты $f_{\max} \sim 10^9$ Гц, поскольку времена процессов при туннелировании составляют наносекунды, то есть $\tau_{\min} \sim 10^{-9}$ с. По этой причине туннельные диоды используются в СВЧ-технике.

4.5.2. Вольт-амперная характеристика обращенного диода

Рассмотрим вольт-амперные характеристики p - n перехода в особом случае, когда энергия Ферми в электронном и дырочном полупроводниках совпадает или находится на расстоянии $\pm kT/q$ от дна зоны проводимости или вершины валентной зоны. В этом случае вольт-амперные характеристики такого диода при обратном смещении будут точно такие же, как и у туннельного диода, то есть при росте обратного напряжения будет быстрый рост обратного тока. Что касается тока при прямом смещении, то туннельная компонента ВАХ будет полностью отсутствовать в связи с тем, что нет полностью заполненных состояний в зоне проводимости. Поэтому при прямом смещении в таких диодах до напряжений, больше или равных половине ширины запрещенной зоны, ток будет отсутствовать. С точки зрения выпрямительного диода вольт-амперная характеристика такого диода будет инверсной, то есть будет высокая проводимость при обратном смещении и малая при прямом. В связи с этим такого вида туннельные диоды получили название обращенных диодов. На рисунке 4.20 приведена вольт-амперная характеристика обращенного диода.

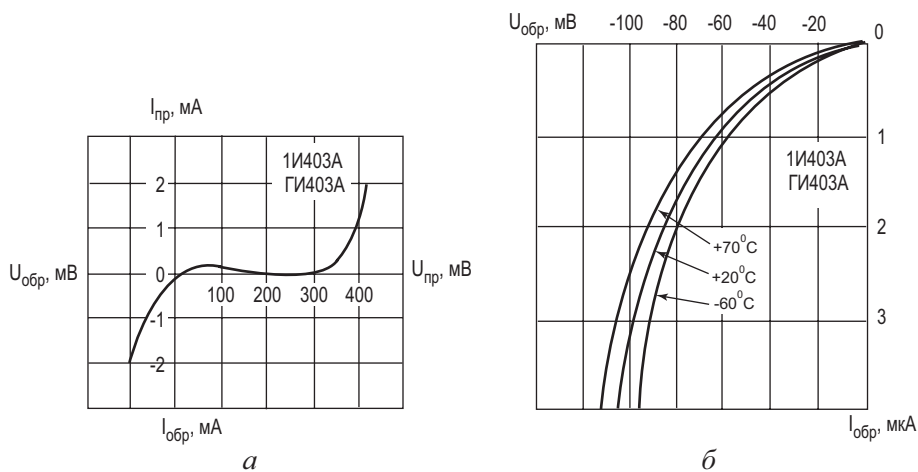


Рис. 4.20. Вольт-амперная характеристика германиевого обращенного диода ГИ403 [77, 80]:

а) полная ВАХ; б) обратный участок ВАХ при разных температурах

Таким образом, обращенный диод – это туннельный диод без участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением. Высокая нелинейность вольт-амперной характеристики при малых напряжениях вблизи нуля (порядка милливольт) позволяет использовать этот диод для детектирования слабых сигналов в СВЧ-диапазоне.

4.5.3. Использование туннельного диода в схемах автогенераторов колебаний

Одним из наиболее распространенных применений туннельного диода является его использование как активного нелинейного элемента в схемах генераторов колебаний. Типичная схема генератора автоколебаний включает LC -контур с линейными потерями (проводимость G) и активный элемент $I(V_G)$ с участком отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) на вольт-амперной характеристике. На рисунке 4.21 изображена эта схема.

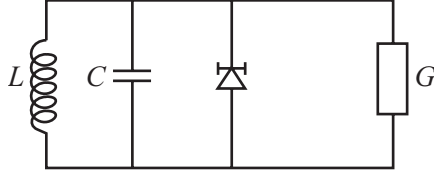


Рис. 4.21. Типичная схема генератора автоколебаний на туннельном диоде

Для удобства анализа используем аппроксимацию участка ОДС вольт-амперной характеристики туннельного диода (4.40) в виде линейной функции $I(V_G) \sim gV_G$, а участок вольт-амперной характеристики, связанный с диффузионной компонентой прямого тока – в виде кубической функции $I(V_G) \sim g_1V_G^3$. Таким образом, вольт-амперная характеристика активного нелинейного элемента, будет иметь вид: [22]

$$I(V_G) = -gV_G + g_1V_G^3. \quad (4.41)$$

Уравнения Кирхгофа для токов в цепи генератора автоколебаний запишутся в следующем виде:

$$\begin{cases} C \frac{dV_G}{dt} + GV_G + I - gV_G + g_1V_G^3 = 0, \\ L \frac{dI}{dt} = V_G. \end{cases} \quad (4.42)$$

Дифференцируя первое уравнение, после несложных преобразований получаем дифференциальное уравнение, описывающее изменение напряжения на выводах туннельного диода:

$$\frac{d^2V_G}{dt^2} = -\alpha(1 - \beta V_G^2) \frac{dV_G}{dt} + \omega_0^2 V_G = 0, \quad (4.43)$$

где использовано следующее обозначение:

$$\alpha = \frac{(g - G)}{C}, \quad \beta = \frac{3g_1V_G^2}{(g - G)}, \quad \omega_0^2 = \frac{1}{LC}. \quad (4.44)$$

Величина параметра α показывает, насколько сильно возбужден генератор. Величина β характеризует амплитуду автоколебаний, чем меньше β , тем

больше амплитуда. Величина ω_0 определяет частоту автоколебаний. Введем безразмерные параметры $\tau = \omega_0 t$; $x = \sqrt{\beta} V_G$ и $\mu = \alpha \omega_0$.

С учетом этих параметров дифференциальное уравнение (4.43) приобретает следующий вид:

$$\frac{d^2 x}{d\tau^2} - \mu(1 - x^2) \frac{dx}{d\tau} + x = 0. \quad (4.45)$$

Уравнение (4.45) является типичным уравнением Ван-дер-Поля и описывает автогенерацию колебаний в системах с одной степенью свободы. При выборе рабочей точки в туннельном диоде на участке с отрицательным дифференциальным сопротивлением флуктуации напряжения в LC -контуре будут усиливаться до тех пор, пока нелинейность на следующем участке ВАХ с положительным дифференциальным сопротивлением не выступит в качестве механизма ограничения роста амплитуды автоколебаний.

При $\mu \ll 1$ автоколебания мало отличаются от гармонических, а нелинейность ВАХ лишь определяет амплитуду автоколебаний. При больших $\mu > 10$ форма колебаний может существенно отличаться от синусоидальной (рис. 4.22). Форма автоколебаний при этом меняется от квазисинусоидальной до релаксационной, когда колебания состоят из участков быстрых и медленных изменений напряжения.



Рис. 4.22. Осциллограммы, иллюстрирующие характер установления и форму автоколебаний при различных параметрах $\mu = 0,1$ (а); $\mu = 1$ (б); $\mu = 10$ (в) [22]

4.6. Переходные процессы в полупроводниковых диодах

При быстрых изменениях напряжения на полупроводниковом диоде на основе обычного p - n перехода значение тока через диод, соответствующее статической вольт-амперной характеристике, устанавливается не сразу. Процесс установления тока при таких переключениях обычно называют переходным процессом. Переходные процессы в полупроводниковых диодах связаны с накоплением неосновных носителей в базе диода при его прямом включении и их рассасывании в базе при быстром изменении полярности напряжения на диоде. Так как электрическое поле в базе обычного диода отсутствует, то движение неосновных носителей в базе определяется законами диффузии и происходит относительно медленно. В результате кинетика накопления но-

сителей в базе и их рассасывание влияют на динамические свойства диодов в режиме переключения.

В стационарном случае величина тока в диоде описывается уравнением $J = J_0(e^{\beta V_G} - 1)$. После завершения переходных процессов величина тока в диоде будет равна J_0 .

Рассмотрим изменения тока I при переключении диода с прямого напряжения $U_{пр}$ на обратное напряжение $U_{обр}$. При прямом смещении на диоде через него протекает ток, величина которого определяется соотношением (4.1). В момент $t = 0$ переключим напряжение на диоде с прямого напряжения $U_{пр}$ на обратное напряжение $U_{обр}$. По истечении длительного времени в диоде установится обратный ток, величина которого также будет определяться соотношением (4.1). Но как будет изменяться ток в диоде за это время? На рисунке 4.23 показаны эпюры изменения напряжения на диоде и тока в рассматриваемом случае.

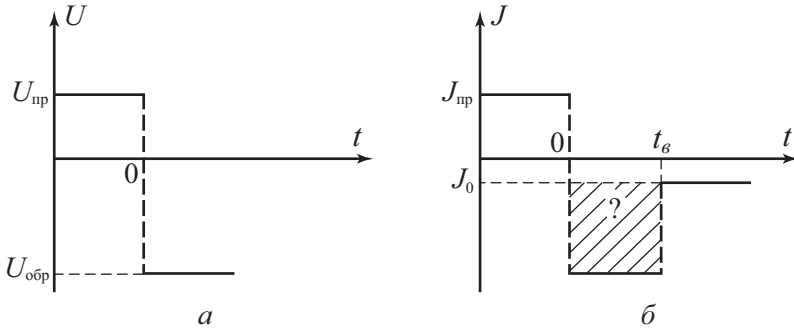


Рис. 4.23. Эпюры изменения напряжения и тока при переключении диода:

а) напряжение; б) ток

Рассмотрим кинетику переходного процесса, то есть изменение тока p - n перехода при переключении с прямого напряжения на обратное. При прямом смещении диода на основе несимметричного p - n перехода происходит инжекция неравновесных дырок в базу диода.

Изменение во времени и пространстве неравновесных инжектированных дырок в базе описывается уравнением непрерывности:

$$\frac{dp}{dt} + \frac{p - p_{n0}}{\tau_p} = D_p \frac{d^2 p}{dx^2}. \quad (4.46)$$

В момент времени $t = 0$ распределение инжектированных носителей в базе определяется из диффузионного уравнения и имеет вид:

$$p(x) = (p_{n1} - p_{n0})e^{-\frac{x}{L_p}} + p_{n0}. \quad (4.47)$$

Из общих положений ясно, что в момент переключения напряжения в диоде с прямого на обратное величина обратного тока будет существенно больше, чем тепловой ток диода. Это произойдет потому, что обратный ток диода обусловлен дрейфовой компонентой тока, а ее величина в свою очередь определяется концентрацией неосновных носителей. Эта концентрация значительно увеличена в базе диода за счет инжекции дырок из эмиттера и описывается в начальный момент уравнением (4.47).

С течением времени концентрация неравновесных носителей будет убывать, следовательно, будет убывать и обратный ток. За время τ_p , называемое временем восстановления обратного сопротивления или временем рассасывания, обратный ток придет к значению, равному тепловому току.

Для описания кинетики этого процесса запишем граничные и начальные условия для уравнения (4.46) в следующем виде.

В момент времени $t = 0$ справедливо уравнение (4.47). При установлении стационарного состояния в момент времени $t \rightarrow \infty$ стационарное распределение неравновесных носителей в базе описывается соотношением:

$$p = p_{n0} \left(1 - e^{-\frac{x}{L_p}} \right).$$

Обратный ток обусловлен только диффузией дырок к границе области пространственного заряда p - n перехода:

$$j = -qD_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0}. \quad (4.48)$$

Процедура нахождения кинетики обратного тока следующая. Учитывая граничные условия, решается уравнение (4.46) и находится зависимость концентрации неравновесных носителей в базе $p(x, t)$ от времени и координаты. На рисунке 4.24 приведены координатные зависимости концентрации $p(x, t)$ в различные моменты времени.

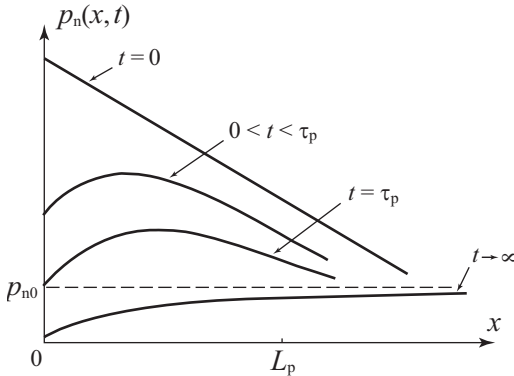


Рис. 4.24. Координатные зависимости концентрации $p(x, t)$ в различные моменты времени [51, 52]

Подставляя динамическую концентрацию $p(x,t)$ в (4.48), находим кинетическую зависимость обратного тока $J(t)$.

Зависимость обратного тока $J(t)$ имеет следующий вид:

$$j = -j_{\text{np}} \left[\frac{e^{t/\tau}}{\sqrt{\pi t / \tau_p}} - \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{t}{\tau_p}} \right]. \quad (4.49)$$

Здесь $\operatorname{erfc} \sqrt{\frac{t}{\tau_p}}$ – дополнительная функция распределения ошибок, рав-

ная $\operatorname{erfc}(z) = 1 - \operatorname{erf}(z) = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-y^2) \cdot dy$. Первое разложение допол-

нительной функции ошибок имеет вид: $\frac{1 - e^{t/\tau}}{\sqrt{\pi t / \tau_p}}$.

Разложим функцию (4.49) в ряд в случаях малых и больших времен: $t \ll \tau_p$; $t \gg \tau_p$. Получаем:

$$j = j_{\text{np}} \frac{1}{\sqrt{\pi t / \tau_p}} \quad (t \ll \tau_p); \quad (4.50)$$

$$j = j_{\text{np}} \frac{e^{-t/\tau_p}}{2\sqrt{\pi(t/\tau_p)^3}} \quad (t \gg \tau_p). \quad (4.51)$$

Из соотношения (4.51) следует, что в момент $t=0$ величина обратного тока будет бесконечно большой. Физическим ограничением для этого тока будет служить максимальный ток, который может протекать через омическое сопротивление базы диода r_B при обратном напряжении U . Величина этого тока, называемого током среза $J_{\text{ср}}$, равна: $J_{\text{ср}} = U/r_B$. Время, в течение которого обратный ток постоянен, называют временем среза $\tau_{\text{ср}}$, а время, за которое ток достигнет стационарного значения, называют временем восстановления обратного сопротивления диода.

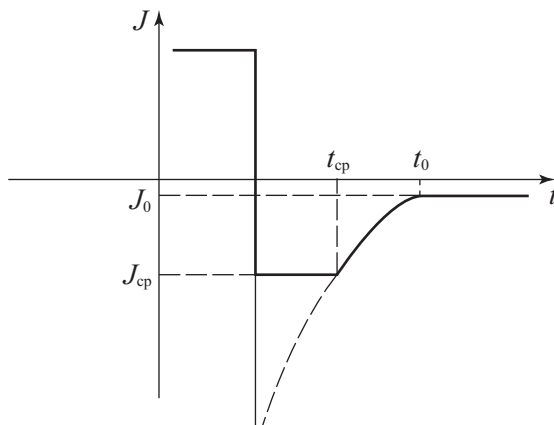


Рис. 4.25. Зависимость обратного тока от времени при переключении диода

Для импульсных диодов время среза $\tau_{ср}$ и время восстановления $\tau_с$ обратного сопротивления диода являются важными параметрами. Для уменьшения их значения существуют несколько способов. Во-первых, можно уменьшать время жизни неравновесных носителей в базе диода за счет введения глубоких рекомбинационных центров в квазинейтральном объеме базы. Во-вторых, можно делать базу диода тонкой для того, чтобы неравновесные носители рекомбинировали на тыльной стороне базы.

Существует альтернативный метод описания переходных процессов в полупроводниковом диоде на основе $p-n$ перехода, связанный с анализом перезарядки емкостей диода. Действительно, при прямом смещении $p-n$ перехода диффузионная емкость $p-n$ перехода заряжена, оценочная величина диффузионной емкости составляет единицы микрофарад. При переключении диода эта емкость разряжается через сопротивление базы диода. При этом рассмотрении качественные оценки для времени среза $\tau_{ср}$ и времени восстановления $\tau_с$ обратного сопротивления диода будут теми же самыми.

Контрольные вопросы

- 4.1. Почему диод на основе $p-n$ перехода не выпрямляет малые сигналы?
- 4.2. На каком участке ВАХ туннельного диода наблюдаются квантовые эффекты?
- 4.3. Как зависит напряжение стабилизации от легирования базы стабилитрона?
- 4.4. Как можно изменить функциональную зависимость емкости в варикапах?
- 4.5. Чем ограничен обратный ток диода в случае переключения приложенного напряжения с прямого на обратное?

Задачи

4.1. Вычислить малосигнальные параметры: дифференциальное сопротивление и емкость для идеального кремниевого диода с длинной базой, если $N_D = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $N_A = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, время жизни $\tau_n = \tau_p = 10^{-8} \text{ с}$, площадь $S = 10^{-4} \text{ см}^2$, температура $T = 300 \text{ К}$ в случае прямого смещения диода $V = 0,1; 0,5; 0,7 \text{ В}$ и обратного $V = -0,5$ и -20 В . Чему равно последовательное сопротивление квазинейтрального объема p -области (базы), если ее длина $0,1 \text{ см}$?

Глава 5. Биполярные транзисторы

5.1. Общие сведения

В 1948 г. американские ученые Дж. Бардин и В. Браттейн создали полупроводниковый триод, или транзистор. Это событие имело громадное значение для развития полупроводниковой электроники. Транзисторы могут работать при значительно меньших напряжениях, чем ламповые триоды, и не являются простыми заменителями последних: их можно использовать не только для усиления и генерации переменного тока, но и в качестве ключевых элементов. Определение «биполярный» указывает на то, что работа транзистора связана с процессами, в которых принимают участие носители заряда двух сортов (электроны и дырки).

Транзистором называется полупроводниковый прибор с двумя электронно-дырочными переходами, предназначенный для усиления и генерирования электрических сигналов. В транзисторе используются оба типа носителей – основные и неосновные, поэтому его называют **биполярным**.

Биполярный транзистор состоит из трех областей монокристаллического полупроводника с разным типом проводимости: **эмиттера**, **базы** и **коллектора** (рис. 5.1).

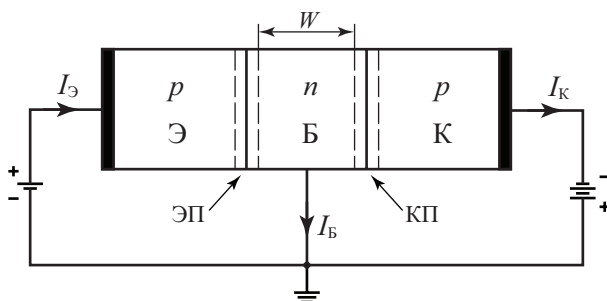


Рис. 5.1. Схематическое изображение транзистора типа *p-n-p*:

Э – эмиттер, Б – база, К – коллектор, W – толщина базы, ЭП – эмиттерный переход, КП – коллекторный переход

Переход, который образуется на границе эмиттер – база, называется эмиттерным, а на границе база – коллектор – коллекторным. В зависимости от типа проводимости крайних слоев различают транзисторы *p-n-p* и *n-p-n*.

Условные обозначения обоих типов транзисторов, рабочие полярности напряжений и направления токов показаны на рисунке 5.2.

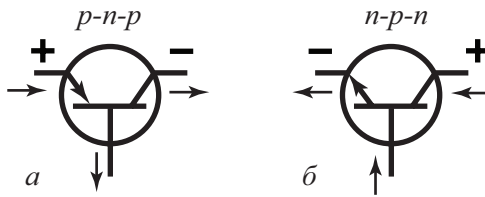


Рис. 5.2. Условные обозначения транзисторов:

а) транзистор $p-n-p$, б) транзистор $n-p-n$

По технологии изготовления транзисторы делятся на **сплавные**, **планарные**, а также **диффузионно-сплавные**, **мезопланарные** и **эпитаксиально-планарные** (рис. 5.3).

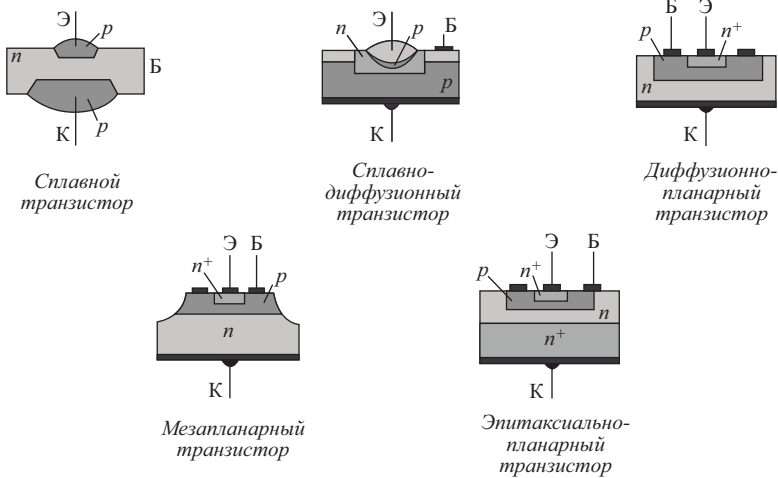


Рис. 5.3. Разновидности транзисторов по технологии изготовления

Конструктивно биполярные транзисторы оформляются в металлических, пластмассовых или керамических корпусах (рис. 5.4).

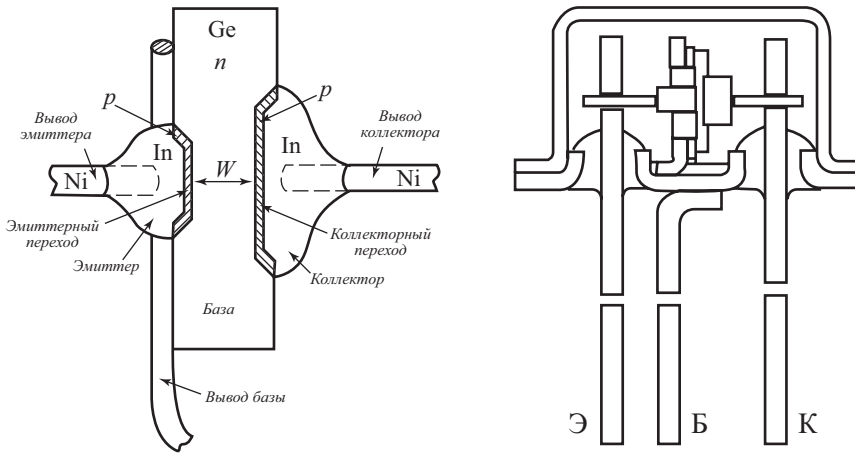


Рис. 5.4. Конструктивное оформление биполярного транзистора

Каждый из переходов транзистора можно включить либо в прямом, либо в обратном направлении. В зависимости от этого различают три режима работы транзистора:

1. Режим *отсечки* – оба $p-n$ перехода закрыты, при этом через транзистор обычно идет сравнительно небольшой ток;
2. Режим *насыщения* – оба $p-n$ перехода открыты;
3. *Активный* режим – один из $p-n$ переходов открыт, а другой закрыт.

В режиме отсечки и режиме насыщения управление транзистором невозможно. В активном режиме такое управление осуществляется наиболее эффективно, причем транзистор может выполнять функции активного элемента электрической схемы.

Область транзистора, расположенная между переходами, называется *базой* (Б). Примыкающие к базе области чаще всего делают неодинаковыми. Одну из них изготавливают так, чтобы из нее наиболее эффективно происходила инжекция в базу, а другую – так, чтобы соответствующий переход наилучшим образом осуществлял экстракцию инжектированных носителей из базы.

Область транзистора, основным назначением которой является инжекция носителей в базу, называют эмиттером (Э), а соответствующий переход – эмиттерным.

Область, основным назначением которой является экстракция носителей из базы, называют коллектором (К), а переход – коллекторным.

Если на эмиттерном переходе напряжение прямое, а на коллекторном переходе – обратное, то включение транзистора считают *нормальным*, при противоположной полярности – *инверсным*.

По характеру движения носителей тока в базе различают диффузионные и дрейфовые биполярные транзисторы.

Основные характеристики транзистора определяются в первую очередь процессами, происходящими в базе. В зависимости от распределения примесей в базе может присутствовать или отсутствовать электрическое поле. Если при отсутствии токов в базе существует электрическое поле, которое способствует движению неосновных носителей заряда от эмиттера к коллектору, то транзистор называют *дрейфовым*, если же поле в базе отсутствует – бездрейфовым (*диффузионным*).

5.2. Основные физические процессы в биполярных транзисторах

5.2.1. Физические процессы

В рабочем режиме биполярного транзистора протекают следующие физические процессы: *инжекция, диффузия, рекомбинация* и *экстракция*.

Рассмотрим p - n переход эмиттер – база при условии, что длина базы велика. В этом случае при прямом смещении p - n перехода из эмиттера в базу инжектируются неосновные носители. Закон распределения инжектированных дырок $p_n(x)$ по базе описывается следующим уравнением:

$$p_n(x) = p_{n0} \cdot \exp(\beta V_G) \cdot \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right). \quad (5.1)$$

Схематически распределение инжектированных дырок $p_n(x)$ показано на рисунке 5.5.

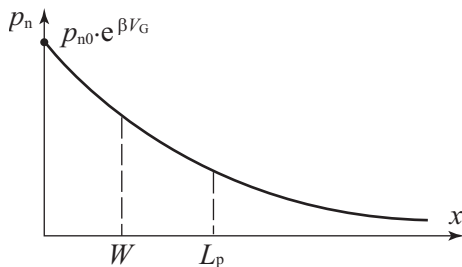


Рис. 5.5. Распределение инжектированных дырок в базе

Процесс переноса инжектированных носителей через базу – диффузионный. Характерное расстояние, на которое неравновесные носители распространяются от области возмущения, – диффузионная длина L_p . Поэтому если необходимо, чтобы инжектированные носители достигли коллекторного перехода, длина базы W должна быть меньше диффузионной длины L_p . Условие $W < L_p$ является необходимым для реализации транзисторного эффекта – управления током во вторичной цепи через изменение тока в первичной цепи.

В процессе диффузии через базу инжектированные неосновные носители рекомбинируют с основными носителями в базе. Для восполнения прорекомбинировавших основных носителей в базе через внешний контакт должно подойти такое же количество носителей. Таким образом, ток базы – это рекомбинационный ток.

Продиффундировавшие через базу без рекомбинации носители попадают в электрическое поле обратного смещенного коллекторного $p-n$ перехода и экстрагируются из базы в коллектор. Таким образом, в БТ реализуются четыре физических процесса:

- инжекция из эмиттера в базу;
- диффузия через базу;
- рекомбинация в базе;
- экстракция из базы в коллектор.

Эти процессы для одного типа носителей схематически показаны на рисунке 5.6.

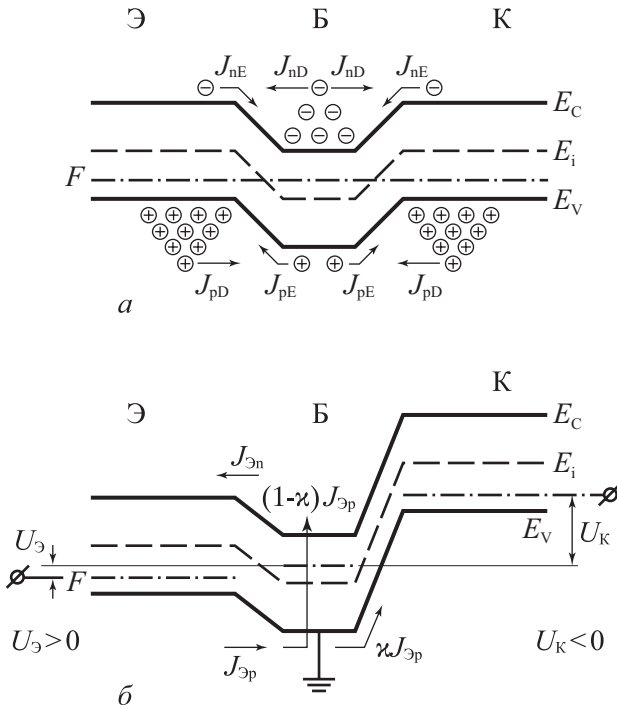


Рис. 5.6. Зонная диаграмма биполярного транзистора:

а) в равновесном состоянии; б) в активном режиме

5.2.2.1. Зонная диаграмма и схема биполярного транзистора в схеме с общей базой

На рисунке 5.6а показана зонная диаграмма биполярного транзистора в схеме с общей базой в условиях равновесия. Значками (+) и (–) на этой диаграмме указаны электроны и дырки.

Для биполярного транзистора в схеме с общей базой активный режим (на эмиттерном переходе – прямое напряжение, на коллекторном – обратное) является основным. Поэтому в дальнейшем будет рассматриваться транзистор в активном режиме, для $p-n-p$ биполярного транзистора $U_3 > 0$, $U_K < 0$.

Для биполярного транзистора $p-n-p$ типа в активном режиме (рис. 5.6б) эмиттерный переход смещен в прямом направлении, и через него происходит инжекция дырок, как неосновных носителей, в базу. База должна иметь достаточно малую толщину W ($W \ll L_p$, где L_p – диффузионная длина неосновных носителей), чтобы инжектированные в базу неосновные носители не успевали прорекомбинировать за время переноса через базу. Коллекторный переход, нормально смещенный в обратном направлении, «собирает» инжектированные носители, прошедшие через слой базы.

Рассмотрим компоненты токов в эмиттерном и коллекторном переходах (рис. 5.7). Для любого $p-n$ перехода ток J определяется суммой электронного J_n и дырочного J_p компонент, а они в свою очередь имеют дрейфовую и диффузионную составляющие:

$$J = J_p + J_n = J_{pD} + J_{pE} + J_{nD} + J_{nE} = \left(\frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n} \right) (e^{\beta V_G} - 1). \quad (5.2)$$

При приложении к эмиттерному переходу прямого напряжения $U_3 > 0$ в биполярном транзисторе $p-n-p$ происходит инжекция дырок из эмиттера в базу I_{3p} и электронов из базы в эмиттер I_{3n} . Ввиду того, что эмиттер легирован намного сильнее базы, ток инжектированных дырок I_{3p} будет значительно превышать ток электронов I_{3n} . Инжектированные в базу дырки в результате диффузии будут перемещаться в коллекторному переходу, и если ширина базы W много меньше диффузионной длины L_p , почти все дырки дойдут до коллектора и электрическим полем коллекторного $p-n-p$ перехода будут переброшены в p -область коллектора. Возникающий вследствие этого коллекторный ток лишь немного меньше тока дырок, инжектированных эмиттером.

Вольт-амперные характеристики БТ в активном режиме ($U_K < 0$, $|U_K| \gg 0$):

$$I_3 = I_K + I_6, \quad (5.3)$$

где I_3 – ток в цепи эмиттера, I_K – ток в цепи коллектора, I_6 – ток на базовом выводе.

В активном режиме к эмиттеру приложено прямое напряжение и через переход течет эмиттерный ток I_3 , имеющий две компоненты:

$$I_3 = I_{3p} + I_{3n}, \quad (5.4)$$

где $I_{эп}$ – ток инжекции дырок из эмиттера в базу, $I_{эп}$ – ток инжектированных электронов из базы в эмиттер. Величина «полезной» дырочной компоненты равняется $I_{эп} = \gamma \cdot I_э$, где γ – эффективность эмиттера. Величина дырочного эмиттерного тока, без рекомбинации дошедшая до коллектора, равняется $\gamma \kappa I_э$.

Ток базы $I_б$ транзистора будет состоять из трех компонент, включающих электронный ток в эмиттерном переходе $I_{эп} = (1 - \gamma) \cdot I_э$, рекомбинационный ток в базе $(1 - \kappa) \gamma I_э$ и тепловой ток коллектора $I_{к0}$.

Тепловой ток коллектора $I_{к0}$ имеет две составляющие:

$$I_{к0} = I_0 + I_g, \quad (5.5)$$

где I_0 – тепловой ток, I_g – ток генерации.

На рисунке 5.7 приведена схема биполярного транзистора в активном режиме, иллюстрирующая компоненты тока в схеме с общей базой.

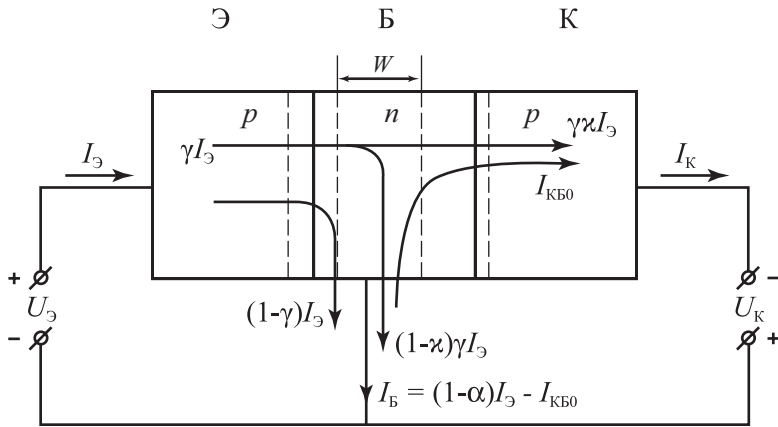


Рис. 5.7. Схема, иллюстрирующая компоненты тока в биполярном транзисторе в схеме с общей базой

5.3. Формулы Молла – Эберса

Формулы Молла – Эберса являются универсальными соотношениями, которые описывают характеристики биполярных транзисторов во всех режимах работы. [34, 49 – 51]

Для такого рассмотрения представим БТ в виде эквивалентной схемы, приведенной на рисунке 5.8.

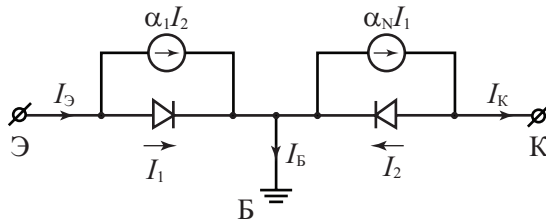


Рис. 5.8. Эквивалентная схема биполярных транзисторов во всех режимах работы

При нормальном включении через эмиттерный $p-n$ переход течет ток I_1 , через коллекторный переход течет ток $\alpha_N I_1$ – меньший, чем I_1 , вследствие рекомбинации части инжектированных носителей в базе. На рисунке 5.8 этот процесс изображен как генератор тока $\alpha_N I_1$, где α_N – коэффициент передачи эмиттерного тока. При инверсном включении транзистора прямому коллекторному току I_2 будет соответствовать эмиттерный ток $\alpha_1 I_2$, где α_1 – коэффициент передачи при инверсном включении. Таким образом, токи эмиттера I_3 и коллектора I_K в общем случае состоят из инжектируемого (I_1 или I_2) и экстрагируемого ($\alpha_N I_1$ или $\alpha_1 I_2$) токов:

$$I_3 = I_1 - \alpha_1 I_2, \quad (5.6)$$

$$I_K = \alpha_N I_1 - I_2. \quad (5.7)$$

Величины токов I_1 и I_2 выражаются для $p-n$ переходов стандартным способом:

$$I_1 = I'_{30} (\exp(\beta U_3) - 1), \quad (5.8)$$

$$I_2 = I'_{K0} (\exp(\beta U_K) - 1), \quad (5.9)$$

где I'_{30} и I'_{K0} – тепловые (обратные) токи $p-n$ переходов. Отметим, что токи I'_{30} и I'_{K0} отличаются от обратных токов эмиттера I_{30} и коллектора биполярного транзистора.

Оборвем цепь эмиттера ($I_3 = 0$) и подадим на коллекторный переход большое запирающее напряжение U_K . Ток, протекающий в цепи коллектора при этих условиях, будем называть тепловым током коллектора I_{K0} . Поскольку $I_3 = 0$, из (5.6) следует, что $I_1 = \alpha_1 I_2$, а из (5.9) $I_2 = -I'_{K0}$, поскольку $U \gg kT/q$.

Полагая $I_K = I_{K0}$, получаем в этом случае:

$$I_K = \alpha_N \alpha_1 I_2 I_1 = I_2 (\alpha_N \alpha_1 - 1) = (1 - \alpha_N \alpha_1) = I_{K0}, \quad (5.10)$$

$$I'_{K0} = \frac{I_{K0}}{1 - \alpha_N \alpha_1}. \quad (5.11)$$

Обозначим ток эмиттера при большом отрицательном смещении и разомкнутой цепи коллектора через I'_{30} – тепловой ток эмиттера:

$$I'_{30} = \frac{I_{30}}{1 - \alpha_N \alpha_1}. \quad (5.12)$$

Величины теплового эмиттерного и коллекторного токов значительно меньше, чем соответствующие тепловые токи диодов.

Подставляя (5.8) и (5.9) в (5.6) и (5.7), получаем:

$$J_3 = I'_{30} (\exp(\beta U_3) - 1) - \alpha_1 I'_{k0} (\exp(\beta U_k) - 1), \quad (5.13)$$

$$J_k = \alpha_N I'_{30} (\exp(\beta U_3) - 1) - I'_{k0} (\exp(\beta U_k) - 1), \quad (5.14)$$

$$J_6 = (1 - \alpha_N) I'_{30} (\exp(\beta U_3) - 1) + (1 - \alpha_1) I'_{k0} (\exp(\beta U_k) - 1), \quad (5.15)$$

где J_6 – ток базы, равный разности токов эмиттера I_3 и коллектора I_k .

Формулы (5.13 – 5.15) получили название формул Молла – Эберса и полезны для анализа статических характеристик биполярного транзистора при любых сочетаниях знаков токов и напряжений.

При измерении теплового тока коллектора I_{k0} дырки как неосновные носители уходят из базы в коллектор: $J_k = J_6$ ($J_3 = 0$). При этом поток дырок из базы в эмиттер не уравновешен и их переходит из эмиттера в базу больше, чем в равновесных условиях. Это вызовет накопление избыточного положительного заряда в базе и увеличение потенциального барьера на переходе эмиттер – база, что, в конце концов, скомпенсирует дырочные токи.

Таким образом, необходимо отметить, что при изменении теплового тока коллектора эмиттер будет заряжаться отрицательно по отношению к базе.

5.4. Вольт-амперные характеристики биполярного транзистора в активном режиме в схеме с общей базой

Рассмотрим случай, когда на эмиттерный переход биполярного транзистора подано прямое, а на коллекторный – обратное смещение. Для $p-n-p$ биполярного транзистора это $U_3 > 0$, $U_k < 0$.

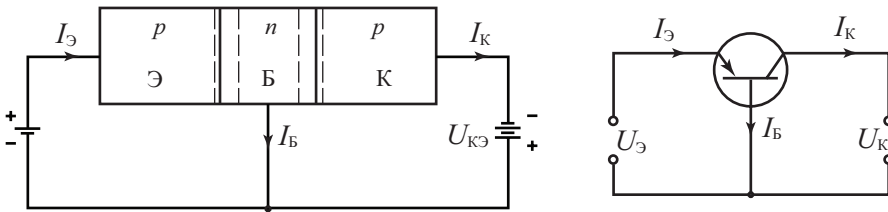


Рис. 5.9. Схема включения транзистора с общей базой

Для нахождения ВАХ в качестве входных параметров выбирают J_3 , U_k , а выходных – J_k , U_3 из соображений удобства измерения. Выразим в (5.13 – 5.15) $(\exp(\beta U_3) - 1)$, подставим в выражение для J_k и получим:

$$\begin{aligned}
 J_{\kappa} &= \alpha_N I'_{\text{э}0} \frac{I_3 + \alpha_1 I (\exp(\beta U_{\kappa}) - 1)}{I'_{\text{э}0}} (\exp(\beta U_3) - 1) - I'_{\kappa 0} (\exp(\beta U_{\kappa}) - 1) = \\
 &= \alpha_N I_3 - (1 - \alpha_N \alpha_1) = \alpha_N I_3 - I_{\kappa 0} (\exp(\beta U_{\kappa}) - 1).
 \end{aligned} \quad (5.16)$$

Следовательно,

$$J_{\kappa} = \alpha_N I_3 - I_{\kappa 0} (\exp(\beta U_{\kappa}) - 1). \quad (5.17)$$

Соотношение (5.17) описывает семейство коллекторных характеристик $I_{\kappa} = f(U_{\kappa})$ с параметром I_3 .

Семейство эмиттерных характеристик $U_3 = f(I_3)$ с параметром U_{κ} получим из (5.13 – 5.15). Учитывая, что $\alpha_1 \frac{I'_{\kappa 0}}{I'_{\text{э}0}} = \alpha_N$, получаем:

$$\exp(\beta U_3) - 1 = \frac{[I_3 + \alpha_1 I'_{\kappa 0} (\exp(\beta U_{\kappa}) - 1)]}{I'_{\text{э}0} + 1}, \quad (5.18)$$

$$\begin{aligned}
 U_3 &= \beta^{-1} \cdot \ln \left[\frac{I_3}{I'_{\text{э}0}} + 1 + \alpha_1 \frac{I'_{\kappa 0}}{I'_{\text{э}0}} + (\exp(\beta U_{\kappa}) - 1) \right] = \\
 &= \frac{kT}{q} \ln \left[\frac{I_3}{I'_{\text{э}0}} + 1 + \alpha_N (\exp(\beta U_{\kappa}) - 1) \right].
 \end{aligned} \quad (5.19)$$

Формулы (5.17) и (5.19) описывают характеристики транзистора, представленные на рисунке 5.10.

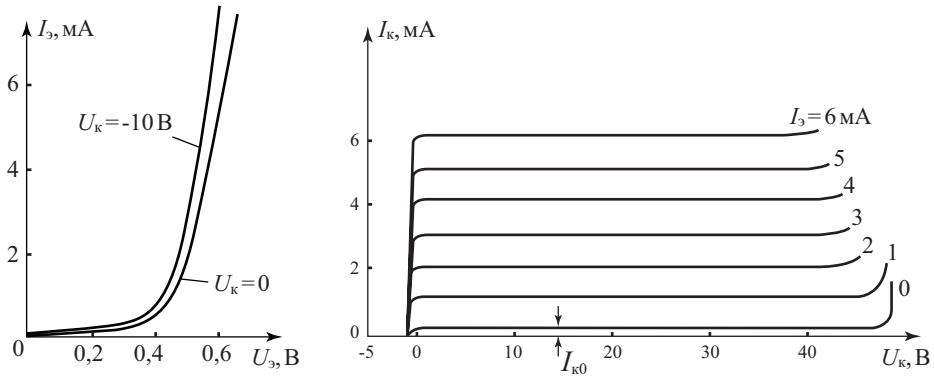


Рис. 5.10. Вольт-амперные характеристики БТ в активном режиме: а) семейство эмиттерных характеристик; б) семейство коллекторных характеристик

Анализ вольт-амперных характеристик биполярного транзистора, приведенных на рисунке 5.10, показывает, что коллекторные характеристики эквидистантны. При напряжении на коллекторе, равном нулю, $U_{\kappa} = 0$, ток коллектора уже достаточно большой и в дальнейшем по мере роста коллекторного напряжения, не меняется. При небольшом прямом смещении коллекторного

перехода коллекторный ток резко убывает и становится равным нулю при значениях смещения на коллекторе, равном напряжению на эмиттере. Для семейства эмиттерных кривых характерна слабая зависимость от коллекторного напряжения. При напряжении на коллекторе, равном нулю, $U_k = 0$, эмиттерная характеристика полностью совпадает с вольт-амперной характеристикой эмиттерного $p-n$ перехода. При увеличении напряжения на коллекторе ток эмиттера слабо меняется вследствие эффекта модуляции ширины базы.

Для активного режима, когда $U_э > 0$, $U_k < 0$, $|U_k| \ll 0$, выражения (5.17) и (5.19) переходят в выражения:

$$I_k = \alpha_N I_э - I_{к0}; \quad (5.20)$$

$$U_э = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_э}{I'_{э0}} \right). \quad (5.21)$$

Идеализированные вольт-амперные характеристики биполярного транзистора в схеме с общей базой в виде (5.21) являются наиболее распространенными при анализе физических процессов, происходящих в базе транзистора.

5.5. Дифференциальные параметры биполярных транзисторов в схеме с общей базой

Основными величинами, характеризующими параметры биполярного транзистора, являются коэффициент передачи тока эмиттера α , сопротивление эмиттерного ($r_э$), и коллекторного (r_k), переходов, а также коэффициент обратной связи эмиттер – коллектор $\mu_{эк}$.

В силу нелинейности вольт-амперных характеристик биполярного транзистора эти параметры являются дифференциальными и зависят от выбора рабочей точки на вольт-амперной характеристике.

Дифференциальным коэффициентом передачи тока эмиттера называется отношение приращения тока коллектора к вызвавшему его приращению тока эмиттера при постоянном напряжении на коллекторе:

$$\alpha = \left. \frac{dI_k}{dI_э} \right|_{U_k = const}. \quad (5.22)$$

Сопротивление эмиттерного перехода $r_э$, определяется:

$$r_э = \left. \frac{dU_э}{dI_э} \right|_{I_k = const}. \quad (5.23)$$

Сопротивление коллекторного перехода r_k , определяется:

$$r_k = \left. \frac{dU_k}{dI_k} \right|_{I_э = const}. \quad (5.24)$$

Коэффициентом обратной связи $\mu_{\text{ЭК}}$ называется отношение приращения напряжения на эмиттере к вызвавшему его приращению напряжения на коллекторе при постоянном токе через эмиттер:

$$\mu_{\text{ЭК}} = \left. \frac{dU_{\text{К}}}{dU_{\text{Э}}} \right|_{I_{\text{Э}} = \text{const}}. \quad (5.25)$$

Для коэффициента передачи α можно записать, учитывая $J_{\text{Э}} = J_{\text{Эр}} + J_{\text{Эн}}$, следующее выражение:

$$\alpha = \frac{dJ_{\text{К}}}{dJ_{\text{Э}}} = \frac{dJ_{\text{Эр}}}{dJ_{\text{Э}}} \frac{dJ_{\text{К}}}{dJ_{\text{Эр}}} = \gamma \cdot \varkappa, \quad (5.26)$$

где $\gamma = \frac{dJ_{\text{Эр}}}{dJ_{\text{Э}}}$ – коэффициент инжекции, или эффективность эмиттера,

$\varkappa = \frac{dJ_{\text{К}}}{dJ_{\text{Эр}}}$ – коэффициент переноса.

Таким образом, γ – доля полезного дырочного тока в полном токе эмиттера $J_{\text{Э}}$, а коэффициент \varkappa показывает долю эмиттерного дырочного тока, без рекомбинации дошедшего до коллекторного перехода.

5.5.1. Коэффициент инжекции

Рассмотрим более подробно выражение для коэффициента переноса. Для этого проанализируем компоненты эмиттерного тока, как показано на зонной диаграмме биполярного транзистора в активном режиме (рис. 5.6б).

Для анализа коэффициента инжекции γ заменим приращение токов $dJ_{\text{Э}}$, $dJ_{\text{К}}$ на их значения $J_{\text{Э}}$, $J_{\text{К}}$. Выразим эмиттерный ток $J_{\text{Э}}$ как сумму электронной $J_{\text{Эн}}$ и дырочной $J_{\text{Эр}}$ компонент $J_{\text{Э}} = J_{\text{Эр}} + J_{\text{Эн}}$. Воспользуемся ранее полученными выражениями для компонент тока $J_{\text{Эр}}$ и $J_{\text{Эн}}$:

$$J_{\text{Эр}} = \frac{qp_{\text{п0}}D_{\text{р}}}{\sigma_{\text{р}}} \cdot \exp(\beta V_{\text{Г}}); \quad J_{\text{Эн}} = \frac{qn_{\text{п0}}D_{\text{н}}}{\sigma_{\text{н}}} \cdot \exp(\beta V_{\text{Г}}). \quad (5.27)$$

Получаем для коэффициента инжекции:

$$\gamma = \frac{J_{\text{Эр}}}{J_{\text{Эр}} + J_{\text{Эн}}} = \frac{1}{1 + \frac{J_{\text{Эн}}}{J_{\text{Эр}}}} = \frac{1}{1 + \frac{n_{\text{п0}}}{p_{\text{п0}}}} = \frac{1}{1 + \frac{n_{\text{и}}^2 N_{\text{ДБ}}}{N_{\text{АЭ}} n_{\text{и}}^2}} \approx 1 - \frac{N_{\text{ДБ}}}{N_{\text{АЭ}}}. \quad (5.28)$$

Из полученного соотношения следует, что для эффективной работы биполярного транзистора p - n - p типа ток эмиттера $J_{\text{Э}}$ должен быть в основном дырочным ($J_{\text{Эр}}$). По этой причине эмиттер биполярного транзистора должен быть легирован существенно сильнее по отношению к уровню легирования базы ($N_{\text{АЭ}} \gg N_{\text{ДБ}}$).

5.5.2. Коэффициент переноса

Коэффициент передачи эмиттерного тока α характеризует изменение коллекторного тока I_k при вызвавшем его изменении эмиттерного тока I_3 .

Ток коллектора обусловлен дырками, дошедшими от эмиттерного перехода до коллекторного. Поэтому важны доля дырок, дошедших до коллекторного перехода и нерекомбинировавших в базе, и доля дырочного тока в эмиттерном токе. Согласно ранее данному определению для дифференциального коэффициента передачи тока эмиттера:

$$\alpha = \frac{dJ_k}{dJ_3} = \frac{dJ_{\text{эп}}}{dJ_3} \frac{dJ_k}{dJ_{\text{эп}}}; \quad \alpha = \gamma \cdot \kappa. \quad (5.29)$$

Зависимость коэффициента инжекции γ от параметров биполярного транзистора была получена ранее. Рассмотрим зависимость коэффициента переноса κ от параметров биполярного транзистора.

Из уравнения непрерывности

$$\frac{dp}{dt} = \frac{p - p_0}{\tau} + \frac{1}{q} \operatorname{div} j \quad (5.30)$$

следует, что в стационарном режиме

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p}{L^2} = -\frac{p_0}{L^2}. \quad (5.31)$$

Решение дифференциального уравнения (5.31) в общем виде будет иметь следующий вид:

$$p(x) = A_1 e^{x/L} + A_2 e^{-x/L} + p_0. \quad (5.32)$$

Запишем граничные условия для (5.31) исходя из того, что заданы эмиттерный ток $J_{\text{эп}} = \gamma J_3$ и коллекторное напряжение U_k .

$$-\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0} = -\frac{I_{\text{эп}}}{qDS}, \quad x = 0, \quad (5.33)$$

$$p(x) = p_0 e^{\beta U_k}, \quad x = W. \quad (5.34)$$

Найдем коэффициенты A_1 и A_2 .

Продифференцировав уравнение в решении (5.32) по x , получаем:

$$-\frac{dp}{dx} = \frac{A_1}{L} e^{x/L} - \frac{A_2}{L} e^{-x/L},$$

с учетом граничных условий (5.33) имеем:

$$\frac{A_1}{L} - \frac{A_2}{L} = \frac{J_{\text{эп}}}{qDS}, \quad A_1 - A_2 = \frac{LJ_{\text{эп}}}{qDS}, \quad (5.35)$$

с учетом граничных условий (5.35) имеем:

$$p_0 e^{\beta U_k} = A_1 e^{W/L} + A_2 e^{-W/L} + p_0. \quad (5.36)$$

Решая совместно уравнения (5.35, 5.36), находим коэффициенты A_1 и A_2 . Затем подставляем A_1 и A_2 в уравнение (5.32) и получаем следующее выражение для распределения концентрации инжектированных дырок $p_n(x)$ по базе биполярного транзистора:

$$p(x) = \frac{L_p J_{\text{эп}}}{qDS} \frac{\operatorname{sh}\left(\frac{W-x}{L_p}\right)}{\operatorname{ch}\left(\frac{W}{L_p}\right)} + p_0 \left[\left(e^{\beta U_k} - 1 \right) \cdot \frac{\operatorname{ch}\left(\frac{x}{L_p}\right)}{\operatorname{ch}\left(\frac{W}{L_p}\right)} + 1 \right]. \quad (5.37)$$

Последний сомножитель в квадратных скобках уравнения (5.37) всегда меньше единицы.

Наконец, разложив гиперболический синус $\operatorname{sh}(x)$ и гиперболический косинус $\operatorname{ch}(x)$ в ряд при условии $x < W \ll L_p$, получаем закон распределения дырок $p_n(x)$ по базе биполярного транзистора в первом приближении:

$$p_n(x) = \frac{J_{\text{эп}} W}{qD_p S} \left(1 - \frac{x}{W} \right). \quad (5.38)$$

Выражение (5.38) показывает, что в первом приближении распределение дырок $p_n(x)$ по толщине базы линейно. Этот вывод понятен и по физическим соображениям. Поскольку ток в базовой области диффузионный и примерно постоянен по ширине базы (так как рекомбинация мала), градиент концентрации дырок постоянен: $\frac{dp}{dx} \approx \text{const}$.

Так как коэффициент переноса

$$\kappa = \frac{\text{ток диффузионный в базе при } x = W}{\text{ток диффузионный в базе при } x = 0}, \quad (5.39)$$

то

$$\kappa = \left(\frac{\left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x=0}}{\left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x=W}} \right)^{-1}. \quad (5.40)$$

Для того, чтобы точно определить коллекторный ток J_k , продифференцируем уравнение (5.37) для концентрации дырок $p(x)$ и рассчитаем это выражение при $x = W$. Тогда

$$\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=W} = \frac{J_{\text{эп}} L_p}{qD_p S \cdot \text{ch}\left(\frac{W}{L_p}\right)} \frac{1}{L_p} \text{ch}\left(\frac{W-x}{L_p}\right). \quad (5.41)$$

Умножив (5.41) на $qD_p S$, получаем с учетом того, что гиперболический $\text{ch}\left(\frac{W-x}{L}\right)$ стремится к единице,

$$J_{\text{к}} = qD_p S \cdot \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=W} = \frac{J_{\text{эп}}}{\text{ch}\left(\frac{W}{L}\right)}. \quad (5.42)$$

Следовательно, коэффициент переноса κ имеет вид:

$$\kappa \equiv \frac{J_{\text{к}}}{J_{\text{эп}}} = \text{ch}^{-1} \frac{W}{L}. \quad (5.43)$$

Уравнение (5.43) является очень важным соотношением для биполярных транзисторов и по этой причине называется фундаментальным уравнением теории транзисторов.

Разлагая гиперболический косинус $\text{ch}(x)$ в ряд при условии, что $x < W$, и используя первый член в этом разложении, получаем:

$$\kappa = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L} \right)^2. \quad (5.44)$$

Полагая значение $W = 0,2L$, получаем:

$$\kappa = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{5} \right)^2 = 0,98. \quad (5.45)$$

Таким образом, значение коэффициента переноса κ будет составлять величину, близкую к единице (отличие не более 2%) при условии, что ширина базы биполярного транзистора W по крайней мере в 5 раз меньше, чем диффузионная длина.

Поскольку коэффициент передачи α определяется произведением коэффициентов инжекции γ и переноса κ как $\alpha = \gamma \cdot \kappa$, то у сплавных транзисторов, где ширина базы составляет $W = 10 \div 20$ мкм, в коэффициенте передачи α главную роль играет коэффициент переноса κ . У диффузионных транзисторов ширина базы равняется $W = (1 \div 2)$ мкм и главную роль в коэффициенте передачи α играет коэффициент инжекции γ .

5.5.3. Дифференциальное сопротивление эмиттерного перехода

Из выражения (5.19) для ВАХ биполярного транзистора легко получить общее выражение для дифференциального сопротивления эмиттерного перехода:

$$r_3 = \left. \frac{dU_3}{dI_3} \right|_{U_k = \text{const}} = \frac{kT/q}{I_3}. \quad (5.46)$$

Для примера рассчитаем r_3 при $I_3 = 1$ мА, получим $r_3 = 25$ Ом.

Если $U_3 = 0$ (условие короткого замыкания), тогда $r_3 = \frac{dU_3}{dI_3} = \frac{\varphi_T}{I'_{30}}$.

Если $I_3 = 0$ (условие холостого хода), то $r_3 = \frac{dU}{dI_3} = \frac{\varphi_T}{I'_{30}(1-\alpha)} = \frac{\varphi_T}{I_{30}}$.

5.5.4. Дифференциальное сопротивление коллекторного перехода

Дифференциальное сопротивление коллекторного перехода r_k определяется как

$$r_k = \left. \frac{dU_k}{dI_k} \right|_{I_3 = \text{const}}. \quad (5.47)$$

В активном режиме при $U_k \ll 0$ зависимость тока коллектора I_k от параметров биполярного транзистора выглядит следующим образом: $I_k = \alpha I_3 + I_{k0}$. Из приведенного соотношения следует, что в явном виде ток коллектора I_k от напряжения на коллекторе U_k не зависит. Поэтому в первом приближении сопротивление коллекторного перехода r_k при $U_k \ll 0$ стремится к бесконечности.

Проанализируем возможность зависимости коэффициента передачи α от напряжения на коллекторе U_k . Эта зависимость может проявиться через следующие цепочки: изменение напряжения на коллекторе изменит ширину объединенной области p - n перехода, в свою очередь изменение ширины объединенной области p - n перехода вызовет изменение ширины базы, а изменение ширины базы изменит коэффициент передачи эмиттерного тока. С учетом изложенного получим следующие выражения для расчета дифференциального сопротивления коллекторного перехода:

$$r_k = \frac{dU_k}{dW} \frac{dW}{d\alpha} \frac{d\alpha}{dI_k}. \quad (5.48)$$

Изменение коэффициента передачи α биполярного транзистора вследствие модуляции ширины базы при изменении коллекторного напряжения U_k получило название «эффект Эрли» (рис. 5.11).

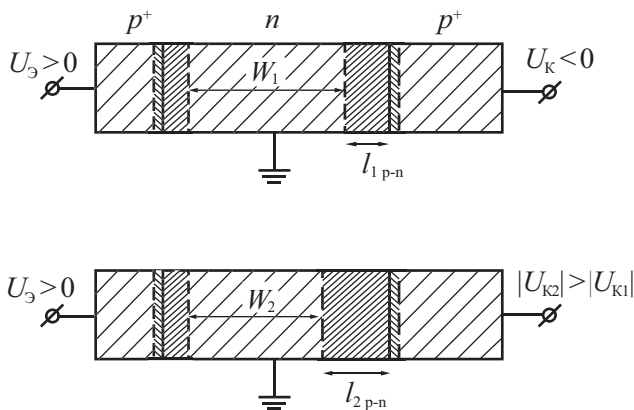


Рис. 5.11. Эффект Эрли – эффект модуляции ширины базы биполярного транзистора

Рассмотрим, как модуляция ширины базы влияет на коэффициент передачи α . Выражение для коэффициента передачи α имеет следующий вид:

$$\alpha = \gamma \cdot \kappa = \left(1 - \frac{N_{\text{ДБ}}}{N_{\text{АЭ}}}\right) \cdot \left(1 - \frac{1}{2} \frac{W^2}{L_p^2}\right). \quad (5.49)$$

Для несимметричного $p^+ - n$ перехода обедненная область локализована в слабо легированной части $p - n$ перехода и ее ширина

$$l_{p-n} = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_k - U_k)}{qN_{\text{ДБ}}}}. \quad (5.50)$$

При изменении напряжения на коллекторе U_k меняется ширина обедненной области l_{p-n} , а следовательно, и ширина базы биполярного транзистора W . Этот эффект обуславливает конечное значение дифференциального сопротивления коллекторного перехода (рис. 5.12). Более подробно соотношение (5.48) перепишем в следующем виде:

$$r_k = \frac{dU}{dl_{p-n}} \cdot \frac{\partial l_{p-n}}{\partial W} \frac{\partial W}{\partial \kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial I_k}. \quad (5.51)$$

С учетом сказанного получаем выражение для дифференциального сопротивления коллекторного перехода:

$$r_k = \frac{\partial U_k}{\partial I_k} = \sqrt{\frac{2qN_D}{\varepsilon_s \varepsilon_0}} \cdot \frac{L^2}{W} \cdot \frac{\sqrt{U_k}}{\mathcal{A}_s}. \quad (5.52)$$

Рассчитаем для примера численное значение сопротивления коллекторного перехода r_k при следующих параметрах биполярного транзистора на основе кремния (Si):

$$N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}; L = 0,1 \text{ мм}; W = 30 \text{ мкм}, U_k = 5\text{В}, I_s = 1 \text{ мА}, \varepsilon_{\text{Si}} = 11,8.$$

Подставляя параметры в выражение (5.52), получаем $r_k \approx 5,2 \text{ МОм}$.

На рисунке 5.12 приведены выходные характеристики биполярного транзистора в схеме с общей базой, иллюстрирующие влияние эффекта Эрли.

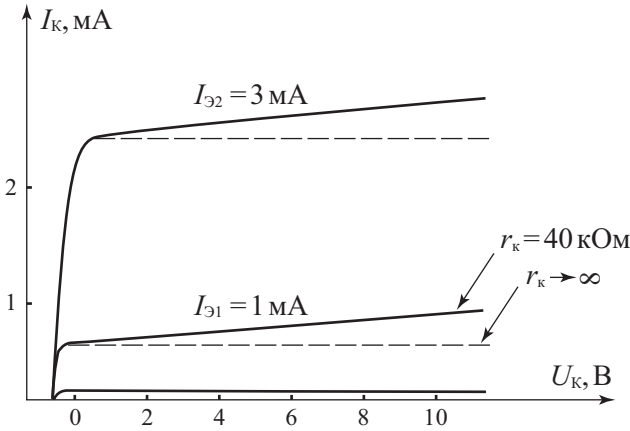


Рис. 5.12. Коллекторные характеристики биполярного транзистора в схеме с общей базой, иллюстрирующие влияние эффекта Эрли

5.5.5. Коэффициент обратной связи

Коэффициент обратной связи по напряжению в биполярном транзисторе в схеме с общей базой показывает, как изменится напряжение на эмиттерном переходе при единичном изменении напряжения на коллекторном переходе при условии, что ток эмиттера поддерживается постоянным:

$$\mu_{\text{эк}} = \left. \frac{dU_{\text{к}}}{dU_{\text{э}}} \right|_{I_{\text{э}} = \text{const}} \quad (5.53)$$

Ненулевое значение коэффициента обратной связи также обусловлено эффектом Эрли. Аналогично, как и для коллекторного напряжения, распишем цепочку, показывающую взаимосвязь параметров.

Требование постоянства эмиттерного тока $I_{\text{э}} = \text{const}$ для биполярного транзистора при диффузионном механизме переноса носителей через базу обуславливает постоянство градиента концентрации инжектированных носителей

$\frac{dp}{dx} = \text{const}$. При увеличении напряжения на коллекторе $U_{\text{к}}$ увеличивается

ширина обедненной области l_{p-n} коллекторного $p-n$ перехода, что вызывает уменьшение ширины квазинейтрального объема базы W . Это, в свою очередь, влечет за собой уменьшение концентрации инжектированных носителей $p_n(0)$ на границе эмиттерного перехода (так как градиент $\frac{dp}{dx}$ должен

оставаться постоянным) (рис. 5.13). Поскольку концентрация инжектирован-

ных дырок на границе эмиттерного перехода $p_n(0) = p_0 \cdot \exp(\beta U_3)$ определяется напряжением на эмиттере, то ее уменьшение возможно только при уменьшении напряжения U_3 на эмиттере.

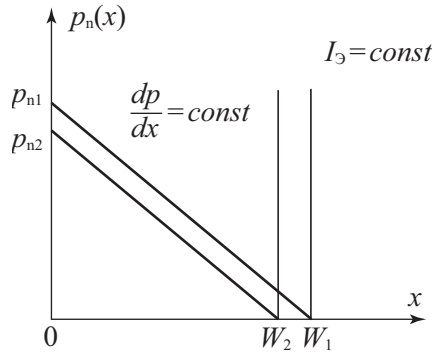


Рис. 5.13. Влияние эффекта модуляции ширины базы БТ на концентрацию неосновных носителей на границе эмиттер – база

Таким образом, если поставлено условие: $I_3 = const$, $\frac{dp}{dx} = const$, то при увеличении коллекторного напряжения U_k должно происходить уменьшение эмиттерного напряжения U_3 .

Физически наличие обратной связи по напряжению в биполярном транзисторе в схеме с общей базой обусловлено эффектом модуляции ширины базы.

Получим выражение для коэффициента обратной связи. Поскольку $p(0) = p_0 e^{\beta U_3}$, то $\frac{dp(0)}{dU_3} = \beta \cdot p(0)$. Учтем, что $\frac{dp}{dW} = -\frac{p(0)}{W}$, так как градиент постоянен. Зависимость ширины базы от напряжения на коллекторе $\frac{dW}{dU_k}$ была получена ранее. Тогда

$$\begin{aligned} \frac{dU_3}{dU_k} &= \frac{dU_3}{dp} \cdot \frac{dp}{dW} \cdot \frac{dW}{l_{p-n}} \cdot \frac{dl_{p-n}}{dU_k} = -\frac{1}{p(0)} \cdot \frac{p(0)}{W} \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_s \epsilon_0}{2qN_D}} \cdot \frac{1}{\sqrt{U_k}} = \\ &= -\sqrt{\frac{\epsilon_s \epsilon_0}{2qN_D}} \cdot \frac{\phi_1}{W \sqrt{U_k}}. \end{aligned} \quad (5.54)$$

Следовательно, выражение для коэффициента обратной связи по напряжению μ_k в биполярном транзисторе в схеме с общей базой в зависимости от конструктивно-технологических параметров имеет следующий вид:

$$\mu_{\text{ЭК}} = -\sqrt{2 \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{q N_{\text{ДБ}}} \frac{\varphi_1}{W \sqrt{U_{\text{к}}}}}. \quad (5.55)$$

Подставив те же параметры биполярного транзистора, что и в предыдущем примере, получаем $\mu_{\text{ЭК}} = -1,1 \cdot 10^{-5}$. Знак «минус» в выражении для $\mu_{\text{ЭК}}$ означает, что при увеличении напряжения на коллекторе $U_{\text{к}}$ происходит уменьшение напряжения на эмиттере $U_{\text{э}}$.

5.5.6. Объемное сопротивление базы

Объемное сопротивление базы БТ в схеме с общей базой определяется чисто геометрическими особенностями конструкции БТ. Для сплавного транзистора, как показано на рисунке 5.14, общее сопротивление будет складываться из сопротивления активной (1), промежуточной (2) и пассивной (3) областей.

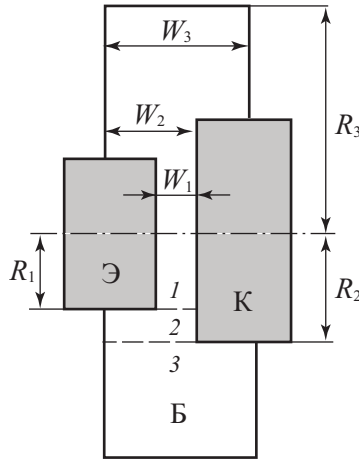


Рис. 5.14. Схема БТ, иллюстрирующая расчет объемного сопротивления базы [52]

Геометрический ряд этих сопротивлений дает значение:

$$r_6 = \frac{\rho}{2\pi} \left(\frac{0,5}{W_1} + \frac{1}{W_2} \ln \frac{R_2}{R_1} + \frac{1}{W_3} \ln \frac{R_3}{R_2} \right), \quad (5.56)$$

где в скобках первое слагаемое – сопротивление цилиндра, второе – сопротивление одного кольца, третье – сопротивление другого кольца. Независимость от ширины цилиндра связана с тем, что ток базы рекомбинационный и зависит от объема вещества. Подставляя параметры: $\rho_6 = 5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$; $W_1 = 50 \text{ МОм}$; $W_2 = 5W_1$; $W_3 = 9W_1$; $R_2 = 1,5R_1$; $R_3 = 5R_1$, получаем $r_6 = 150 \text{ Ом}$.

5.5.7. Тепловой ток коллектора

Тепловым током коллектора $I_{к0}$ называют коллекторный ток I_k , измеренный в режиме разомкнутого эмиттерного перехода (режим холостого хода в эмиттерной цепи $I_{эп} = 0$ при большом обратном смещении на коллекторном переходе).

Тепловой ток коллектора отличается от обратного тока диодного $p-n$ перехода, поскольку в биполярном транзисторе есть еще и эмиттерный переход.

Из уравнения (5.37) следует, что условие $I_{эп} = 0$ определяет следующее уравнение для распределения дырок $p_n(x)$ по базе биполярного транзистора:

$$p(x) = p_0 \left(1 - \frac{ch \frac{x}{L}}{ch \frac{W}{L}} \right). \quad (5.57)$$

Продифференцировав уравнение (5.57) по x , рассчитаем затем градиент при $x = W$:

$$\frac{dp}{dx} = p_0 \frac{sh \frac{W}{L}}{L ch \frac{W}{L}}. \quad (5.58)$$

Умножив градиент на коэффициент qDS , получаем тепловой ток коллектора:

$$I_{к0} = \frac{qDSp_0}{L} th \frac{W}{L}. \quad (5.59)$$

Поскольку $W \ll L$, гиперболический тангенс легко разлагается в ряд: $th \frac{W}{L} \cong \frac{W}{L}$.

$$I_{к0} = S \frac{qDp_0}{L} \cdot \frac{W}{L}. \quad (5.60)$$

Из уравнения (5.60) следует, что тепловой ток коллектора $I_{к0}$ много меньше теплового тока диодного $p-n$ перехода: $I'_{к0} = S \frac{qDp_0}{L}$.

Легко показать, что в случае изменения теплового тока коллектора на эмиттерном переходе транзистора появится небольшое отрицательное напряжение U_3 .

Действительно, из уравнения (5.19) следует, что при $I_3 = 0$ напряжение U_3 будет:

$$U_3 = \frac{kT}{q} \ln(1 - \alpha). \quad (5.61)$$

Если значение коэффициента передачи α равняется $\alpha = 0,98$, то численное значение $\ln(0,02) \sim -5$. Тогда $U_3 = -5 kT/q = -0,1$ В.

При измерении теплового тока коллектора число дырок в базе очень мало, поскольку цепь эмиттера разомкнута. Даже на границе с эмиттерным переходом концентрация дырок $p_n(0)$ будет много меньше, чем равновесная концентрация p_0 :

$$p(0) = p_0 \left[1 - ch^{-1} \left(\frac{W}{L} \right) \right] = p_0 \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L} \right)^2 \ll p_0. \quad (5.62)$$

5.6. Биполярный транзистор в схеме с общим эмиттером

Схема включения биполярного транзистора с общим эмиттером приведена на рисунке 5.15.

Характеристики транзистора в этом режиме будут отличаться от характеристик в режиме с общей базой. В транзисторе, включенном по схеме с общим эмиттером, имеет место усиление не только по напряжению, но и по току. Входными параметрами для схемы с общим эмиттером будут ток базы $I_б$, и напряжение на коллекторе $U_к$, а выходными характеристиками будут ток коллектора $I_к$ и напряжение на эмиттере U_3 .

Ранее при анализе биполярного транзистора в схеме с общей базой была получена связь между током коллектора и током эмиттера в следующем виде:

$$I_к = \alpha I_3 + I_{к0}. \quad (5.63)$$

В схеме с общим эмиттером (в соответствии с первым законом Кирхгофа) $I_3 = I_б + I_к$.

$$I_к = \alpha(I_к + I_б) + I_{к0} + \frac{U_к}{r_к}; \quad I_к - \alpha I_к = I_{к0} + \alpha I_б + \frac{U_к}{r_к}, \quad (5.64)$$

после перегруппирования сомножителей получаем:

$$I_к = \frac{\alpha}{1 - \alpha} I_б + \frac{I_{к0}}{1 - \alpha} + \frac{U_к}{(1 - \alpha)r_к}. \quad (5.65)$$

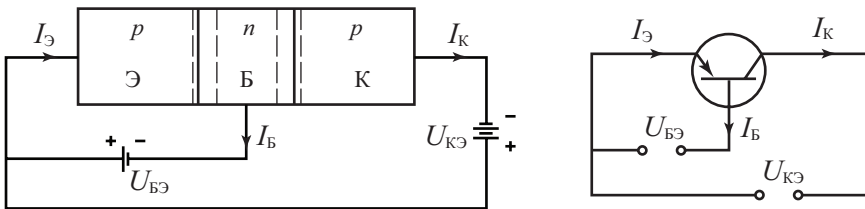


Рис. 5.15. Схема включения транзистора с общим эмиттером

Коэффициент $\frac{\alpha}{1-\alpha}$ перед множителем I_6 показывает, как изменяется ток коллектора I_k при единичном изменении тока базы I_6 . Он называется коэффициентом усиления по току биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером. Обозначим этот коэффициент значком β .

$$\beta = \frac{\alpha}{1-\alpha}. \quad (5.66)$$

Поскольку величина коэффициента передачи α близка к единице ($\alpha < 1$), то из уравнения (5.66) следует, что коэффициент усиления β будет существенно больше единицы ($\beta \gg 1$). При значениях коэффициента передачи $\alpha = 0,98 \div 0,99$ коэффициент усиления будет лежать в диапазоне $\beta = 50 \div 100$.

С учетом (5.66), а также $I_{k0}^* = \frac{I_{k0}}{1-\alpha}$ выражение (5.65) можно переписать в виде:

$$I_k = \beta I_6 + I_{k0}^* + \frac{U_k}{r_k^*}, \quad (5.67)$$

где $I_{k0}^* = (1 + \beta)I_{k0}$ – тепловой ток отдельно взятого $p-n$ перехода, который много больше теплового тока коллектора I_{k0} , а величина r_k определяется как

$$r_k^* = \frac{r_k}{1 + \beta}.$$

Продифференцировав уравнение (5.67) по току базы I_6 , получаем $\beta = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_6}$. Отсюда следует, что коэффициент усиления β показывает, во сколько раз изменяется ток коллектора I_k при изменении тока базы I_6 .

Для характеристики величины β как функции параметров биполярного транзистора вспомним, что коэффициент передачи эмиттерного тока определяется как $\alpha = \gamma \cdot \kappa$, где $\kappa = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L} \right)^2$. Следовательно, $\alpha = \gamma - \frac{1}{2} \gamma \left(\frac{W}{L} \right)^2$.

Для величины β было получено значение: $\beta = \frac{\alpha}{1-\alpha}$. Поскольку $\frac{W}{L} \ll 1$, а $\gamma \approx 1$, получаем:

$$\beta = \frac{\gamma - \frac{1}{2} \gamma \left(\frac{W}{L} \right)^2}{1 - \gamma + \frac{1}{2} \gamma \left(\frac{W}{L} \right)^2} \approx 2 \frac{L^2}{W^2}. \quad (5.68)$$

Учтем, что тока базы I_6 в β раз меньше тока эмиттера I_3 , а тепловой ток эмиттерного p - n перехода в β раз больше теплового тока эмиттера I_3 . Из соотношений (5.67) и (5.20 – 5.21) следует, что в активном режиме для биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером будут справедливы следующие соотношения

$$I_k = \beta I_6 + I_{k0}^* ; \quad (5.69)$$

$$U_3 = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_6}{I_{30}} \right). \quad (5.70)$$

На рисунке 5.16 приведены вольт-амперные характеристики биполярного транзистора, включенного по схеме с общим эмиттером. Сравнивая эти характеристики с аналогичными характеристиками для биполярного транзистора в схеме с общей базой (рис. 5.10), можно видеть, что они качественно подобны.

Зависимость тока коллектора I_k от напряжения на коллекторе U_k с параметром управляющего тока базы I_6 представляет из себя семейство эквидистантных кривых. Обратим внимание, что значение тока базы I_6 в β раз меньше, чем значение тока коллектора I_k , соответствующего этому значению тока базы. При нулевом напряжении на коллекторе $U_k = 0$ ток в цепи коллектор – эмиттер отсутствует.

Зависимость тока базы I_6 от напряжения на эмиттере U_3 представляет из себя экспоненциальную зависимость, характерную для тока прямосмещенного p - n перехода. Поскольку ток базы – рекомбинационный, то его I_6 величина в β раз меньше, чем инжекционный ток эмиттера I_3 . При росте коллекторного напряжения U_k входная характеристика смещается в область больших напряжений U_3 . Это связано с тем, что вследствие модуляции ширины базы (эффект Эрли) уменьшается доля рекомбинационного тока в базе биполярного транзистора.

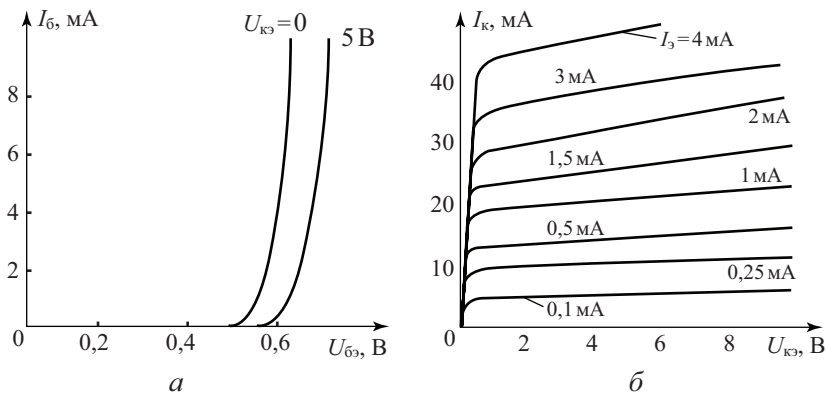


Рис. 5.16. Входные (а) и выходные (б) характеристики транзистора КТ 218, включенного по схеме с общим эмиттером [75, 78, 79]

Проанализируем, почему малые изменения тока базы I_b вызывают значительные изменения коллекторного тока I_k . Значение коэффициента β , существенно большее единицы, означает, что коэффициент передачи α близок к единице. В этом случае коллекторный ток близок к эмиттерному току, а ток базы (по физической природе рекомбинационный) существенно меньше и коллекторного и эмиттерного тока. При значении коэффициента $\alpha = 0,99$ из 100 дырок, инжектированных через эмиттерный переход, 99 экстрагируются через коллекторный переход, и лишь одна прорекомбинирует с электронами в базе и даст вклад в базовый ток.

Увеличение базового тока в два раза (должны прорекомбинировать две дырки) вызовет в два раза большую инжекцию через эмиттерный переход (должно инжектироваться 200 дырок) и, соответственно, экстракцию через коллекторный (экстрагируется 198 дырок). Таким образом, малое изменение базового тока, например, с 5 до 10 мкА, вызывает большие изменения коллекторного тока, соответственно с 500 мкА до 1000 мкА.

5.7. Эквивалентная схема биполярного транзистора

Полученные в предыдущих разделах соотношения описывают взаимосвязь входных и выходных параметров биполярного транзистора в аналитической форме. Существует и другая форма представления этой взаимосвязи в виде эквивалентных схем, когда реальные процессы в нелинейных устройствах можно заменить на набор активных (источники тока и напряжения) и пассивных (резисторы, емкости) элементов, адекватно описывающих взаимосвязь входных и выходных параметров. На основе рассмотренных характеристик представим эквивалентную схему транзистора при включении по схеме с общей базой в следующем виде. Основные пассивные элементы (сопротив-

ления r_3 , r_k , r_b , емкости коллекторного C_B и эмиттерного C_d переходов), активные элементы (генератор тока αI_3 в коллекторной цепи, источник ЭДС $\mu_{ЭК} U_K$ в эмиттерной цепи, отражающей обратную связь между эмиттером и коллектором) изображены на эквивалентной схеме (рис. 5.17).

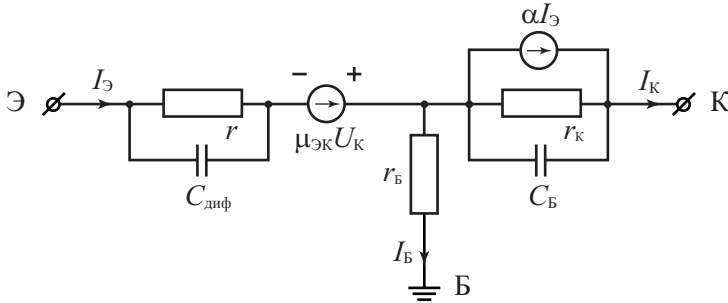


Рис. 5.17. Эквивалентная схема биполярного транзистора в схеме с общей базой

Приведенная эквивалентная схема справедлива для рассмотрения статических характеристик биполярного транзистора, а также для рассмотрения этих характеристик в области низких частот. Эта схема называется Т-образной эквивалентной схемой, отражает основные физические процессы, происходящие в транзисторе, и удобна для их анализа (рис. 5.18).

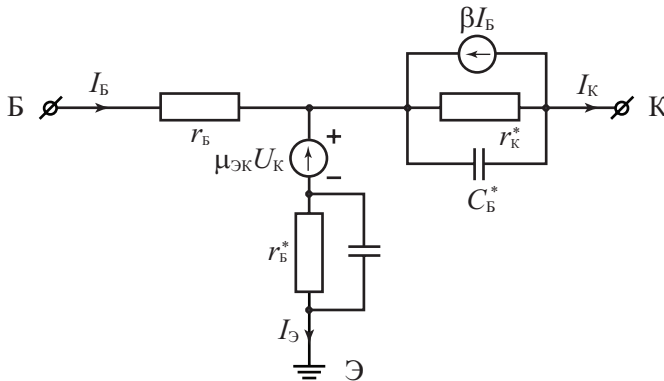


Рис. 5.18. Эквивалентная схема биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером

Основные параметры эквивалентной схемы транзистора выражаются через конструктивно-технологические параметры следующим образом:

$$r_3 = \frac{kT}{q} \frac{1}{I_3}; \quad r_k = \sqrt{\frac{2qN_D}{\epsilon_s \epsilon_0}} \cdot \frac{L_p^2}{W} \cdot \frac{\sqrt{|U_K|}}{\gamma I_3}; \quad \mu_{ЭК} = -\sqrt{\frac{\epsilon_s \epsilon_0}{qN_{DB}}} \frac{kT/q}{W \sqrt{|U_K|}};$$

$$\alpha = \frac{\partial J_{\text{эп}}}{\partial J_{\text{э}}} \frac{\partial J_{\text{к}}}{\partial J_{\text{эп}}} = \gamma \cdot \varkappa; \quad \gamma = \frac{dJ_{\text{эп}}}{dJ_{\text{э}}} = 1 - \frac{N_{\text{ДБ}}}{N_{\text{АЭ}}}; \quad \varkappa = \frac{dJ_{\text{к}}}{dJ_{\text{эп}}} = 1 - \frac{1}{2} \frac{W^2}{L^2}. \quad (5.71)$$

Величины коэффициентов α , $r_{\text{э}}$, $r_{\text{к}}$, $\mu_{\text{эк}}$ для биполярного транзистора лежат в пределах:

$$\alpha = 0,95 \div 0,995, \quad r_{\text{э}} = 1 \div 10 \text{ Ом}, \quad r_{\text{к}} = 10 \div 10^6 \text{ Ом}, \quad \mu_{\text{эк}} = 10^{-3} \div 10^{-5}.$$

Для биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером эквивалентная схема выглядит аналогично.

Основные параметры эквивалентной схемы имеют тот же вид, что и в схеме с общей базой, кроме $C_{\text{к}}^*$ и $r_{\text{к}}^*$, равных: $C_{\text{к}}^* = C_{\text{к}}(\beta + 1)$, $r_{\text{к}}^* = r_{\text{к}}(\beta + 1)$.

5.8. Эффект оттеснения тока эмиттера

При технологической реализации биполярных транзисторов в интегральных схемах их конструктивно-технологические параметры существенно меняются по сравнению с дискретными приборами. Наиболее распространенными процессами технологий биполярных интегральных схем является изопланарная технология. В этой технологии для коллектора используют внутренние скрытые слои, на которые впоследствии либо эпитаксиально наращивают слой другого типа проводимости, играющий роль базы биполярного транзистора, либо формируют их диффузионным методом. На рисунке 5.19 приведена структура интегрального n - p - n транзистора и профиля распределения примесей для диффузионных методов формирования базы и эмиттера [15].

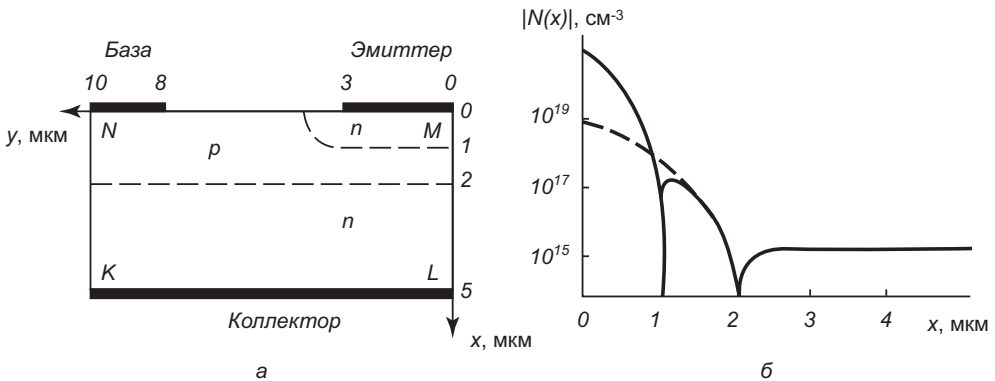


Рис. 5.19. Двумерная структура (а) и профиль примеси (б) интегрального n - p - n транзистора

На вольт-амперной характеристике биполярного интегрального транзистора появляется ряд особенностей, связанных с двумерным пространствен-

ным распределением тока между эмиттером и коллектором. Одним из основных эффектов для интегральных транзисторов является диффузионное расширение базы в коллекторную область, известной под названием эффекта Кирка.

Вольт-амперные характеристики такого транзистора уже не описываются одномерной моделью, изложенной в предыдущих разделах. Для описания ВАХ используются решается система уравнение Пуассона и уравнения непрерывности тока для двумерной транзисторной структуры.

На рисунке 5.20а показано распределение плотности тока в плоскости эмиттерного и коллекторного перехода и контакта п-области коллектора с металлизацией при двух значениях (низком и высоком) тока коллектора. На рисунке 5.20б показано распределение линий инжектированного электронного тока между эмиттером и коллектором.

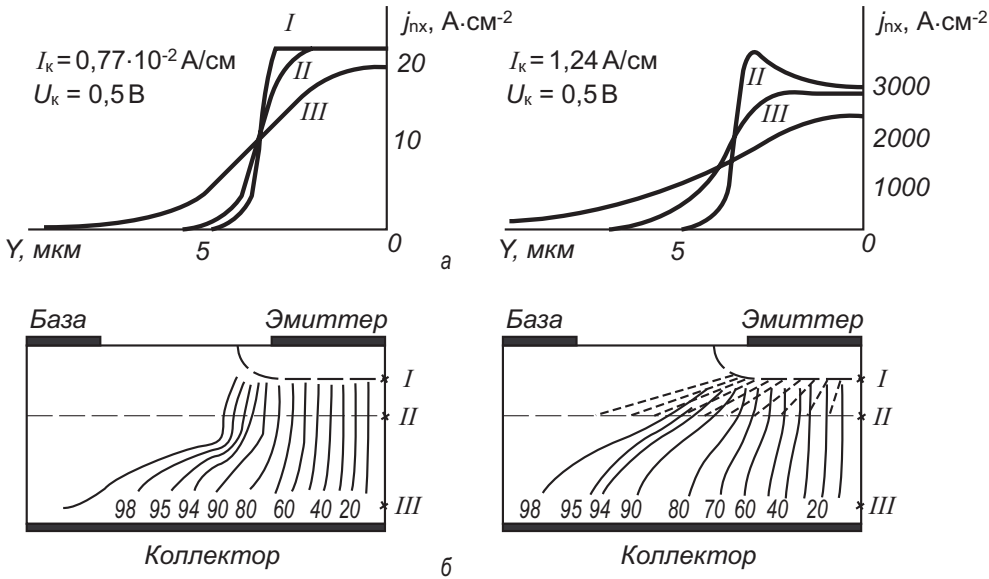


Рис. 5.20. Распределение плотности электронного тока вдоль эмиттерного (I), коллекторного (II) переходов и контакта коллектора (III) (а) и линий электронного тока в двумерной транзисторной структуре (б).

Цифры около линий соответствуют процентному отношению электронного тока к общему току, протекающему между этой линией и осью симметрии x [15]

Эффект вытеснения тока эмиттера наглядно иллюстрируется на рисунке 5.20. При увеличении уровня инжекции линии тока с большей плотностью смещаются к боковым границам эмиттера.

На рисунке 5.21 показано распределение этих потенциальных поверхностей под площадью эмиттера. Характерный изгиб этих эквипотенциалей яв-

ляется наглядным подтверждением эффекта расширения базы к коллекторную область.

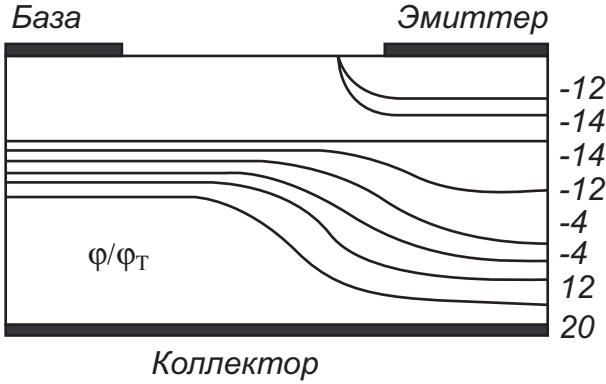


Рис. 5.21. Распределение линий электростатического потенциала в двумерной транзисторной структуре ($I_k = 0,35 \text{ A/cm}$, $U = 0,5 \text{ В}$) [15]

5.9. Составные транзисторы

Создание мощного высоковольтного транзистора, предназначенного для работы в режиме переключения и характеризующегося переходом из закрытого состояния с высоким обратным напряжением в открытое состояние с большим током коллектора, т.е. с высоким коэффициентом β , имеет схемотехническое решение.

Как отмечалось в разделе 5.7, значение коэффициента β характеризует качество биполярного транзистора, поскольку чем больше коэффициент β , тем эффективнее работает транзистор. Коэффициент усиления по току биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером β определяется следующим

соотношением: $\beta = 2 \frac{L_p^2}{W^2}$. Для увеличения значения коэффициента β нужно

либо уменьшить ширину базы биполярного транзистора W , либо увеличить диффузионную длину L_p . Так как диффузионная длина $L_p = \sqrt{D\tau_p}$, то нужно увеличить либо подвижность носителей μ , либо время жизни τ_p . Это достаточно трудно, так как необходимо использовать материалы с высокой подвижностью для электронов (например, GaAs, InP), причем только в транзисторах $n-p-n$.

Между тем имеется схемотехническое решение, когда определенным образом соединенные два биполярных транзистора имеют характеристики как для одного транзистора с высоким коэффициентом передачи β эмиттерного

тока. Такая комбинация получила название составного транзистора, или схемы Дарлингтона (рис. 5.22). В составном транзисторе база первого транзистора T_1 соединена с эмиттером второго транзистора T_2 $dI_{\text{б}1} = dI_{\text{э}2}$. Коллекторы обоих транзисторов соединены, и этот вывод является коллектором составного транзистора. База первого транзистора играет роль базы составного транзистора $dI_{\text{б}} = dI_{\text{б}1}$, а эмиттер второго транзистора – роль эмиттера составного транзистора $dI_{\text{э}} = dI_{\text{э}1}$.

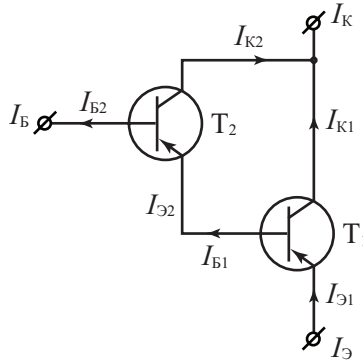


Рис. 5.22. Схема составного транзистора

Получим выражение для коэффициента усиления по току β для схемы Дарлингтона. Выразим связь между изменением тока базы $dI_{\text{б}}$ и вызванным вследствие этого изменением тока коллектора $dI_{\text{к}}$ составного транзистора следующим образом:

$$dI_{\text{к}1} = \beta_1 dI_{\text{б}1}; \quad dI_{\text{э}1} = (\beta_1 + 1)dI_{\text{б}1}; \quad (5.72)$$

$$dI_{\text{к}2} = \beta_2 dI_{\text{б}2} = \beta_2 (\beta_1 + 1)dI_{\text{б}1}; \quad (5.73)$$

$$\begin{aligned} dI_{\text{к}} &= dI_{\text{к}1} + dI_{\text{к}2} = \beta_1 dI_{\text{б}1} + \beta_2 \beta_1 dI_{\text{б}1} + \beta_2 dI_{\text{б}1} = \\ &= (\beta_1 + \beta_1 \beta_2 + \beta_2) dI_{\text{б}1} = (\beta_1 + \beta_1 \beta_2 + \beta_2) dI_{\text{б}} = \beta \Sigma dI_{\text{б}}; \end{aligned} \quad (5.74)$$

$$\beta \Sigma = \beta_1 + \beta_1 \beta_2 + \beta_2 \approx \beta_1 \beta_2. \quad (5.75)$$

Поскольку для биполярных транзисторов коэффициент усиления по току обычно не составляет несколько десятков ($\beta_1, \beta_2 \gg 1$), то суммарный коэффициент усиления составного транзистора будет определяться произведением коэффициентов усиления каждого из транзисторов $\beta \Sigma \approx \beta_1 \beta_2$ и может быть достаточно большим по величине.

Отметим особенности режима работы таких транзисторов. Поскольку эмиттерный ток первого транзистора $I_{\text{э}1}$ является базовым током второго транзистора $dI_{\text{б}2}$, то, следовательно, транзистор T_1 должен работать в микро-мощном режиме, а транзистор T_2 в режиме большой инжекции, их эмиттерные токи отличаются на 1-2 порядка. При таком неоптимальном выборе рабочих характеристик биполярных транзисторов T_1 и T_2 не удастся в каждом

из них достичь высоких значений усиления по току. Тем не менее, даже при значениях коэффициентов усиления $\beta_1, \beta_2 \sim 30$ суммарный коэффициент усиления $\beta\Sigma$ составит $\beta\Sigma \sim 1000$.

Высокие значения коэффициента усиления в составных транзисторах реализуются только в статическом режиме, поэтому составные транзисторы нашли широкое применение во входных каскадах операционных усилителей. В схемах на высоких частотах составные транзисторы уже не имеют таких преимуществ, наоборот, и граничная частота усиления по току, и быстродействие составных транзисторов меньше, чем эти же параметры для каждого из транзисторов T_1 и T_2 .

5.10. Дрейфовые транзисторы

В предыдущих разделах рассматривался перенос инжектированных носителей через базу биполярного транзистора. Процесс переноса являлся диффузионным, поскольку электрическое поле в базе отсутствует. При диффузионном переносе скорость направленного движения носителей $v_{\text{диф}} = \frac{L_p}{\tau_p}$ невы-

сока и, следовательно, время переноса носителей через базу будет большим. Для повышения быстродействия транзисторов необходимо уменьшить время пролета, а следовательно, увеличить скорость движения инжектированных носителей в базе. Одним из способов этого будет переход от диффузионного к дрейфовому механизму переноса в базе.

За счет внешних источников напряжения создать электрическое поле в квазинейтральном объеме барьерных структур не представляется возможным. В дрейфовых транзисторах используется принцип встраивания электрического поля в базу (аналогично электретному механизму для диэлектриков). Этот принцип реализуется путем неоднородного легирования базы.

Рассмотрим неоднородно легированный полупроводник n -типа, в котором концентрация примеси N_D меняется по координате x (рис. 5.23). В таком полупроводнике будет градиент концентрации свободных носителей, обусловленный градиентом концентрации примеси при условии полной ионизации. Градиент концентрации свободных носителей приводит к возникновению диффузионного тока $j_D = qD \frac{dn}{dx}$. Этот ток вызовет перераспределение

свободных носителей, в то время как ионизованные доноры останутся на своих прежних местах. Вследствие этого возникает электрическое поле E , препятствующее дальнейшему разделению электронов и вызывающее появление дрейфовой компоненты электрического тока.

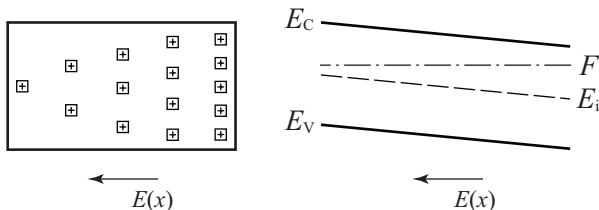


Рис. 5.23. Схематическое изображение неоднородно легированного полупроводника n -типа и его зонная диаграмма

В стационарных условиях в неоднородно легированном полупроводнике существуют электрическое поле $E(x)$ и равные по величине, но противоположные по направлению дрейфовая j_E и диффузионная j_D компоненты тока:

$$j = j_D + j_E = qD \frac{dn}{dx} + \mu E(x)n(x) = 0. \quad (5.76)$$

Таким образом, из уравнения (5.76) следует, что величина электрического поля $E(x)$ будет:

$$E(x) = -\frac{D_p}{\mu_p} \cdot \frac{1}{n(x)} \cdot \frac{dn(x)}{dx}. \quad (5.77)$$

Используя соотношение Эйнштейна $\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{q}$, получаем:

$$E(x) = -\frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{n(x)} \cdot \frac{dn(x)}{dx} = -\frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{N_D(x)} \cdot \frac{dN_D(x)}{dx}. \quad (5.78)$$

В случае экспоненциального распределения легирующей примеси $N_D(x)$ с характерным параметром L_0 , закон распределения концентрации основных носителей будет аналогичен закону распределения примеси $n(x) = n_0 e^{-\frac{x}{L_0}}$ (рис. 5.23). Получим выражение для электрического поля при таком законе распределения. Продифференцируем выражение для концентрации:

$$\frac{dn}{dx} = -n_0 \frac{1}{L_0} e^{-\frac{x}{L_0}} = -\frac{n(x)}{L_0}. \quad (5.79)$$

Подставляя выражение (5.79) в уравнение (5.78), получаем для электрического поля

$$E(x) = \frac{kT}{q} \frac{1}{L_0}. \quad (5.80)$$

Из полученного соотношения следует, что при экспоненциальном законе распределения примеси в полупроводнике возникает постоянное электрическое поле E , значение которого определяется уравнением (5.80).

Рассмотрим эту ситуацию применительно к биполярному транзистору $p-n-p$ типа. В случае неоднородно легированной базы (причем вблизи эмиттера база должна быть сильно легирована, а вблизи коллектора – слабо) электрическое поле в базе направлено от эмиттерного перехода к коллекторному. При инжекции неосновных носителей (дырок) они будут ускоренно двигаться в электрическом поле и добавят к диффузионному процессу переноса через базу дополнительно дрейфовый перенос.

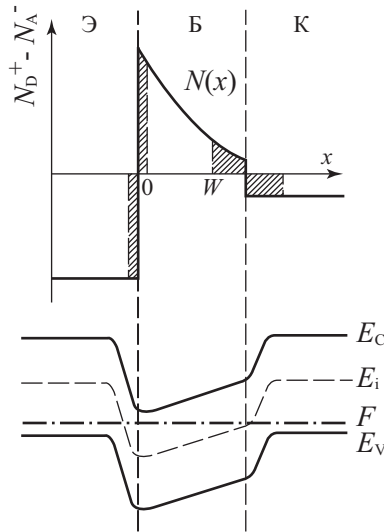


Рис. 5.24. Диаграмма, иллюстрирующая распределение концентрации легирующей примеси дрейфового транзистора, и зонная диаграмма

Для того, чтобы точно найти распределение инжектированных носителей по базе биполярного транзистора $p(x)$, нужно решить уравнение непрерывности с учетом дрейфовой и диффузионной компонент тока:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} + D \frac{d^2 p}{dx^2} - \mu E \frac{dp}{dx} + \mu p \frac{dE}{dx}. \quad (5.81)$$

Будем рассматривать только стационарный случай, когда $\frac{dp}{dt} = 0$, и для простоты – экспоненциальный закон распределения примеси по базе.

Введем параметр $\eta = \frac{W}{2L_0}$ – коэффициент неоднородности базы. Уравнение (5.81) перепишем, учитывая, что электрическое поле $E = \frac{kT}{q} \frac{1}{L_0}$.

С учетом этого уравнение непрерывности приобретает следующий вид:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{2\eta}{W} \frac{dp}{dx} - \frac{p}{L_p^2} = 0. \quad (5.82)$$

Граничные условия для этого уравнения имеют следующий вид исходя из того, что заданы эмиттерный ток $J_{\text{эп}} = \gamma J_s$ и коллекторное напряжение U_k :

$$-\left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=0} = -\frac{I_{\text{эп}}}{qDS}, \quad (x=0), \quad (5.83)$$

$$p(x) = p_0 e^{\beta U_k}, \quad (x=W). \quad (5.84)$$

Рассмотрим физический смысл коэффициента неоднородности базы η . Для этого проведем следующее преобразование выражения

$$N_D(x) = N_D(0) \cdot e^{-\frac{x}{L_D}} :$$

$$\frac{N_D(W)}{N_D(0)} = e^{-\frac{W}{L_D}}. \quad (5.85)$$

Извлечем квадратный корень и прологарифмируем это выражение. Получаем

$$-\frac{W}{2L_D} = \ln \left[\frac{N_D(W)}{N_D(0)} \right]^{1/2}. \quad (5.86)$$

Следовательно,

$$\eta = \frac{W}{2L_D} = -\frac{1}{2} \ln \frac{N_D(W)}{N_D(0)} = \frac{1}{2} \ln \frac{N_D(0)}{N_D(W)}. \quad (5.87)$$

Из соотношения (5.87) следует, что коэффициент неоднородности базы η определяется логарифмом отношения концентрации примеси на границах базы.

Оценим значение коэффициента неоднородности η . Максимальное значение концентрации в базе может составлять $N_D(0) = 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При более высоких концентрациях $N_D(0)$ будет уменьшаться эффективность эмиттера γ . Минимальное значение концентрации в базе $N_D(W)$ ограничивается или собственной концентрацией свободных носителей, или значением концентрации неконтролируемой примеси и составляет $N_D(W) = 10^{12} \text{ см}^{-3}$. При этих параметрах максимальное значение коэффициента неоднородности η будет $\eta = 5$, реальные же значения $\eta = 2 \div 4$.

Решение уравнения (5.77) с граничными условиями после ряда упрощений дает следующее выражение для распределения инжектированных дырок в базе дрейфового транзистора:

$$p(x) = \frac{I_{\text{эп}} W}{qDS} \cdot \frac{1 - e^{-2\eta(1-\frac{x}{W})}}{2\eta}. \quad (5.88)$$

На рисунке 5.25 представлено распределение концентрации $p_n(x)$ по толщине базы, рассчитанное при разных значениях коэффициента неоднородности η .

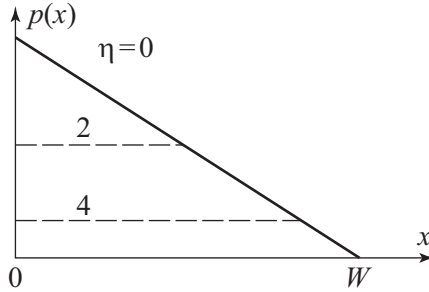


Рис. 5.25. Распределение концентрации инжектированных носителей $p_n(x)$ при разных значениях η

Рассчитаем коэффициент переноса κ для дрейфового транзистора, аналогично как и для диффузионного БТ, измеряя отношения токов в начале и в конце базы. Получаем:

$$\kappa = \frac{1}{1 - \frac{1}{2} \frac{W^2}{L^2} k(\eta)}. \quad (5.89)$$

В уравнении (5.89) множитель $k(\eta)$ аппроксимируется соотношением:

$$k(\eta) \approx \frac{1}{1 + \eta}. \quad (5.90)$$

При значениях $\eta = 2 \div 5$, значения коэффициента $k(\eta)$ будут равны $k(\eta) = 0,33 \div 0,20$.

Из уравнения (5.89) следует, что в дрейфовых транзисторах при прочих равных условиях коэффициент переноса κ возрастает по сравнению с коэффициентом в диффузионных транзисторах.

Рассмотрим, как меняется коэффициент усиления по току β для схемы с общей базой. Значение коэффициента усиления β определяется соотношением:

$$\beta = \frac{\alpha}{1 + \alpha} \approx \frac{2L_p^2}{W^2} (1 + \eta). \quad (5.91)$$

Отсюда следует, что коэффициент усиления по току β в дрейфовых транзисторах возрастает в $3 \div 5$ раз по сравнению с коэффициентом в диффузионных транзисторах.

Оценим динамические параметры дрейфового транзистора. Сравним время переноса через базу в биполярном транзисторе при дрейфовом $t_{др}$ и диффузионном $t_{диф}$ переносе.

$$t_{др} = \frac{W}{\mu E} = \frac{W \frac{kT}{q} L_D}{D \frac{kT}{q}} = \frac{W L_D}{D}; \quad (5.92)$$

$$t_{диф} = \frac{W^2}{2D}. \quad (5.93)$$

Отношение времен

$$\frac{t_{др}}{t_{диф}} = \frac{W^2 L_D}{D} \frac{2D}{W^2} = \frac{2L_D}{W} = \frac{1}{\eta}. \quad (5.94)$$

Для нахождения времени пролета при наличии обоих механизмов сложим обратные величины:

$$\frac{1}{t_{пр}} = \frac{1}{t_{др}} + \frac{1}{t_{диф}} = \frac{1}{t_{диф}} + \frac{\eta}{t_{диф}} = \frac{1+\eta}{t_{диф}}; \quad t_{пр} = \frac{t_{диф}}{1+\eta}. \quad (5.95)$$

Таким образом, время переноса в дрейфовых транзисторах будет в 3÷5 раз меньше, чем в диффузионных транзисторах.

5.11. Параметры транзистора как четырехполюсника

Биполярный транзистор в схемотехнических приложениях представляют как четырехполюсник и рассчитывают его параметры для такой схемы. Для транзистора, как четырехполюсника, характерны два значения тока I_1 и I_2 и два значения напряжения U_1 и U_2 (рис. 5.26).

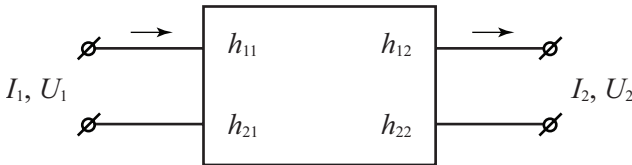


Рис. 5.26. Схема четырехполюсника

5.11.1. z-, y-, h-параметры

В зависимости от того, какие из этих параметров выбраны в качестве входных, а какие в качестве выходных, можно построить три системы формальных параметров транзистора как четырехполюсника. Это системы

z -параметров, y -параметров и h -параметров. Рассмотрим их более подробно, используя линейное приближение.

Система z -параметров

Зададим в качестве входных параметров биполярного транзистора, как четырехполюсника, токи I_1 и I_2 , а напряжения U_1 и U_2 будем определять как функции этих токов. Тогда связь напряжений и токов в линейном приближении будет иметь вид:

$$\begin{aligned} U_1 &= z_{11}I_1 + z_{12}I_2; \\ U_2 &= z_{21}I_1 + z_{22}I_2. \end{aligned} \quad (5.96)$$

Коэффициенты z_{ik} в этих уравнениях определяются следующим образом:

$$z_{11} = \left. \frac{U_1}{I_1} \right|_{I_2=0} \quad \text{и} \quad z_{22} = \left. \frac{U_2}{I_2} \right|_{I_1=0} \quad - \text{определяются как входное и выходное со-}$$

противления.

$$z_{12} = \left. \frac{U_1}{I_2} \right|_{I_1=0} \quad \text{и} \quad z_{21} = \left. \frac{U_2}{I_1} \right|_{I_2=0} \quad - \text{сопротивления обратной и прямой пере-}$$

дач.

Измерения z -параметров осуществляются в режиме холостого хода на входе ($I_1 = 0$) и выходе ($I_2 = 0$). Реализовать режим разомкнутого входа $I_1 = 0$ для биполярного транзистора достаточно просто (сопротивление эмиттерного перехода составляет всего десятки Ом и поэтому размыкающее сопротивление в цепи эмиттера в несколько кОм уже позволяет считать $I_1 = 0$). Реализовать режим разомкнутого выхода $I_2 = 0$ для биполярного транзистора сложно (сопротивление коллекторного перехода равняется десяткам МОм и размыкающее сопротивление в цепи коллектора в силу этого должно быть порядка ГОм).

Система y -параметров

Зададим в качестве входных параметров биполярного транзистора, как четырехполюсника, напряжения U_1 и U_2 , а токи I_1 и I_2 будем определять как функции этих напряжений. Тогда связь токов и напряжений в линейном приближении будет иметь вид:

$$\begin{aligned} I_1 &= y_{11}U_1 + y_{12}U_2; \\ I_2 &= y_{21}U_1 + y_{22}U_2. \end{aligned} \quad (5.97)$$

Коэффициенты в уравнениях имеют размерность проводимости и определяются следующим образом:

$$y_{11} = \left. \frac{I_1}{U_1} \right|_{U_2=0} \quad \text{и} \quad y_{22} = \left. \frac{I_2}{U_2} \right|_{U_1=0} \quad - \text{входная и выходная проводимости.}$$

$$y_{12} = \left. \frac{I_1}{U_2} \right|_{U_1=0} \quad \text{и} \quad y_{21} = \left. \frac{I_2}{U_1} \right|_{U_2=0} \quad - \text{проводимости обратной и прямой передач.}$$

Измерение y -параметров происходит в режиме короткого замыкания на входе ($U_1 = 0$) и выходе ($U_2 = 0$). Реализовать режим короткого замыкания на входе ($U_1 = 0$) для биполярного транзистора достаточно сложно (сопротивление эмиттерного перехода составляет всего десятки Ом и поэтому замыкающее сопротивление в цепи эмиттера должно составлять доли Ома, что достаточно сложно). Реализовать режим короткого замыкания на выходе $U_2 = 0$ для биполярного транзистора просто (сопротивление коллекторного перехода равняется десяткам МОм и замыкающие сопротивления в цепи коллектора могут быть даже сотни Ом).

Система h -параметров

Система h -параметров используется как комбинированная система из двух предыдущих, причем из соображений удобства измерения параметров биполярного транзистора выбирается режим короткого замыкания на выходе ($U_2 = 0$) и режим холостого хода на входе ($I_1 = 0$). Поэтому для системы h -параметров в качестве входных параметров задаются ток I_1 и напряжение U_2 , а в качестве выходных параметров рассчитываются ток I_2 и напряжение U_1 , при этом система, описывающая связь входных I_1 , U_2 и выходных I_2 , U_1 параметров, выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} U_1 &= h_{11}I_1 + h_{12}I_2; \\ I_2 &= h_{21}U_1 + h_{22}U_2. \end{aligned} \tag{5.98}$$

Значения коэффициентов в уравнении для h -параметров имеют следующий вид:

$$h_{11} = \left. \frac{U_1}{I_1} \right|_{U_2=0} \quad - \text{входное сопротивление при коротком замыкании на вы-}$$

ходе;

$$h_{22} = \left. \frac{I_2}{U_2} \right|_{I_1=0} \quad - \text{выходная проводимость при холостом ходе во входной}$$

цепи;

$$h_{12} = \left. \frac{U_1}{U_2} \right|_{I_1=0} \quad - \text{коэффициент обратной связи при холостом ходе во вход-}$$

ной цепи;

$$h_{21} = \left. \frac{I_2}{I_1} \right|_{U_2=0} \quad - \text{ коэффициент передачи тока при коротком замыкании на}$$

выходе.

Эквивалентная схема четырехполюсника с h -параметрами приведена на рисунке 5.27. Из этой схемы легко увидеть, что режим короткого замыкания на выходе или холостого хода на входе позволяет измерить тот или иной h -параметр.

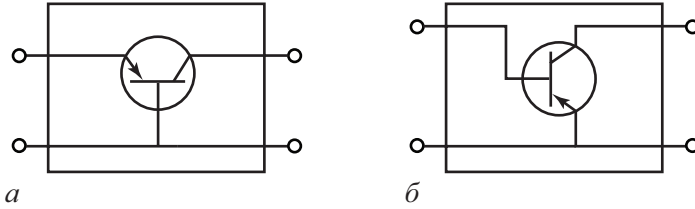


Рис. 5.27. Эквивалентная схема четырехполюсника:

а) биполярный транзистор в схеме с общей базой; б) биполярный транзистор в схеме с общим эмиттером

5.11.2. Связь h -параметров с физическими параметрами

Рассмотрим связь h -параметров биполярного транзистора в схеме с общей базой с дифференциальными параметрами. Для этого воспользуемся эквивалентной схемой биполярного транзистора на низких частотах, показанной на рисунке 5.27а, а также выражениями для вольт-амперных характеристик транзистора в активном режиме. Получаем:

$$h_{11} = \left. \frac{U_1}{I_1} \right|_{U_2=0} = \left. \frac{U_3}{I_3} \right|_{U_k=0} \approx r_3 + (1 - \alpha)r_6; \quad (5.99)$$

$$h_{21} = \left. \frac{I_2}{I_1} \right|_{U_2=0} = \left. \frac{I_k}{I_3} \right|_{U_k=0} = \alpha; \quad (5.100)$$

$$h_{12} = \left. \frac{U_1}{U_2} \right|_{I_1=0} = \left. \frac{U_3}{U_k} \right|_{I_3=0} = \frac{r_6}{r_k} + \mu_{\text{ЭК}}; \quad (5.101)$$

$$h_{22} = \left. \frac{I_2}{U_2} \right|_{I_1=0} = \left. \frac{I_k}{U_k} \right|_{I_3=0} = \frac{1}{r_k + r_6} \approx \frac{1}{r_k}. \quad (5.102)$$

Для биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером (рис. 5.27б) выражения, описывающие связь h -параметров с дифференциальными параметрами, будут иметь следующий вид:

$$h_{11} = \left. \frac{U_1}{I_1} \right|_{U_2=0} = \left. \frac{U_3}{I_3} \right|_{U_k=0} \approx r_6 + (1 - \beta)r_3; \quad (5.103)$$

$$h_{21} = \left. \frac{I_2}{I_1} \right|_{U_2=0} = \left. \frac{I_k}{I_3} \right|_{U_k=0} = \beta; \quad (5.104)$$

$$h_{12} = \left. \frac{U_1}{U_2} \right|_{I_1=0} = \left. \frac{U_3}{U_k} \right|_{I_3=0} = \frac{r_3}{r_k} + \mu_{3k} = \frac{r_3}{2r_k^*}; \quad (5.105)$$

$$h_{22} = \left. \frac{I_2}{U_2} \right|_{I_1=0} = \left. \frac{I_k}{U_k} \right|_{I_3=0} = \frac{1}{r_k^* + r_6} \approx \frac{1}{r_k^*}. \quad (5.106)$$

Для различных схем включения биполярного транзистора (схема с общей базой, общим эмиттером и общим коллектором) h -параметры связаны друг с другом. В таблице 5.1 приведены эти связи, позволяющие рассчитывать h -параметры для схемы включения с общей базой, если известны эти параметры для схемы с общим эмиттером.

Таблица 5.1. Связи между h -параметрами для различных схем включения

$h_{11\sigma}$	$h_{11\sigma} \approx \frac{h_{11\varepsilon}}{1 + h_{21\varepsilon}}$
$h_{12\sigma}$	$h_{12\sigma} \approx \frac{h_{11\varepsilon}h_{22\varepsilon} - h_{12\varepsilon}(1 + h_{21\varepsilon})}{1 + h_{21\varepsilon}}$
$h_{21\sigma}$	$h_{21\sigma} \approx \frac{h_{21\varepsilon}}{1 + h_{21\varepsilon}}$
$h_{22\sigma}$	$h_{22\sigma} \approx \frac{h_{22\varepsilon}}{1 + h_{21\varepsilon}}$

Дифференциальные параметры биполярных транзисторов зависят от режимов их работы. Для схемы с общим эмиттером наибольшее влияние испытывает коэффициент усиления эмиттерного тока $h_{21\varepsilon}$ в зависимости от тока эмиттера. На рисунке 5.28 приведена эта зависимость для транзисторов КТ215 различных типономиналов. В области малых токов (микромощный режим) коэффициент усиления уменьшается вследствие влияния рекомбинационной компоненты в эмиттерном переходе, а в области больших токов (режим высокого уровня инжекции) – коэффициент усиления уменьшается вследствие уменьшения коэффициента диффузии.

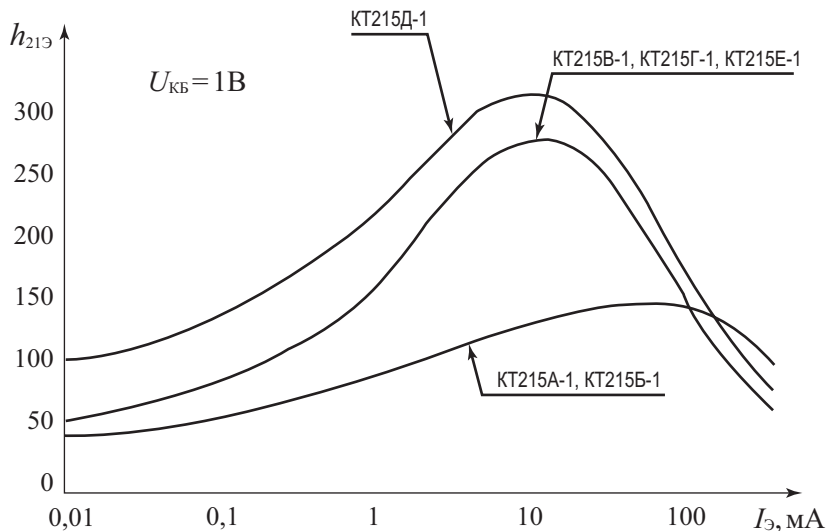


Рис. 5.28. Зависимость коэффициента $h_{21Э}$ для различных транзисторов марки КТ215Д от эмиттерного тока $I_{Э}$ [35, 40]

5.12. Частотные и импульсные свойства транзисторов

Процесс распространения инжектированных в базу неосновных носителей заряда от эмиттерного до коллекторного перехода идет диффузионным путем. Этот процесс достаточно медленный, и инжектированные из эмиттера носители достигнут коллектора не ранее чем за время диффузии носителей через базу, определяемое как $\tau_D = \frac{W}{v} \sim \frac{W \cdot L_p}{D}$. Такое запаздывание приведет к

сдвигу фаз между током в эмиттерной и коллекторной цепях. Рассмотрим эти процессы более подробно для биполярного транзистора в схеме с общей базой.

Предположим, что в эмиттерной цепи от генератора тока в момент времени $t = 0$ подали импульс тока длительностью T , большей, чем характеристическое время диффузии τ_D . Ток в коллекторной цепи появится только через время τ_D , причем вследствие распределения по скоростям в процессе диффузионного переноса фронт импульса будет размываться в пределах временного интервала t_1 . Через время $\tau_D + t_1$ в коллекторной цепи установится ток, равный $\alpha_0 I_{Э}$. Через время $t = T$, когда импульс тока в эмиттерной цепи закончится, в коллекторной цепи будет продолжать течь ток $\alpha_0 I_{Э}$ до времени $T + \tau_D$. Затем также вследствие размывания фронта импульса коллекторный ток будет спадать до нуля за время t_1 после $T + \tau_D$. На рисунке 5.29а показаны эюры

эмиттерного (пунктир) и коллекторного (сплошная линия) токов при трансляции эюра коллекторного тока на интервал времени τ_D .

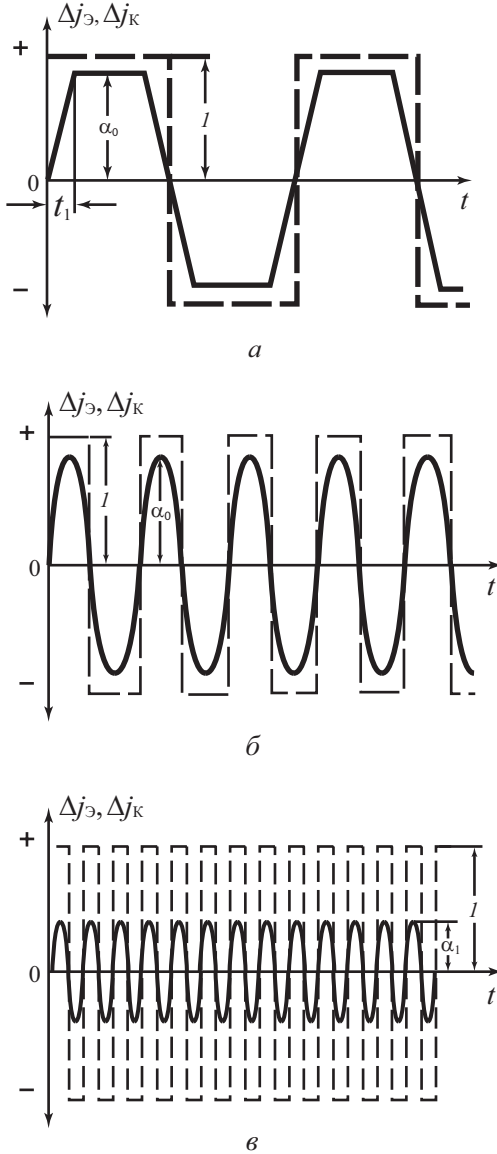


Рис. 5.29. Эюры эмиттерного (пунктир) и коллекторного (сплошная линия) токов при трансляции эюра коллекторного тока на интервал времени τ_D [15, 34, 51]:

- a*) длительность импульса тока в эмиттерной цепи больше, чем время диффузии неравновесных носителей через базу;
- б*) длительность импульса тока сравнима со временем диффузии;
- в*) длительность импульса тока меньше, чем время диффузии

Таким образом, при больших длительностях импульсов эмиттерного тока частота сигналов в коллекторной цепи останется неизменной, амплитуда коллекторного тока составит $I_k = \alpha I_e$ и будет наблюдаться сдвиг фаз φ между эмиттерным I_e и коллекторным I_k токами. Величина тангенса φ будет равна:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\tau_D}{T} = \frac{\tau_D \omega}{2\pi}. \quad (5.107)$$

Из уравнения (5.107) следует, что в общем случае величина сдвига фаз между эмиттерным и коллекторным токами будет определяться как

$$\varphi_\alpha \sim \operatorname{arctg} \left(\frac{\tau_D \omega}{2\pi} \right). \quad (5.108)$$

Сдвинем для удобства Δj_k и Δj_e на величину τ_D по временной оси, тем самым совместим их. Будем наращивать частоту переменного сигнала или уменьшать период эмиттерного тока.

При длительности эмиттерного импульса $\frac{T}{4} > \tau_D$ «плоского» участка на коллекторном токе $I_k = \alpha I_e$, уже не будет (рис. 5.29б). При дальнейшем уменьшении периода эмиттерного импульса T начнет уменьшаться амплитудное значение коллекторного тока, поскольку за это время инжектированные носители не успевают дойти до коллекторного перехода (рис. 5.29в). На языке коэффициента передачи это соответствует возникновению частотной зависимости амплитудного значения коэффициента передачи $\alpha(\omega)$.

Таким образом, величина $\alpha(\omega)$ характеризует коэффициент передачи тока в схеме с общей базой, и определяется модулем $|\alpha|$ и фазой φ_α , причем зависимость $\alpha(\omega)$ возникает вследствие инерционности переноса носителей от эмиттера к коллектору. На рисунке 5.30 показаны эпюры эмиттерного и коллекторного токов для этого случая.

Частота входного сигнала ω , при которой модуль коэффициента передачи $|\alpha|$ уменьшается в $\sqrt{2}$ раз по сравнению со статическим значением α_0 , называется предельной частотой усиления по току ω_α биполярного транзистора в схеме с общей базой:

$$\frac{|\alpha(\omega_\alpha)|}{\alpha_0} = \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (5.109)$$

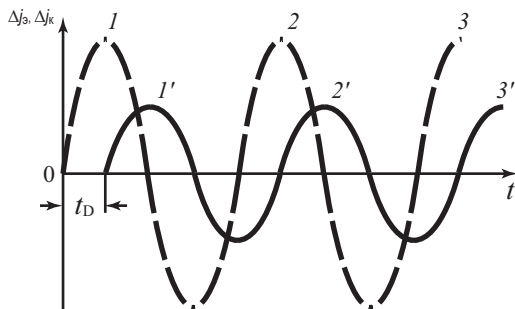


Рис. 5.30. Эпюры эмиттерного (пунктирная линия) и коллекторного (сплошная линия) токов биполярного транзистора в схеме с общей базой для случая $T/4 < \tau_D$

Поскольку коэффициент передачи α определяется произведением коэффициентов инжекции γ и переноса κ : $\alpha = \gamma \cdot \kappa$, то основное значение в зависимости $\alpha(\omega)$ играет зависимость коэффициента переноса от частоты $\kappa(\omega)$.

5.12.1. Частотная зависимость комплексного коэффициента переноса

Для определения частотной зависимости коэффициента переноса $\kappa(\omega)$ нужно решить уравнение непрерывности при наличии постоянных и переменных составляющих в эмиттерном токе и напряжении:

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} + D_p \frac{d^2 p}{dx^2}. \quad (5.110)$$

Считаем, что

$$\begin{aligned} U_э &= U_{э0} + U_{эм} \cdot e^{i\omega t}; \\ U_к &= U_{к0} + U_{км} \cdot e^{i(\omega t + \varphi)}. \end{aligned} \quad (5.111)$$

В эмиттерном и коллекторном переходах при приложении переменного напряжения протекают переменные токи $i_э$ и $i_к$. Очевидно, что из-за наличия в выражении (5.111) множителя $\exp(i\omega t)$ в решении уравнения (5.110) появятся временные зависимости концентрации неосновных носителей $p(x, t)$, а соответственно и в токах также появятся временные зависимости.

$$j_к = \alpha(\omega) \cdot j_э. \quad (5.112)$$

Решение уравнения непрерывности дает следующее выражение для комплексной величины коэффициента переноса:

$$\kappa(\omega) = \frac{j_к}{j_э} = \frac{1}{\operatorname{ch} \left[\left(1 + i\omega\tau_p L_p\right)^{1/2} \frac{W}{L_p} \right]}. \quad (5.113)$$

При $\omega = 0$ (статические характеристики) из соотношения (5.113) следует выражение для статического коэффициента передачи $\kappa(\omega = 0)$:

$$\kappa(\omega = 0) = \frac{1}{\operatorname{ch} \frac{W}{L_p}} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{W^2}{L_p^2}. \quad (5.114)$$

Реальная часть выражения (5.113) для комплексного значения коэффициента переноса дает значение модуля коэффициента переноса, а отношение мнимой части к реальной определяет тангенс угла сдвига фаз.

$$\begin{aligned} |\kappa(\omega)| &= \operatorname{Re} \kappa(\omega); \\ \operatorname{tg} \varphi &= \frac{\operatorname{Im} \kappa(\omega)}{\operatorname{Re} \kappa(\omega)}. \end{aligned} \quad (5.115)$$

Найдем из соотношения (5.113) значение граничной частоты $\omega_\alpha = \omega_\kappa$, при которой модуль величины $\kappa(\omega)$ уменьшится в $\sqrt{2}$ раз:

$$\frac{|\kappa(\omega)|}{\kappa_0} = \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (5.116)$$

Преобразуем соотношение (5.113) в более удобный вид, считая, что значение в круглых скобках под знаком гиперболического косинуса меньше единицы. Тогда

$$\kappa(\omega) = 1 - (1 + i\omega\tau_p) \cdot \frac{1}{2} \frac{W^2}{L_p^2} = 1 - \frac{1}{2} \frac{W^2}{L_p^2} - i\omega\tau_p \frac{1}{2} \frac{W^2}{L_p^2} = \kappa_0 - i\omega\tau_p \frac{1}{2} \frac{W^2}{L_p^2}. \quad (5.117)$$

Для модуля коэффициента переноса $|\kappa(\omega)|$

$$|\kappa(\omega)| = \sqrt{\kappa_0^2 - \omega^2 \tau_p^2 \frac{1}{4} \frac{W^4}{L_p^4}}. \quad (5.118)$$

Согласно определению граничной частоты ω_α получаем:

$$\frac{|\kappa(\omega_\alpha)|^2}{\kappa_0^2} = \frac{\kappa_0^2 - \omega_\alpha^2 \tau_p^2 \frac{1}{4} \frac{W^4}{L_p^4}}{\kappa_0^2} = \frac{1}{2}. \quad (5.119)$$

Следовательно,

$$\kappa_0^2 - \omega_\alpha^2 \tau_p^2 \frac{1}{4} \frac{W^4}{L_p^4} = \frac{1}{2} \kappa_0^2. \quad (5.120)$$

Учтем, что $\kappa_0 \sim 1$. Тогда

$$\omega_\alpha \tau_p \frac{W^2}{L_p^2} = \frac{2}{\sqrt{2}}. \quad (5.121)$$

Используя соотношение $L_p^2 = D_p \tau_p$, получаем:

$$\omega_\alpha = \frac{\sqrt{2} \cdot L_p^2}{\tau_p W^2}, \text{ или } \omega_\alpha = \sqrt{2} \cdot \frac{D_p}{W^2}. \quad (5.122)$$

Более точное решение уравнения непрерывности (5.110) дает следующее выражение для предельной частоты усиления по току ω_α , где вместо числа $\sqrt{2}$ получается значение функции $G(\alpha_0)$:

$$\omega_\alpha = \frac{G(\alpha_0) D_p}{W^2} = \frac{G(\alpha_0) \cdot L_p^2}{\tau_p W^2}, \quad (5.123)$$

Величина $G(\alpha_0) \approx 2,53$ для случая $\alpha_0 \approx 1$.

С учетом выражения для граничной частоты ω_α (5.123) соотношение для комплексного значения коэффициента переноса κ (5.117) преобразуется к следующему виду при малых значениях α :

$$\kappa(\omega) = \kappa_0 - i \frac{\omega}{\omega_\alpha} \cdot \frac{G(\alpha_0)}{2}, \quad (5.124)$$

или

$$\kappa(\omega) = \frac{\kappa_0}{1 + i \frac{\omega}{\omega_\alpha} \frac{G(\alpha_0)}{2}}. \quad (5.125)$$

Тангенс угла сдвига фаз и модуль коэффициента передачи при малых значениях частоты ω будут равны

$$\operatorname{tg}(\varphi) = \frac{\operatorname{Im}(\kappa(\omega))}{\operatorname{Re}(\kappa(\omega))} = \omega \tau_p \frac{W}{4L_p} \operatorname{th} \frac{2W}{L_p} \approx \frac{\omega}{\omega_\alpha} \frac{G(\alpha_0)}{2}, \quad (5.126)$$

$$|\kappa(\omega)| = \frac{\kappa_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_\alpha} \frac{G(\alpha_0)}{2} \right)^2}}. \quad (5.127)$$

Графическая зависимость модуля коэффициента переноса κ и угла фазового сдвига φ от частоты входного сигнала ω приведена на рисунке 5.31.

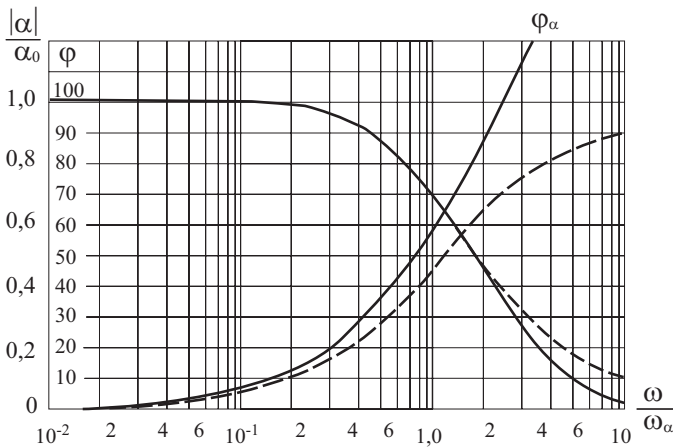


Рис. 5.31. Зависимость модуля коэффициента переноса $|\kappa(\omega)|$ и угла фазового сдвига φ_α от частоты входного сигнала ω , сплошная линия – точное решение, пунктир – первое приближение при малых частотах

При значении частоты входного сигнала ω , равной граничной частоте ω_α ($\omega/\omega_\alpha = 1,0$), значение модуля коэффициента переноса будет составлять $|\kappa(\omega)| = 0,71$, а величина фазового сдвига между эмиттерным и коллекторным током будет равна $\varphi_\alpha = 60^\circ$.

Из общих соображений следует, что когда $\omega^1 \sim \tau_D$, величина сдвига фаз составит $\varphi = 45^\circ$, но величина модуля коэффициента передачи $|\kappa(\omega)|$ при этом еще не изменится.

5.12.2. Представление частотной зависимости коэффициента передачи RC-цепочкой

Для представления в эквивалентных схемах амплитудной и фазочастотной зависимостей $\alpha(\omega)$ используют RC-цепочку (рис. 5.32). В такой цепочке если входной переменный сигнал $\alpha_0 I_3$, то ток в цепи резистора R будет отображать амплитудную и фазочастотную зависимости $\alpha(\omega) I_3$.

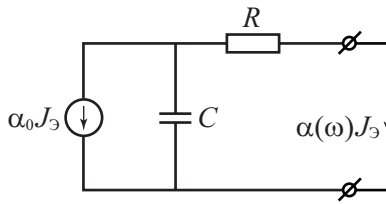


Рис. 5.32. RC -цепочка, иллюстрирующая амплитудную и фазочастотную зависимости $\alpha(\omega)$

По правилам сложения комплексных величин для модуля комплексного сопротивления Z для RC -цепочки получаем:

$$\frac{1}{Z^2} = \frac{1}{R^2} + \omega C^2, \quad (5.128)$$

следовательно,

$$Z = \frac{R}{\sqrt{1 + (\omega RC)^2}}. \quad (5.129)$$

Полный ток $\alpha_0 I_3 = \frac{U_{\sim}}{Z}$.

Ток в цепи резистора I_R будет равен:

$$|\alpha(\omega)| \cdot I_3 = \frac{U_{\sim}}{R} = \frac{Z \alpha_0 I_3}{R} = \alpha_0 I_3 \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 C^2 R^2}}. \quad (5.130)$$

Следовательно,

$$\frac{|\alpha(\omega)|}{\alpha_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 C^2 R^2}}. \quad (5.131)$$

Поскольку для граничной частоты ω_α справедливо соотношение $\frac{|\alpha(\omega_\alpha)|}{\alpha_0} = \frac{1}{\sqrt{2}}$, то из (5.131) следует, что $\omega_\alpha = \frac{1}{RC}$.

С учетом сказанного получаем:

$$\frac{|\alpha(\omega)|}{\alpha_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_\alpha}\right)^2}}. \quad (5.132)$$

Для RC -цепочки сдвиг фаз φ между входным током $\alpha_0 I_3$ и током в цепи резистора I_R рассчитаем следующим образом. Сосчитаем, сначала, значение тока I_C в цепи емкости C .

$$I_C = \frac{U}{R_C} = Z\alpha_0 I_3 \omega C = \alpha_0 I_3 \frac{R\omega C}{\sqrt{1 + \omega^2 C^2 R^2}} = \alpha_0 I_3 \frac{\omega/\omega_\alpha}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_\alpha}\right)^2}}. \quad (5.133)$$

Тогда тангенс угла φ , как следует из векторной диаграммы токов RC -цепочки, будет равен:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{I_C}{I_R} = \frac{\alpha_0 I_3 \frac{\omega/\omega_\alpha}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_\alpha}\right)^2}}}{\frac{\alpha_0 I_3}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_\alpha}\right)^2}}} = \frac{\omega}{\omega_\alpha}. \quad (5.134)$$

Изобразим в комплексной форме зависимости $\alpha(\omega)$ для RC -цепочки в следующем виде:

$$\alpha(\omega) = \frac{\alpha_0}{1 + i \frac{\omega}{\omega_\alpha}}. \quad (5.135)$$

Из уравнения (5.135) следует, что в этом случае модуль

$$|\alpha(\omega)| = \frac{\alpha_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_\alpha}\right)^2}}, \quad (5.136)$$

фазовый сдвиг

$$\operatorname{tg}(\varphi) = \frac{\omega}{\omega_\alpha}, \quad (5.137)$$

что полностью соответствует соотношениям (5.134) и (5.132).

Из соотношения (5.134) следует, что сдвиг фаз φ для RC -цепочки при $\omega = \omega_\alpha$ составляет значение $\varphi = 45^\circ$. Поэтому к RC -цепочке для более адекватного отображения реальной зависимости $\alpha(\omega)$ нужно добавить еще генератор тока с дополнительным фазовым сдвигом, не меняющий амплитуды

$$\text{тока, } \exp\left(-i \frac{\omega}{\omega_\alpha} \cdot m\right).$$

При величине коэффициента $m = 0,2$ фазовый сдвиг при частоте $\omega = \omega_\alpha$ будет составлять величину $\Delta\varphi = 60^\circ$.

Тогда

$$\alpha(\omega) = \frac{\alpha_0 \exp\left(-0,2i \frac{\omega}{\omega_\alpha}\right)}{1 + i \frac{\omega}{\omega_\alpha}}. \quad (5.138)$$

5.12.3. Частотная зависимость коэффициента β в схеме с общим эмиттером

Рассмотрим амплитудную и фазочастотную зависимости коэффициента передачи базового тока для биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером. Коэффициент передачи эмиттерного тока α и коэффициент передачи базового тока β связаны стандартным соотношением:

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}. \quad (5.139)$$

Для нахождения связей частотных параметров биполярного транзистора в схеме с общей базой и в схеме с общим эмиттером рассмотрим векторные диаграммы для токов, приведенные на рисунке 5.33.

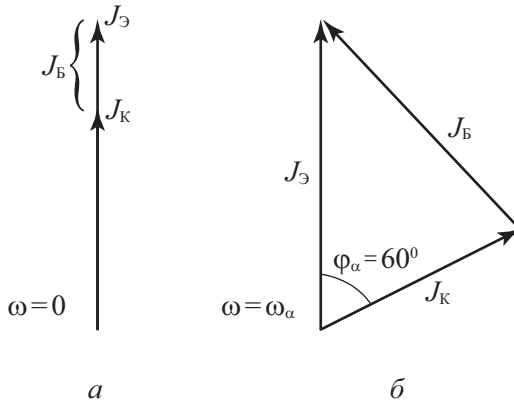


Рис. 5.33. Векторная диаграмма токов для биполярного транзистора в схеме с общей базой, иллюстрирующая фазовый сдвиг между эмиттерным и коллекторным током

- а) частота $\omega = 0$;
- б) частота $\omega = \omega_\alpha$

При малой частоте $\omega \ll \omega_\alpha$ фазы эмиттерного I_ε , коллекторного I_κ и базового I_β токов, как видно из рисунка 5.33а, совпадают и величина базового тока I_β равна разности $I_\varepsilon - I_\kappa$.

При значении частоты эмиттерного тока, равной граничной частоте $\omega = \omega_\alpha$, в схеме с общей базой коллекторный ток в $\sqrt{2}$ раз меньше эмиттер-

ного тока. На векторной диаграмме (рис. 5.33б) видно, что при фазовом сдвиге $\varphi_\alpha = 60^\circ$ величина базового тока I_b также равна разности $I_c - I_k$, но в этом случае речь идет о векторной разности. Модуль же значения базового тока I_b при $\omega = \omega_\alpha$ значительно больше, чем при $\omega = 0$. При этом видно, что величина коэффициента передачи базового тока $\beta = \frac{I_k}{I_b}$ при $\omega = 0$ значительно больше,

чем при $\omega = \omega_\alpha$. Если модуль коэффициента передачи эмиттерного тока $\alpha(\omega)$ уменьшился при этом в $\sqrt{2}$ раз, то модуль коэффициента усиления базового тока $\beta(\omega)$ уменьшился существенно больше.

Определим предельную частоту ω усиления по току биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером как частоту ω_β , при которой модуль коэффициента усиления $\beta(\omega_\beta)$ уменьшается в $\sqrt{2}$ раз по сравнению со статическим значением β_0 .

Найдем соотношение между предельной частотой для схемы с общим эмиттером $\omega_\beta = \frac{\beta(\omega)}{\beta_0} = \frac{1}{\sqrt{2}}$ и предельной частотой для схемы с общей базой

$\omega_\alpha = \frac{\alpha(\omega)}{\alpha_0} = \frac{1}{\sqrt{2}}$. Для этого проанализируем векторную диаграмму для токов при условии, что $\omega = \omega_\beta$. В этом случае величина базового тока увеличилась в $\sqrt{2}$ раз. Из векторной диаграммы (рис. 5.34) видно, что фазовый сдвиг φ между эмиттерным и коллекторным током будет незначителен.

$$\operatorname{tg} \varphi \approx \varphi = \frac{\omega}{\omega_\alpha}. \quad (5.140)$$

Поскольку в рассматриваемом случае $\omega = \omega_\beta$, то $\varphi = \frac{\omega_\beta}{\omega_\alpha}$.

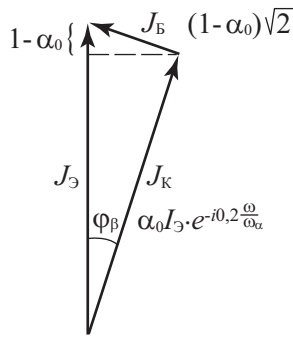


Рис. 5.34. Векторная диаграмма токов в биполярном транзисторе в схеме с общим эмиттером для случая $\omega = \omega_\beta$

При малых φ и при $\alpha_0 \rightarrow 1$ (см. рис. 5.28) следует, что

$$\varphi \approx \frac{(1 - \alpha) \sqrt{2}}{\alpha} \equiv \frac{\omega_\beta}{\omega_\alpha}. \quad (5.141)$$

Более точный расчет дает следующее выражение:

$$\varphi = \frac{\omega_\beta}{\omega_\alpha} = \frac{0,8}{\sqrt{\alpha_0}} (1 - \alpha). \quad (5.142)$$

С учетом этого получаем:

$$\omega_\beta = \omega_\alpha \frac{(1 - \alpha) \cdot 0,8}{\sqrt{\alpha_0}} = \frac{\omega_\alpha \cdot 0,8}{\beta}, \quad (5.143)$$

или оценочное отношение

$$\frac{\omega_\alpha}{\omega_\beta} \approx \beta. \quad (5.144)$$

Таким образом, в схеме с общим эмиттером предельная частота усиления по току ω_β много меньше, чем предельная частота ω_α в схеме с общей базой.

Частоты ω_α и ω_β могут быть выражены через физические параметры транзистора:

$$\omega_\alpha = \frac{2,43 \cdot L_p^2}{\tau_p W^2} = \frac{2,43 \cdot D \tau_p}{\tau_p D \tau_D} = \frac{2,43}{\tau_D}. \quad (5.145)$$

Величина $\omega_\beta \approx \omega_\alpha / \beta$, а значение β равно $\beta = \frac{1}{2} \left(\frac{L_p}{W} \right)^2$, тогда

$$\omega_\beta = \frac{2,43 \cdot L_p^2}{\tau_p W^2} / \beta = \frac{2,43 \cdot L_p^2}{\tau_p W^2} / \frac{1}{2} \left(\frac{L_p}{W} \right)^2 \approx \frac{1}{\tau_p}. \quad (5.146)$$

Для описания частотной зависимости $\beta(\omega)$ подставим в выражение для β частотно-зависимый коэффициент переноса $\alpha(\omega)$. Получим:

$$\beta(\omega) = \frac{\alpha(\omega)}{1 - \alpha(\omega)} = \frac{\alpha_0 e^{-0,2i \frac{\omega}{\omega_\alpha}}}{1 + i \frac{\omega}{\omega_\alpha}} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\alpha_0 e^{-0,2i \frac{\omega}{\omega_\alpha}}}{1 + i \frac{\omega}{\omega_\alpha}}}. \quad (5.147)$$

5.12.4. Эквивалентная схема транзистора на высоких частотах

В заключение раздела построим эквивалентную схему биполярного транзистора на высоких частотах для схемы с общей базой (рис. 5.35).

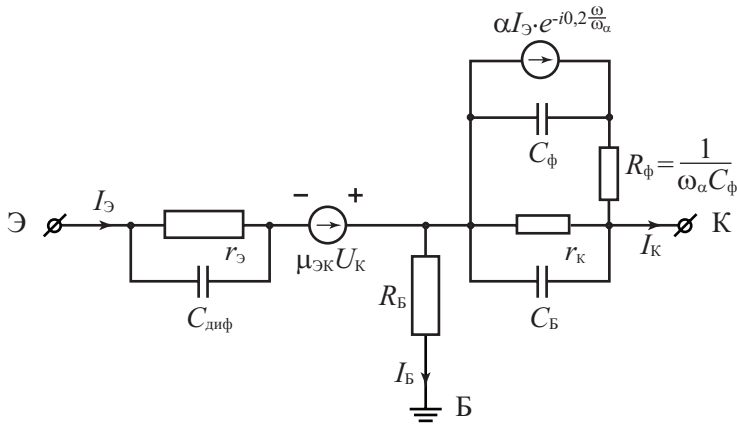


Рис. 5.35. Эквивалентная схема биполярного транзистора на высоких частотах для схемы с общей базой

На приведенной эквивалентной схеме основные параметры элементов в эмиттерной, базовой и коллекторной цепи такие же, как и для эквивалентной схемы при малых частотах. Различие этих двух схем проявляется в коллекторной цепи, где частотная зависимость коэффициента передачи $\alpha(\omega)$ изображена в виде фазосдвигающей RC -цепочки C_Φ и R_Φ в коллекторной цепи.

5.13. Биполярные транзисторы с гетеропереходами

5.13.1. Типовая структура ГБТ на GaAs

Одним из перспективных направлений по улучшению параметров биполярных транзисторов является замена эмиттерного $p-n$ перехода биполярного транзистора на гетеропереход. В этом случае возможно обеспечить одностороннюю инжекцию из эмиттера в базу, а, следовательно, и высокую эффективность эмиттера при низкой легирующей концентрации эмиттера и высокой легирующей концентрации базы. Последнее условие позволяет существенно уменьшить ширину базы и устранить влияние эффекта Эрли на выходные характеристики биполярного транзистора.

Наибольшее распространение биполярные транзисторы с эмиттерным гетеропереходом получили при разработке СВЧ-транзисторов на основе арсенида галлия (ГБТ на GaAs). В англоязычной литературе для обозначения этих транзисторов используют аббревиатуру HBT. Стандартная топология ГБТ-транзисторов использует вертикальную структуру. Типовая структура биполярного транзистора с эмиттерным гетеропереходом на основе арсенида галлия приведена на рисунке 5.36.

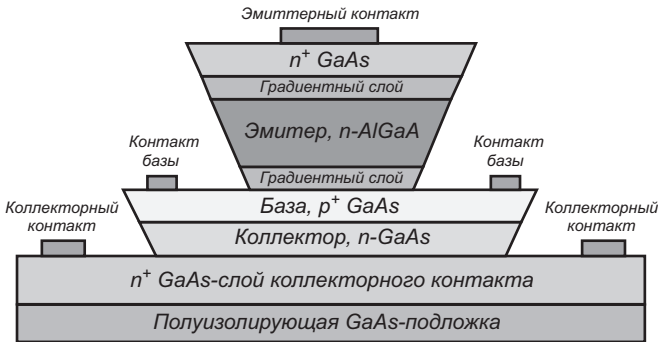


Рис. 5.36. Типовая структура биполярного транзистора с эмиттерным гетеропереходом на основе арсенида галлия ГБТ на GaAs [22]

Типовой ГБТ на GaAs $n-p-n$ типа формируется на полуизолирующей GaAs подложке с удельным сопротивлением порядка 10^7 Ом см. Коллектор формируется на основе электронного GaAs с концентрацией доноров N_D , равной $3 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. База представляет собой сильнолегированную область p^+ -GaAs с легирующей концентрацией акцепторов (бериллий или углерод) N_A , равной 10^{19} см $^{-3}$. Эмиттерный гетеропереход формируется за счет слаболегированного слоя AlGaAs n -типа в качестве эмиттера. Ширина запрещенной зоны полупроводникового соединения AlGaAs в эмиттере больше, чем GaAs в базе на величину $\Delta E_g = 0,37$ эВ. В случае использования эмиттерного гетероперехода $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ разрыв зоны проводимости составляет $\Delta E_C = 0,24$ эВ,

разрыв валентной зоны $\Delta E_V = 0,13$ эВ [22]. Как было показано в разделе 2.14, в этом случае реализуется односторонняя инжекция электронов из эмиттера в базу.

Высокий уровень легирования базы, а также низкий уровень легирования эмиттера, обуславливают низкое сопротивление базы и мало значение емкости эмиттерного гетероперехода. Низколегированный коллектор уменьшает емкость коллекторного перехода. Эти условия позволяют достичь высоких значений граничной частоты, усиления по току биполярного транзистора.

Важным преимуществом для биполярного транзистора с эмиттерным гетеропереходом является простота технологической реализации. Вертикальная структура ГБТ позволяет рационально использовать площадь кристалла в планарном технологическом процессе. Тонкие слои базы формируются путем эпитаксии, что даже в случае субмикронных толщин базы позволяет отказаться от электронно-лучевой литографии. Дополнительным преимуществом таких транзисторов по сравнению с полевыми транзисторами является однополярное питание.

5.13.2. Биполярные транзисторы с гетеропереходами на соединениях с фосфидом индия

Очередным шагом в развитии биполярного транзистора с эмиттерным гетеропереходом на GaAs является использование в транзисторах вместо GaAs других полупроводниковых соединений групп A^3B^5 : для базовой и коллекторной областей тройных соединений InGaAs, для эмиттерной и коллекторной областей – фосфида индия InP. Кроме этого, *p-n* переход база-коллектор также реализуется в виде гетероперехода. Биполярные транзисторы с двумя гетеропереходами обозначают аббревиатурой ДГБТ (DНВТ в английской транскрипции).

Использование фосфида индия InP позволяет улучшить частотные характеристики ДГБТ, увеличивает пробивное напряжение коллектора. Поскольку ширина заперщенной зоны InP больше, чем у $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ (1,35 эВ и 0,75 эВ соответственно), то напряжение пробоя коллекторного гетероперехода не менее 6 вольт. Существует большое разнообразие в комбинациях материалов эмиттера, базы и коллектора биполярного транзистора с двумя гетеропереходами на основе InP. Наиболее часто используется *n-p-n* транзисторные гетероструктуры типа InAlAs – InGaAs – InP и InP – InGaAs – InP. Толщина базы в случае использования технологии молекулярно-лучевой эпитаксии может быть снижена до 25 нм при уровне легирования углеродом 10^{20} см⁻³. Приборы с такими структурами обладают рекордными частотными характеристиками с граничной частотой 250 ГГц при токе коллектора 10 мА, напряжение на коллекторе 1 вольт. [22, 27]

Контрольные вопросы

- 5.1. Нарисуйте зонную диаграмму n - p - n транзистора в равновесном состоянии.
- 5.2. Дайте определение коэффициенту переноса и коэффициенту инжекции.
- 5.3. Как связан коэффициент переноса с шириной базы?
- 5.4. В чем заключается эффект Эрли?
- 5.5. Какая постоянная времени определяет инерционность транзистора в схеме ОБ?
- 5.6. Какая постоянная времени определяет инерционность транзистора в схеме ОЭ?
- 5.7. Что такое составной транзистор? Опишите его принцип действия и характеристики.

Задачи

- 5.1. Для некоторого транзистора типа p - n - p задано $I_{pэ} = 1$ мА, $I_{nэ} = 0,01$ мА, $I_{рк} = 0,98$ мА, $I_{нк} = 0,001$ мА. Вычислить: а) статический коэффициент передачи тока базы α_T ; б) эффективность эмиттера (коэффициент инжекции γ); в) ток базы и коэффициент передачи тока в схемах с ОБ α и ОЭ β .
- 5.2. Показать, что при экспоненциальном распределении примеси в базе n - p - n биполярного транзистора поле E_x постоянно. Найти в этом случае концентрацию неосновных носителей вблизи коллектора, если уровень легирования около эмиттера $N_A = 10^{17}$ см⁻³, толщина базы транзистора $x_б = 0,3$ мкм, а $E_x = 4000$ В/см.
- 5.3. Кремниевый транзистор типа n^+ - p - n имеет эффективность эмиттера $\gamma = 0,999$, коэффициент переноса через базу $\alpha_T = 0,99$, толщину нейтральной области базы $W_б = 0,5$ мкм, концентрацию примеси в эмиттере $N_D = 10^{19}$ см⁻³, базе $N_A = 10^{16}$ см⁻³ и коллекторе $N_D = 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Определить предельное напряжение на эмиттере, при котором прибор перестает быть управляемым и наступает пробой и вычислить время пролета базы и частоту отсечки.
- 5.4. Имеется кремниевый транзистор типа p^+ - n - p с параметрами: $N_{Aэ} = 5 \cdot 10^{18}$ см⁻³, $N_{Dб} = 1 \cdot 10^{16}$ см⁻³, $N_{Ак} = 1 \cdot 10^{15}$ см⁻³, ширина области базы $W = 1$ мкм, площадь $S = 3$ мм², $U_{эк} = +0,5$ В, $U_{ок} = -5$ В. Вычислить: а) толщину нейтральной области $W_б$ в базе, б) концентрацию неосновных носителей около перехода эмиттер – база $p_n(0)$, в) заряд неосновных носителей в области базы $Q_б$.

Глава 6. Полевые транзисторы

6.1. Типы и устройство полевых транзисторов

Полевые, или униполярные, транзисторы в качестве основного физического принципа используют эффект поля. В отличие от биполярных транзисторов, у которых оба типа носителей, как основные, так и неосновные, являются ответственными за транзисторный эффект, в полевых транзисторах для реализации транзисторного эффекта используется только один тип носителей. По этой причине полевые транзисторы называют униполярными. В зависимости от условий реализации эффекта поля полевые транзисторы делятся на два класса: полевые транзисторы с изолированным затвором и полевые транзисторы с затвором в виде $p-n$ перехода.

К полевым транзисторам с изолированным затвором относятся МДП-транзисторы, МНОП-элементы памяти, МДП-транзисторы с плавающим затвором, приборы с зарядовой связью (ПЗС-структуры), МДП-фотоприемники. К полевым транзисторам с затвором в виде $p-n$ перехода относятся транзисторы с затвором в виде барьера Шоттки, с затвором в виде обычного $p-n$ перехода и с затвором в виде гетероперехода. Отметим, что в качестве дискретных элементов разработаны и имеют применение МДП-транзисторы и транзисторы с затвором в виде обычного $p-n$ перехода. Остальные типы полевых транзисторов применяются только в интегральном исполнении как фрагменты интегральных схем.

Рассмотрим на примере МДП-транзистора основные элементы структуры полевых транзисторов. На рисунке 6.1 приведена топология МДП-транзистора. [28, 68]

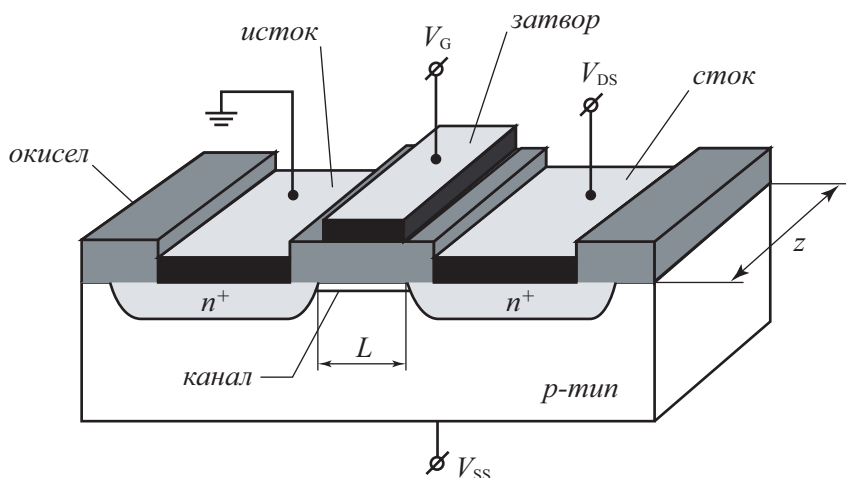


Рис. 6.1. Топология и основные элементы МДП-транзистора

Термин «МДП-транзистор» используется для обозначения полевых транзисторов, в которых управляющий электрод – **затвор** – отделен от активной области полевого транзистора диэлектрической прослойкой – изолятором. Основным элементом для этих транзисторов является структура металл – диэлектрик – полупроводник. По этой причине в названии транзистора используется аббревиатура МДП. Монокристаллический полупроводник n - или p -типа, на котором изготавливается МДП-транзистор, получил название **подложки**. Две сильнолегированные области противоположного с подложкой типа проводимости, получили название **исток** и **сток**. Область полупроводниковой подложки, находящаяся под затвором между истоком и стоком, называется **каналом**. Диэлектрический слой, находящийся между затвором и каналом, получил название **подзатворного диэлектрика**. В качестве полупроводниковой подложки в большинстве МДП-транзисторов используется кремний, а в качестве подзатворного диэлектрика – двуокись кремния. По этой причине как синоним для МДП транзисторов используется термин «МОП-транзистор». Канал в МДП-транзисторах может быть как **индуцированным**, так и **встроенным**.

6.2. Принцип работы МДП-транзистора

Физической основой работы полевого транзистора со структурой металл – диэлектрик – полупроводник является эффект поля. Напомним, что эффект поля состоит в том, что под действием внешнего электрического поля изменяется концентрация свободных носителей заряда в приповерхностной области полупроводника. В полевых приборах со структурой МДП внешнее

поле обусловлено приложенным напряжением на металлический электрод – затвор. В зависимости от знака и величины приложенного напряжения могут быть четыре состояния области пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника – обогащение, обеднение, слабая и сильная инверсия. Полевые транзисторы в активном режиме могут работать только в области слабой или сильной инверсии, т.е. в том случае, когда инверсионный канал между истоком и стоком отделен от квазинейтрального объема подложки областью обеднения.

Полевой транзистор относится к типу приборов, управляемых напряжением. Обычно электрод истока является общим, и относительно его определяются величина и знак прикладываемого напряжения и протекающего тока. Напряжение на затворе МДП-транзистора обозначается значком V_G , на стоке транзистора – V_{DS} , на подложке – V_{SS} . Ток, протекающий между истоком и стоком, обозначается I_{DS} , ток в цепи «затвор – канал» – I_G . Для полевых транзисторов с изолированным затвором ток затвора пренебрежимо мал, составляет величины пикоампер. По этой причине мощность, расходуемая на реализацию транзисторного эффекта в первичной цепи, практически нулевая. На рисунке 6.2 показана схема МДП-транзистора с индуцированным p -каналом в равновесных условиях ($V_{DS} = 0$) при нулевом напряжении на затворе и при напряжении на затворе выше порогового напряжения.

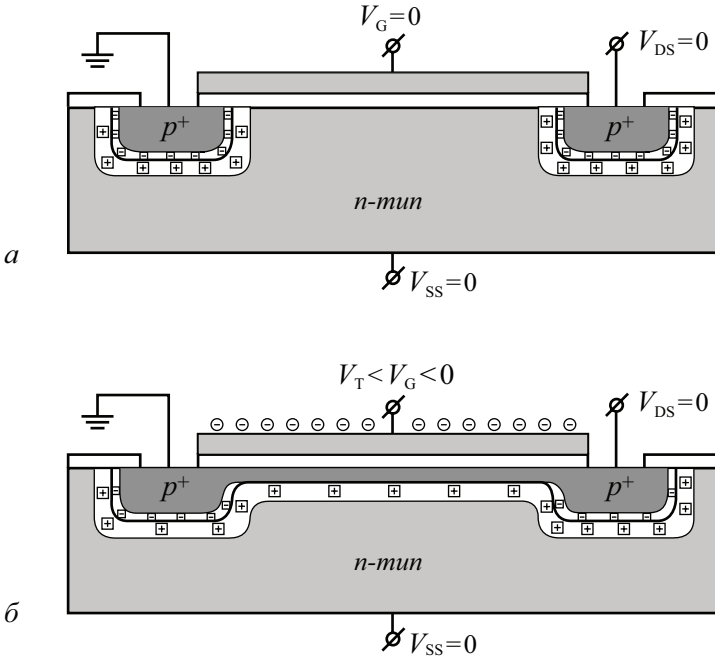


Рис. 6.2. МДП-транзистор с индуцированным каналом в равновесных условиях

а) напряжение на затворе отсутствует $V_G = 0$;

б) напряжение на затворе больше порогового напряжения $V_G > V_T$ ($V_G < 0$)

В области инверсии концентрация неосновных носителей заряда в инверсионном канале выше, чем концентрация основных носителей в объеме полупроводника. Напряжение на затворе V_G , при котором происходит формирование инверсионного канала, называется **пороговым напряжением** и обозначается V_T . Изменяя величину напряжения на затворе V_G в области выше порогового напряжения, можно менять концентрацию свободных носителей в инверсионном канале и тем самым модулировать сопротивление канала R_i . Источник напряжения в стоковой цепи V_{DS} вызовет изменяющийся в соответствии с изменением сопротивления канала R_i ток стока I_{DS} , и тем самым будет реализован транзисторный эффект. Напомним, что транзисторный эффект заключается в изменении тока или напряжения во вторичной цепи, вызванном изменениями тока или напряжения в первичной цепи. Отметим, что ток в цепи «исток – канал – сток» I_{DS} обусловлен только одним типом носителей, то есть, действительно, МДП-транзистор является униполярным прибором. Поскольку области истока и стока сильно легированы, то они не оказывают влияния на ток канала, а только обеспечивают контакт к области канала.

Таким образом, МДП-транзистор является сопротивлением, регулируемым внешним напряжением. К нему даже в большей степени, чем к биполярным приборам, подходит историческое название «транзистор», так как слово «transistor» образовано от двух английских слов – «transfer» и «resistor», что переводится как «преобразующий сопротивление».

6.3. Выбор знаков напряжений в МДП-транзисторе

Как уже отмечалось в предыдущем разделе, электрод истока является общим, и относительно его определяются величина и знак прикладываемого напряжения и протекающего тока. Рассмотрим на примере n -канального МДП-транзистора с индуцированным каналом, каким образом выбираются величина и знак напряжения на затворе, стоке и подложке, обеспечивающих работу МДП-транзистора в активном режиме.

Для МДП-транзистора с индуцированным n -каналом при нулевом напряжении на затворе $V_G = 0$ канал между истоком и стоком отсутствует. Для формирования канала необходимо подать напряжение на затвор V_G такого знака, чтобы на поверхности полупроводника сформировался инверсионный слой. Для n -канального транзистора (полупроводниковая подложка p -типа) знак напряжения V_G в этом случае должен быть положительным. Напряжение на затворе V_G , при котором происходит формирование инверсионного канала, называется **пороговым напряжением** и обозначается V_T . Следовательно, величина напряжения на затворе V_G в активной области должна быть больше, чем значение порогового напряжения: $0 < V_T < V_G$.

Напряжение, поданное на сток V_{DS} , вызывает движение электронов в инверсионном слое между истоком и стоком. С точки зрения транзисторного эффекта безразлично, в каком направлении в канале будут двигаться носители. Но, в то же время, напряжение V_{DS} , приложенное к стоку, это напряжение, приложенное к стоковому $n^+ - p$ переходу. При положительном знаке $V_{DS} > 0$ это соответствует обратному смещению стокового $n^+ - p$ перехода, а при отрицательном знаке $V_{DS} < 0$ это соответствует прямому смещению $p - n$ перехода «сток – подложка». В случае прямого смещения $p - n$ перехода «сток – подложка» в цепи стока будет течь дополнительно к току канала еще и большой ток прямосмещенного $p - n$ перехода, что затруднит регистрацию тока канала. В случае обратного смещения $p - n$ перехода «сток — подложка» паразитный ток будет составлять наноамперы и будет пренебрежимо мал. Таким образом, знак напряжения на стоке V_{DS} нужно выбирать так, чтобы стоковый переход был смещен в обратном направлении. Для n -канальных транзисторов это условие соответствует $V_{DS} > 0$, а для p -канальных транзисторов $V_{DS} < 0$. На рисунке 6.3 показана схема p -канального МДП-транзистора в области плавного канала.

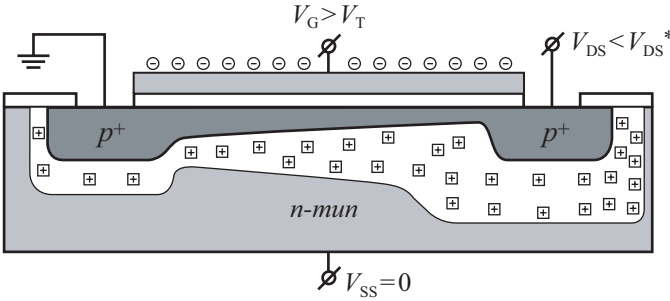


Рис. 6.3. Схема p -канального МДП-транзистора в области плавного канала

Напряжение, подаваемое на подложку V_{SS} , управляет током в канале через изменение заряда в области обеднения Q_B , или, что то же самое, через изменение порогового напряжения V_T . Для эффективного увеличения ширины области обеднения, следовательно заряда в области обеднения, необходимо подавать обратное смещение на индуцированный электронно-дырочный переход «канал – подложка». Для n -канальных транзисторов это условие соответствует отрицательному знаку напряжения на подложке $V_{SS} < 0$, а для p -канальных транзисторов – положительному знаку напряжения $V_{SS} > 0$. На рисунке 6.4 приведена схема p -канального МДП-транзистора в области плавного канала при наличии управляющего напряжения на подложке.

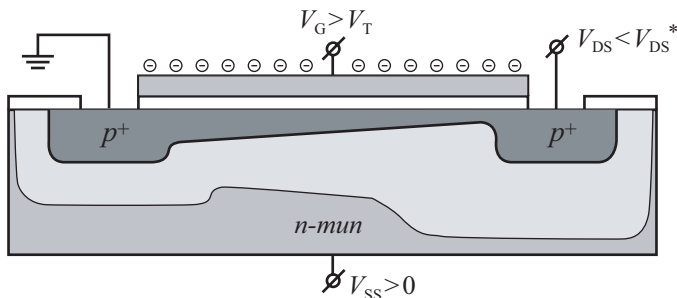


Рис. 6.4. Схема p -канального МДП-транзистора в области плавного канала при наличии напряжения на подложке

6.4. Характеристики МДП-транзистора в области плавного канала

Рассмотрим полевой транзистор со структурой МДП, конфигурация и зонная диаграмма которого приведена на рисунке 6.5. Координата z направлена вглубь полупроводника, y – вдоль по длине канала и x – по ширине канала.

Получим вольт-амперную характеристику такого транзистора при следующих предположениях:

1. Токи через p - n переходы истока, стока и подзатворный диэлектрик равны нулю.
2. Подвижность электронов μ_n постоянна по глубине и длине L инверсионного канала и не зависит от напряжения на затворе V_{GS} и на стоке V_{DS} .
3. Канал плавный, то есть в области канала нормальная составляющая электрического поля E_z существенно больше тангенциальной E_y .

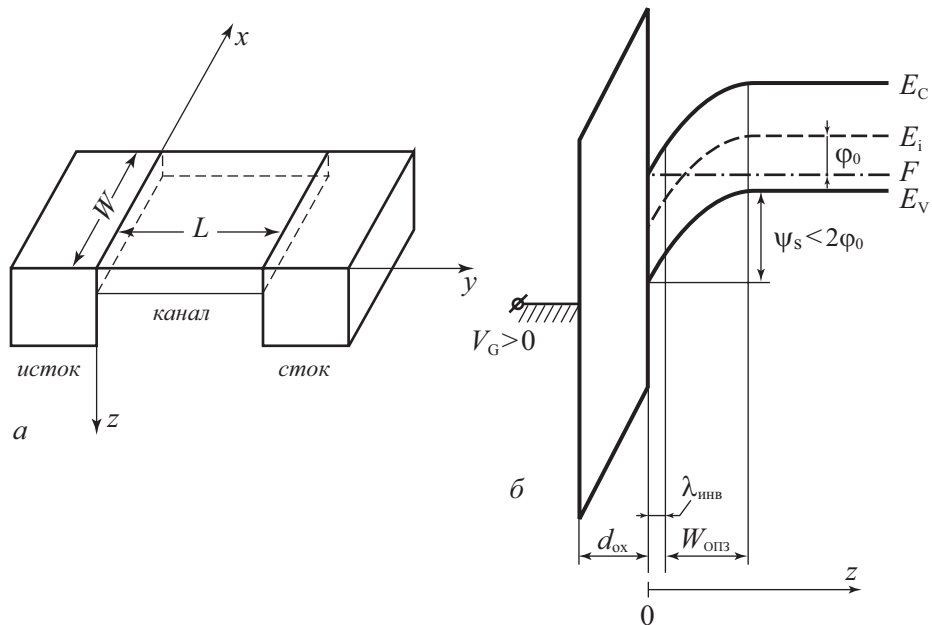


Рис. 6.5. Схема МДП-транзистора для расчета токов в области плавного канала и зонная диаграмма в равновесных условиях

Ток в канале МДП-транзистора, изготовленного на подложке p -типа, обусловлен свободными электронами, концентрация которых $n(z)$. Электрическое поле E_y обусловлено напряжением между истоком и стоком V_{DS} . Согласно закону Ома, плотность тока

$$j(x, y, z) = q\mu_n n(z) \frac{dV}{dy}, \quad (6.1)$$

где q – заряд электрона, μ_n – подвижность электронов в канале, V – падение напряжения от истока до точки канала с координатами (x, y, z) .

Проинтегрируем (6.1) по ширине x и глубине z канала. Тогда интеграл в левой части (6.1) дает нам полный ток канала I_{DS} , а для правой части получим:

$$I_{DS} = W\mu_n \frac{dV}{dy} q \int_0^{\infty} n(z) dz. \quad (6.2)$$

Величина $q \int_0^{\infty} n(z) dz$ есть полный заряд электронов в канале на единицу

площади $Q_n = q \int_0^{\infty} n(z) dz$. Тогда

$$I_{DS} = W\mu_n Q_n \frac{dV}{dy}. \quad (6.3)$$

Найдем величину заряда электронов Q_n . Для этого запишем уравнение электронейтральности для зарядов в МДП-транзисторе на единицу площади в виде:

$$Q_m = Q_{ox} + Q_n + Q_B. \quad (6.4)$$

Согласно (6.4) заряд на металлическом электроде Q_m уравнивается суммой зарядов свободных электронов Q_n и ионизованных акцепторов Q_B в полупроводнике и встроенного заряда в окисле Q_{ox} . На рисунке 6.6 приведена схема расположения этих зарядов. Из определения геометрической емкости окисла C_{ox} следует, что полный заряд на металлической обкладке МДП-конденсатора Q_m равен:

$$Q_m = C_{ox} \cdot V_{ox}, \quad (6.5)$$

где V_{ox} – падение напряжения на окисном слое, C_{ox} – удельная емкость подзатворного диэлектрика.

Поскольку падение напряжения в окисле равно V_{ox} , в полупроводнике равно поверхностному потенциалу ψ_s , а полное приложенное к затвору напряжение V_{GS} , то

$$V_{GS} - \Delta\phi_{ms} = V_{ox} + \psi_s = V_{ox} + \psi_{s0} + V(y), \quad (6.6)$$

где $\Delta\phi_{ms}$ – разность работ выхода металл – полупроводник, ψ_{s0} – величина поверхностного потенциала в равновесных условиях, т.е. при напряжении стока $V_{DS} = 0$.

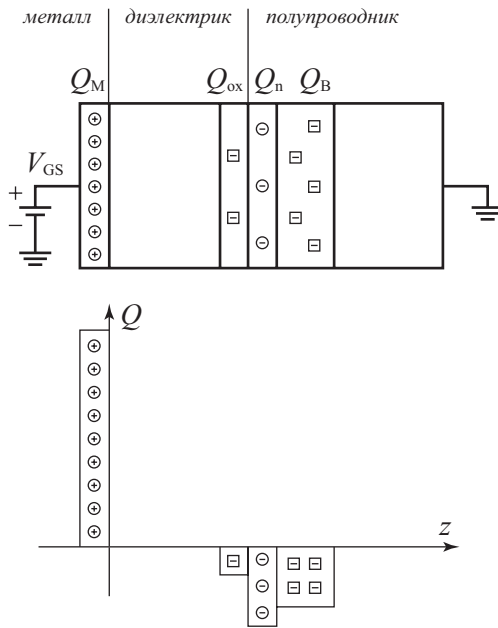


Рис. 6.6. Расположение зарядов в МДП-транзисторе

Из (6.4), (6.5) и (6.6) следует:

$$Q_n = Q_m - Q_{ox} - Q_B = C_{ox} [V_{GS} - \Delta\varphi_{ms} - \psi_{s0} + V(y)] - Q_{ox} + Q_B. \quad (6.7)$$

Поскольку в области сильной инверсии при значительном изменении напряжения на затворе V_{GS} величина поверхностного потенциала меняется слабо, будем в дальнейшем считать ее постоянной и равной потенциалу начала области сильной инверсии $\psi_{s0} = 2\varphi_0$. Поэтому будем также считать, что заряд акцепторов Q_B не зависит от поверхностного потенциала. Введем **пороговое напряжение** V_T как напряжение на затворе V_{GS} , соответствующее открытию канала в равновесных условиях: $V_T \equiv V_{GS}(\psi_s = 2\varphi_0, V_{DS} = 0)$.

При этом $Q_n(V_{DS} = 0) = 0$.

Из (6.7) следует, что

$$V_T = \Delta\varphi_{ms} + 2\varphi_0 + \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} - \frac{Q_B}{C_{ox}}. \quad (6.8)$$

Тогда, с учетом (6.8):

$$Q_n = C_{ox} [V_{GS} - V_T - V(y)]. \quad (6.9)$$

Подставляя (6.9) в (6.3), разделяя переменные и проведя интегрирование вдоль канала при изменении y от 0 до L , а $V(y)$ от 0 до V_{DS} , получаем:

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu_n C_{ox} \left[(V_{GS} - V_T) V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right]. \quad (6.10)$$

Уравнение (6.10) описывает вольт-амперную характеристику полевого транзистора в области плавного канала.

6.5. Характеристики МДП-транзистора в области отсечки

Как следует из уравнения (6.9), по мере роста напряжения исток-сток V_{DS} в канале может наступить такой момент, когда произойдет смыкание канала, т.е. заряд электронов в канале в некоторой точке станет равным нулю. Это соответствует условию:

$$V(y) = V_{GS} - V_T \equiv V_{DS}^* \quad (6.11)$$

Поскольку максимальная величина напряжения $V(y)$ реализуется на стоке, то смыкание канала, или отсечка, первоначально произойдет у стока. Напряжением стока V_{DS} , необходимое для смыкания канала, называется **напряжением отсечки** V_{DS}^* . Величина напряжения отсечки определяется соотношением (6.11). На рисунке 6.7 показан канал, отсеченный у стока.

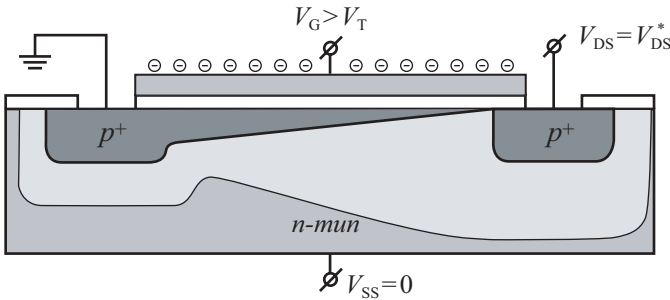


Рис. 6.7. Схема р-канального МДП-транзистора при напряжении на стоке, равном напряжению отсечки

С ростом напряжения стока V_{DS} точка канала, соответствующая условию отсечки (6.11), сдвигается от стока к истоку. В первом приближении при этом на участке плавного канала от истока до точки отсечки падает одинаковое напряжение $V_{DS}^* = V_{GS} - V_T$, не зависящее от напряжения исток-сток. Эффективная длина плавного канала L' от истока до точки отсечки слабо отличается от истинной длины канала L и обычно $\Delta L = L - L' \ll L$. Это обуславливает в области отсечки в первом приближении ток стока I_{DS} , не зависящий от напряжения стока V_{DS} . На рисунке 6.8 показана схема р-канального МДП-транзистора при напряжении на стоке, большем напряжения отсечки. Из этого же рисунка видно, как точка отсечки смещается от стока по мере роста напряжения на стоке.

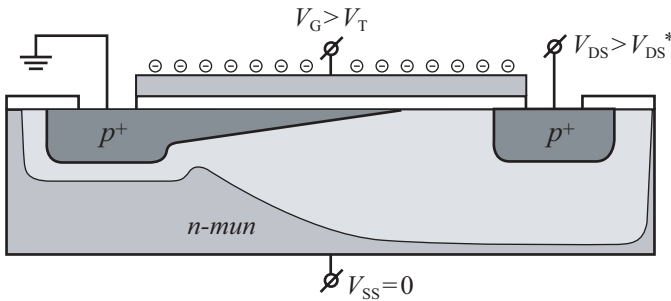


Рис. 6.8. Схема р-канального МДП-транзистора при напряжении на стоке, большем напряжения отсечки

Подставив значение напряжения отсечки V_{DS}^* из (6.11) в (6.10) вместо значения напряжения стока V_{DS} , получаем для области отсечки выражение для тока стока:

$$I_{DS} = \frac{W}{2L} \mu_n C_{ox} (V_{GS} - V_T)^2. \quad (6.12)$$

Соотношение (6.12) представляет собой запись вольт-амперной характеристики МДП-транзистора в области отсечки. Зависимости тока стока I_{DS} от напряжения на затворе V_{GS} называются, обычно, переходными характеристиками, а зависимости тока стока I_{DS} от напряжения на стоке V_{DS} – проходными характеристиками транзистора. На рисунке 6.9 приведены зависимости тока стока I_{DS} от напряжения на стоке V_{DS} для МДП-транзистора при различных напряжениях на затворе, рассчитанные по соотношениям (6.10) и (6.12).

При значительных величинах напряжения исток-сток и относительно коротких каналах ($L = 10 \div 20$ мкм) в области отсечки наблюдается эффект модуляции длины канала. При этом точка отсечки смещается к истоку и напряжение отсечки V_{DS}^* падает на меньшую длину L' канала. Это вызовет увеличение тока I_{DS} канала. Величина напряжения ΔV , падающая на участке ΔL от стока отсечки, будет равна:

$$\Delta V(\Delta L) = V_{DS} - V_{DS}^* = V_{DS} - (V_{GS} - V_T). \quad (6.13)$$

На рисунке 6.9 этот эффект модуляции длины канала наглядно виден.

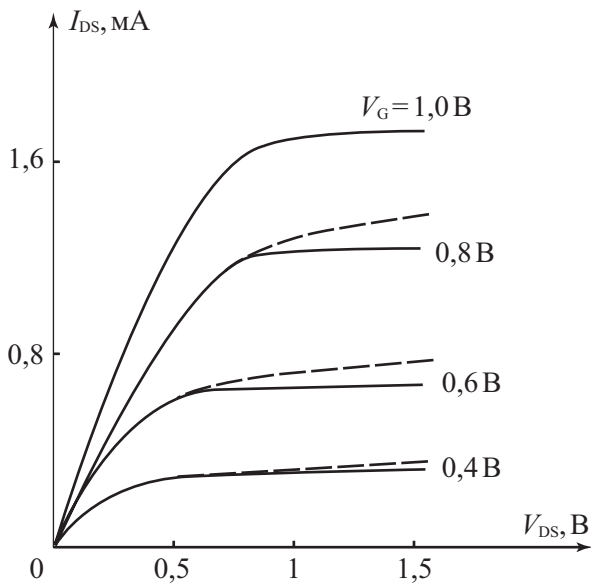


Рис. 6.9. Зависимость тока стока I_{DS} от напряжения на стоке V_{DS} для МДП ПТ при различных напряжениях на затворе. Пороговое напряжение $V_T = 0,1$ В. Сплошная линия – расчет по (6.10) и (6.12). Пунктир – расчет по (6.16) с учетом модуляции длины канала

Поскольку напряжение ΔV падает на обратномсместенном $p-n^+$ переходе, его ширина ΔL будет равна:

$$\Delta L = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \epsilon_0 (V_{DS} + V_T - V_G)}{qN_A}}. \quad (6.14)$$

Ток канала равен I_{DS}^0 , когда напряжение исток-сток $V_{DS} = V_{DS}^* = V_{GS} - V_T$ равно напряжению отсечки и величина $\Delta L = 0$. Обозначим I_{DS} ток стока при большем напряжении стока: $V_{DS} > V_{DS}^*$.

Тогда

$$I_{DS}^0 \cdot L = I_{DS} \cdot (L - \Delta L). \quad (6.15)$$

Следовательно, ВАХ МДП-транзистора с учетом модуляции длины канала примет следующий вид:

$$I_{DS} = \frac{W}{2L} \mu_n C_{ox} (V_G - V_T)^2 \frac{1}{1 - \frac{1}{L} \sqrt{\frac{2\epsilon_s \epsilon_0 (V_{DS} + V_T - V_G)}{qN_A}}}. \quad (6.16)$$

Эффект модуляции длины канала оказывает большое влияние на проходные характеристики МДП-транзистора с предельно малыми геометрическими размерами, поскольку в этом случае величина ΔL сравнима с длиной канала

L. На рисунке 6.9 пунктиром показаны зависимости тока стока от напряжения на стоке в области отсечки с учетом модуляции длины канала.

Отметим, что эффект модуляции длины канала для полевых транзисторов по физической природе аналогичен эффекту модуляции ширины базы (эффект Эрли) для биполярных транзисторов. На вольт-амперных характеристиках транзисторов этот эффект также проявляется аналогично – в зависимости выходного тока от выходного напряжения.

Как видно из уравнения (6.12), в области отсечки ток стока I_{DS} квадратично зависит от приложенного к затвору транзистора напряжения V_G . На рисунке 6.10 показана эта зависимость (кривая 1) и эта же зависимость, построенная в координатах $\sqrt{I_{DS}}$ от напряжения V_G (кривая 2). На практике экстраполяция прямолинейного участка этой зависимости определяет значение порогового напряжения.

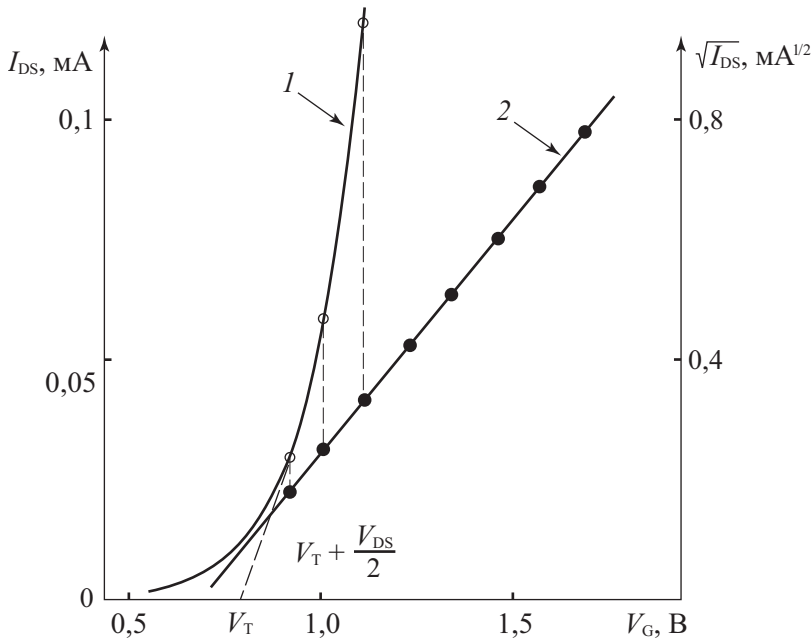


Рис. 6.10. Зависимость тока стока I_{DS} от напряжения на затворе V_G в области отсеченного канала – кривая 1; зависимость корня из тока стока $\sqrt{I_{DS}}$ от напряжения на затворе в области отсечки – кривая 2

6.6. Влияние типа канала на вольт-амперные характеристики МДП-транзисторов

Вид вольт-амперной характеристики МДП-транзистора в значительной мере зависит от типа полупроводниковой подложки и типа инверсионного канала. В том случае, если при нулевом напряжении на затворе $V_G = 0$ инверсионный канал отсутствует, а по мере увеличения напряжения на затворе $V_G > V_T$ появляется, такой инверсионный канал называют индуцированным. В том случае, если при нулевом напряжении на затворе $V_G = 0$ инверсионный канал уже сформирован, такой инверсионный канал называют встроенным. МДП-транзисторы с индуцированным каналом при нулевом напряжении на затворе всегда закрыты, а МДП-транзисторы со встроенным каналом при нулевом напряжении на затворе всегда открыты.

Зависимость тока стока I_{DS} от напряжения на стоке V_{DS} при различных напряжениях на затворе V_G называют проходными характеристиками МДП-транзистора, а зависимость тока стока I_{DS} от напряжения на затворе V_G при различных напряжениях на стоке V_{DS} называют переходными характеристиками МДП-транзистора. В том случае, если напряжение на стоке V_{DS} больше, чем напряжение отсечки V_{DS}^* , на переходных характеристиках ток стока I_{DS} от напряжения на стоке V_{DS} не зависит.

На рисунке 6.11 приведены вольт-амперные характеристики (проходные и переходные) n -канальных и p -канальных МДП-транзисторов с индуцированным и встроенным каналами. Здесь же приведены схематические обозначения разных видов МДП-транзисторов. Из анализа этих вольт-амперных характеристик можно еще раз получить представление о знаках напряжений, подаваемых на затвор и сток МДП-транзисторов в активном режиме.

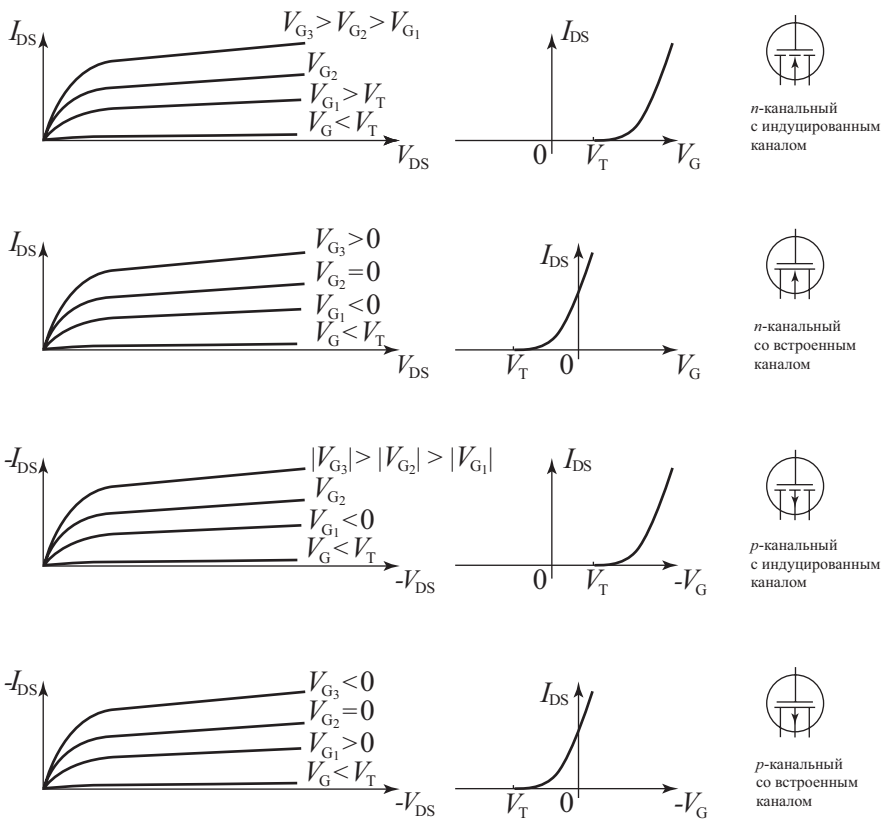


Рис. 6.11. Вольт-амперные характеристики n -канальных и p -канальных МДП-транзисторов с индуцированным и встроенным каналами

6.7. Эффект смещения подложки

Рассмотрим, как меняются характеристики МДП-транзистора при приложении напряжения между истоком и подложкой V_{SS} . Отметим, что приложенное напряжение между истоком и подложкой V_{SS} при условии наличия инверсионного канала падает на обедненную область индуцированного p - n перехода.

В этом случае при прямом его смещении будут наблюдаться значительные токи, соответствующие прямым токам p - n перехода. Эти токи попадут в стоковую цепь и транзистор работать не будет. Поэтому используется только напряжение подложки V_{SS} , соответствующее обратному смещению индуцированного и истокового p - n перехода. По полярности это будет напряжение подложки противоположного знака по сравнению с напряжением стока. На

рисунке 6.4 была приведена схема p -канального МДП транзистора в области плавного канала при наличии напряжения на подложке V_{SS} .

При приложении напряжения канал-подложка V_{SS} происходит расширение области пространственного заряда между инверсионным каналом и квазинейтральным объемом, и для n -канального транзистора увеличение заряда ионизованных акцепторов:

$$Q_B = \sqrt{2q\epsilon_s\epsilon_0 N_A (\psi_{s0} + V_{SS})}. \quad (6.17)$$

Поскольку напряжение на затворе V_{GS} постоянно, то постоянен и заряд на затворе МДП-транзистора Q_m . Следовательно, из уравнения электронейтральности вытекает, что если заряд акцепторов в слое обеднения Q_B вырос, заряд электронов в канале Q_n должен уменьшиться. С этой точки зрения подложка выступает как второй затвор МДП-транзистора, поскольку регулирует также сопротивление инверсионного канала между истоком и стоком.

При возрастании заряда акцепторов в слое обеднения возрастет и пороговое напряжение транзистора V_T , как видно из уравнения (6.8). Изменение порогового напряжения ΔV_T будет равно:

$$\Delta V_T = \frac{\Delta Q_B}{C_{ox}} = \sqrt{\frac{2\epsilon_s\epsilon_0 N_A}{C_{ox}^2}} \left[\sqrt{\psi_{s0} + V_{SS}} - \sqrt{\psi_{s0}} \right]. \quad (6.18)$$

Поскольку смещение подложки приводит только к изменению порогового напряжения V_T , то переходные характеристики МДП-транзистора при различных напряжениях подложки V_{SS} смещаются параллельно друг другу. На рисунках 6.12 и 6.13 показан эффект влияния смещения подложки на переходные и проходные характеристики МДП-транзисторов.

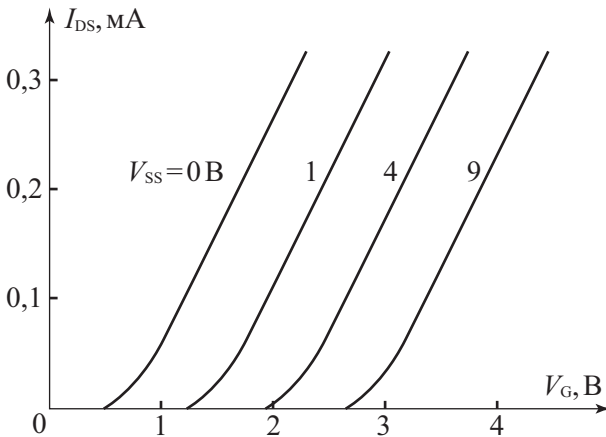


Рис. 6.12. Влияние напряжения смещения канал-подложка V_{SS} на проходные характеристики транзистора в области плавного канала $V_{DS} = 0,1$ В

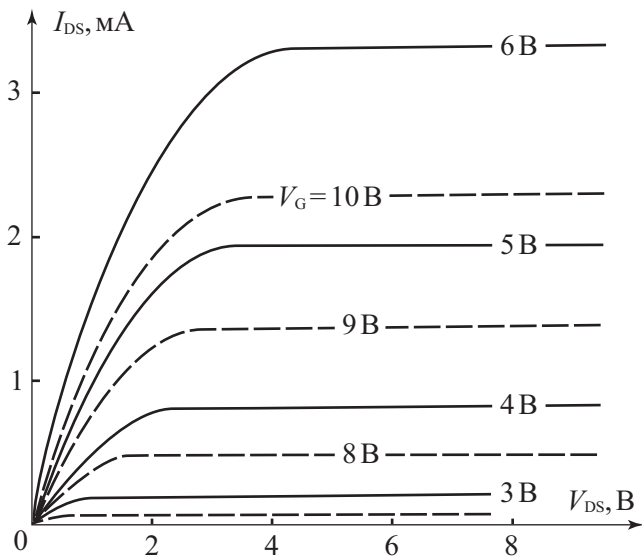


Рис. 6.13. Переходные характеристики МДП-транзистора при нулевом напряжении $V_{SS} = 0$ В смещения канал-подложка (сплошные линии) и при напряжении $V_{SS} = -10$ В (пунктирные линии)

6.8. Малосигнальные параметры

Для МДП-транзистора характерны следующие малосигнальные параметры: крутизна характеристики S , внутреннее сопротивление R_i , коэффициент усиления μ . Крутизна переходной характеристики S определяется как

$$S = \frac{dI_{DS}}{dV_G}, \quad V_{DS} = const \quad (6.19)$$

и характеризуется изменением тока стока при единичном увеличении напряжения на затворе при постоянном напряжении на стоке.

Внутреннее сопротивление R_i определяется как

$$R_i = \frac{dV_{DS}}{dI_{DS}}, \quad V_{GS} = const \quad (6.20)$$

и характеризует изменение напряжения в выходной цепи, необходимое для единичного увеличения тока стока при неизменном напряжении на затворе.

Коэффициент усиления μ определяется как

$$\mu = \frac{dV_{DS}}{dV_G}, \quad I_{DS} = const \quad (6.21)$$

и характеризуется изменением напряжения в выходной цепи при единичном изменении напряжения во входной и неизменном токе стока. Очевидно, что в

области плавного канала крутизна S и дифференциальное сопротивление R_i будут иметь значения:

$$S = \frac{W}{L} \mu_n C_{ox} V_{DS}; \quad R_i = \left[\frac{W}{L} \mu_n C_{ox} (V_G - V_T - V_{DS}) \right]^{-1}. \quad (6.22)$$

При этом коэффициент усиления μ , равный их произведению, всегда меньше единицы:

$$\mu = S_i R_i = \frac{V_{DS}}{V_G - V_T - V_{DS}} < 1. \quad (6.23)$$

Таким образом, необходимо отметить, что полевой МДП-транзистор как усилитель не может быть использован в области плавного канала.

Сравним дифференциальное сопротивление R_i и омическое сопротивление R_0 , равное $R_i = \frac{V_{DS}}{I_{DS}}$ в области плавного канала. Величина R_0 равна:

$$R_0 = \left[\frac{W}{L} \mu_n C_{ox} (V_G - V_T - \frac{V_{DS}}{2}) \right]^{-1}. \quad (6.24)$$

Отметим, что дифференциальное сопротивление транзистора в области R_i совпадает с сопротивлением R_0 канала МДП-транзистора по постоянному току. Поэтому МДП-транзистор в области плавного канала можно использовать как линейный резистор с сопротивлением R_0 . При этом величина сопротивления невелика, составляет сотни Ом и легко регулируется напряжением.

Рассмотрим напряжения для малосигнальных параметров в области отсечки. Из (6.12) и (6.19) следует, что крутизна МДП-транзистора

$$S = \frac{W}{L} \mu_n C_{ox} (V_{GS} - V_T) = \epsilon (V_{GS} - V_T). \quad (6.25)$$

Из (6.25) следует, что крутизна характеристики определяется выбором рабочей точки и конструктивно-технологическими параметрами транзистора.

Величина ϵ получила название «удельная крутизна» и не зависит от выбора рабочей точки.

Для увеличения крутизны характеристики необходимо:

- уменьшать длину канала L и увеличивать его ширину W ;
- уменьшать толщину подзатворного диэлектрика d_{ox} или использовать диэлектрики с высоким значением диэлектрической проницаемости ϵ_{ox} ;
- использовать для подложки полупроводники с высокой подвижностью μ_n свободных носителей заряда;
- увеличивать напряжение на затворе V_{DS} транзистора.

Динамическое сопротивление R_i в области отсечки, как следует из (6.12) и (6.20), стремится к бесконечности: $R_i \rightarrow \infty$, поскольку ток стока от напряжения на стоке не зависит. Однако эффект модуляции длины канала, как было показано, обуславливает зависимость тока стока I_{DS} от напряжения на сто-

ке V_{DS} в виде (6.16). С учетом модуляции длины канала величина дифференциального сопротивления R_i будет равна:

$$R_i = \frac{2(V_{DS} - V_G + V_T)}{I_{DS}} \frac{L}{\Delta L}. \quad (6.26)$$

Коэффициент усиления μ в области отсечки больше единицы, его величина равна:

$$\mu = \frac{4(V_{DS} - V_G + V_T)}{V_G - V_T} \frac{L}{\Delta L} \gg 1. \quad (6.27)$$

Для типичных параметров МОП-транзисторов

$$\frac{W}{L} = 20, \mu_n = 2000 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}, C_{\text{ox}} = 4 \cdot 10^{-8} \frac{\Phi}{\text{см}^2}$$

$$V_G - V_T = 5\text{В}, V_{DS} = 10\text{В}, \frac{L}{\Delta L} = 0,1.$$

Получаем омическое сопротивление в области плавного канала $R_i = R_0 = 125 \text{ Ом}$. Величины дифференциального сопротивления R_i и усиления μ в области отсечки будут соответственно равны: $R_i = 5 \text{ кОм}$, $\mu = 40$.

Аналогично величине крутизны характеристики по затвору S можно ввести величину крутизны переходной характеристики S' по подложке, поскольку на напряжение канал-подложка также влияет на ток стока.

$$S' = \frac{dI_{DS}}{dV_{SS}}, \quad V_{DS}, V_{GS} = \text{const}. \quad (6.28)$$

Подставляя (6.12) в (6.25), получаем:

$$S' = \frac{W}{L} \mu_n C_{\text{ox}} (V_{GS} - V_T) \frac{dV_T}{dV_{SS}}. \quad (6.29)$$

Соотношение (6.29) с учетом (6.8) и (6.17) позволяет получить в явном виде выражение для крутизны передаточных характеристик МДП-транзистора по подложке S' . Однако, поскольку в реальных случаях

$$\frac{dV_T}{dV_{SS}} < 1, \text{ крутизна по подложке } S' \text{ ниже крутизны по затвору } S.$$

6.9. Эквивалентная схема и быстроедействие МДП-транзистора

Исходя из общефизических соображений, МДП-транзистор можно изобразить в виде эквивалентной схемы, представленной на рисунке 6.14. Здесь $R_{\text{вх}}$ обусловлено сопротивлением подзатворного диэлектрика, входная емкость $C_{\text{вх}}$ – емкостью подзатворного диэлектрика и емкостью перекрытия за-

твор-исток. Паразитная емкость $C_{\text{пар}}$ обусловлена емкостью перекрытий затвор-сток. Выходное сопротивление $R_{\text{вых}}$ равно сопротивлению канала транзистора и сопротивлению легированных областей истока и стока. Выходная емкость $C_{\text{вых}}$ определяется емкостью p - n перехода стока. Генератор тока \tilde{i}_1 передает эффект усиления в МДП-транзисторе.

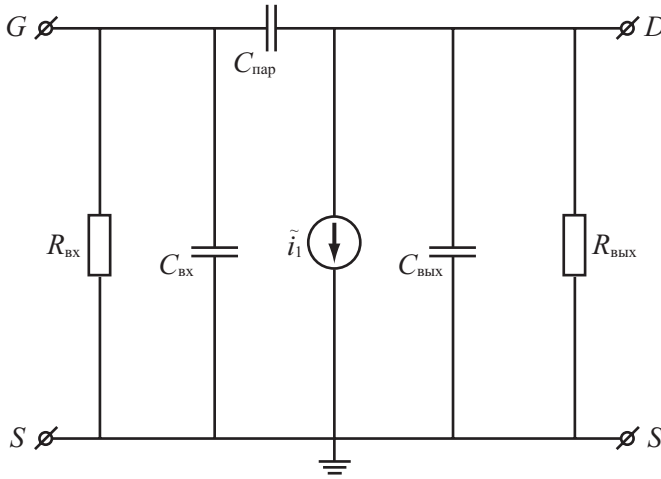


Рис. 6.14. Простейшая эквивалентная схема МДП-транзистора

Определим быстродействие МДП-транзистора исходя из следующих соображений. Пусть на затвор МДП-транзистора, работающего в области отсечки, так что $V_{\text{GS}} = V_{\text{DS}} = V_{\text{пит}}$, подано малое переменное напряжение $\tilde{u} = u_0 \sin(\omega t)$.

Тогда за счет усиления в стоковой цепи потечет ток \tilde{i}_1 , равный:

$$\tilde{i}_1 = S \cdot \tilde{u}. \quad (6.30)$$

Одновременно в канал с электрода затвора потечет паразитный ток смещения через геометрическую емкость затвора, равный:

$$\tilde{i}_2 = \tilde{u} \cdot 2\pi f C_{\text{ок}} WL. \quad (6.31)$$

С ростом частоты выходного сигнала f паразитный ток будет возрастать и может сравниться с током канала за счет эффекта усиления. Определим граничную частоту работы МДП-транзистора $f = f_{\text{макс}}$, когда эти токи будут равны. Получаем с учетом (6.22):

$$f_{\text{макс}} = \frac{\mu_n (V_{\text{GS}} - V)}{2\pi L^2}. \quad (6.32)$$

Поскольку напряжение исток-сток V_{DS} порядка напряжения $V_{\text{GS}} - V_{\text{T}}$, то, используя определение дрейфовой скорости

$$\vartheta_{др} = \mu_n E_{cp} = \mu_n \frac{V_{DS}}{L}, \quad (6.33)$$

можно видеть, что предельная частота усиления f_{\max} определяется временем пролета τ электронов через канал транзистора:

$$\omega_{\max} = 2\pi f_{\max} = \frac{\vartheta_{др}}{L} = \frac{1}{\tau}. \quad (6.34)$$

Оценим быстродействие транзистора.

Пусть $500 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, длина канала $L = 10 \text{ мкм} = 10^{-3} \text{ см}$, напряжение питания $V_{пит} = 10 \text{ В}$. Подставляя эти значения в (6.32), получаем, что максимальная частота для МДП-транзистора составляет величину порядка $f_{\max} \approx 1 \text{ ГГц}$. Заметим, что собственное быстродействие транзистора обратно пропорционально квадрату длины инверсионного канала. Поэтому для повышения быстродействия необходимо переходить на субмикронные длины канала.

6.10. Методы определения параметров МОП ПТ из характеристик

Покажем, как можно из характеристик транзистора определять параметры полупроводниковой подложки, диэлектрика и самого транзистора. Длину канала L и ширину W обычно знают из топологии транзистора. Удельную емкость подзатворного диэлектрика C_{ox} , а следовательно, и его толщину находят из измерения емкости C - V затвора в обогащении. Величину порогового напряжения V_T и подвижность μ_n можно рассчитать как из характеристик в области плавного канала (6.10), так и из характеристик транзистора в области отсечки (6.12). В области плавного качала зависимость тока стока I_{DS} от напряжения на затворе V_{GS} – прямая линия. Экстраполяция прямолинейного участка зависимости $I_{DS}(V_{GS})$ к значению $I_{DS} = 0$ соответствует, согласно (6.10),

$$V_{GS}(I_{DS} \rightarrow 0) = V_T + \frac{V_{DS}}{2}. \quad (6.35)$$

Тангенс угла наклона $tg(\alpha)$ зависимости $I_{DS}(V_{GS})$ определяет величину подвижности μ_n :

$$\mu_n = \frac{L \cdot tg(\alpha)}{W \cdot C_{ox} V_{DS}}. \quad (6.36)$$

В области отсечки зависимость корня квадратного из тока стока I_{DS} от напряжения на затворе V_{GS} также, согласно (6.12), должна быть линейной. Экстраполяция этой зависимости к нулевому току дает пороговое напряжение V_T .

Тангенс угла наклона $tg(\alpha)$ зависимости $\sqrt{I_{DS}}(V_{GS})$ определит величину подвижности μ_n :

$$\mu_n = \frac{L \cdot tg^2 \alpha}{W \cdot C_{ox}}. \quad (6.37)$$

На рисунке 6.10 были приведены соответствующие зависимости и указаны точки экстраполяции. Для определения величины и профиля легирования $N_A(z)$ пользуются зависимостью порогового напряжения V_T от смещения канал-подложка V_{SS} . Действительно, как следует из (6.18), тангенс угла наклона $tg(\alpha)$ зависимости $\Delta V_T = f(\sqrt{\psi_{s0} + V_{SS}})$ определяет концентрацию легирующей примеси. Зная толщину окисла и примерное значение N_A (с точностью до порядка для определения $2\varphi_0$), из (6.18) можно рассчитать величину и профиль распределения легирующей примеси в подложке МДП-транзистора:

$$N_A = \frac{\varepsilon_{ox}^2 \varepsilon_0}{2q \varepsilon_s} \left(\frac{tg(\alpha)}{d_{ox}} \right)^2. \quad (6.38)$$

Эффективная глубина z , соответствующая данному легированию, равна:

$$z = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 (2\varphi_0 + V_{SS})}{q N_A}}. \quad (6.39)$$

Таким образом, из характеристик МДП-транзистора можно рассчитать большое количество параметров, характеризующих полупроводник, диэлектрик и границу раздела между ними.

6.11. Топологические реализации МДП-транзисторов

В зависимости от требуемых выходных параметров существуют различные технологические и топологические решения при приборной реализации МДП-транзисторов. В том случае, если требуется реализовать малые длины каналов, наиболее распространенными являются МДП-транзисторы, полученные методом двойной диффузии. Используя технологию двойной диффузии, на стандартном литографическом оборудовании удастся получить МДП-транзисторы с хорошо контролируемой длиной канала $L \leq 0,5$ мкм.

Структура МДП-транзистора, изготовленного методом двойной диффузии, приведена на рисунке 6.15. Технологические особенности формирования такого транзистора следующее. В окно под областью истока проводится диффузия примеси р-типа с низкой концентрацией. Затем в окна истока и стока проводится диффузия примеси n-типа с высокой концентрацией. В результате получается МДП прибор с субмикронной длиной канала, имеющей неравномерное распределение концентрации легирующей примеси по длине

канала. Так же, как и в стандартном технологическом процессе, можно получить МДП-транзисторы с обеднением и обогащением. Возможность получения на одном кристалле разного типа каналов позволяет строить высокоэффективные ключевые МДП интегральные схемы, используя в качестве активных элементов МДП-транзисторы с обогащением, а в качестве нагрузочных – с обеднением. Поскольку в МДП-транзисторах, изготовленных методом двойной диффузии, концентрация носителей в канале (концентрация легирующей акцепторной примеси) зависит от координаты, то вольтамперные характеристики такого транзистора будут несколько отличаться от характеристик стандартного прибора. [15, 43]

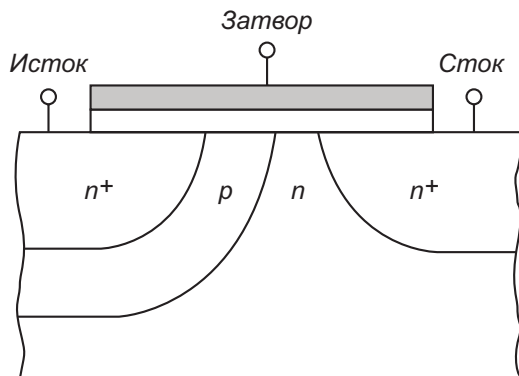


Рис. 6.15. Структура n -канального МДП-транзистора, изготовленного методом двойной диффузии

Для повышения плотности упаковки МДП-транзистора используют вертикально интегрированные структуры. В таких структурах области истока и стока располагаются друг над другом, а канал находится в вертикальной плоскости. Вертикально интегрированные структуры являются одним из направлений микроэлектроники по пути к «трехмерной» интеграции.

Основной разновидностью вертикально интегрированных МДП-транзисторов являются транзисторы с V-канавками, реализуемой на основе полипланарной технологии. В ее основе заложено вертикальное анизотропное травление кремния с ориентацией (110), что позволяет формировать в эпитаксиальном слое V-образные области. На рисунке 6.16 приведена конструкция n -канального МДП-транзистора с V-образной канавкой. Роль истока и стока играют сильнолегированные n^+ -области, а область канала находится между ними. V-МОП-технология позволяет реализовать компактную ячейку, содержащую V- МДП-транзистор, n -МДП-транзистор и нагрузочный резистор, изготовленной по технологии с поликремневым затвором и оксидной изоляцией.

МДП транзисторы с вертикальным каналом используются в выходных каскадах и источниках питания, поскольку их мощность рассеивания дости-

гает сотен вольт и они обладают при этих условиях лучшими импульсными характеристиками по отношению к другим полупроводниковым приборам. В V-MДП транзисторах могут сочетаться высокие рабочие напряжения (до 1000 вольт) и большие токи (десятки ампер).

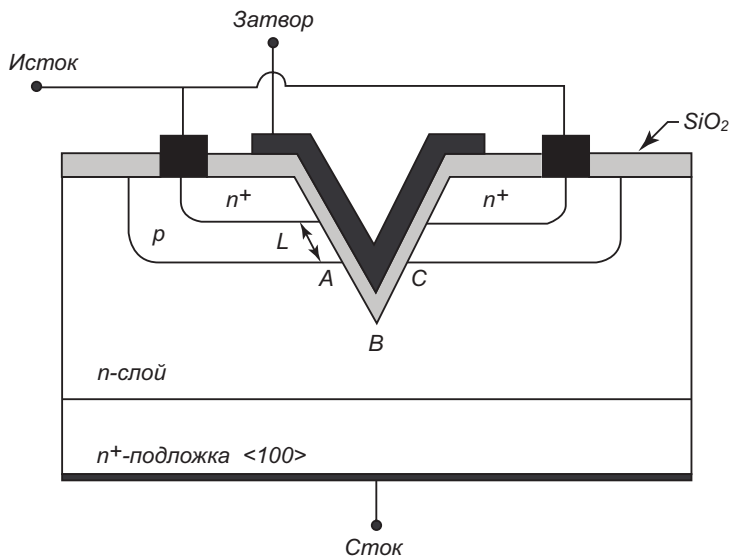


Рис. 6.16 Конструкция *n*-канального МДП транзистора с V-образной канавкой

Другими технологическими приемами позволяющими реализовать трехмерную структуру интегральных схем, является КНИ-технология, или технология «кремний на изоляторе». Предтечей этой технологии являлась КНС-технология или технология «кремний на сапфире». В этой технологии на сапфире эпитаксиально выращивались тонкие слои монокристаллического кремния, из которых методами планарной технологии формировались изолированные кремниевые «островки». В эти заготовки затем формировались обычные МДП-транзисторы. Особенностью КНС-технологии является отсутствие паразитных связей через подложку между отдельными МДП-транзисторами при объединении их на одном кристалле в интегральную схему. На рисунке 6.17 приведена схема МДП-транзистора по технологии «кремний на сапфире».

При развитии КНИ-технологии для трехмерных интегральных схем в качестве изолирующих слоев используют эпитаксиальные слои двуоксида кремния, а в качестве полупроводниковых слоев – слои поликристаллического кремния с последующей кристаллизацией.

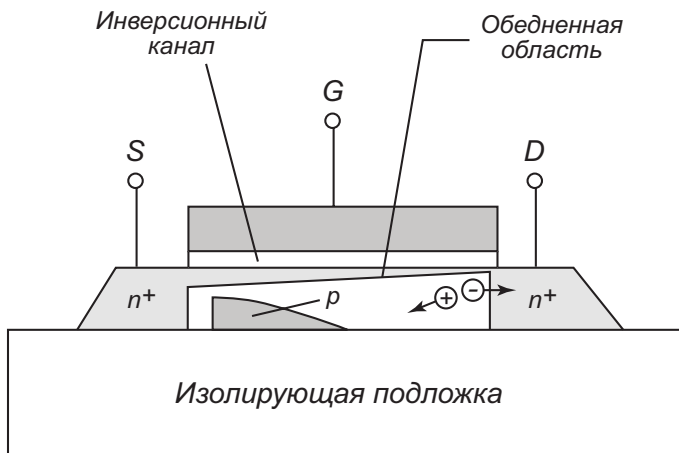


Рис. 6.17. Схема МДП-транзистора, изготовленного по технологии «кремний на сапфире»

6.12. Размерные эффекты в МДП-транзисторах

Если рассмотреть соотношения между геометрическими размерами МДП-транзистора и параметрами области пространственного заряда, то обращает на себя внимание тот факт, что в этих соотношениях отсутствует знак «много больше». Действительно, длина и ширина канала сравнимы с толщиной обедненной области и толщиной подзатворного диэлектрика, величина области отсечки – с длиной канала транзистора. Поэтому можно ожидать, что вольт-амперные характеристики такого МДП-транзистора и его основные параметры (подвижность μ_n и пороговое напряжение V_T) будут отличаться от соответствующих параметров и характеристик МДП-транзистора с большими размерами.

Для точного рассмотрения ВАХ МДП-транзистора с малыми размерами необходимо решать двухмерное уравнение Пуассона. Поверхностный потенциал ψ в этом решении будет зависеть не только от координаты y вдоль канала, но и от координаты z вглубь и координаты x поперек канала. Точное решение двух- и трехмерного уравнения Пуассона возможно только численными методами. Затем, используя для плотности тока выражение (6.1) и проводя численное интегрирование этого уравнения, получают вольт-амперные характеристики.

Однако некоторые эффекты, связанные с уменьшением размеров транзисторов, можно описать качественно на языке изменения порогового напряжения и подвижности. Рассмотрим, как изменяется пороговое напряжение V_T при изменении длины канала L .

На рисунке 6.18 приведена схема МДП-транзистора с малой длиной канала (длина канала L сравнима с шириной обедненной области p - n перехода). Как видно из рисунка 6.18, в этом случае часть заряда в обедненной области под затвором экранируется сильнолегированными областями истока и стока.

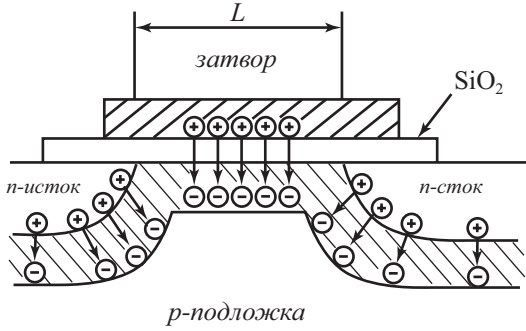


Рис. 6.18. Модель МОП ПТ, учитывающая эффект короткого канала

Этот эффект приводит к тому, что заряд на металлическом затворе, необходимый для создания обедненного слоя, уменьшается, следовательно, уменьшается и пороговое напряжение V_T . Как видно из геометрического рассмотрения, при аппроксимации формы заряда в обедненной области трапецией эффективный заряд в области обеднения будет равен:

$$Q_{В\text{эф}} = \left\{ 1 - \left[\left(1 + \frac{2l}{x_j} \right) - 1 \right] \frac{x_j}{L} \right\} \cdot Q_{В}, \quad (6.40)$$

где l , $Q_{В}$ – ширина и заряд обедненной области, определенные ранее, x_j – глубина p - n^+ перехода.

Для учета вклада «короткоканального» эффекта в пороговое напряжение МДП транзистора выражение (6.40) необходимо подставить в базовое уравнение (6.8), используемое для расчета порогового напряжения V_T . В этом случае изменение порогового напряжения ΔV_T будет равно [10]

$$\Delta V_T = - \frac{q \cdot N_A \cdot W \cdot r_j}{C_{ox} \cdot L} \cdot \left(\sqrt{1 + \frac{2 \cdot W}{r_j}} - 1 \right) \quad (6.41)$$

Уменьшение порогового напряжения, согласно (6.8), будет возрастать с уменьшением длины канала L , уменьшением легирования N_A и увеличением напряжения смещения канал-подложка V_{SS} (в последних случаях увеличивается ширина области обеднения l). На рисунке 6.19 приведены экспериментальные и расчетные изменения величины порогового напряжения ΔV_T за счет уменьшения длины канала.

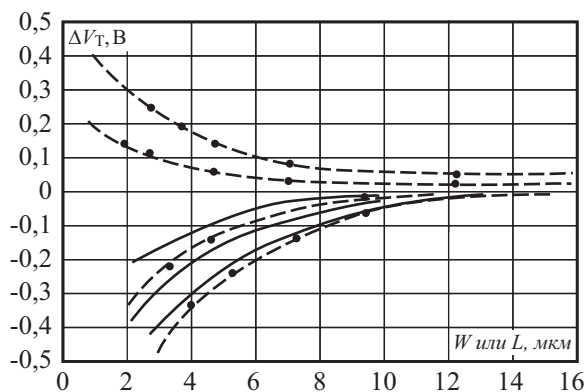


Рис. 6.19. Изменение порогового напряжения ΔV_T как функция длины L и ширины W канала МОП ПТ

При уменьшении ширины канала наблюдается противоположный эффект. На рисунке 6.20 приведен поперечный разрез МДП-транзистора с узким каналом. В этом случае напряжение на затворе формирует тонкую обедненную область под толстым диэлектриком и толстый обедненный слой под тонким диэлектриком. В отличие от идеального случая в реальном случае граница обедненной области имеет форму, близкую к параболической. При увеличении напряжения на затворе V_{GS} возрастают обедненная область под толстым окислом у МДП-транзистора с узким каналом, эффективный заряд $Q_{B\text{эф}}$ в области обеднения и, следовательно, пороговое напряжение.

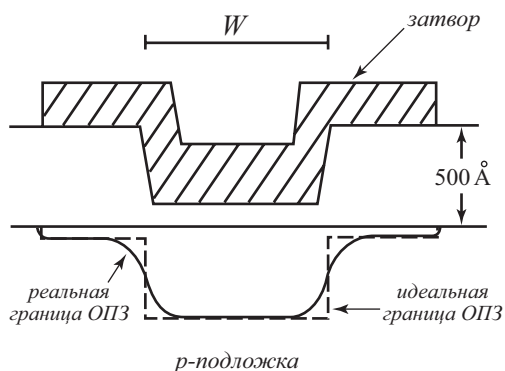


Рис. 6.20. Модель МОП ПТ, учитывающая эффект узкого канала

Влияние на пороговое напряжение краевого эффекта на боковой границе затвора обусловлено тем, что область обеднения выходит за боковой край затвора. Предполагая эту область цилиндрической, для полного заряда в области обеднения получаем:

$$Q_{B_{эф}} = \left(1 + \frac{\pi \cdot W}{2 \cdot Z}\right) \cdot Q_B \quad (6.42)$$

Изменение порогового напряжения ΔV_T для случая узкого канала будет равно

$$\Delta V_T = \frac{\sqrt{2 \cdot \varepsilon_s \cdot \varepsilon_0 \cdot q \cdot N_A \cdot 2 \cdot \varphi_0}}{C_{ox}} \cdot \left(\frac{\pi \cdot W}{2 \cdot Z}\right) \quad (6.43)$$

Чем больше соотношение толщин между толстым и тонким окислом, тем больше область перехода, и тем выше пороговое напряжение. Чем уже канал, тем больше изменения порогового напряжения. В пределе, когда ширина канала стремится к нулю, пороговое напряжение приближается к пороговому напряжению для структур с толстым окислом.

При одновременном уменьшении геометрических размеров обе ранее обсужденные тенденции работают в противоположных направлениях. Эффект, связанный с уменьшением ширины – доминирующий, и, обычно, на практике наблюдается увеличение порогового напряжения при пропорциональном сокращении геометрических размеров.

Изменения порогового напряжения, а следовательно и ВАХ, зависит сложным образом от параметров МДП транзистора: концентрации легирующей примеси, глубины рп-перехода, толщины подзатворного окисла. Критерий разграничивающий длинно- и короткоканальный приборы определяют, используя характерные свойства обычного длинноканального МДП транзистора – обратно пропорциональная зависимость тока стока I_{DS} от длины канала L и независимость подпорогового тока от напряжения на стоке при значениях $V_{DS} > 3kT/q$. Результаты большого количества измерений обобщаются простым эмпирическим соотношением [10]:

$$L_{\min} = 0,4 \cdot \left[r_j \cdot d_{ox} \cdot (W_S + W_D)^2 \right]^{1/3} = 0,4 \cdot \gamma^{1/3}. \quad (6.44)$$

В соотношении 6.44 L_{\min} – минимальная длина канала, при которой ВАХ МДП транзистора еще сохраняет длинноканальный характер, мкм; r_j – глубина рп-переходов, мкм; d_{ox} – толщина слоя окисла, Å; $W_S + W_D$ – суммарная толщина ОПЗ истока и стока для идеального рп-перехода. На рисунке 6.21 приведено значение критерия короткоканальности в зависимости от интегрального параметра γ .

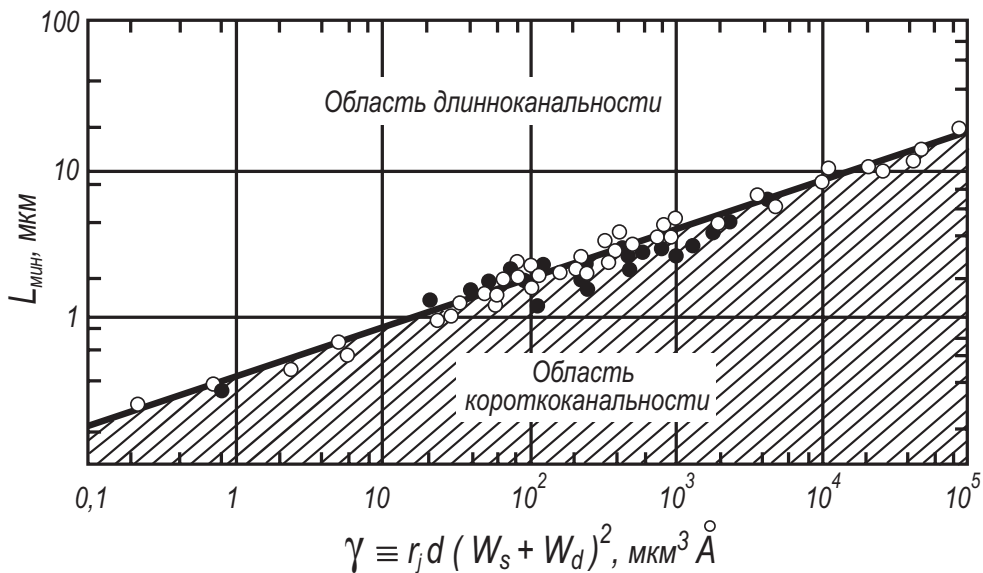


Рис. 6.21. Зависимость минимальной длинноканальной длины L_{\min} от интегрального параметра γ . [10]

На величину подвижности носителей μ_n в канале в основном влияет уменьшение длины канала. В этом случае возрастает величина тянущего электрического поля, происходят разогрев носителей и уменьшение подвижности μ_n .

Величина подвижности μ_n равна:

$$\mu_n = \mu_{n0} \left(1 - \frac{\alpha}{L} \right), \quad (6.45)$$

где μ_n – подвижность электронов в МДП-транзисторах с длинным каналом.

Множитель α , определенный экспериментально, составил $\alpha = 0,35$ мкм.

Вольт-амперные характеристики МДП-транзисторов с минимальными размерами удовлетворительно описывались основными соотношениями (6.10) и (6.12) с учетом поправок на пороговое напряжение и подвижность.

6.13. Подпороговые характеристики МДП-транзистора

При анализе характеристик полевых МДП-транзисторов в дрейфовом приближении, проведенном выше, не учитывалась диффузионная компонента тока. В связи с этим, из соотношения (6.9) следовало, что при напряжении на затворе ниже порогового напряжения, заряд неравновесных носителей в инверсионном канале Q_n был равен нулю и, соответственно, ток между стоком и истоком отсутствовал. В то же время известно, что для области слабой инвер-

сии ($V_G < V_T$, $\psi_s < 2\phi_0$), заряд неравновесных носителей хотя и мал, но отличен от нуля. Следовательно, будет отличен от нуля и ток между истоком и стоком. Область характеристик полевого транзистора при напряжении на затворе меньше порогового напряжения получила название подпороговых характеристик. Для анализа подпороговых характеристик необходимо рассмотреть параметры области пространственного заряда полупроводника в неравновесных условиях с учетом дрейфовой и диффузионной компонент тока.

Рассмотрим область пространственного заряда (ОПЗ) полупроводника в неравновесных условиях, когда приложено напряжение между областями истока и стока и течет электрический ток. Исток будем считать соединенным с подложкой. В этом случае между каждой точкой инверсионного канала и квазинейтральным объемом, так же как для случая смещенного p - n перехода, будет расщепление квазиуровней Ферми для электронов F_n и дырок F_p , причем величина этого расщепления $F_n - F_p = q \cdot V(y)$ зависит от координаты y вдоль инверсионного канала. Поскольку в квазинейтральном объеме квазиуровни Ферми для электронов и дырок совпадают, то величина отщепления квазиуровня Ферми электронов F_n на поверхности полупроводника по отношению к уровню Ферми в нейтральном объеме будет равна $\phi_c = V(y)$.

На рисунке 6.22а, б приведены зонные диаграммы ОПЗ полупроводника соответственно в равновесных и неравновесных условиях, где указаны величины поверхностного потенциала ψ_s и квазиуровня Ферми ϕ_0 .

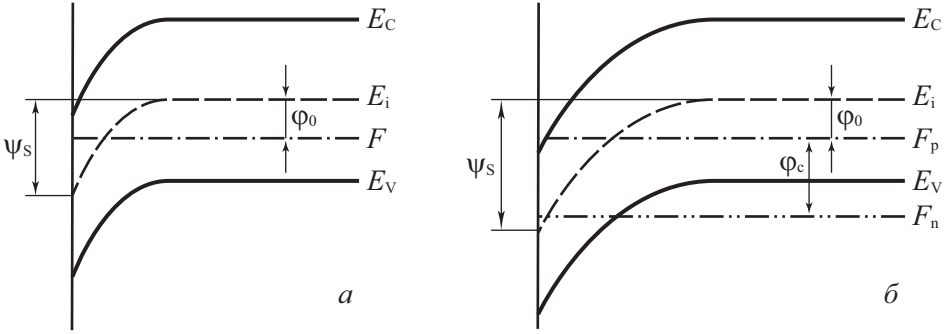


Рис. 6.22. Зонная диаграмма поверхности полупроводника p -типа:

а) при равновесных условиях; б) при неравновесных условиях

Будем рассматривать полупроводник p -типа. Как следует из статистики заполнения электронами и дырками разрешенных зон, концентрация свободных носителей определяется расстоянием от квазиуровня Ферми до середины запрещенной зоны.

Имеем, как видно из зонных диаграмм,

$$p = n_i \exp\left(-\frac{F_0 - E_i}{kT}\right) = n_i \exp(-\beta(\psi_s - \varphi_0)),$$

$$n = n_i \exp\left(\frac{F_n - E_i}{kT}\right) = n_i \exp(\beta(\psi_s - \varphi_0 - \varphi_c)).$$
(6.46)

Легко проверить, что в (6.46) выполняется фундаментальное соотношение, касающееся произведения концентраций неравновесных носителей:

$$p \cdot n = n_i^2 \exp\left(\frac{F_0 - F_n}{kT}\right) = n_i \exp(\beta\varphi_c).$$
(6.47)

6.13.1. Учет диффузионного тока в канале

Запишем выражение для плотности тока в канале МДП-транзистора с учетом дрейфовой и диффузионной составляющих тока. Имеем:

$$j(x, y, z) = q\mu_n n(x, y)E_y + qD_n \frac{dn(x, y)}{dy}.$$
(6.48)

Величина тангенциальной составляющей электрического поля E_y , согласно определению, равна:

$$E_y = -\frac{d\psi_s}{dy}.$$
(6.49)

Градиент концентрации электронов $\nabla n(x, y)$ вдоль инверсионного канала обусловлен наличием разности потенциалов между областями истока и стока и, как следует из соотношения (6.46), определяется градиентом квазиуровня Ферми φ_c . Из (6.46) имеем:

$$\frac{dn(x, y)}{dy} = \beta \left(\frac{d\psi_s}{dy} - \frac{d\varphi_c}{dy} \right).$$
(6.50)

Воспользуемся соотношением Эйнштейна, связывающим подвижность электронов μ_n и коэффициент диффузии D_n .

$$\mu_n = \beta D_n.$$
(6.51)

Подставим соотношения (6.49 – 6.50) в выражение для плотности тока (6.48). Получаем:

$$j(x, y, z) = -q\mu_n n(x, y, z) \frac{d\varphi_c}{dy}.$$
(6.52)

Проведя интегрирование по глубине z и ширине x инверсионного канала транзистора аналогично рассмотренному в главе 6, приходим к выражению для тока канала I_{DS} в виде:

$$I_{DS} = -W\mu_n Q_n \frac{d\varphi_c}{dy}. \quad (6.53)$$

Как следует из соотношения (6.53), полный ток канала I_{DS} обусловлен градиентом квазиуровня Ферми вдоль инверсионного канала. Дрейфовая составляющая тока $I_{др}$ будет равна:

$$I_{др} = -W\mu_n Q_n \frac{d\psi_s}{dy}. \quad (6.54)$$

Диффузионная составляющая тока $I_{диф}$ будет равна:

$$I_{диф} = -W\mu_n Q_n \left(\frac{d\psi_s}{dy} - \frac{d\varphi_c}{dy} \right). \quad (6.55)$$

Если теперь из (6.53 – 6.55) выразим доли дрейфовой и диффузионной составляющих тока в полном токе канала МДП-транзистора, то получим соответственно:

$$\frac{I_{др}}{I_{DS}} = \frac{d\psi_s}{d\varphi_c}, \quad (6.56)$$

$$\frac{I_{диф}}{I_{DS}} = 1 - \frac{d\psi_s}{d\varphi_c}. \quad (6.57)$$

Таким образом, чтобы получить выражение для вольт-амперной характеристики МДП-транзистора с учетом дрейфовой и диффузионной составляющих, необходимо:

- а) найти для соотношения (6.53) зависимость заряда неравновесных электронов Q_n как функцию поверхностного потенциала ψ_s и квазиуровня Ферми φ_c , т.е. $Q_n(\psi_s, \varphi_c)$;
- б) найти связь между поверхностным потенциалом и квазиуровнем Ферми $\psi_s = \psi_s(\varphi_c)$;
- в) найти зависимость поверхностного потенциала ψ_s от напряжений на затворе V_{GS} и стоке V_{DS} .

6.13.2. Неравновесное уравнение Пуассона

Запишем уравнение Пуассона для ОПЗ полупроводника p -типа, находящегося в неравновесных условиях, в виде:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} = - \frac{q(N_D^+ - N_A^- + p - n)}{\epsilon_s \epsilon_0}. \quad (6.58)$$

Здесь n и p – неравновесные концентрации электронов и дырок, описываемые соотношением (6.42), N_D^+ и N_A^- – концентрации ионизованных доноров и акцепторов. Подставляя (6.46) в (6.58) и учитывая, что в квазинейтральном объеме

$$N_D^+ - N_A^- = n_{p0} - p_{p0}, \quad (6.59)$$

получаем аналогично по сравнению с равновесным случаем:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} = -\frac{qP_{p0}}{\varepsilon_s \varepsilon_0} \left[e^{-\beta\psi} - 1 - e^{-2\beta\varphi_0} (e^{\beta(\psi-\varphi_c)} - 1) \right]. \quad (6.60)$$

Проводя интегрирование уравнения (6.60), получаем первый интеграл неравновесного уравнения Пуассона в виде:

$$-\frac{d\psi}{dz} = E = \pm \frac{kT}{q} \frac{1}{L_D} \left[e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1 + e^{-2\beta\varphi_0} (e^{\beta(\psi-\varphi_c)} - \beta\psi - e^{-\beta\varphi_c}) \right]^{1/2}. \quad (6.61)$$

Обозначим $F(\psi, \varphi_0, \varphi_c)$ величину, равную

$$F(\psi, \varphi_0, \varphi_c) = \left[e^{-\beta\psi} + \beta\psi - 1 + e^{-2\beta\varphi_0} (e^{\beta(\psi-\varphi_c)} - \beta\psi - e^{-\beta\varphi_c}) \right]^{1/2}. \quad (6.62)$$

Знак электрического поля E выбирается так же, как и в равновесном случае. Если $\psi_s > 0$, то E положительно, если $\psi_s < 0$, поле E отрицательно.

Согласно теореме Гаусса величину электрического поля на поверхности E_s однозначно определяет заряд Q_{sc} в ОПЗ:

$$Q_{sc} = \varepsilon_s \varepsilon_0 E_s = \frac{\sqrt{2} \varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{qL_D} F(\psi_s, \varphi_0, \varphi_c), \quad (6.63)$$

где L_D – дебаевская длина экранирования, определяемая соотношением:

$$L_D = \left[\frac{kT \varepsilon_s \varepsilon_0}{qP_{p0}} \right]^{1/2}. \quad (6.64)$$

Для области инверсии, в которой работает МДП-транзистор, выражение для заряда Q_{sc} значительно упрощается. Действительно, поскольку величина ψ_s положительна и велика, из (6.62) и (6.63) следует, что заряд Q_{sc} равен:

$$Q_{sc} = (2q \varepsilon_s \varepsilon_0 P_{p0})^{1/2} \left[\psi_s + \frac{kT}{q} \exp(\beta(\psi_s - \varphi_c - 2\varphi_0)) - 1 \right]^{1/2}. \quad (6.65)$$

Заряд электронов Q_n в канале определяется разностью между полным зарядом Q_{sc} и зарядом ионизированных акцепторов Q_B :

$$Q_n = Q_{sc} - Q_B. \quad (6.66)$$

Для области слабой инверсии пока $\psi_s < 2\varphi_0 + \varphi_c$ ионизованных акцепторов

$$Q_B = \left[2q \varepsilon_s \varepsilon_0 N_A \left(2\psi_s - \frac{kT}{q} \right) \right]^{1/2}. \quad (6.67)$$

Для области сильной инверсии, когда $\psi_s > 2\varphi_0 + \varphi_c$, заряд ионизованных акцепторов не зависит от поверхностного потенциала ψ_s . Его величина равна:

$$Q_B = \left[2q\epsilon_s\epsilon_0 N_A \left(2\varphi_0 + \varphi_c - \frac{kT}{q} \right) \right]^{1/2}. \quad (6.68)$$

Здесь и далее мы приняли для простоты, что концентрация основных носителей дырок p_{p0} в квазинейтральном объеме равна концентрации легирующей акцепторной примеси N_A . Выражения для заряда свободных носителей Q_n в канале получаем из (6.65 – 6.68).

Для области слабой инверсии

$$Q_n = C_B \frac{kT}{q} \exp(\beta(\psi_s - 2\varphi_0 - \varphi_c)). \quad (6.69)$$

Для области сильной инверсии $\beta(\psi_s - \varphi_0 - \varphi_c) > 7$

$$Q_n = [2\epsilon_s\epsilon_0 kT N_A]^{1/2} \exp\left(\frac{\beta(\psi_s - 2\varphi_0 - \varphi_c)}{2}\right). \quad (6.70)$$

В начале области сильной инверсии, когда $\beta(\psi_s - 2\varphi_0 - \varphi_c) < 7$, для выражения заряда электронов Q_n в канале необходимо пользоваться соотношением (6.66), подставляя в него значения Q_{sc} из (6.65), а значения Q_B – из уравнения (6.68).

Таким образом, решение неравновесного уравнения Пуассона даст выражения (6.69, 6.70), описывающие зависимость заряда электронов Q_n в инверсионном канале МДП-транзистора от поверхностного потенциала и квазиуровня Ферми.

6.13.3. Уравнение электронейтральности в неравновесных условиях

Как уже отмечалось в разделе 6, для получения в явном виде вольт-амперной характеристики транзистора необходимо найти связь между поверхностным потенциалом ψ_s и квазиуровнем Ферми φ_c . Рассмотрим для этого уравнение электронейтральности:

$$V_{GS} = \psi_s + \varphi_{ms} + \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} - \frac{qN_{ss}}{C_{ox}}(\psi_s - \varphi_c) + \frac{Q_{sc}}{C_{ox}}. \quad (6.71)$$

Заряд в ОПЗ состоит из заряда свободных электронов Q_n в канале и заряда ионизованных акцепторов Q_B , как показано в (6.62). Разложим заряд Q_B по степеням ψ_s вблизи порогового значения поверхностного потенциала $\psi_s = 2\varphi_0$.

Имеем:

$$Q_B = Q_B^* + \frac{\partial Q_B}{\partial \psi_s}(\psi_s - 2\varphi_0), \quad (6.72)$$

$$\frac{\partial Q_B}{\partial \psi_s} = C_B^* = \left[\frac{q \varepsilon_s \varepsilon_0 N_A}{2 \left(2\varphi_0 - \frac{kT}{q} \right)} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (6.73)$$

Величина C_B^* – емкость обедненной области при пороговом значении поверхностного потенциала ψ_s , $2\varphi_0$.

С учетом (6.72) и (6.73) соотношение (6.71) примет вид:

$$V_{GS} = \psi_s + \varphi_{ms} + \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} - \frac{qN_{ss}}{C_{ox}} (\psi_s - \varphi_c) + \frac{Q_B^*}{C_{ox}} - \frac{C_B^*}{C_{ox}} (\psi_s - 2\varphi_0) + \frac{Q_n}{C_{ox}}. \quad (6.74)$$

Назовем пороговым напряжением V_T напряжение на затворе МДП-транзистора V_{GS} в равновесных условиях ($\varphi_c = 0$), соответствующее пороговому потенциалу $\psi_s = 2\varphi_0$:

$$V_T \equiv V_{GS}(\varphi_c = 0, \psi_s = 2\varphi_0). \quad (6.75)$$

Из (6.70) и (6.71) следует, что

$$V_T = 2\varphi_0 + \varphi_{ms} + \frac{Q_{ox}}{C_{ox}} - \frac{qN_{ss}}{C_{ox}} 2\varphi_0 + \frac{C_B}{C_{ox}} \frac{kT}{q} + \frac{Q_B^*}{C_{ox}}. \quad (6.76)$$

С учетом значений для порогового напряжения соотношения (6.76) уравнение электронейтральности примет вид:

$$V_{GS} = V_T + k\Delta\psi_s + \frac{qN_{ss}}{C_{ox}} \varphi_c - \frac{C_B^*}{C_{ox}} \frac{kT}{q} + \frac{Q_n}{C_{ox}}, \quad (6.77)$$

где n и $\Delta\psi_s$ будут равны:

$$n = 1 + \frac{qN_{ss}}{C_{ox}} - \frac{C_B^*}{C_{ox}}; \quad \Delta\psi_s = \psi_s - 2\varphi_0. \quad (6.78)$$

Множитель n – число, характеризующее отношение емкости поверхностных состояний $C_{ss} = qN_{ss}$ и емкости обедненной области C_B к емкости подзатворного диэлектрика C_{ox} . Значения n могут лежать для реальных МДП-структур в диапазоне 1÷5. Величина $\Delta\psi_s$ характеризует отклонение в данной точке поверхностного потенциала от порогового значения. Слагаемое

$\frac{C_B}{C_{ox}} \frac{kT}{q}$ в уравнении (6.77) соответствует заряду свободных электронов Q_n

при пороговом значении поверхностного потенциала и обычно мало по сравнению с остальными слагаемыми, входящими в правую часть уравнения (6.77).

Для области слабой инверсии заряд свободных электронов мал и последним слагаемым в (6.77) можно пренебречь. Поскольку напряжение на затворе

V_{GS} и пороговое напряжение V_T – постоянные величины, то из (6.77) следует, что для области слабой инверсии в каждой точке инверсионного канала величина

$$n\Delta\psi_s + \frac{qN_{ss}}{C_{ox}}\varphi_c = const \quad (6.79)$$

должна оставаться постоянной. Постоянную величину найдем из условия, что вблизи истока $\varphi_c = 0$ и, следовательно,

$$n\Delta\psi_s + \frac{qN_{ss}}{C_{ox}}\varphi_c = n(\psi_{s0} - 2\varphi_0). \quad (6.80)$$

Отсюда следует, что в предпороговой области зависимость поверхностного потенциала ψ_s от квазиуровня Ферми φ_c будет определяться следующим выражением:

$$\psi_s = \psi_{s0} + \left(1 - \frac{m}{n}\right)\varphi_c, \quad (6.81)$$

здесь ψ_{s0} – значение поверхностного потенциала в точке канала, где $\varphi_c = 0$.

Величина m равна:

$$m = 1 + \frac{C_B^*}{C_{ox}}. \quad (6.82)$$

Таким образом, в МДП-транзисторе в области слабой инверсии при отсутствии захвата на поверхностные состояния ($N_{ss} = 0$; $m = n$) поверхностный потенциал ψ_s не зависит от квазиуровня Ферми φ_c и, следовательно, постоянен вдоль инверсионного канала. Этот важный вывод обуславливает целый ряд особенностей в характеристиках МДП-транзистора в области слабой инверсии.

Для области сильной инверсии при $\beta(\psi_s - 2\varphi_0 - \varphi_c) > 7$ в уравнении (6.77) в правой части доминирует слагаемое, связанное со свободными носителями заряда Q_w . Поэтому необходимо, чтобы вдоль канала в каждой точке величина заряда электронов Q_n оставалась постоянной. Поскольку в этой области для Q_n справедливо выражение (6.70), получаем:

$$\psi_s - 2\varphi_0 - \varphi_c = const = \psi_{s0} - 2\varphi_0. \quad (6.83)$$

Следовательно, в области сильной инверсии

$$\psi_s = \psi_{s0} + \varphi_c. \quad (6.84)$$

На рисунке 6.23 в качестве примера приведен расчет функциональной связи между ψ_s и φ_c по уравнению (6.77), выполненный численным методом. Параметры для расчета указаны в подписи к рисунку.

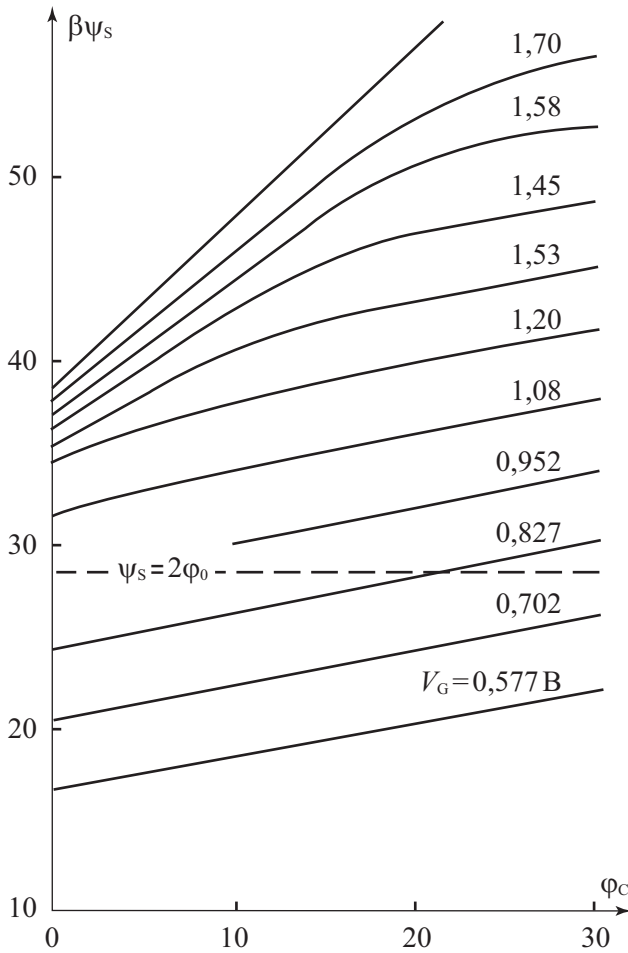


Рис. 6.23. Зависимость поверхностного потенциала ψ_s от величины квазиуровня Ферми φ_c в канале МОП ПТ при различных напряжениях затвора V_G , В. $V_T = 0,95$ В; $N_{ss} = 10^{12}$ см⁻²эВ⁻¹; $N_A = 10^{16}$ см⁻³; $d_{ox} = 50$ Å. Пунктирная линия соответствует условию: $\psi_s = 2\varphi_0$

Зная связь между поверхностным потенциалом ψ_s и величиной квазиуровня Ферми φ_c , можно получить соотношение между дрейфовой и диффузионной составляющими тока в произвольной точке канала. Действительно, из (6.56), (6.57) и (6.81) следует, что для области слабой инверсии

$$\frac{I_{\text{диф}}}{I_{\text{ДС}}} = \frac{m}{n}; \quad \frac{I_{\text{др}}}{I_{\text{ДС}}} = 1 - \frac{m}{n}. \quad (6.85)$$

В области слабой инверсии при отсутствии захвата ($N_{ss} = 0$, $m = n$) весь ток канала диффузионный. При наличии захвата на поверхностные состояния появляется дрейфовая составляющая. Физически она обусловлена появлени-

ем продольного электрического поля за счет различия в заполнении поверхностных состояний вдоль канала. При заполнении поверхностных состояний основными носителями тока инверсионного канала дрейфовый и диффузионный ток имеют одно и то же направление. При условии постоянства плотности поверхностных состояний $N_{ss}(\psi_s)$ в запрещенной зоне полупроводника соотношение между диффузионной и дрейфовой составляющей в области слабой инверсии сохраняется.

Для области сильной инверсии из (6.56), (6.57) и (6.84) следует, что диффузионный ток равен нулю и весь ток канала дрейфовый:

$$\frac{I_{\text{диф}}}{I_{\text{DS}}} = 0; \quad \frac{I_{\text{др}}}{I_{\text{DS}}} = 1. \quad (6.86)$$

В области перехода от слабой к сильной инверсии доля дрейфовой составляющей в полном токе канала возрастает от значения, определяемого соотношением (6.85), до единицы.

6.13.4. Вольт-амперная характеристика МДП-транзистора в области сильной и слабой инверсии

После того, как из решения уравнения Пуассона получена зависимость заряда свободных носителей $Q_n(\psi_s, \varphi_c)$ как функция поверхностного потенциала и квазиуровня Ферми, а из уравнения непрерывности – связь между поверхностным потенциалом и квазиуровнем Ферми, можно вернуться к выражению для тока канала (6.53), и получить в явном виде вольт-амперную характеристику МДП-транзистора.

В области сильной инверсии из (6.53), (6.71) и (6.81) следует, что

$$\int_0^L I_{\text{DS}} dy = -W\mu_n Q_n(\psi_{s0}) \int_0^{V_{\text{DS}}} d\varphi_c. \quad (6.87)$$

После интегрирования и учета того, что для области сильной инверсии в уравнении непрерывности (6.77) в правой части доминирует последний член, получаем:

$$I_{\text{DS}} = \frac{W}{L} \mu_n C_{\text{ок}} (V_G - V_T) V_{\text{DS}}. \quad (6.88)$$

Отметим, что для области сильной инверсии, т.е. в приближении плавного канала, ВАХ МДП-транзистора в виде (6.88) совпадает с ВАХ, полученной нами ранее в простейшем случае в виде (6.10).

В области слабой инверсии из (6.54), (6.77) и (6.81) следует, что

$$\int_0^L I_{\text{DS}} dy = -W\mu_n C_B \frac{kT}{q} \exp(\beta(\psi_{s0} - 2\varphi_0)) \int_0^{V_{\text{DS}}} \exp(\beta \frac{m}{n} \varphi_c) d\varphi_c. \quad (6.89)$$

После интегрирования (6.89) и учета того, что уравнение непрерывности (6.70) дает для этого случая

$$V_{GS} - V = n(\psi_{s0} - 2\varphi_0), \quad (6.90)$$

получаем:

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu_n C_B \frac{n}{m} \left(\frac{kT}{q} \right)^2 \exp\left(\frac{\beta(V_{GS} - V_T)}{n} \right) \cdot \left(1 - \exp\left(\beta \frac{m}{n} V_{DS} \right) \right). \quad (6.91)$$

Соотношение (6.91) представляет собой вольт-амперную характеристику МДП-транзистора для области слабой инверсии. На рисунках 6.11, 6.12 приведены проходные и переходные характеристики транзистора в этой области. Обращает на себя внимание тот факт, что в области слабой инверсии зависимость тока стока I_{DS} от напряжения на затворе V_{GS} – экспоненциальная функция, причем экспоненциальный закон сохраняется на много порядков. Ток стока не зависит практически от напряжения на стоке, выходя на насыщение при напряжениях исток-сток V_{DS} порядка долей вольта. Напомним, что при слабом захвате ($N_{ss} \rightarrow 0$) ток канала имеет диффузионный характер. Для случая, когда МДП-транзистор работает при напряжениях на затворе V_{GS} больше порогового напряжения V_T и напряжениях на стоке V_{DS} больше напряжения отсечки V_{DS}^* , т.е. в области насыщения тока стока, ситуация усложняется. Точка отсечки соответствует переходу от области сильной к области слабой инверсии. Слева к истоку от точки отсечки канал находится в области сильной инверсии, ток в канале дрейфовый, заряд свободных электронов постоянен вдоль канала. Справа к стоку от точки отсечки область канала находится в слабой инверсии, ток в канале диффузионный, заряд свободных электронов линейно изменяется вдоль инверсионного канала. На рисунке 6.10 видно, что область перехода от сильной к слабой инверсии на зависимости $\psi_s = \varphi_c$ выражается перегибом, что соответствует изменению соотношения между дрейфовой и диффузионными составляющими тока канала. Таким образом, в области отсечки ток в канале вблизи истока в основном дрейфовый, при приближении к стоку в области отсечки резко возрастет диффузионная составляющая, которая при нулевом захвате равна у стока полному току канала.

Предыдущий анализ позволяет получить распределение вдоль инверсионного канала квазиуровня Ферми φ_c , его градиента $\frac{d\varphi_c}{dy}$ и заряда свободных носителей $Q_n(y)$. За основу возьмем выражение для полного тока в канале в виде (6.54). Будем считать, что подвижность μ_n не меняется вдоль инверсионного канала. Из условия непрерывности тока следует, что произведение

$$Q_n(\psi_s, \varphi_c) \frac{d\varphi_c}{dy} = const \quad (6.92)$$

должно оставаться величиной, постоянной вдоль инверсионного канала. Заметим, что при больших величинах напряжения исток-сток V_{DS} допущение о постоянстве подвижности $\mu_n = const$ может не выполняться. Физически зависимость подвижности μ_n от положения вдоль канала может быть обусловлена

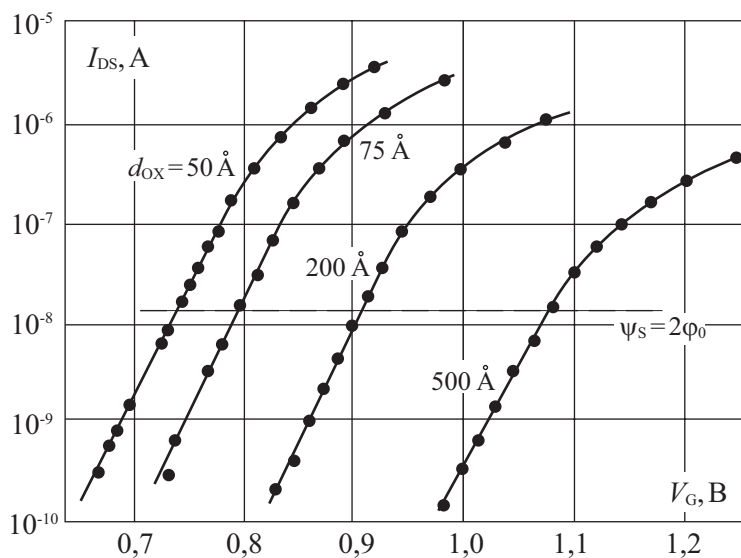


Рис. 6.24. Зависимость тока стока I_{DS} от напряжения на затворе V_G в предпороговой области для МДП-транзисторов с разной толщиной подзатворного диэлектрика. Стрелками на кривых показаны области перехода от экспоненциальной к более плавной зависимости тока стока I_{DS} от напряжения на затворе. Напряжение исток-сток $V_{DS} = 0,025 \text{ В}$

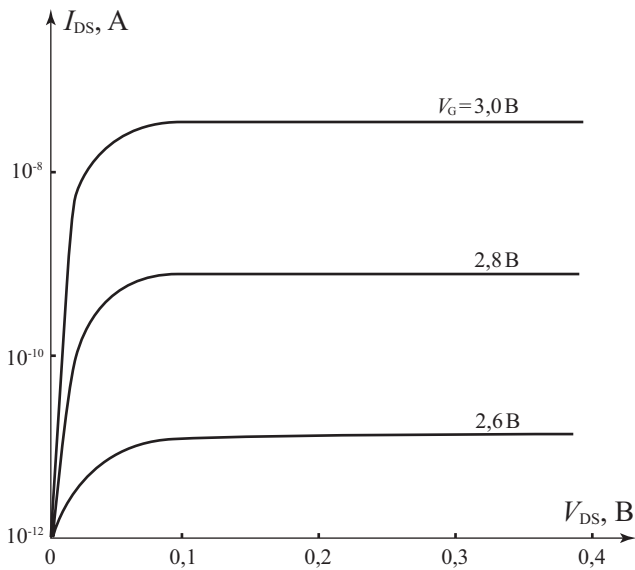


Рис. 6.25. Зависимость тока стока I_{DS} от напряжения на стоке V_{DS} в области слабой инверсии при различных предпороговых значениях напряжения на затворе V_G . $V_T = 2,95$ В

ее зависимостью от концентрации свободных носителей. Поэтому в дальнейшем будем считать напряжение исток-сток V_{DS} малым, когда $\mu_n = const$.

Для области слабой и сильной инверсии соотношения (6.69), (6.81), (6.70), (6.84) дают соответственно:

$$Q_n = Q_{n0} e^{\frac{m}{n} \varphi_c}; \quad (6.93)$$

$$Q_n = Q_{n0}, \quad (6.94)$$

где Q_{n0} – заряд электронов в канале при $\varphi_c = 0$ (или вблизи истока, или при равновесных условиях).

Проведем интегрирование уравнения (6.92) с учетом (6.93) и (6.94) и с граничными условиями:

$$y = 0, \quad y = L, \quad \varphi_c = V_{DS}, \quad \varphi_c = 0. \quad (6.95)$$

Предполагается, что длина канала L много больше области изменения легирующей концентрации вблизи стока и истока.

Получаем выражения для распределения квазиуровня Ферми вдоль канала в области слабой инверсии:

$$\varphi_c = \frac{kT}{q} \frac{n}{m} \ln \left[1 - \frac{y}{L} \left(1 - e^{-\beta \frac{m}{n} V_{DS}} \right) \right]. \quad (6.96)$$

Для градиента квазиуровня получаем после дифференцирования (6.96):

$$\frac{d\varphi_c}{dy} = \frac{kT}{q} \frac{n}{m} \frac{1}{L} \left[1 - \frac{y}{L} \left(1 - e^{-\beta \frac{m}{n} V_{DS}} \right) \right]^{-1} \left(1 - e^{-\beta \frac{m}{n} V_{DS}} \right). \quad (6.97)$$

Поскольку вдоль инверсионного канала произведение (6.92) остается постоянным, то, следовательно, заряд свободных электронов Q_n линейно спадает вдоль канала, как вытекает из (6.97):

$$Q_n = Q_{n0} \left[1 - \frac{y}{L} \left(1 - e^{-\beta \frac{m}{n} V_{DS}} \right) \right]. \quad (6.98)$$

На рисунке 6.26а, б приведены величины квазиуровня и его градиента $\frac{\partial \varphi_c}{\partial y}$ как функция координаты вдоль канала y в области слабой инверсии.

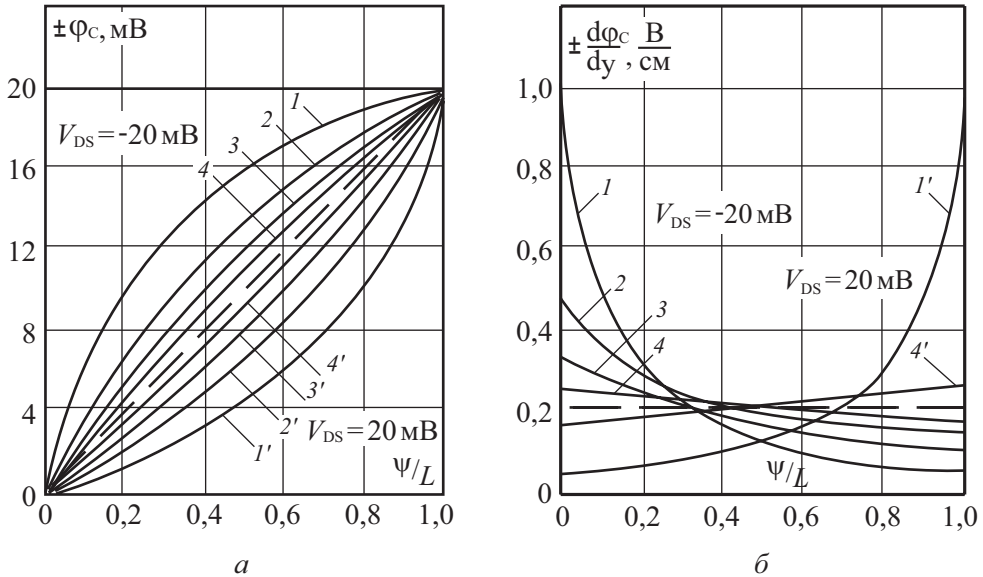


Рис. 6.26. Распределение потенциала вдоль инверсионного канала

а) распределение квазиуровня Ферми φ_c ; б) распределение градиента квазиуровня Ферми

$\frac{\partial \varphi_c}{\partial y}$ вдоль инверсионного канала: 1,1' - $m/n = 1$; 2,2' - $m/n = 0,5$; $T = 80$ К, 3,3' - $m/n = 1$;

4,4' - $m/n = 0,5$; $T = 290$ К.

Пунктирная линия соответствует линейному распределению квазиуровня Ферми φ_c вдоль канала

Для области сильной инверсии (6.92) с учетом (6.94) и (6.96) дает:

$$\varphi_c = \frac{y}{L} V_{DS}; \quad \frac{d\varphi_c}{dy} = \frac{V_{DS}}{L}; \quad Q_n = const. \quad (6.99)$$

Следовательно, в области сильной инверсии квазиуровень Ферми φ_c линейно меняется вдоль канала, заряд электронов постоянен в каждой точке канала. Отметим, что соотношения (6.70), (6.84), являющиеся основой (6.94), справедливы в области сильной инверсии, когда $\beta(\psi_s - 2\varphi_0 - \varphi_c) > 7$. Численный расчет уравнения (6.92) для всего реально изменяющегося диапазона поверхностных избытков Γ_n приведен на рисунке 6.27. Из рисунка 6.27 следует, что в области избытков $\Gamma_n \ll 10^9 \text{ см}^{-2}$ справедливы соотношения (6.99 – 6.98), а в области $\Gamma_n > 10^{12} \text{ см}^{-2}$ – соотношения (6.99). В промежуточной области необходим численный расчет.

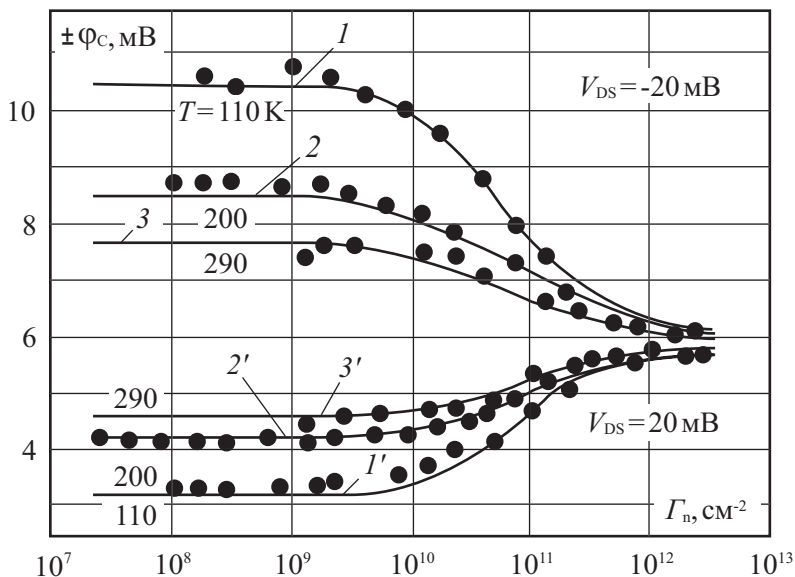


Рис. 6.27. Зависимость квазиуровня Ферми φ_c в точке канала $y/L = 0,3$ в зависимости от избытка электронов Γ_n при равных температурах T и напряжениях V_{DS} . Точки – эксперимент, сплошная линия – расчет

6.14. МДП-транзистор как элемент памяти

Рассмотрим RC -цепочку, состоящую из последовательно соединенных нагрузочного сопротивления $R_H \approx 1 \text{ МОм}$ и полевого транзистора с изолированным затвором, приведенную на рисунке 6.28а, б. Если в такой схеме МДП-транзистор открыт, сопротивление его канала составляет десятки или сотни Ом, все напряжение питания падает на нагрузочном сопротивлении R_H и выходное напряжение $U_{\text{вых}}$ близко к нулю.

Если МДП-транзистор при таком соединении закрыт, сопротивление между областями истока и стока велико (сопротивление p - n перехода при обратном включении), все напряжение питания падает на транзисторе и выходное напряжение $U_{\text{вых}}$ близко к напряжению питания $U_{\text{пит}}$. Как видно из приведенного примера, на основе системы резистор – МДП-транзистор легко реализуется элементарная логическая ячейка с двумя значениями: ноль и единица. Реализовать такую схему можно несколькими вариантами. В одном из них выбирается МДП-транзистор со встроенным каналом и при напряжении на затворе, равном нулю, реализуется случай, соответствующий приведенному на рисунке 6.28а.

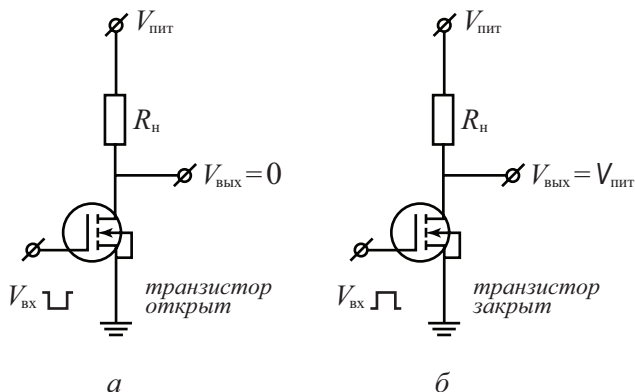


Рис. 6.28. Схема, поясняющая работу n -канального МДП-транзистора в качестве элемента запоминающего устройства

а) открытое состояние; б) закрытое состояние

После подачи на затвор напряжения V_G транзистор закрывается и реализуется условие, показанное на рисунке 6.28б. В другом варианте выбирается МДП-транзистор с индуцированным каналом и при напряжении на затворе V_G , равном нулю, транзистор закрыт и реализуется случай, приведенный на рисунке 6.28б. При подаче на затвор обедняющего напряжения транзистор открывается и реализуется случай, соответствующий приведенному на рисунке 6.28а.

Одним из недостатков приведенной элементарной ячейки информации является необходимость подведения на все время хранения информации напряжения к затворному электроду. При отключении напряжения питания записанная информация теряется. Этого недостатка можно было бы избежать, если в качестве МДП-транзистора использовать такой транзистор, у которого регулируемым образом можно было бы менять пороговое напряжение V_T . Тогда при положительном пороговом напряжении $V_T > 0$ (n -канальный транзистор) МДП-транзистор закрыт и реализуется случай, соответствующий приведенному на рисунке 6.28б. При отрицательном пороговом напряжении

$V_T < 0$ МДП-транзистор открыт и реализуется случай, соответствующий приведенному на рисунке 6.28а.

На рисунке 6.29 показано изменение вольт-амперной характеристики n -канального МДП-транзистора при перезаписи информационного заряда в подзатворном диэлектрике. Состояние 1 соответствует исходному, состояние 2 соответствует закрытому состоянию транзистора при отсутствии питания ($V_G = 0$), когда в диэлектрик записан отрицательный заряд. Состояние 3 соответствует открытому состоянию транзистора при отсутствии питания ($V_G = 0$), когда в диэлектрик записан положительный заряд.

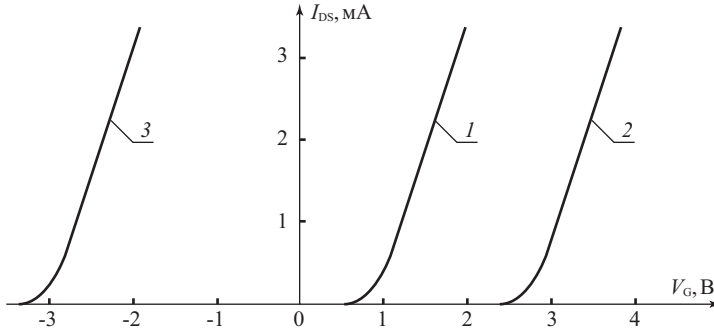


Рис. 6.29. Изменение ВАХ n -канального МДП-транзистора в режиме плавного канала при перезаписи информационного заряда в подзатворном диэлектрике

1. Исходная ВАХ, $V_T = 0,6$ В. Заряд в диэлектрике отсутствует;
2. Состояние «закрыто», $V_T = 2,6$ В. В диэлектрик записан отрицательный заряд;
3. Состояние «открыто», $V_T = -3,2$ В. В диэлектрик записан положительный заряд

Величина порогового напряжения V_T определяется уравнением (6.76).

Как видно из этого уравнения, для изменения величины порогового напряжения V_T необходимо:

- а) изменить легирование подложки N_A (для изменения объемного положения уровня Ферми φ_0 , разности работ выхода φ_{ms} , заряда акцепторов в области обеднения Q_B);
- б) изменить плотность поверхностных состояний N_{ss} ;
- в) изменить встроенный в диэлектрик заряд Q_{ox} ;
- г) изменить напряжение смещения канал-подложка V_{SS} (для изменения заряда акцепторов Q_B в слое обеднения). Поскольку информацию в ячейку необходимо перезаписывать многократно, случаи а) и б) для этого оказываются непригодными. Случай г) не подходит вследствие того, что при отключении напряжения информация не сохраняется. Таким образом, для реализации энергонезависимого репрограммируемого полупроводникового запоминающего устройства (РПЗУ) необходим МДП-транзистор, в котором обрати-

мым образом было бы возможно изменять пороговое напряжение V_T за счет изменения встроенного в диэлектрик заряда Q_{ox} .

6.14.1. МНОП-транзистор

Наиболее распространенными РПЗУ, в которых реализован принцип изменения порогового напряжения V_T за счет изменения заряда в подзатворном диэлектрике Q_{ox} , являются РПЗУ на основе полевых транзисторов со структурой металл – нитрид – окисел – полупроводник (МНОП-транзисторы) и на основе полевых транзисторов с плавающим затвором.

На рисунке 6.30а, б приведена схема, показывающая основные конструктивные элементы МНОП ПТ и МОП ПТ с плавающим затвором.

В МНОП ПТ в качестве подзатворного диэлектрика используется двухслойное покрытие. В качестве первого диэлектрика используется туннельно прозрачный слой ($d_{ox} < 50 \text{ \AA}$) двуокиси кремния. В качестве второго диэлектрика используется толстый ($d \approx 1000 \text{ \AA}$) слой нитрида кремния. Нитрид кремния Si_3N_4 имеет глубокие ловушки в запрещенной зоне и значение диэлектрической постоянной $\epsilon_{Si_3N_4}$ в два раза более высокое, чем диэлектрическая постоянная двуокиси кремния SiO_2 . Ширина запрещенной зоны нитрида Si_3N_4 меньше, чем ширина запрещенной зоны окисла SiO_2 .

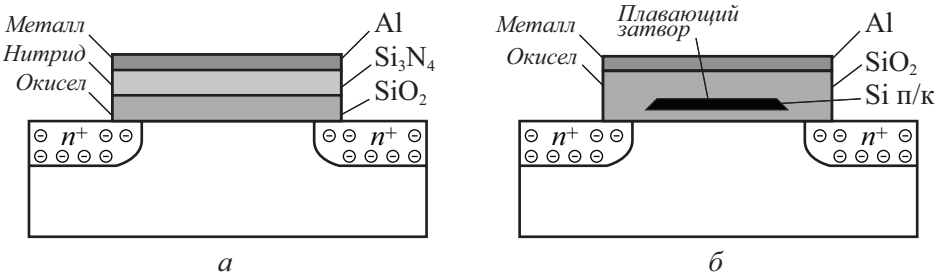


Рис. 6.30. Топология полупроводниковых запоминающих устройств:

а) МНОП-транзистор; б) МОП ПТ с плавающим затвором

На рисунке 6.31а приведена зонная диаграмма МНОП-транзистора. Рассмотрим основные физические процессы, протекающие в МНОП-транзисторе при работе в режиме запоминающего устройства. При подаче импульса положительного напряжения $+V_{GS}$ на затвор вследствие разницы в величинах диэлектрических постоянных окисла и нитрида в окисле возникает сильное электрическое поле. Это поле вызывает, как показано на рисунке 6.31б, туннельную инжекцию электронов из полупроводника через окисел в нитрид. Инжектированные электроны захватываются на глубине уровня ловушек в запрещенной зоне нитрида кремния, обуславливая отрицательный по знаку встроенный в диэлектрик заряд. После снятия напряжения с затвора инжек-

тированный заряд длительное время хранится на ловушечных центрах, что соответствует существованию встроенного инверсионного канала. При подаче импульса отрицательного напряжения $-V_{GS}$ на затвор происходит туннелирование электронов с ловушек в нитриде кремния в зону проводимости полупроводника, как показано на рисунке 6.31в. При снятии напряжения с затвора зонная диаграмма МНОП-структуры снова имеет вид, как на рисунке 6.31а, и инверсионный канал исчезает.

Оценим величину инжектированного заряда, необходимую для переключения МНОП-транзистора. Пусть величина $\Delta V_T = 10 \text{ В}$, $d_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 1000 \text{ \AA}$, $\epsilon_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 6$.

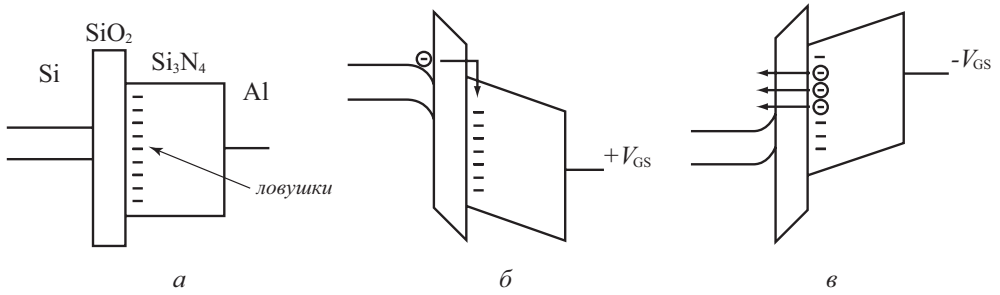


Рис. 6.31. Зонная диаграмма МНОП-транзистора:

а) напряжение на затворе равно нулю, ловушки не заполнены; б) запись информационного заряда; в) стирание информационного заряда

$$\Delta N_{\text{ox}} = \frac{\Delta Q_{\text{ox}}}{q} = \frac{C_{\text{ox}} \Delta V_T}{q} = \frac{\epsilon_{\text{ox}} \epsilon_0 \Delta V_T}{q d_{\text{ox}}}. \quad (6.100)$$

Подставив численные значения в (6.100), получаем $\Delta N_{\text{ox}} \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Считая, что захват идет в энергетический интервал 1 эВ в запрещенной зоне нитрида и в слой толщиной 100 Å, получаем, что энергетическая плотность объемных ловушек N_t в нитриде должна быть порядка $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3} \cdot \text{эВ}^{-1}$.

6.14.2. МОП ПТ с плавающим затвором

Полевой транзистор с плавающим затвором по принципу работы похож на МНОП-транзистор. Только в транзисторах с плавающим затвором инжектированный заряд хранится на плавающем затворе, находящемся между первым и вторым подзатворными диэлектрическими слоями. Схема, поясняющая устройство МОП ПТ с плавающим затвором, приведена на рисунке 6.32а, б, в.

В качестве материала для плавающего затвора используется поликристаллический кремний, легированный фосфором.

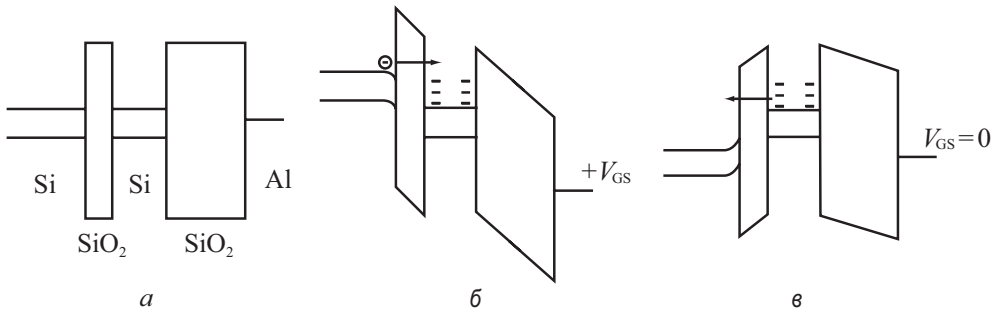


Рис. 6.32. Зонная диаграмма МОП ПТ с плавающим затвором:

а) напряжение на затворе V_{GS} равно нулю, плавающий затвор не заряжен; б) процесс записи информационного заряда импульсом напряжения $+V_{GS}$; в) МОП ПТ при нулевом напряжении на затворе в режиме хранения информационного заряда

На рисунке 6.32а приведена зонная диаграмма такого транзистора. Рисунок 6.32б поясняет механизм записи информационного заряда путем туннельной инжекции из полупроводника на плавающий затвор. На рисунке 6.32в приведена зонная диаграмма МОП ПТ с плавающим затвором после записи заряда и снятия напряжения с затвора. Возможно частичное растекание наполненного информационного заряда из-за туннелирования электронов с плавающего затвора обратно в полупроводник.

Рассмотрим основные соотношения, определяющие характер накопления инжектированного заряда на плавающем затворе полевого транзистора. Величина заряда $Q_{ox}(\tau)$ равна:

$$Q_{ox}(\tau) = \int_0^{\tau} I(t) dt, \quad (6.101)$$

где $I(t)$ – величина инжекционного тока в момент времени t .

Как видно из зонной диаграммы на рисунке 6.32, инжекция носителей из полупроводника через первый слой окисла на плавающий затвор осуществляется путем прямого туннелирования через трапециевидный барьер. Величина туннельного тока $I(t)$ описывается соотношением:

$$I(t) = AE_{ox}^2 \exp\left(-\frac{B}{E_{ox}}\right). \quad (6.102)$$

Уравнение (6.102) напоминает выражение для туннельного тока Фаулера – Нордгейма из твердого тела в вакуум через треугольный барьер. Постоянные величины A и B , входящие в (6.102), зависят от типа полупроводника и высоты потенциальных барьеров на границе.

Накапливаемый на плавающем затворе инжектированный заряд $Q(\tau)$ будет вызывать уменьшение напряженности электрического поля E_{ox} в первом диэлектрике. Величина электрического поля E_{ox} , обуславливающая туннелирование, равна:

$$E_{\text{ox}} = \frac{V_G}{d_{\text{SiO}_2} + d_{\text{Si}_3\text{N}_4}} - \frac{Q(\tau)}{\varepsilon_{\text{SiO}_2} + \varepsilon_{\text{Si}_3\text{N}_4} \left(\frac{d_{\text{SiO}_2}}{d_{\text{Si}_3\text{N}_4}} \right)}. \quad (6.103)$$

Первое слагаемое в соотношении (6.103) дает значение электрического поля E_{ox} за счет приложенного напряжения к затвору V_G , второе слагаемое – за счет накопления инжекционного заряда. В случае, если в качестве второго диэлектрика в МОП ПТ с плавающим затвором используется двуокись кремния, в (6.103) величины диэлектрических постоянных необходимо выбрать одинаковыми.

Из уравнений (6.101 – 6.103) следует, что при малых временах τ наполненный заряд $Q(\tau)$ мал и линейно возрастает со временем τ , поскольку поле в окисле E_{ox} и туннельный ток $I(t)$ постоянны. При больших временах наступает насыщение наполнения инжектированного заряда $Q(\tau)$. Соотношения (6.101 – 6.103) позволяют на основе расчета выбрать наиболее оптимальные режимы записи и стирания информационного заряда.

На базе МДП транзистора с плавающим затвором, который позволяет хранить электроны, реализованы устройства flash-памяти. Операция программирования (заряд плавающего затвора) проводится лавинной инжекцией электронов из стоковой области канала МДП транзистора. Если заряд плавающего затвора у однобитного МДП транзистора меньше 5 000 электронов, то это означает, что ячейка хранит логическую «1», а если заряд больше 30 000 электронов, то — «0». Заряд ячейки вызывает изменение порогового напряжения транзистора, и при операции чтения измеряется величина этого порогового напряжения, а по нему определяется количество заряда на плавающем затворе.

После выполнения операции стирания или программирования каждой ячейки этого массива стертые ячейки (логическая «1») имели порог 3,1 В, в то время как запрограммированные ячейки (логический «0») имели пороговое напряжение более 5 В.

Пионером разработки методов размещения заряда и считывания являлась компания Intel, которая разработала впервые тестовый 32 Мб чип по данной технологии. Во время разработки решались три основные задачи:

1) Контролируемая инжекция заряда: программирование ячейки flash-памяти должно очень хорошо контролироваться (что требует детального изучения физики программирования). Это значит, что во время программирования нужно подводить к ячейке ток на строго определенное время.

2) Контролируемое считывание инжектированного заряда: операция чтения MLC-памяти - аналого-цифровое преобразование заряда, сохраненного в ячейке, в цифровые данные 3) Надежное сохранение заряда на плавающем затворе: для сохранения заряда на долгое время ставилась цель сделать его утечку меньше одного электрона за день.

Первый тестовый промышленный чип был выпущен компанией Intel в 1994 году, и показал возможность сохранения нескольких бит информации в одной ячейке памяти. Типичные параметры однобитовой flash-памяти Intel: напряжение питания 2,7–3,6 В, время считывания 120 нс, время записи 11,3 мс, время стирания 0,55 с, рабочая температура От -40°C до $+85^{\circ}\text{C}$, количество циклов перезаписи не менее 100 000. Флэш-диск может иметь объем до 2 ГБ памяти. Популярным устройством, реализующимся на основе flash-памяти является USB-флэш-память – новый тип флэш-накопителей, получивший распространение в последние годы. USB-память представляет из себя накопитель с USB-разъемом, внутри которого размещаются одна или две микросхемы флэш-памяти и USB-контроллер.

6.15. Полевой транзистор с затвором в виде p - n перехода

Рассмотрим характеристики полевого транзистора, затвор у которого выполнен в виде p - n перехода. На рисунке 6.33 показана одна из возможных топологий такого транзистора. Омические контакты к левой и правой граням полупроводниковой подложки будут являться истоком и стоком, область квазинейтрального объема, заключенная между обедненными областями p - n переходов – каналом, а сильно легированные n^+ области сверху и снизу – затвором полевого транзистора. Конструктивно ПТ с затвором в виде p - n перехода может быть выполнен с использованием планарной технологии и в различных других вариантах.

При приложении напряжения V_{GS} к затвору ПТ, обеспечивающего обратное смещение p - n перехода ($V_{GS} > 0$), происходит расширение обедненной области p - n перехода в полупроводниковую подложку, поскольку затвор легирован существенно сильнее, чем подложка ($N_D \gg N_A$). При этом уменьшается поперечное сечение канала, а следовательно, увеличивается его сопротивление. Приложенное напряжение исток-сток V_{DS} вызовет ток в цепи канала полевого транзистора. Знак напряжения V_{DS} необходимо выбирать таким образом, чтобы оно также вызывало обратное смещение затворного p - n перехода, то есть было бы противоположно по знаку напряжению V_{GS} . Таким образом, полевой транзистор с затвором в виде p - n перехода представляет собой сопротивление, величина которого регулируется внешним напряжением.

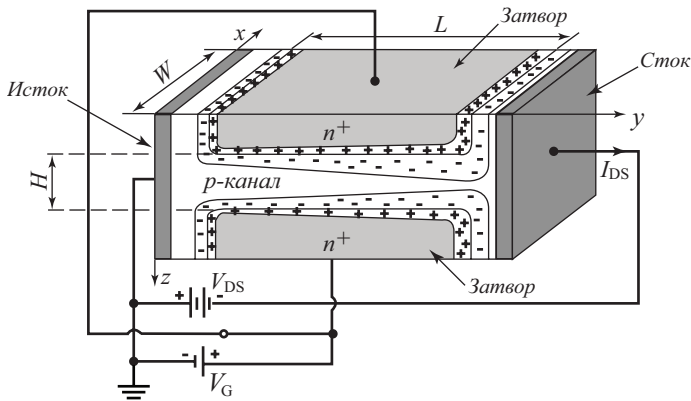


Рис. 6.33. Схематическое изображение полевого транзистора с затвором в виде p - n перехода

Получим вольт-амперную характеристику транзистора. Здесь, как и ранее, ось y направим вдоль канала, ось x – по ширине канала, ось z – по глубине канала. Обозначим длину, ширину и высоту канала при отсутствии напряжения на транзисторе как L , W , H ($V_{GS} = V_{DS} = 0$).

При приложении напряжения к затвору $V_{GS} > 0$ и стоку $V_{DS} < 0$ произойдет расширение обедненной области p - n перехода на величину Δl_{06} , равную:

$$\Delta l_{06} = l_{06}(V_G, V_{DS}) - l_{06}(V_G = V_{DS} = 0) \approx \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 [V_{GS} - V_{DS}(y)]}{qN_D}}. \quad (6.104)$$

Поскольку напряжение исток-сток V_{DS} распределено вдоль канала $V_{DS}(y)$, то изменение ширины канала транзистора будет различно по длине канала. При этом высота канала $h(y)$ будет равна:

$$h(y) = H - 2\Delta l_{06} = H - 2\sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 [V_{GS} - V_{DS}(y)]}{qN_D}}. \quad (6.105)$$

Введем напряжение смыкания V_{G0} – напряжение на затворе, когда в квазиравновесных условиях ($V_{DS} = 0$) обедненные области p - n переходов смыкаются: $h(y) = 0$.

Тогда из (6.105) следует, что

$$V_{G0} = \frac{qN_D}{2\varepsilon_s \varepsilon_0} \frac{H^2}{4}. \quad (6.106)$$

Соотношение (6.105) с учетом (6.106) можно переписать в виде:

$$h(y) = H \left(1 - \sqrt{\frac{V_G - V_{DS}(y)}{V_{G0}}} \right). \quad (6.107)$$

Выделим на длине канала участок от y до $y+dy$, сопротивление которого будет $dR(y)$. При токе канала I_{DS} на элементе dy будет падение напряжения $dV_{DS}(y)$, равное:

$$dV_{DS}(y) = I_{DS}(dR(y)). \quad (6.108)$$

Величина сопротивления $dR(y)$ будет равна:

$$dR(y) = \frac{\rho \cdot dy}{W \cdot h(y)} = \frac{\rho \cdot dy}{WH} \left(1 - \sqrt{\frac{V_G - V_{DS}(y)}{V_{G0}}}\right)^{-1}. \quad (6.109)$$

Подставим (6.108) в (6.109) и проведем интегрирование по длине канала:

$$\int_0^L I_{DS} dy = \frac{WH}{\rho} \int_0^{V_{DS}} \left[1 - \sqrt{\frac{V_G - V_{DS}(y)}{V_{G0}}}\right] dV_{DS}. \quad (6.110)$$

Поскольку удельное объемное сопротивление ρ равно $\rho = (q\mu_p p_0)^{-1}$, преобразуем величину $\frac{WH}{\rho}$:

$$\frac{WH}{\rho} = Wq\mu_p \rho_0 H = qW\mu_p Q_p(y=0). \quad (6.111)$$

Здесь $Q_p(y=0) = q\rho_0 H$ – заряд свободных дырок в канале на единицу площади.

Подставляя (6.111) в (6.110) и проведя интегрирование, получаем следующую зависимость тока стока I_{DS} от напряжения на затворе V_G и стоке V_{DS} для полевого транзистора с затвором в виде p - n перехода:

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu_p Q_p(y=0) \left[V_{DS} - \frac{2}{3} \frac{V_G^{3/2} - (V_G - V_{DS})^{3/2}}{V_{G0}^{1/2}} \right]. \quad (6.112)$$

При малых значениях напряжения исток-сток в области плавного канала $V_{DS} \ll V_G$ ток I_{DS} равен:

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu_p Q_p(y=0) V_{DS}. \quad (6.113)$$

Если сравнить соотношение (6.113) с выражением (6.10) для тока стока МДП полевого транзистора в области плавного канала, то видно, что эти выражения совпадают при малых значениях напряжения V_{DS} .

Из (6.107) следует, что при напряжениях $V_G < V_{G0}$ всегда можно найти такое напряжение на стоке V_{DS} , когда вблизи стока произойдет смыкание канала: $h(y=L, V_G, V_{DS}) = 0$.

Аналогично процессам в МДП ПТ это явление называется отсечкой. Из (6.95) следует, что напряжение отсечки V_{DS}^* будет равно:

$$V_{DS}^* = V_G - V_{G0}. \quad (6.114)$$

Также заметим, что выражение (6.114) аналогично соотношению (6.11) для напряжения отсечки МОП ПТ, а напряжение смыкания V_{G0} имеет аналогичную величину порогового напряжения V_T .

По мере роста напряжения исток-сток V_{DS} точка отсечки перемещается от истока к стоку. При этом аналогично МДП ПТ наблюдаются независимость тока стока от напряжения на стоке и эффект модуляции длины канала. Подставляя (6.114) в (6.112), получаем зависимость тока стока I_{DS} в области отсечки для полевого транзистора с затвором в виде $p-n$ перехода:

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu_p Q_p(y=0) \left[V_G \left(1 - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{V_G}{V_{G0}}} \right) - \frac{1}{3} V_{G0} \right]. \quad (6.115)$$

В области отсечки выражение (6.115) хорошо аппроксимируется квадратичной зависимостью вида:

$$I_{DS} = \frac{W}{L} \mu_p Q_p(y=0) \frac{(V_G - V_{G0})^2}{3V_{G0}}. \quad (6.116)$$

На рисунке 6.34 показаны вольт-амперные характеристики в ПТ с затвором в виде $p-n$ перехода. Их отличительной особенностью является то, что при напряжении на затворе $V_G = 0$ канал транзистора открыт и величина тока через него максимальна.

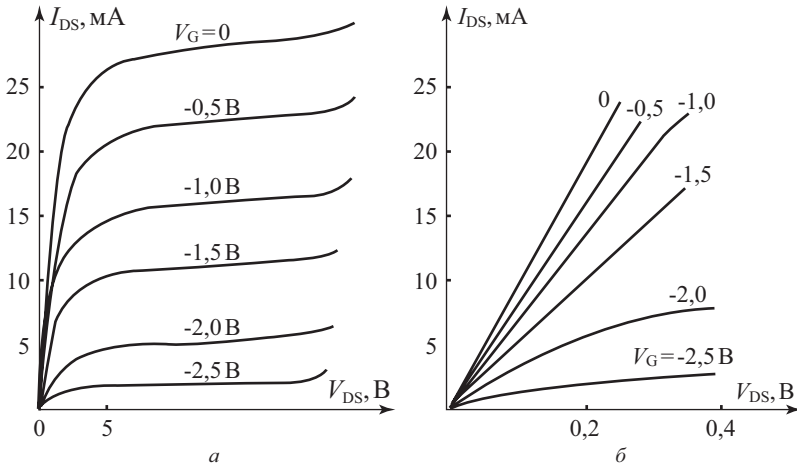


Рис. 6.34. Характеристики транзистора КП302Б: [78, 79]

а) выходные характеристики; б) начальные участки выходных характеристик

Быстродействие ПТ с затвором в виде $p-n$ переходов обусловлено зарядкой барьерных емкостей C_G затворных $p-n$ переходов через сопротивление канала R_K . Величина времени заряда $\tau = C_G \cdot R_K$. Емкость затвора C_G и сопротивление канала R_K равны:

$$C_G = \frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 LW}{\Delta l_{об}}; \quad R_K = \frac{\rho L}{W(H - 2\Delta l_{об})}; \quad (6.117)$$

$$\tau = \frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 L^2 \rho}{\Delta l_{об}(H - 2\Delta l_{об})}. \quad (6.118)$$

Выражение (6.118) имеет минимальное значение при ширине обедненной области $\Delta l_{об} = H/4$, при этом граничная частота

$$f_{гран} = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{16\varepsilon_s \varepsilon_0 \rho} \frac{H^2}{L^2}. \quad (6.119)$$

При значениях $H = L$ для кремния ($\varepsilon_s = 11,8$) с удельным сопротивлением ρ , равным $\rho = 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, граничная частота будет составлять величину несколько гигагерц.

6.16. СВЧ полевые транзисторы с барьером Шоттки

6.16.1. GaAs полевой транзистор с барьером Шоттки

Полевые транзисторы с управляющим переходом металл-полупроводник получили наибольшее распространение при производстве интегральных схем на основе арсенида галлия. Арсенид галлиевые микросхемы имеют высокое быстродействие и могут работать в области сверхвысоких частот. Также арсенид галлиевые полевые транзисторы используются в выходных каскадах усилителей мощности. [2, 24, 25]

Топология полевых транзисторов с управляющим переходом металл-полупроводник точно такая же, как и топология полевых транзисторов с затвором в виде p - n перехода, приведенная на рисунке 6.33. Отличие наблюдается только в том, что вместо сильно легируемых областей n^+ используется слой металла (сплавы вольфрама W, титана Ti с последующим напылением платины Pt и золота Au для n -GaAs), обеспечивающие формирование барьера Шоттки. Для таких транзисторов используют аббревиатуру ПТШ.

На рисунке 6.35 приведена схема мощного полевого транзистора на основе арсенида галлия с полной шириной затвора $W = 6 \text{ мм}$.

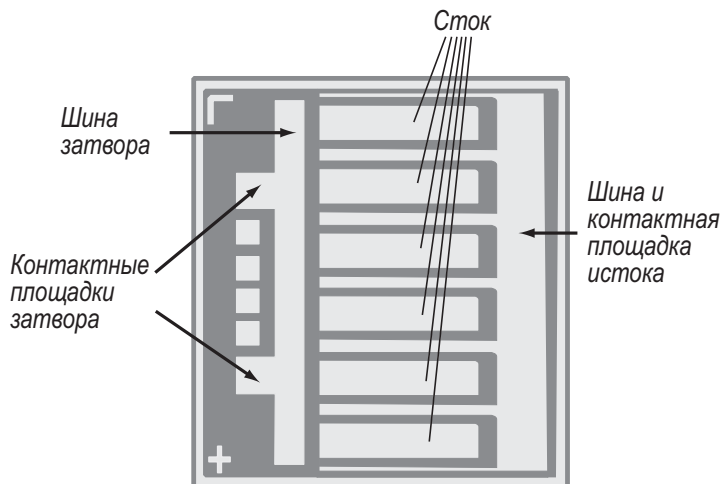
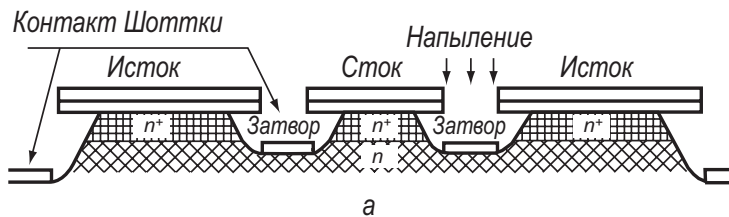
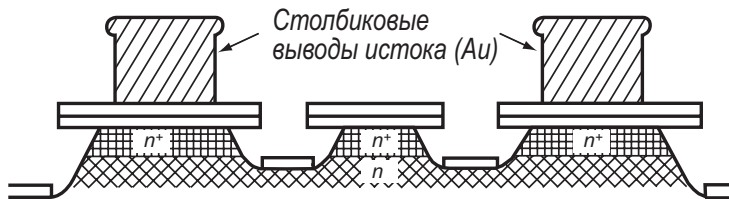


Рис. 6.35. Схема мощного полевого транзистора на основе арсенида галлия с полной шириной затвора $W = 6$ мм [24]

При его реализации используется технологический процесс монтажа методом «перевернутого кристалла». Для установки кристалла на тепловод используют столбиковые выводы. Такой способ монтажа обеспечивает высокую рассеиваемую мощность и низкие паразитные индуктивности, важные для работы в СВЧ диапазоне. На рисунке 6.36 показана конструкция мощного СВЧ GaAs полевого транзистора с затвором в виде барьера Шоттки.



а

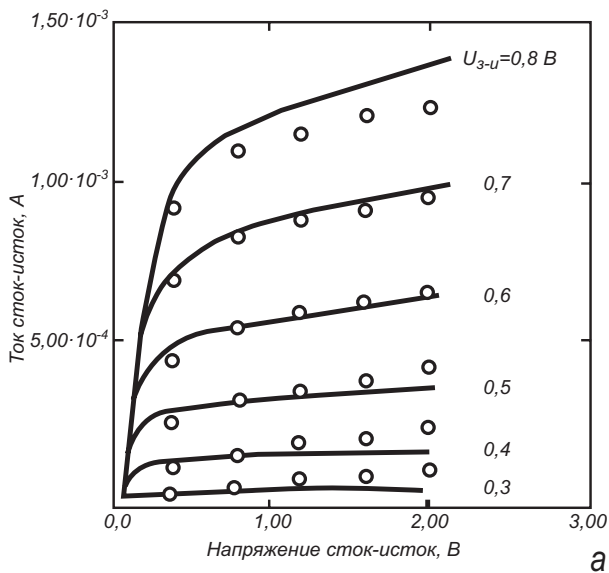


б

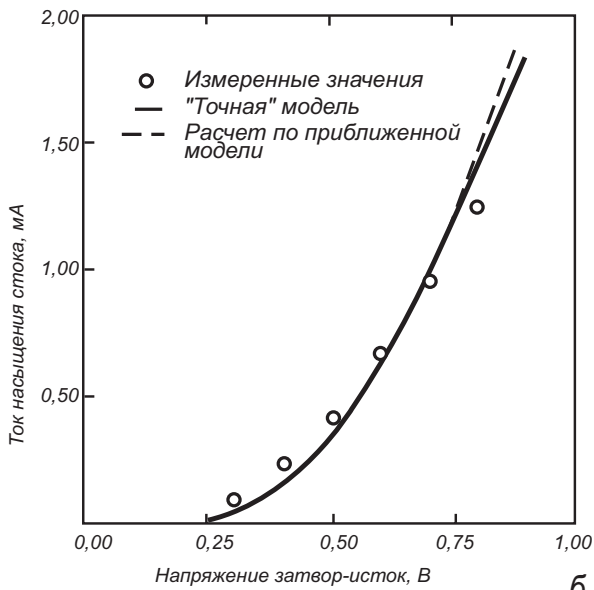
Рис. 6.36. Конструкция мощного СВЧ GaAs полевого транзистора с затвором в виде барьера Шоттки [24]

Основные соотношения, описывающие вольтамперные характеристики полевых транзисторов с управляющим переходом металл-полупроводник остаются теми же самыми, как и для полевых транзисторов с затвором в виде р-п перехода (уравнение 6.112 для области плавного канала и 6.115 для области отсеченного канала).

На рисунках 6.37 приведены экспериментальные и расчетные выходные и передаточные характеристики полевых транзисторов на GaAs, используемых в цифровых интегральных схемах.



а



б

Рис. 6.37. Экспериментальные (о) и расчетные (сплошные линии) характеристики полевых транзисторов на GaAs [24]

а) выходные вольтамперные характеристики;

б) передаточные характеристики при напряжении исток-сток 2В

Для расчета характеристик ПТШ использованы следующие параметры ток насыщения барьера Шоттки $j_s = 0,255 \text{ А/м}^2$, концентрация доноров в канале $N_D = 7,25 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, ширина W и длина L затвора $W = 20 \text{ мкм}$, $L = 0,7 \text{ мкм}$.

6.16.2. GaN полевой транзистор с гетеропереходом

Дальнейшее развитие полевых транзисторов с затвором в виде барьера Шоттки идет по направлению расширения типов используемых полупроводниковых материалов, наиболее важным из которых является нитрид галлия GaN. Нитрид галлия принадлежит к прямозонным полупроводникам и имеет большую ширину запрещенной зоны $E_g = 3,4 \text{ эВ}$.

По таким параметрам, как мощность и частота для СВЧ – диапазона, максимальные рабочие температуры, транзисторы на основе нитрида галлия превосходят по своим параметрам СВЧ-транзисторы на основе традиционных полупроводников: кремния Si, твердых растворов кремний – германий Si – Ge, арсенида галлия GaAs, а также таких полупроводниковых соединений как карбид кремния SiC и фосфид индия InP. На рисунке 6.38 приведена диаграмма, характеризующая области максимальной мощности и частоты для приборов на основе различных полупроводниковых материалов и иллюстрирующая доминирующие позиции транзисторов на основе GaN.

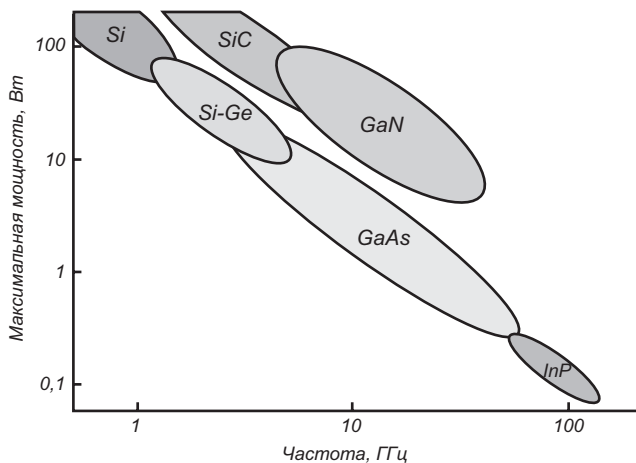


Рис. 6.38. Зависимость максимальной мощности от частоты для приборов на основе различных полупроводниковых материалов [22]

Приборная реализация полевых транзисторов с затвором в виде барьера Шоттки на основе GaN использует в качестве основы базовую структуру ПТШ с гетеропереходом (ГПТШ). На рисунке 6.39 приведена типовая структура полевого транзистора с затвором в виде барьера Шоттки и гетеропереходом на основе нитрида галлия. В полевых транзисторах с гетеропереходом основным элементом является область двумерного электронного газа (2D),

локализованная в ОПЗ гетероперехода $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N} - \text{GaN}$. Свойства двумерного электронного газа подробно описаны в главе 13, а зонная диаграмма гетероперехода с двумерным электронным газом приведена в главе 2 на рисунке 2.24.

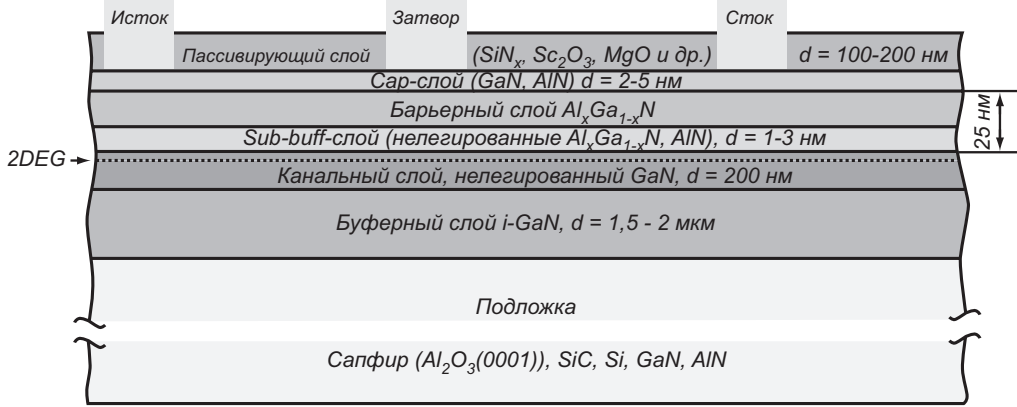


Рис. 6.39. Базовая структура полевого транзистора с затвором в виде барьера Шоттки и гетеропереходом на основе нитрида галлия (ГБТШ) [22]

Двумерный электронный газ локализован в зоне гетероперехода между барьерным слоем $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ и нелегированным слоем GaN, являющимся канальным слоем полевого транзистора. Поскольку двумерная потенциальная яма находится в нелегированном слое GaN, где нет примесных центров рассеяния, то подвижность электронов в 2D слое составляет $\mu_n = 2000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Слой толщиной (1-3) нм из высокоомного нелегированного $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ (так называемый спейсер) формируется для уменьшения поверхностного рассеяния 2D электронов на примесях барьерного слоя.

Омические контакты истока и стока в ГБТШ обеспечивают через барьерный слой контакт с 2D слоем, высокая концентрация носителей в котором осуществляется, как благодаря электростатическому полю гетероперехода, так и пьезоэффекту на границе GaN и AlN.

Металл затвора образует с верхней частью барьерного слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ шоттковский контакт и управляет проводимостью канала ГПТШ. Для уменьшения влияния поверхностных состояний барьерный слой пассивируют нанометровым Сар-слоем.

Буферный слой высокоомного GaN толщиной 2 мкм используется в качестве изолирующей прослойки между канальным слоем ГПТШ и подложкой, на которой сформирована транзисторная структура.

СВЧ-приборы на основе нитрида галлия показывают рекордные значения удельной плотности выходной мощности. Компанией Cree разработан GaN ГПТШ с затвором длиной $L = 0,55 \text{ мкм}$ и шириной $W = 0,25 \text{ мм}$, выходная мощность которого в непрерывном режиме на частоте 4 МГц составляет 8 Вт.

Соответственно, удельная выходная мощность транзистора равняется 33Вт/мм. При этом рабочее напряжение исток-сток равнялось 120 В, а максимальная плотность тока в канале достигала 1,2 А/мм.

6.16.3. Монолитные интегральные схемы с СВЧ полевыми транзисторами

СВЧ-транзисторы как биполярные, так и полевые являются базовыми элементами твердотельных монолитных интегральных СВЧ-микросхем (МИС). В отличие от кремниевых интегральных схем, используемых в цифровой и аналоговой электронике и имеющих высокий уровень интеграции, в твердотельных СВЧ-микросхемах степень интеграции низкая.

Основное применение СВЧ МИС находят в активных фазированных антенных решетках (АФАР) для радиолокационных станций, в спутниковых трансиверах и в системах сотовой телефонной связи.

Базовой технологией для монолитных интегральных схем является технология ПТШ на GaAs, описанная в разделе 6.16.1, а также ее развитие в виде ГПТШ на GaAs, GaN и других полупроводниковых соединениях. Биполярные транзисторы с гетеропереходом ГБТ на основе GaAs также сохраняют свои позиции. В целом, свыше 80% МИС СВЧ-диапазона базируются на GaAs и тройных полупроводниках AlGaAs, InGaAs на его основе. [22, 27]

СВЧ-транзисторы на основе кремниевой технологии занимают 20% рынка сотовой телефонной связи. Биполярные, МДП и Би-КМОП транзисторы обладают хорошими характеристиками в диапазоне частот до 3 ГГц. Основные достоинства кремниевых приборов достаточно очевидны – отработанность технологии, простота интеграции аналоговых и цифровых схем на одном кристалле, низкая себестоимость. На рисунке 6.40 приведена базовая структура мощного СВЧ МДП полевого транзистора, созданного по технологии МОП с боковой диффузией (в английской аббревиатуре LDMOS).

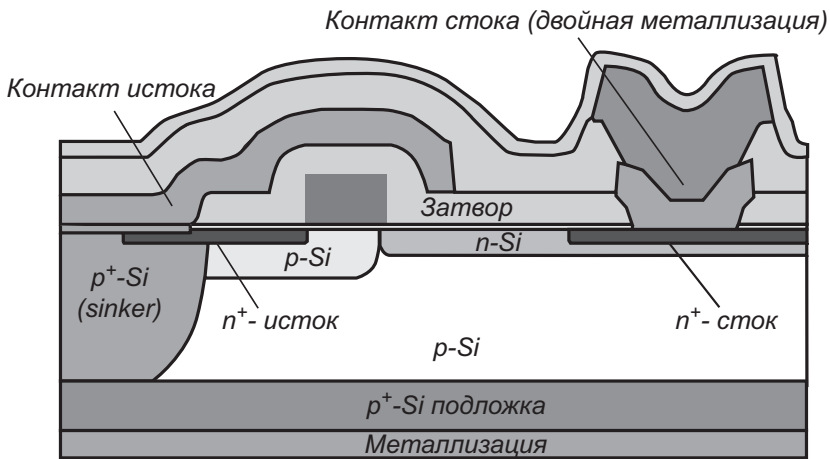


Рис. 6.40. Базовая структура мощного СВЧ МДП полевого транзистора, созданного по технологии МОП с боковой диффузией [22]

МДП транзистор, приведенный на рисунке 6.40 имеет несимметричную структуру. Особенности конструкции таковы, чтобы уменьшить выходную емкость исток-сток и увеличить напряжение пробоя стока и предотвратить инжекцию горячих электронов в подзатворный окисел. Слабелегированный p -слой, выращенный на сильнолегированной подложке, предназначен как раз для этих целей, а тонкая p -область под электродом затвора определяет пороговое напряжение и напряжение отсечки. Сильнолегированная p^+ -область со стороны истока получила название *sinker* и обеспечивает контакт к слабелегированной p -области, находящейся под затвором.

Контрольные вопросы

- 6.1. Чем отличаются МДП-транзисторы со встроенным и индуцированным каналом?
- 6.2. Что такое пороговое напряжение МДП-транзистора?
- 6.3. Как влияют заряды в окисле и на поверхностных состояниях на пороговое напряжение?
- 6.4. Чему равен поверхностный потенциал при пороговом напряжении?
- 6.5. С чем связан наклон ВАХ в области насыщения?
- 6.6. Дайте определение крутизны МДП-транзистора.
- 6.7. Как соотносятся крутизны по затвору и подложке?
- 6.8. Дайте определение напряжения отсечки полевого транзистора.

Задачи

6.1. Найти пороговое напряжение V_T n -канального МОП-транзистора с алюминевым затвором, если уровень легирования подложки равен $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, толщина диэлектрика $d_{\text{ок}} = 100 \text{ нм}$, заряд в окисле $Q_{\text{ок}} = +10^{-8} \text{ Кл}\cdot\text{см}^{-2}$, поверхностные состояния отсутствуют.

6.2. МОП-транзистор с отношением ширины к длине канала $W/L = 5$, толщиной затворного окисла 80 нм и подвижностью электронов в канале $\mu_n = 600 \text{ см}^2\cdot\text{В}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}$ предполагается использовать как управляемый резистор. Рассчитать превышение затворного напряжения V_G над пороговым напряжением V_T , при котором сопротивление транзистора R при малых напряжениях на стоке V_d будет равно $2,5 \text{ кОм}$.

6.3. В запоминающем устройстве с плавающим затвором нижний изолирующий слой имеет толщину $d_1 = 10 \text{ нм}$ и относительную проницаемость $\varepsilon_1 = 4$, параметры верхнего слоя: $d_2 = 100 \text{ нм}$ и $\varepsilon_2 = 10$. Плотность тока в нижнем слое $J = \sigma E$, где $\sigma = 10^{-7} \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1}$, в верхнем слое током можно пренебречь. Вычислить изменение порогового напряжения ΔV_T , считая что к затвору приложено 10 В в течение $t = 0,25 \text{ мкс}$.

6.4. Дан ПЗС-прибор с затворами $5 \times 5 \text{ мкм}$ для формирования изображения. Пороговое значение детектируемого заряда составляет $2,5 \cdot 10^3$ электронов на элемент изображения, а заряд каждого элемента считывается и обнуляется каждые 10 мс . В термодинамическом равновесии поверхностная плотность зарядов в инверсионном слое равна $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Рассчитать время жизни неосновных носителей заряда τ_0 в кремнии p -типа с $\rho = 12 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, учитывая, что доля тепловой генерации не превышает 5% от детектируемого порогового заряда.

6.5. Рассчитать плотность поверхностных состояний N_{ss} , при которой скорость поверхностной генерации I_s для полностью обедненной поверхности вдвое превышает скорость генерации в приповерхностной обедненной области I_F . Считать, что сечения захвата носителей заряда равны $\sigma_t = 10^{-15} \text{ см}^2$, тепловая скорость $v_t = 10^7 \text{ см/с}$, постоянная времени $\tau = 1 \text{ мкс}$, ширина ОПЗ $W = 1 \cdot 10^{-6} \text{ см}$.

Глава 7. Тиристоры

7.1. Общие сведения

Тиристор – это полупроводниковый прибор с тремя и более $p-n$ переходами, вольт-амперная характеристика которого имеет участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением и который используется для переключения.

Структура тиристора показана на рисунке 7.1. Тиристор представляет собой четырехслойный $p_1-n_1-p_2-n_2$ прибор, содержащий три последовательно соединенных $p-n$ перехода (Π_1 , Π_2 и Π_3). Обе внешние области называются эмиттерами (\mathcal{E}_1 , \mathcal{E}_2), а внутренние области – базами (\mathcal{B}_1 , \mathcal{B}_2) тиристора (рис. 7.1а). Переходы Π_1 и Π_2 называются эмиттерными, переход Π_3 – коллекторный переход.

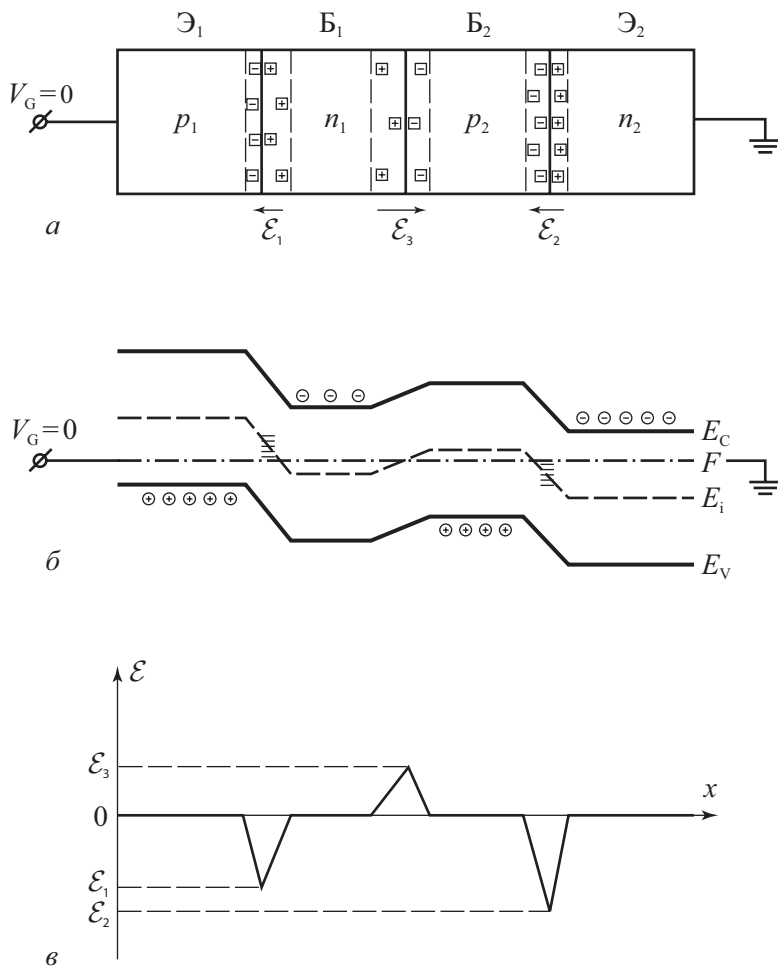


Рис. 7.1. Схема диодного тиристора:

а) структура диодного тиристора; б) зонная диаграмма при нулевом напряжении; в) зависимость напряженности электрического поля от координаты

Прибор без управляющих электродов работает как двухполюсник и называется **диодным тиристором (динистором)**. Прибор с управляющим электродом является трехполюсником и называется **триодным тиристором**.

На рисунке 7.2 показана схема триодного тиристора с управляющими электродами при его приборной реализации и характеристики тиристора. Управляющий электрод может быть подключен к любой из баз (B_1 , B_2) тиристора, как показано на рисунке 7.2а.

Управляющие тиристоры используются для коммутирования высоких значений токов, напряжений и мощностей. Поэтому корпуса тиристоров как правило являются достаточно массивными и в ряде случаев снабжены радиа-

торами для улучшения теплоотвода. На рисунке 7.2б приведена топология корпуса тиристора малой мощности. Для коммутации мощностей важными параметрами являются время включения и выключения тиристора. Характерные значения этих времен для тиристорov лежат в микросекундном диапазоне. На рисунке 7.2в в качестве примера приведены такие характеристики для триодного тиристора КУ208.

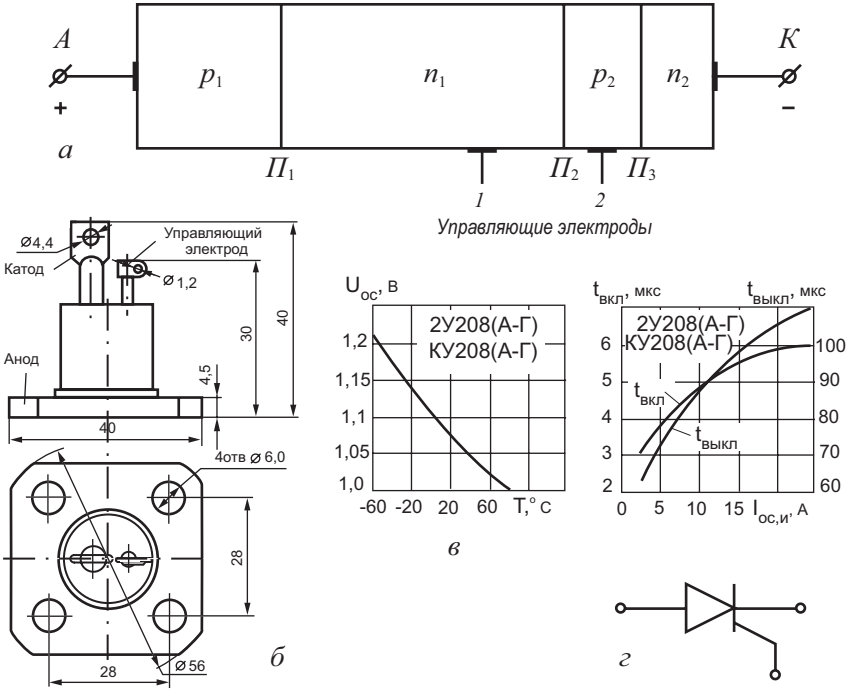


Рис. 7.2. Схема (а), приборная реализация (б), характеристики (в) и схематическое обозначение (г) триодного тиристора [80]

При создании тиристора в качестве исходного материала выбирается подложка n - или p -типа. Типичный профиль легирующей примеси в диффузионно-сплавном приборе показан на рисунке 7.3. В качестве исходного материала выбрана подложка n -типа. Диффузией с обеих сторон подложки одновременно создают слои p_1 и p_2 . На заключительной стадии путем сплавления (или диффузии) с одной стороны подложки создают слой n_2 . Структура полученного тиристора имеет вид $p_1^+ - n_1 - p_2 - n_2^+$.

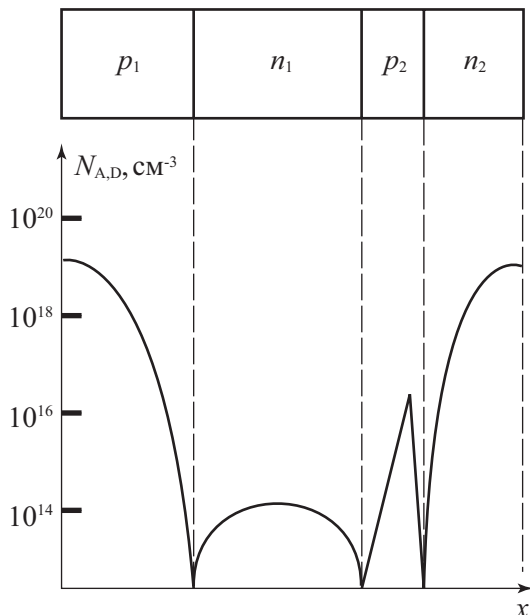


Рис. 7.3. Профиль концентрации легирующей примеси ($N_{A,D}$) в эмиттерах и базах тиристора [10]

7.2. Вольт-амперная характеристика диодного тиристора

Вольт-амперная характеристика диодного тиристора, приведенная на рисунке 7.4, имеет несколько различных участков. Прямое смещение тиристора соответствует положительному напряжению V_G , подаваемому на первый p_1 -эмиттер тиристора.

Участок характеристики между точками 1 и 2 соответствует закрытому состоянию с высоким сопротивлением. В этом случае основная часть напряжения V_G падает на коллекторном переходе Π_2 , который в смещен в обратном направлении. Эмиттерные переходы Π_1 и Π_2 включены в прямом направлении. Первый участок ВАХ тиристора аналогичен обратной ветви ВАХ p - n перехода.

При достижении напряжения V_G , называемого напряжением включения $U_{\text{вкл}}$, или тока J , называемого током включения $J_{\text{вкл}}$, ВАХ тиристора переходит на участок между точками 3 и 4, соответствующий открытому состоянию (низкое сопротивление). Между точками 2 и 3 находится переходный участок характеристики с отрицательным дифференциальным сопротивлением, не наблюдаемый на статических ВАХ тиристора.

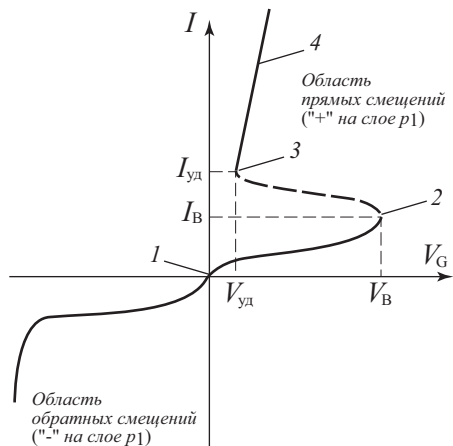


Рис. 7.4. ВАХ тиристора:

V_G – напряжение между анодом и катодом; I_y , V_y – минимальный удерживающий ток и напряжение; I_b , V_b – ток и напряжение включения

7.2.1. Феноменологическое описание ВАХ динистора

Для объяснения ВАХ динистора используют двухтранзисторную модель. Из рисунка 7.5 следует, что тиристор можно рассматривать как соединение p - n - p транзистора с n - p - n транзистором, причем коллектор каждого из них соединен с базой другого. Центральный переход действует как коллектор дырок, инжектируемых переходом Π_1 , и как коллектор электронов, инжектируемых переходом Π_2 .

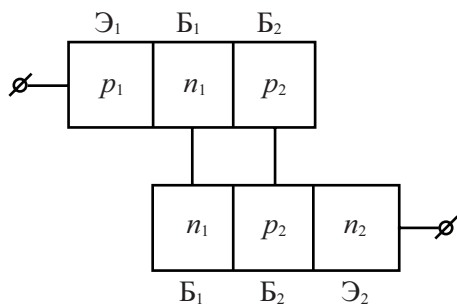


Рис. 7.5. Двухтранзисторная модель диодного тиристора

Взаимосвязь между токами эмиттера I_s , коллектора I_k и статическим коэффициентом усиления по току α_1 p_1 - n_1 - p_2 транзистора и α_2 n_2 - p_1 - n_1 транзистора следующая. Представляя динистор как два транзистора, запишем следующие соотношения.

Пусть $I_{П1}$ – ток через переход $П1$. Тогда часть тока $I_{П1}$, дошедшая до коллекторного перехода $П3$ $I_{П1 \rightarrow П3}$, будет равна:

$$I_{П1 \rightarrow П3} = \alpha_1 I_{П1}. \quad (7.1)$$

Если $I_{П3}$ – ток через переход $П2$, аналогично:

$$I_{П2 \rightarrow П3} = \alpha_2 I_{П3}. \quad (7.2)$$

Учтем еще один фактор – лавинное умножение в переходе $П3$ через коэффициент лавинного умножения M . Тогда суммарный ток $I_{П3}$ через переход $П3$ будет равен:

$$I_{П3} = M(\alpha_1 I_{П1} + \alpha_2 I_{П2} + I_{K0}), \quad (7.3)$$

где I_{K0} – обратный ток перехода $П3$ (генерационный и тепловой).

В стационарном случае токи через переходы $П1$, $П2$, и $П3$ равны, тогда

$$I = M(\alpha_1 I + \alpha_2 I + I_{K0}), \quad (7.4)$$

откуда

$$I = \frac{MI_{K0}}{1 - M\alpha}; \quad I = \frac{MI_{K0}}{1 - M(\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad (7.5)$$

где $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$ – суммарный коэффициент передачи тока первого ($p_1-n_1-p_2$) и второго ($n_2-p_2-n_1$) транзисторов.

Выражение (7.5) в неявном виде описывает ВАХ диодного тиристора на «закрытом» участке, поскольку коэффициенты M и α зависят от приложенного напряжения V_G . По мере роста α и M с ростом V_G , когда значение $M(\alpha_1 + \alpha_2)$ станет равно 1, из уравнения (7.5) следует, что ток I устремится к ∞ . Это условие и есть условие переключения тиристора из состояния «закрыто» в состояние «открыто».

Напряжение переключения $U_{перекл}$ составляет у тиристорov от 20-50 В до 1000-2000 В, а ток переключения $I_{перекл}$ – от долей микроампера до единиц миллиампера (в зависимости от площади).

Таким образом, в состоянии «закрыто» тиристор должен характеризоваться малыми значениями α и M , а в состоянии «открыто» – большими значениями коэффициентов α и M .

В закрытом состоянии (α — малы) все приложенное напряжение падает на коллекторном переходе $П3$ и ток тиристора – это ток обратно смещенного $p-n$ перехода. Энергетическая диаграмма тиристора в состоянии равновесия приведена ранее на рисунке 7.6, а в режиме прямого смещения («+» — на слое p_1) в закрытом состоянии представлена на рисунке 7.6б.

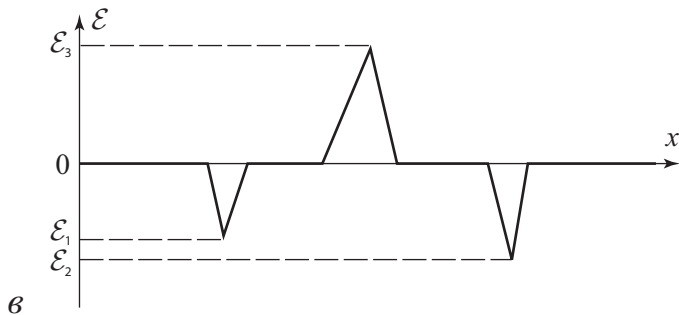
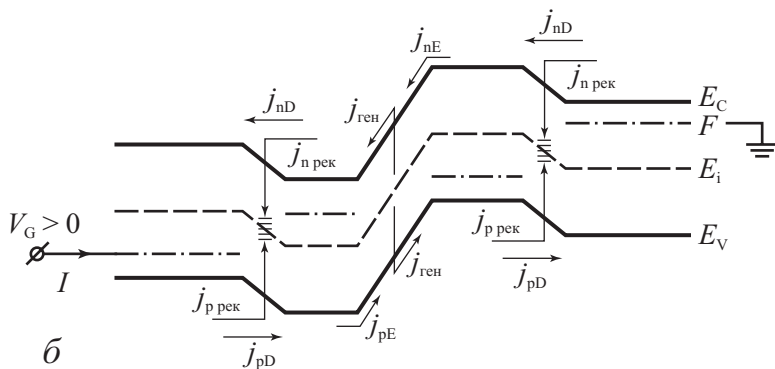
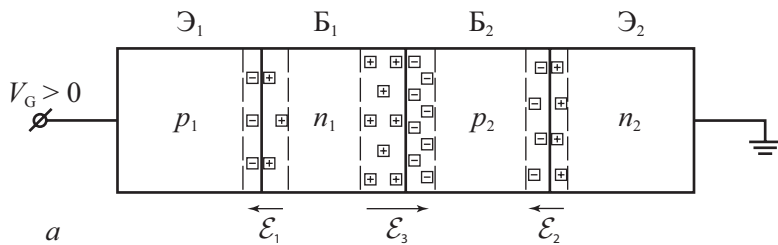


Рис. 7.6. Зонная диаграмма и токи в тиристоре в закрытом состоянии [10]

a) распределение объемных зарядов в переходах тиристора; *б)* зонная диаграмма и токи в закрытом состоянии; *в)* зависимость напряженности электрического поля от координаты

Если полярность напряжения между анодом и катодом сменить на обратную, то переходы Π_1 и Π_3 будут смещены в обратном направлении, а Π_2 – в прямом. ВАХ тиристора в этом случае будет обычная ВАХ двух обратносмещенных $p-n$ переходов.

7.2.2. Зонная диаграмма и токи диодного тиристора в открытом состоянии

В открытом состоянии (α – велики) все три перехода смещены в прямом направлении. Это происходит вследствие накопления объемных зарядов в базах n_2 , p_2 тиристора.

Действительно, при больших значениях коэффициента передачи α_2 электроны, инжектированные из n_2 -эмиттера в p_2 -базу, диффундируют к p - n переходу коллектора Π_3 , проходят его и попадают в n_1 -базу. Дальнейшему прохождению электронов по тиристорной структуре препятствует потенциальный барьер эмиттерного перехода Π_1 . Поэтому часть электронов, оказавшись в потенциальной яме n_1 -базы, образует отрицательный избыточный заряд.

Инжектированные дырки из эмиттера p_1 в базу n_1 диффундируют к p - n переходу коллектора Π_3 , проходят через него и попадают в базу p_2 . Дальнейшему их продвижению препятствует потенциальный барьер эмиттерного перехода Π_2 . Следовательно, в базе p_2 происходит накопление избыточного положительного заряда.

В результате накопления избыточного положительного заряда в базе p_2 и отрицательного заряда в базе n_1 переход Π_3 смещается в прямом направлении, происходит резкое увеличение тока и одновременное уменьшение падения напряжения на тиристоре.

На рисунке 7.7 приведена зонная диаграмма тиристора с накопленным объемным зарядом в обеих базах n_1 и p_2 .

Величина падения напряжения в прямом участке ВАХ составляет прямое напряжение на трех прямосмещенных p - n переходах и имеет значение порядка 2-3 вольта. Прямое смещение на p - n переходах обусловлено на Π_1 и Π_2 за счет внешнего напряжения, а на Π_3 за счет объемных зарядов в базах B_1 и B_2 .

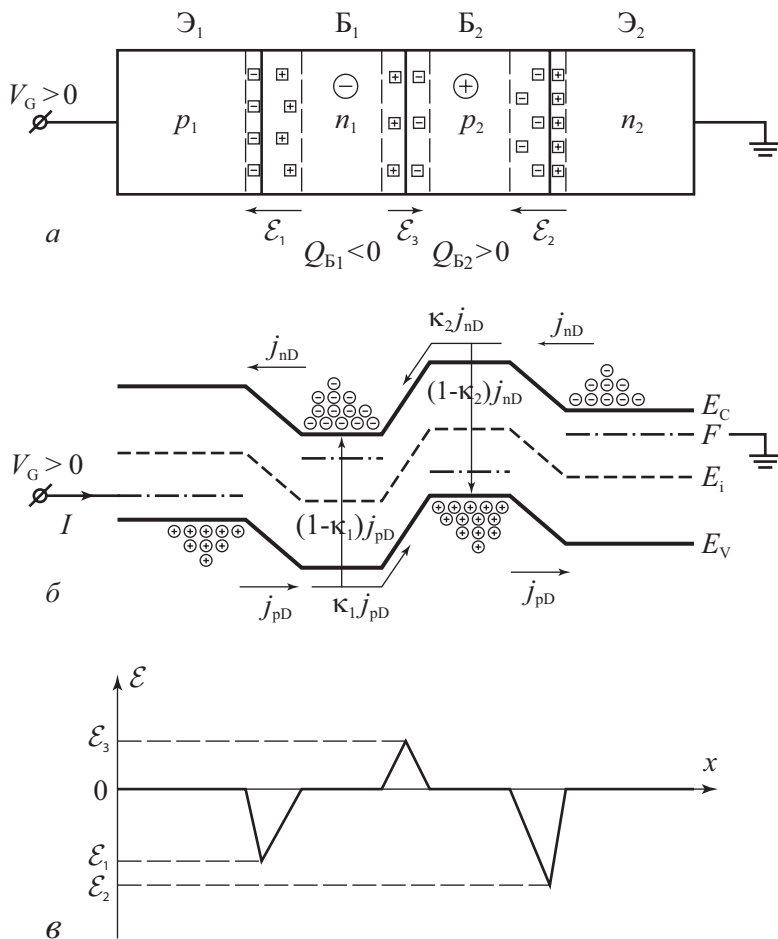


Рис. 7.7. Зонная диаграмма и токи тиристора в открытом состоянии (везде прямое смещение)

а) распределение объемных зарядов в переходах тиристора; б) зонная диаграмма и токи в открытом состоянии; в) зависимость напряженности электрического поля от координаты

Таким образом, тиристор имеет два устойчивых состояния: малый ток, большое напряжение, высокое сопротивление и большой ток, малое напряжение, малое сопротивление. Переход тиристора из «закрытого» в «открытое» состояние связан с накоплением объемного заряда в базах \mathcal{B}_1 и \mathcal{B}_2 из-за роста значения коэффициента передачи эмиттерного тока α и коэффициента умножения M .

То есть рост α , M с ростом тока J и напряжения V_G в тиристоре является причиной перехода тиристора из «закрытого» состояния в «открытое».

В открытом состоянии тиристор находится до тех пор, пока за счет проходящего тока поддерживаются избыточные заряды в базах, необходимые для понижения высоты потенциального барьера коллекторного перехода до величины, соответствующей прямому его включению. Если же ток уменьшить до значения I_y , то в результате рекомбинации избыточные заряды в базах уменьшатся, p - n переход коллектора окажется включенным в обратном направлении, произойдет перераспределение падений напряжений на p - n переходах, уменьшатся коэффициенты передачи α и тиристор перейдет в закрытое состояние.

Таким образом, тиристор в области прямых смещений (прямое включение) является бистабильным элементом, способным переключаться из закрытого состояния с высоким сопротивлением и малым током в открытое состояние с низким сопротивлением и большим током, и наоборот.

7.2.3. Зависимость коэффициента передачи α от тока эмиттера

Как уже отмечалось ранее, зависимость коэффициента передачи эмиттерного тока α от напряжения, приложенного к тиристор, является причиной переключения тиристора. Рассмотрим, какие физические механизмы могут обеспечить такую зависимость. В области малых токов основная причина зависимости α от тока I связана с рекомбинацией в эмиттерном переходе. При наличии рекомбинационных центров в области пространственного заряда эмиттерного перехода прямой ток такого перехода в области малых прямых смещений – рекомбинационный $J_{рек}$. Зависимость этого тока от напряжения экспоненциальная, но показатель экспоненты в два раза меньше, чем для диффузионного тока J_{pD} . Напомним, что эти процессы подробно рассматривались в разделе 4.3.2, где рассматривалось влияние рекомбинации на прямой ток реальных диодов.

Коэффициент передачи эмиттерного тока α равен произведению коэффициента переноса κ и коэффициента инжекции γ . При наличии рекомбинационной компоненты тока в p - n переходе выражение для коэффициента инжекции γ будет следующим:

$$\gamma = \frac{J_{эп}}{J_э} = \frac{J_{эп}}{J_{эп} + J_{эн} + J_{рек}} \approx \frac{J_{pD}}{J_{pD} + J_{рек}}. \quad (7.6)$$

По мере роста прямого напряжения на p - n переходе диффузионная компонента тока J_{pD} начинает превалировать над рекомбинационной $J_{рек}$. В терминах эффективности эмиттера γ это эквивалентно возрастанию эффективности эмиттера γ , а следовательно, и увеличению коэффициента передачи эмиттерного тока $\alpha = \gamma \kappa$. На рисунке 7.6 показана зонная диаграмма эмиттерного перехода, которая иллюстрирует конкуренцию двух токов — рекомбинационного и диффузионного в токе эмиттера, а на рисунке 7.8 — типичная зави-

симось коэффициента передачи α от тока эмиттера I_3 при наличии рекомбинационных центров в ОПЗ $p-n$ перехода.

Таким образом, для реализации тиристорного эффекта в четырехслойных $p-n-p-n$ структурах необходимо введение рекомбинационных центров в эмиттерные переходы тиристора с тем, чтобы обеспечить зависимость коэффициента инжекции γ , а следовательно, и коэффициента передачи α , от напряжения, приложенного к тиристорному.

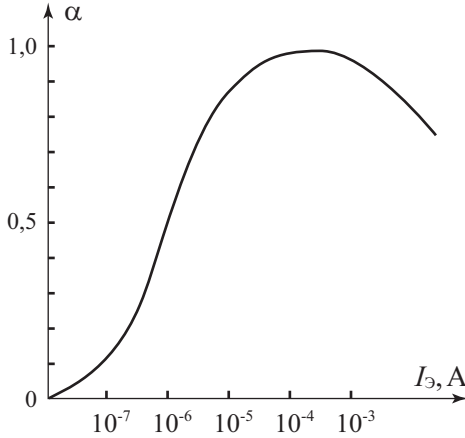


Рис. 7.8. Типичная зависимость коэффициента передачи α от тока эмиттера I_3 при наличии сильной рекомбинации в ОПЗ эмиттерных $p-n$ переходов

7.2.4. Зависимость коэффициента M от напряжения V_G . Умножение в коллекторном переходе

Другой физический механизм, приводящий к накоплению объемных зарядов в базах тиристора, связан с лавинным умножением в коллекторном переходе. При больших значениях обратного напряжения на $p-n$ переходе величина электрического поля E в области пространственного заряда может приблизиться к значению, соответствующему напряжению лавинного пробоя. В этом случае на длине свободного пробега λ электрон или дырка набирают энергию $q\lambda E$, большую, чем ширина запрещенной зоны полупроводника $q\lambda E > E_g$, и вызывают генерацию новой электронно-дырочной пары. Это явление аналогично лавинному пробое в стабилитронах.

Если M – коэффициент ударной ионизации, определяемый как количество носителей, рожденных при лавинном умножении одной частицей, то M описывается эмпирической формулой:

$$M = \frac{I_{\text{выходной}}}{I_{\text{входной}}} = \frac{1}{1 - \left(\frac{U}{U_M}\right)^n}, \quad (7.7)$$

где U_M – напряжение лавинного пробоя, а значения коэффициента n для Ge, Si равно 3.

Таким образом, умножение в коллекторе может служить причиной накопления объемных зарядов в базах тиристора. С формальной точки зрения, умножение в коллекторе эквивалентно росту коэффициента передачи и величине коллекторного тока.

Таким образом, возвращаясь к вольт-амперной характеристике тиристора, приведенной на рисунке 7.4, можно отметить следующие особенности различных участков ВАХ в области прямых смещений. В состоянии «закрыто», по мере роста напряжения на тиристоре 1-2, в последнем растут коэффициенты передачи эмиттерного тока α или коэффициент умножения M в коллекторном переходе. В точке переключения 2 выполняется условие $M(\alpha_1 + \alpha_2) = 1$, и начинается процесс накопления объемных зарядов в базах тиристора. Участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением 2-3, не наблюдаемый на статических ВАХ, как раз связан с формированием этого объемного заряда в базах тиристора. Время накопления заряда и есть время переключения тиристора из состояния «закрыто» в состояние «открыто». Участок 3-4 характеризует открытое состояние тиристора. На этом участке все три p - n перехода смещены в прямом направлении и сопротивление тиристора мало и составляет десятки Ом.

Резюмируя, отметим, что не каждая четырехслойная p - n - p - n структура может обладать тиристорным эффектом. Обязательным условием для его реализации является или наличие рекомбинационных центров в области пространственного заряда эмиттерных p - n переходов, или реализация условий для лавинного умножения в коллекторном p - n переходе.

7.3. Тринистор

Как уже говорилось, чтобы перевести тиристор в открытое состояние, необходимо накопить избыточный отрицательный заряд в базе n_1 и положительный в базе p_2 . Это осуществляется путем увеличения уровня инжекции через эмиттерные переходы Π_1 и Π_3 при увеличении напряжения на тиристоре до $U_{\text{перекл}}$. Накоплением объемных зарядов в базах B_1 и B_2 можно управлять, если у одной из баз имеется контакт, который называется управляющим электродом (см. рис. 7.2а).

На управляющий электрод базы подается напряжение такой полярности, чтобы прилегающий к этой базе эмиттерный переход был включен в прямом направлении. Это приводит к росту тока через эмиттерный переход и сниже-

нию $U_{\text{перекл.}}$. На рисунке 7.9 приведено семейство ВАХ тиристора при различных значениях управляющего тока.

При достаточно больших значениях тока $I_{\text{упр}}$ ВАХ тиристора вырождается в прямую ветвь ВАХ диода. Критическое значение тока $I_{\text{упр}}$, при котором на ВАХ тиристора исчезает участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением и тринистор включается, минуя запертое состояние, называется током спрямления.

Таким образом, наличие $I_{\text{упр}}$ принципиально не меняет существа процессов, определяющих вид ВАХ тиристора, но меняет значения параметров: напряжение переключения и ток переключения.

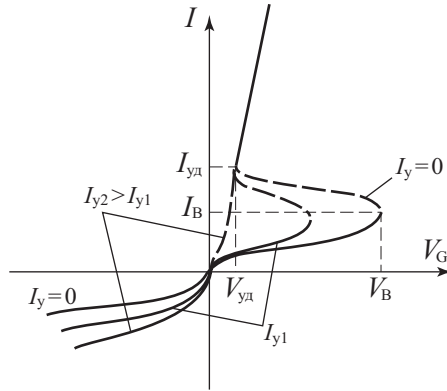


Рис. 7.9. ВАХ тринистора при различных значениях управляющего тока базы $I_{\text{упр}}$

На рисунке 7.10 приведены параметры, характеризующие различные тиристоры в зависимости от выбора рабочей точки. Наиболее важные параметры – это время выключения тиристора, управляющий и удерживающий токи.

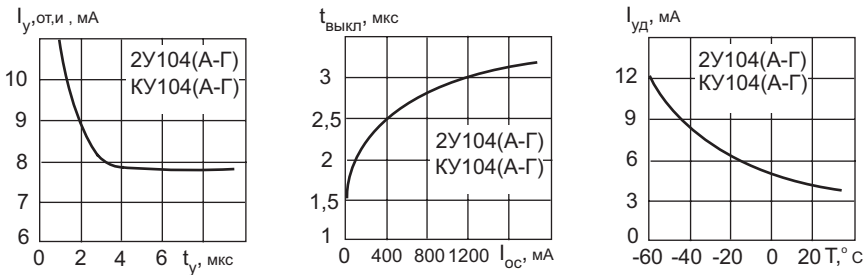


Рис. 7.10. Примеры характеристик кремниевых тринисторов КУ104 [80]

а) зависимость отпирающего импульсного тока управления $I_{y, \text{от.и}}$ от длительности отпирающего импульса t_y ; б) зависимость времени выключения $t_{\text{выкл}}$ от постоянного тока в открытом состоянии $I_{\text{ос}}$ тиристора; в) зависимость тока удержания $I_{\text{уд}}$ от температуры T окружающей среды

7.3.1. Феноменологическое описание ВАХ тристора

Аналогично как для диода, запишем систему уравнений для тока тиристора через эмиттерный и коллекторный p - n переходы, с учетом управляющего тока I_y через вторую базу

$$I_{\Pi_1 \rightarrow \Pi_3} = \alpha_1 I_{\Pi_3} = \alpha_1 I_3, \quad (7.8)$$

$$I_{\Pi_2 \rightarrow \Pi_3} = \alpha_2 I_{\Pi_2}; \quad I_{\Pi_2} = I_3 + I_y. \quad (7.9)$$

Сумма всех токов, протекающих через переход Π_3 , будет равна:

$$(I_3 + I_y)\alpha_2 + \alpha_1 I_3 + I_{к0} = I_3. \quad (7.10)$$

На рисунке 7.11 приведена схема тристора, используемая для расчета вольт-амперных характеристик в закрытом состоянии.

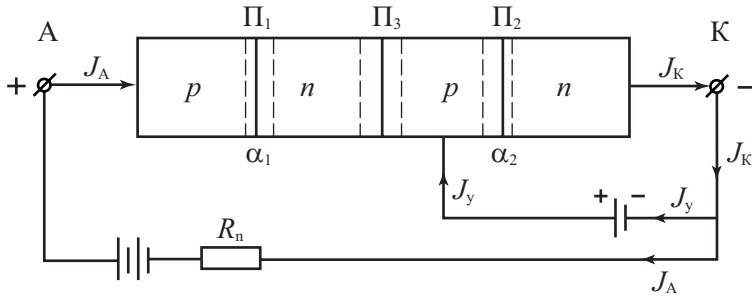


Рис. 7.11. Схема включения тристора для расчета ВАХ

Сохраняя обозначение тока тиристора, как и ранее, через знак $I = I_3$, запишем:

$$I = \frac{I_{к0} + \alpha_2 I_y}{1 - (\alpha_1 + \alpha_2)}. \quad (7.11)$$

При наличии лавинного умножения M в коллекторе Π_3 ток через коллекторный переход будет равен:

$$\alpha_2 M (I_3 + I_y) + \alpha_1 M I_3 + M I_{к0} = I_3. \quad (7.12)$$

Отсюда ВАХ тиристора на закрытом участке равна:

$$I = \frac{M I_{к0} + M \alpha_2 I_y}{1 - M(\alpha_1 + \alpha_2)}. \quad (7.13)$$

Уравнение (7.13) описывает ВАХ тиристора в закрытом состоянии, поскольку коэффициенты M , α_1 и α_2 зависят от напряжения V_G .

Аналогично диодистору, в открытом состоянии тиристор находится до тех пор, пока за счет проходящего тока поддерживаются избыточные заряды в базах, необходимые для понижения высоты потенциального барьера коллекторного перехода до величины, соответствующей прямому его включению.

Если же ток уменьшить до критического значения I_y , то в результате рекомбинации и рассасывания избыточные заряды в базах уменьшатся, p - n переход коллектора окажется включенным в обратном направлении, произойдет перераспределение падений напряжений на p - n переходах, уменьшатся инжекции из эмиттеров и тиристор перейдет в закрытое состояние.

7.3.2. Симметричные триисторы

Конструкция и устройство тиристора позволяют включить два тиристора со структурами p - n - p - n и n - p - n - p параллельно друг другу. В этом случае вольт-амперная характеристика таким образом включенных тиристоров будет симметрична относительно оси напряжений и токов. Полупроводниковый прибор с симметричной вольт-амперной характеристикой, имеющей участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением и реализующий два бистабильных состояния «закрыто» и «открыто» называется **семистором**. Семистор состоит из пяти последовательно чередующихся p - и n -областей. В том случае, если управляющий электрод отсутствует, такой прибор называют **диаком**. При наличии управляющего электрода базы – **триаком**. На рисунке 7.12. приведены структурные схемы, вольт-амперная характеристика и условное графическое обозначение триака.

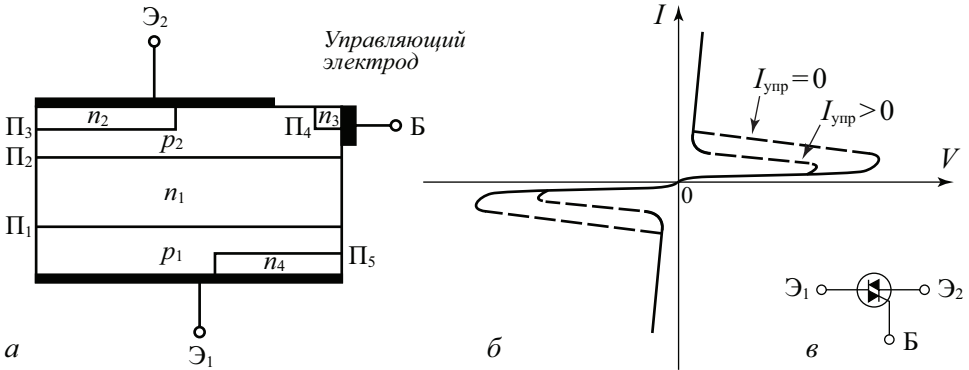


Рис. 7.12. Схема (а), вольт-амперная характеристика (б) и условное графическое обозначение (в) триака

Симметричные триодные тиристоры используются как ключевые элементы в цепях переменного напряжения. При положительном потенциале на электроде эмиттера Э_1 тиристорный эффект реализуется в левой части триака $p_1 - n_1 - p_2 - n_2$. При отрицательном потенциале на электроде эмиттера Э_1 тиристорный эффект реализуется в правой части триака $p_2 - n_1 - p_1 - n_4$. При подаче управляющего напряжения на базу Б в зависимости от полярности управляющего напряжения меняется напряжение переключения тиристора. Переходы П_3 и П_5 играют роль эмиттерных переходов, а переходы П_1 и П_2 пооче-

редно роль коллекторного перехода в зависимости от полярности напряжения на эмиттерах.

7.4. Однопереходные транзисторы

Полупроводниковый прибор с одним электронно-дырочным переходом, имеющий на вольт-амперной характеристике область с отрицательным дифференциальным сопротивлением, называется **однопереходным транзистором**. На рисунке 7.13 приведены схема включения однопереходного транзистора, его вольт-амперная характеристика и условное графическое обозначение. Особенностью конструкции однопереходного транзистора является наличие длинной слаболегированной базы с омическими контактами B_1 и B_2 , как показано на рисунке 7.13.

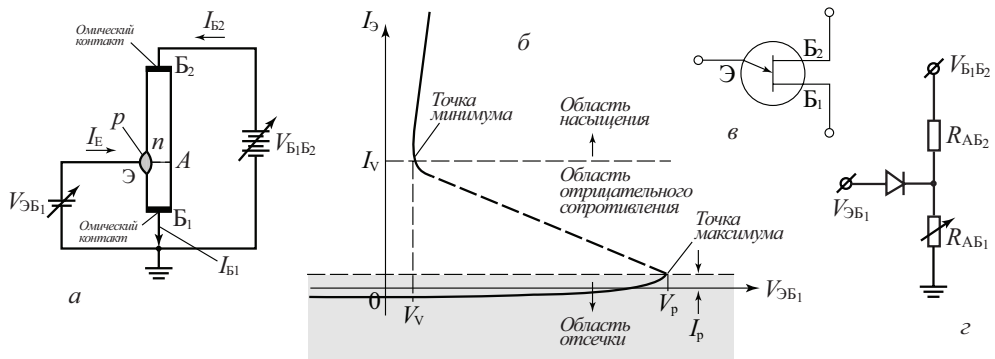


Рис. 7.13. Однопереходной транзистор а) схема включения; б) вольт-амперная характеристика; в) условно-графическое обозначение; г) эквивалентная схема

Принцип работы однопереходного транзистора основан на явлении сильной инжекции, или, другими словами, на высоком уровне инжекции. Для большинства биполярных приборов активный режим работы реализуется при условии низкого уровня инжекции. Критерий низкого уровня инжекции заключается в том, что концентрация инжектированных неосновных носителей существенно ниже, чем концентрация основных носителей. Для полупроводника n -типа это означает, что концентрация p_n существенно меньше, чем n_{n0} . Поскольку проводимость полупроводника определяется суммой концентраций основных и неосновных носителей, в случае низкого уровня инжекции проводимость, а, следовательно, и сопротивление полупроводника при инжекции неосновных носителей не меняются.

В случае высокого уровня инжекции ($p_n \gg n_{n0}$) ситуация другая. Поскольку концентрация инжектированных неосновных носителей больше, чем концентрация основных носителей, в случае высокого уровня инжекции

проводимость, а, следовательно, и сопротивление полупроводника при инжекции неосновных носителей существенно меняются.

Рассмотрим, каким образом условие высокого уровня инжекции проявляется в вольт-амперных характеристиках однопереходного транзистора. При подаче напряжения между базами B_1 и B_2 вследствие омических контактов к этим базам приложенное напряжение линейно распределится вдоль полупроводниковой базы однопереходного транзистора. Эмиттер однопереходного транзистора Э находится примерно посередине базы. На рисунке 7.13 эта точка обозначена буквой А. При положительном потенциале в точке B_2 (например напряжение питания $V = +5$ В) величина потенциала в точке А будет также положительна (соответственно $V = +2$ В). При нулевом напряжении на эмиттере это соответствует обратному смещению p - n перехода эмиттер-база. При росте напряжения на эмиттере до тех пор, пока напряжение на эмиттере не сравняется со значением потенциала в точке А, эмиттерный переход будет смещен в обратном направлении. На вольт-амперной характеристике этот участок находится ниже оси абсцисс.

Когда значение напряжения на эмиттере сравняется и будет чуть выше, чем значение потенциала в точке А, произойдет прямое смещение p - n перехода эмиттер-база. В этом случае в базу будут инжектированы неосновные носители. База однопереходного транзистора слабо легирована, концентрация основных носителей в ней невелика. Поэтому при прямом смещении эмиттерного перехода легко реализуется критерий высокого уровня инжекции. Это приводит к тому, что в области базы А- B_1 суммарная концентрация основных и неосновных носителей становится выше, чем в равновесном состоянии, а, следовательно, сопротивление этой области уменьшается. На рисунке 7.13г эта область базы представлена в виде переменного резистора, сопротивление которого начинает уменьшаться при достижении напряжения на эмиттере.

Уменьшение сопротивления базы на участке А- B_2 вызывает уменьшение потенциала в точке А, формируемого за счет источника питания в цепи B_1 - B_2 . Это, в свою очередь, увеличивает прямое смещение эмиттерного перехода и величину инжекционного тока. Такая положительная обратная связь обуславливает переключение однопереходного транзистора в состояние с высоким значением тока эмиттера. Переходной участок ВАХ является участком с отрицательным дифференциальным сопротивлением и показан на рисунке 7.13б. В стационарном состоянии на участке с высоким значением тока вольт-амперная характеристика однопереходного транзистора описывается как ВАХ диода в режиме высокого уровня инжекции, ток которого ограничен объемным сопротивлением базы диода.

Контрольные вопросы

- 7.1. Каковы особенности конструкции тиристора?
- 7.2. На каком участке ВАХ тиристора идет накопление объемного заряда в базах тиристора?
- 7.3. Какова причина зависимости коэффициента передачи от напряжения на тиристоре?
- 7.4. Как влияет знак тока базы на напряжение переключения тиристора?
- 7.5. Почему ВАХ тиристора имеет участок отрицательного сопротивления?

Глава 8. Лавинно-пролетные диоды

8.1. Общие сведения

Лавинно-пролетным диодом (ЛПД) называют полупроводниковый диод с отрицательным сопротивлением в СВЧ диапазоне, работающий при обратном смещении рп-перехода в режиме лавинного умножения носителей заряда и их пролета через область пространственного заряда (ОПЗ) полупроводниковой структуры. Теоретические разработки с описанием идеи создания ЛПД впервые были изложены У. Ридом в 1958 году, поэтому базовый вариант лавинно-пролетного диода на основе асимметричного рп-перехода обычно называют диодом Рида. Генерация СВЧ колебаний в такого сорта германиевых структур впервые наблюдалась в 1959 году Тагером А.С., а затем в 1965 году на кремниевых диодах Р. Л. Джонсоном. [6, 14, 17, 20, 23]

Возникновение отрицательного сопротивления в лавинно-пролетных диодах обусловлено двумя физическими процессами, имеющими конечные времена протекания в ОПЗ рп-перехода в режиме лавинного умножения. Первый процесс связан с временем нарастания лавинного тока, а второй процесс связан с прохождением носителей через пролетную область. Их суперпозиция приводит к появлению фазового сдвига между током и напряжением на выводах диода. Одним из основных критериев, необходимым для работы ЛПД, является примерное равенство между периодом колебаний СВЧ поля и характерным временем пролета носителей через ОПЗ.

8.2. Устройство и зонная диаграмма

Рассмотрим устройство и параметры лавинно-пролетного диода на основе классического диода Рида со структурой p⁺-n-i-n⁺. На рисунке 8.1 приведены схема, зонная диаграмма, распределение легирующих примесей, электрического поля, коэффициента ударной ионизации в диоде Рида при напряжении, равном напряжению лавинного пробоя [10, 20, 31].

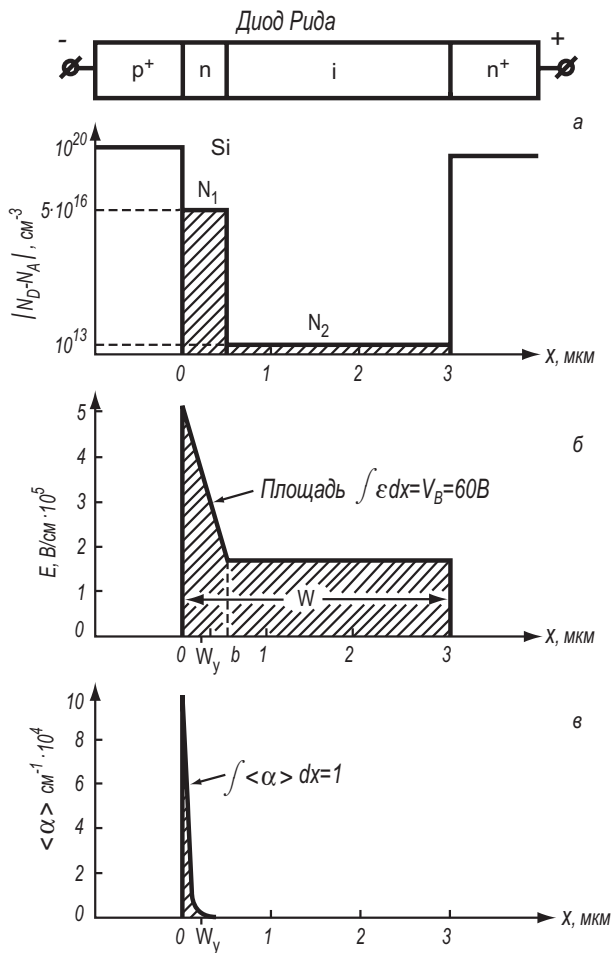


Рис. 8.1. Схема, зонная диаграмма, распределение концентраций легирующих примесей, электрического поля, коэффициента ударной ионизации в диоде Рида при напряжении, близком к напряжению лавинного пробоя [10, 31]

Для обратносмещенного рп-перехода максимальное значение напряженности электрического поля наблюдается на металлургической границе, а поскольку коэффициент лавинного умножения, согласно формуле (4.36), сверхэкспоненциально резко зависит от напряженности поля, то практически весь процесс умножения носителей происходит в узком слое высокого поля рп-перехода, составляющего малую долю ширины обедненной области р+-п-перехода. Ширина области умножения W_y определяется таким образом, чтобы при интегрировании коэффициента ионизации от 0 до W_y получить 95% полной величины эффективного коэффициента. Для случая приведенного на рисунке 1, ширина области лавинного умножения составляет 0,2 мкм для кремниевых структур. Вне этой области умножение не происходит. Поэтому оставшуюся часть ОПЗ будем называть областью дрейфа. Важнейшей характеристикой области дрейфа является скорость носителей заряда, с которой они проходят через эту область. Для того, чтобы время пролета было минимально, необходимо в ОПЗ иметь высокие значения напряженности электрического поля. Для высоких электрических полей, вследствие рассеивания на оптических фонах, дрейфовая скорость достигает насыщения. Значение электрического поля, соответствующего этому критерию, для кремния равняется 10^4 В/см, для арсенида галлия 10^3 В/см.

Различные разновидности лавинно-пролетных диодов реализованы в виде диода с симметричным рп-переходом, диода с трехслойной базой и в виде рип-диода.

8.3. Малосигнальные характеристики

Как уже отмечалось выше, появление фазового сдвига между током и напряжением на выводах лавинно-пролетного диода обусловлено двумя физическими процессами, имеющими конечные времена протекания и связанными с временем нарастания лавинного тока, и с прохождением носителей через пролетную область. Рассмотрим запаздывание фазы, обусловленное этим явлением, на примере идеализированного диода. Будем считать, что импульс тока проводимости j_c инжектируется при $x = 0$ с фазовым углом φ по отношению к полному току j , а постоянное обратное смещение таково, что инжектированные носители движутся в области дрейфа с постоянной скоростью насыщения v_d . Плотность переменного тока проводимости j_c при $x = 0$ равна полной плотности тока j со сдвигом фаз φ .

$$j_c(x=0) = j \cdot e^{(-i\varphi)}. \quad (8.1)$$

В произвольной области полный ток $j(x)$ будет равен сумме тока проводимости j_c и тока смещения j_d .

$$j(x) = j_c(x) + j_d(x) = j_c(x=0) \cdot e^{-i\omega x/v_d} + i \cdot \omega \cdot \varepsilon_s \varepsilon_0 \cdot E(x). \quad (8.2)$$

В выражении для полного тока $j(x)$ величина $E(x)$ – переменная компонента напряженности СВЧ электрического поля. Комбинируя (8.1) и (8.2), получаем выражение для импеданса Z идеализированного диода Рида в следующем виде:

$$Z = \frac{\int_0^W E(x) dx}{j} = \frac{1}{i \cdot \omega \cdot C} \cdot \left[1 - \frac{e^{-i\varphi} \cdot (1 - e^{-i\theta})}{i \cdot \theta} \right] \quad (8.3)$$

В соотношении (8.3) $C = \varepsilon_s \cdot \varepsilon_0 / W$ емкость на единицу площади; $\theta = \omega \cdot \tau_{np} = \omega \cdot W / v_d$ – пролетный угол.

Выделив из выражения для полного импеданса Z действительную Re и мнимую Im части, получаем [10, 31]

$$\text{Re } z = \frac{\cos \varphi - \cos(\varphi + \theta)}{\omega \cdot C \cdot \theta}, \quad (8.4)$$

$$\text{Im } z = -\frac{1}{\omega \cdot C} + \frac{\sin(\theta + \varphi) - \sin \varphi}{\omega \cdot C \cdot \theta}. \quad (8.5)$$

Рассмотрим влияние инжекционного фазового угла φ на сопротивление по переменному току (действительную часть импеданса). На рисунке 8.2 приведена зависимость действительной части импеданса для трех значений инжекционного фазового угла: $\varphi = 0$, $\varphi = \pi/2$ и $\varphi = \pi$.

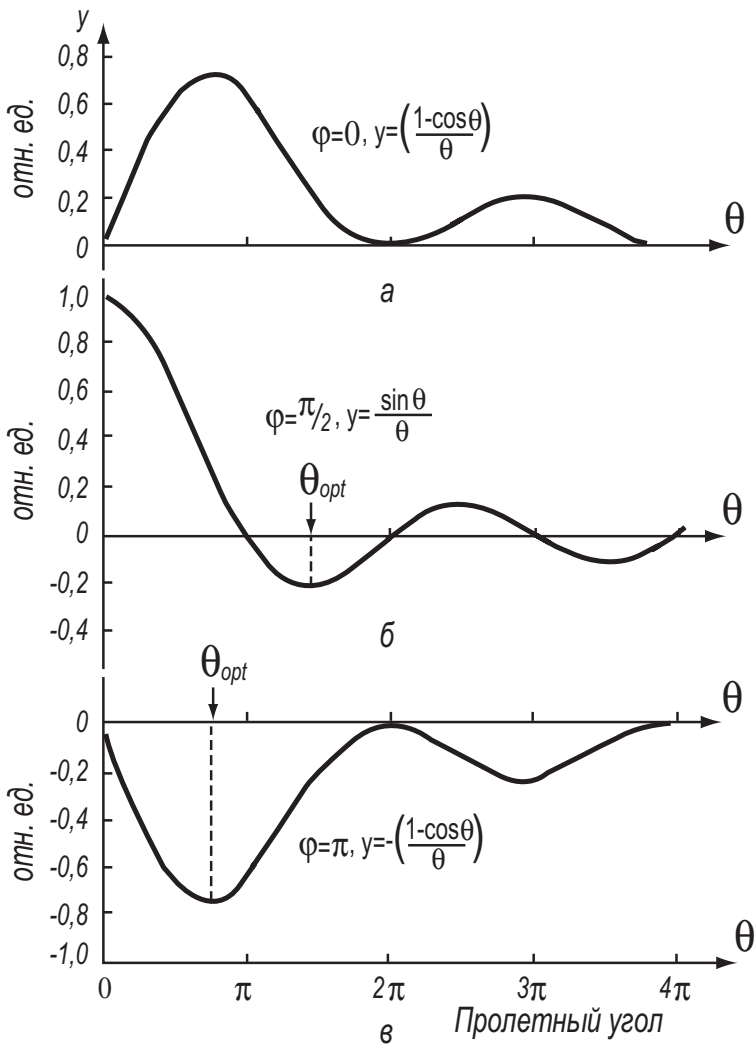


Рис. 8.2. Зависимость действительной части импеданса (в относительных единицах) для трех значений инжекционного фазового угла: а) $\varphi = 0$, б) $\varphi = \pi/2$ и в) $\varphi = \pi$ [10, 31]

Из рисунка 8.2 видно, что когда угол $\varphi = 0$, действительная часть импеданса Re всегда положительна или равна нулю. Следовательно только пролетный эффект не может привести к появлению отрицательного сопротивления. В том случае, если инжекционный фазовый угол φ отличен от нуля, то сопротивление может быть отрицательным при некоторых значениях пролетных углов. Максимальное значение отрицательного сопротивления наблюдается при инжекционном фазовом угле φ равном π и пролетном угле θ равном π . Это соответствует лавинно-пролетному режиму работы диода, когда фазо-

вый сдвиг π достигается за счет конечного времени нарастания лавины, а пролетный эффект приводит к дополнительному запаздыванию на угол π .

Физически в ЛПД этот эффект обусловлен тем, что плотность носителей заряда в инжекционном пакете будет нарастать при положительном знаке СВЧ поля и достигнет максимума в момент времени $T/2$, когда СВЧ поле станет равным нулю (T – период СВЧ сигнала). При этом пакет носителей, инжектируемый в пролетную область ОПЗ, попадает в тормозящее СВЧ поле. Дрейфуя через пролетную область в ускоряющем постоянном поле, но тормозящем СВЧ поле, носители заряда осуществляют преобразование энергии постоянного электрического тока в энергию СВЧ колебаний. Энергия взаимодействия носителей с СВЧ полем максимальна, если время пролета $\tau_{\text{пр}}$ соответствует интервалу $\tau_{\text{пр}} = (0,5 - 1,0)T$, когда напряженность СВЧ поля отрицательна. На рисунке 8.3 показаны зависимости от времени напряженности СВЧ поля в слое умножения, а также концентрация носителей заряда в момент инжектирования их из слоя умножения в пролетную область.

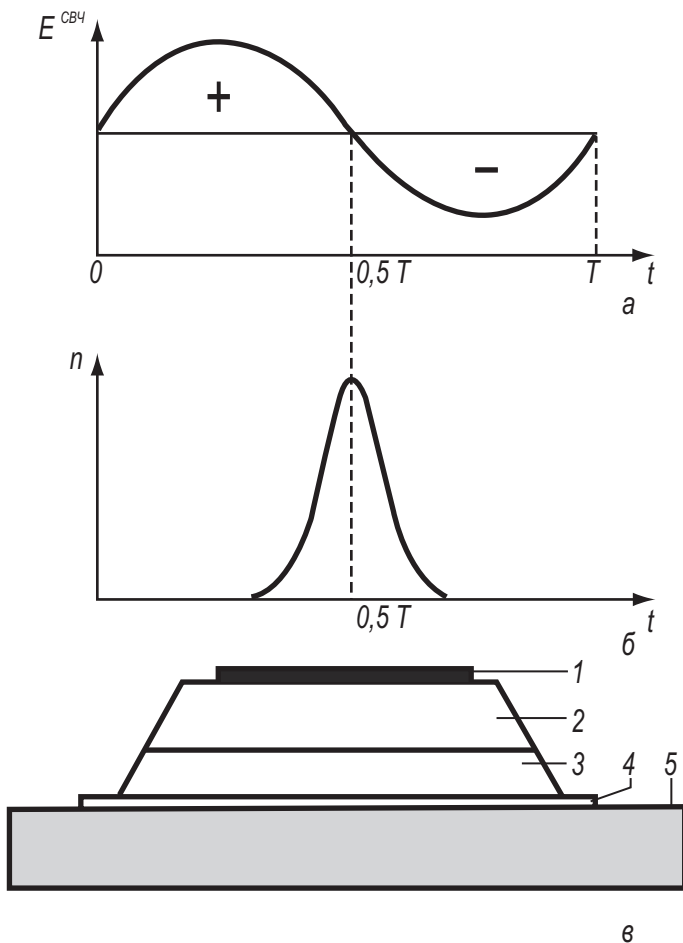


Рис. 8.3.

а) Зависимость от времени t напряженности СВЧ поля $E^{СВЧ}$ в слое умножения;
 б) Зависимость от времени t плотности носителей заряда n , инжектированных из слоя умножения в пролетную область: T – период колебаний СВЧ поля;
 в) Схема лавинно-пролетного диода с мезаструктурой, смонтированной на теплоотводе:

1 – омический контакт;
 2 – сильно легированный слой с электронной проводимостью (n^+ -слой);
 3 – слабо легированный слой с электронной проводимостью (n -слой);
 4 – сильно легированный слой с дырочной проводимостью (p^+ -слой); 5 – теплоотводящая металлизированная пластина

На рисунке 8.3в показана типичная схема ЛПД со структурой p^+-n-n^+ , смонтированной на теплоотводящей пластине. [84]

8.4. Использование ЛПД для генерации СВЧ-колебаний

Полупроводниковая ЛПД структура обычно монтируется в типовой СВЧ корпус. Как правило, диод крепится диффузионной областью или металлическим электродом на медный или алмазный теплоотвод для обеспечения эффективного охлаждения рп-перехода во время работы. Для работы на частотах, соответствующей резонансной частоте собственного контура диода, достаточно поместить диод в разрез коаксиального контура. При работе на частотах, отличных от частоты собственного контура диода, последний помещают во внешний резонатор. На рисунке 8.4 показана типичная схема СВЧ резонатора для измерения спектра генерируемых ЛПД СВЧ колебаний, а на рисунке 8.5 – спектр СВЧ колебаний, генерируемых ЛПД диодом в режиме лавинного умножения с отрицательным сопротивлением.

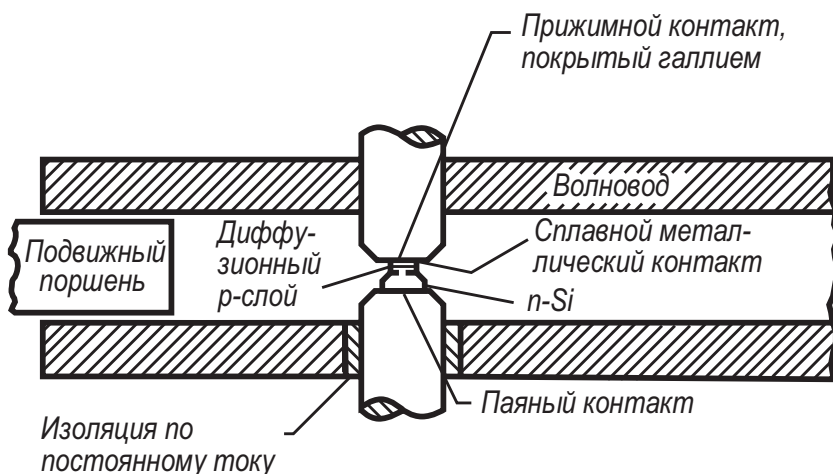


Рис. 8.4. СВЧ-резонатор для ЛПД миллиметрового диапазона длин волн [17]

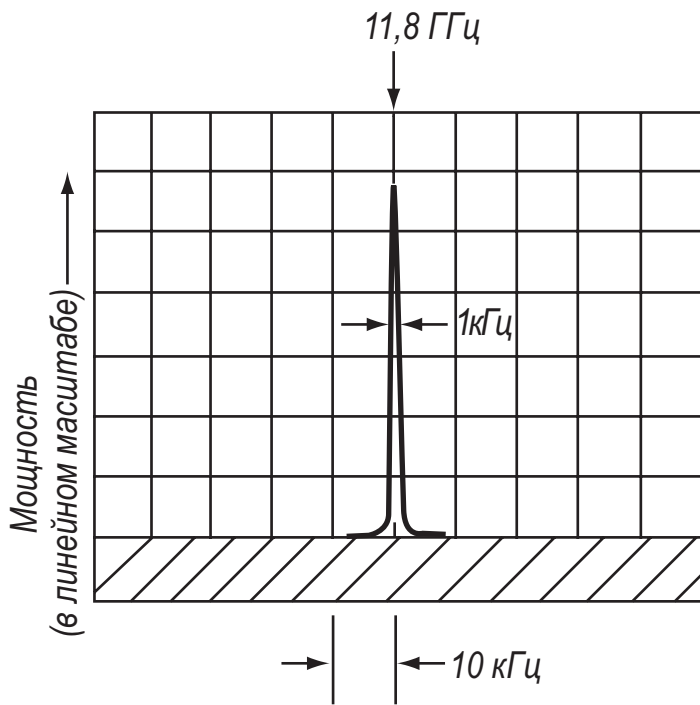


Рис. 8.5. Спектр генерируемых *p-i-n*-диодом колебаний ($V_B = 54$ В) [20]

ЛПД широко применяется для генерирования и усиления колебаний в диапазоне частот 1 – 400 ГГц. Наибольшая выходная мощность диапазона 1–3 ГГц получена в ЛПД с захваченным объемным зарядом лавин, составляет сотни ватт в импульсе. Для непрерывного режима области сантиметрового диапазона наибольшее значение выходной мощности и КПД достигнуты на ЛПД с модифицированной структурой Рида на основе GaAs и составляет $P_{\text{вых}} = 15$ Вт на частоте 6 ГГц.

На рисунке 8.6 приведены характерные параметры различных типов лавинно-пролетных диодов (выходная мощность, частота и коэффициент полезного действия), как для импульсного, так и для непрерывного режима СВЧ генерации.

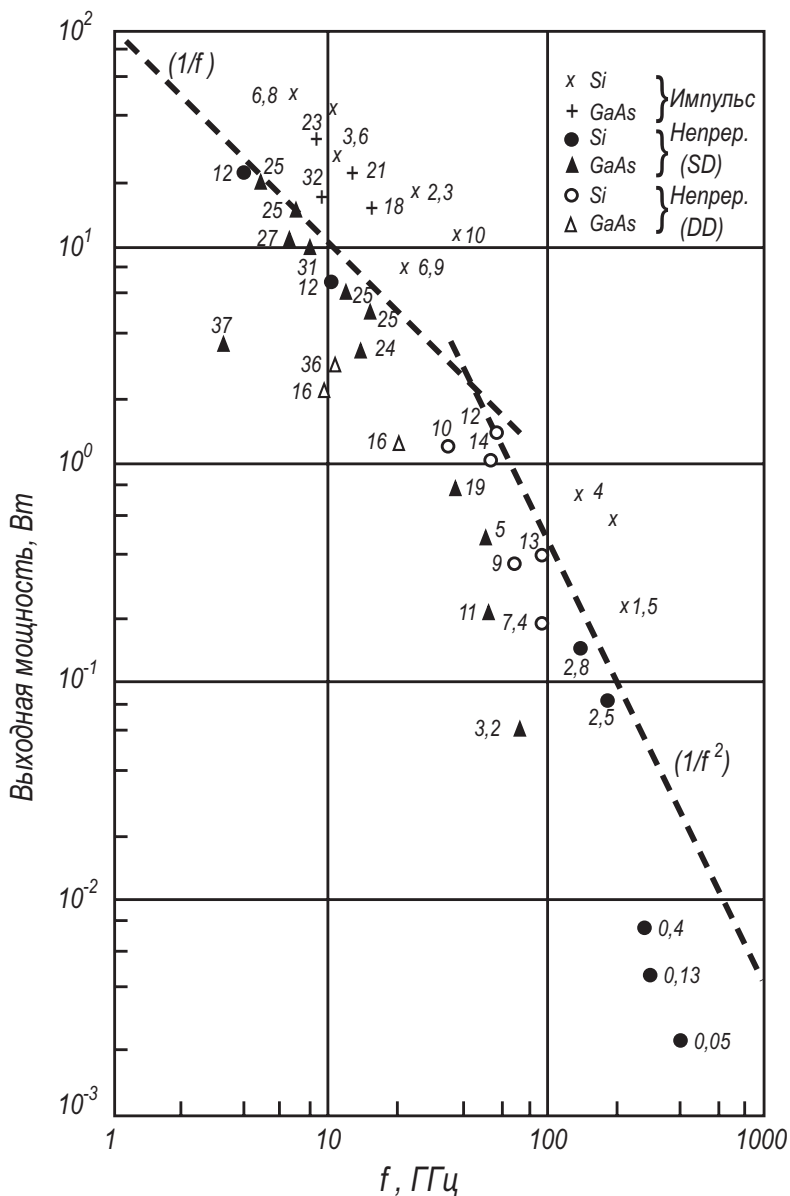


Рис. 8.6. Характеристики ЛПД. Рядом в экспериментальными точками указаны значения КПД в процентах. [10]

SD – одна область дрейфа; *DD* – две области дрейфа

8.5. Коммутационные pin-диоды

Полупроводниковый диод предназначен для управления уровнем или фазой СВЧ сигнала, называется переключательным СВЧ диодом. Наряду с термином переключательный в отечественной литературе используют также термины ограничительные или коммутационные диоды, а в зарубежной литературе обычно используются термин pin-diodes. [30]

Наибольшее распространение получили переключательные диоды с pin-структурой, хотя имеются варианты на основе p-n-перехода и барьера Шоттки. На рисунке 8.7а приведена топологическая схема типового pin-диода. p - и n -области диода обычно легированы до вырождения (n^+ , p^+), активная i -область имеет удельное сопротивление ρ_i от 100 до 1000 Ом*см с достаточно большим временем жизни неравновесных носителей $\tau_{\text{эф}}$ до 1,0 нс. Толщина i -слоя базы диода составляет $W_i = 3 \div 30$ мкм.

Принцип действия коммутационного pin-диода основан на резком изменении его полного электрического сопротивления при изменении полярности управляющего напряжения или тока. При подаче прямого напряжения pin-диод для СВЧ сигнала эквивалентен активному сопротивлению по величине, равной доли Ома. При подаче обратного напряжения (а также при нулевом напряжении) сопротивление такого диода на СВЧ резко возрастает и составляет величину, равную нескольким килоомам. При обратном смещении коммутационный pin-диод эквивалентен емкости (величина 0,1–1,0 пФ), соединенной последовательно с активным сопротивлением порядка 1 Ом. Коэффициент изменения сопротивления при переключении полярности напряжения на диоде обычно составляет 10^3 и более раз.

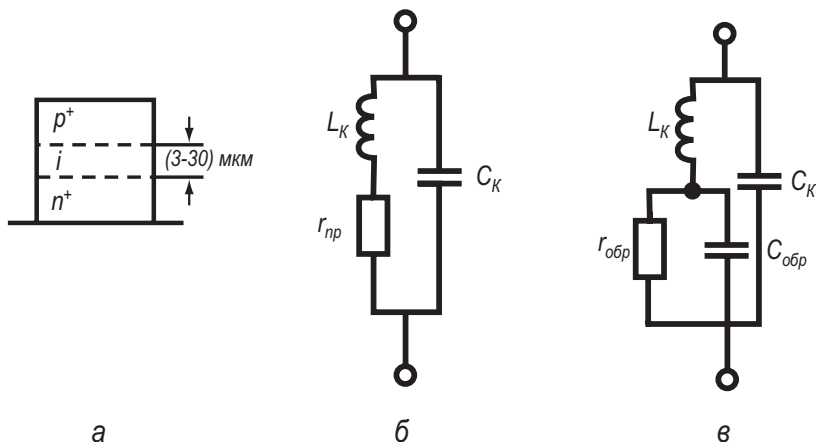


Рис. 8.7.

- а) Устройство коммутационного pin-диода;
- б) Эквивалентная схема на высоких частотах при прямом смещении;

в) Эквивалентная схема на высоких частотах при обратном смещении

Специфические особенности pin -структуры, существенные для работы диодов в СВЧ диапазоне, заключаются в следующем :

1. При работе в прямом направлении на достаточно высоких частотах f , определяемых соотношением

$$2\pi f \tau_{эфф} \gg 1, \quad (8.6)$$

диффузионная емкость $C_{\text{диф}}$ p^+ - i и n^+ - i переходов полностью шунтирует переходы.

Таким образом, эквивалентная схема p - i - n диода сводится к рис.8.7б, где $r_{\text{пр}}$ – сопротивление базы, модулированное прямым током. Соотношение (8.6) заведомо справедливо на сверхвысоких частотах $f > 10^9$ Гц.

2. При прямом смещении вследствие двойной инжекции, дырок из p^+ -области и электронов из n^+ -области вся база «заливается» носителями и в эквивалентной схеме (рис. 8.7б) выполняется

$$r_{\text{пр}} \sim \frac{kT/q}{I_{\text{пр}}}. \quad (8.7)$$

Значения $r_{\text{пр}}$ в номинальном режиме близки к величине ~ 1 Ом; при изменении прямого тока величина $r_{\text{пр}}$ может изменяться в широких пределах по закону, близкому к

$$r_{\text{пр}} \sim \frac{1}{I_{\text{пр}}} \quad (8.8)$$

При обратном смещении эквивалентная схема pin -диода представляется в виде рис. 8.7в, где $r_{\text{обр}}$ – сопротивление i -базы в немодулированном состоянии, равное

$$r_{\text{обр}} = \rho_i \frac{W_i}{S_i} \quad (8.9)$$

Реально $r_{\text{обр}} = 0,1-10$ кОм.

3. Пробой p - i - n структуры при отсутствии поверхностных утечек определяется соотношением

$$U_{\text{проб}} = E_{\text{кр}} \cdot W_i(S) \quad (8.10)$$

где $E_{\text{кр}}$ – критическое поле, обычно принимается $E_{\text{кр}} = 2 \cdot 10^5$ В/см. Таким образом,

$$U_{\text{проб}} = 20 \cdot W_i, \text{ [мкм]} \quad (8.11)$$

4. При протекании прямого тока величина накопленного заряда в базе определяется соотношением

$$Q_{\text{нк}} = I_{\text{пр}} \cdot \tau_{эфф} \quad (8.12)$$

поэтому величина $\tau_{эфф}$ определяется расчетно по паспортному значению $Q_{\text{нк}}$.

5. При резком переключении полярности напряжения с прямого направления на обратное вначале протекает фаза рассасывания накопленного заряда, длительность которой равна

$$t_{\text{рас}} = \frac{Q_{\text{нк}}}{I_{\text{рас}}} = \frac{\tau_{\text{эфф}} \cdot I_{\text{пр}}}{I_{\text{рас}}}, \quad (8.13)$$

где $I_{\text{рас}}$ – обратный ток рассасывания; длительность второй фазы – восстановления обратного сопротивления – определяется дрейфовым процессом под действием поля в базе. По порядку величина близка к значению

$$t_{\text{восст}} = \frac{W_i}{\mu_{\text{p,n}}} U_{\text{обр}} \quad (8.14)$$

Таким образом, при работе в диапазоне СВЧ и отчасти ВЧ $p-i-n$ диод (без учета паразитных параметров C_k и L_k) представляет собой линейный резистор, сопротивление которого при прямом смещении $r_{\text{пр}}$ значительно меньше, чем при обратном $r_{\text{обр}}$, при этом $r_{\text{пр}}$ зависит от прямого тока.

В качестве примера приведем характеристики кремниевого $p-i-n$ диода КА528АМ: прямое сопротивление потерь $r_{\text{пр}}$ при $P_{\text{пд}} = 30$ мВт, $I_{\text{пр}} = 100$ мА и $\lambda = 10$ см не более 0,5 Ом; критическая частота не менее 200 ГГц, на рисунке 8.8а-г приведены зависимости электрических параметров этого диода от режима работы. [76]

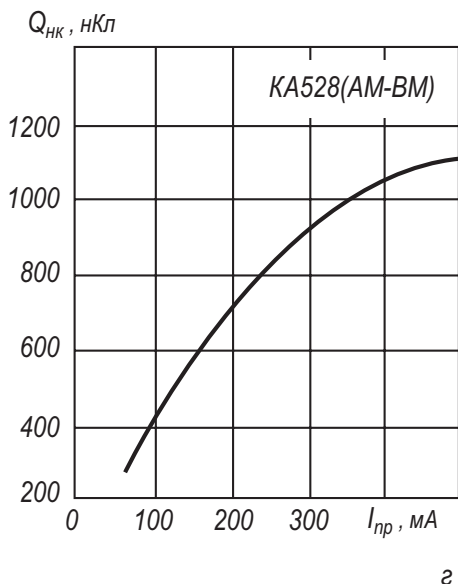
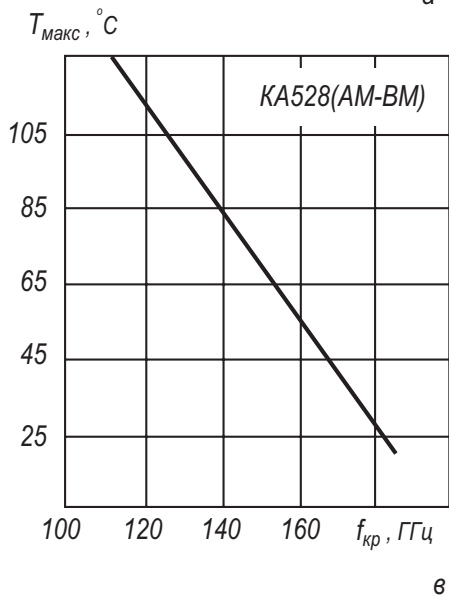
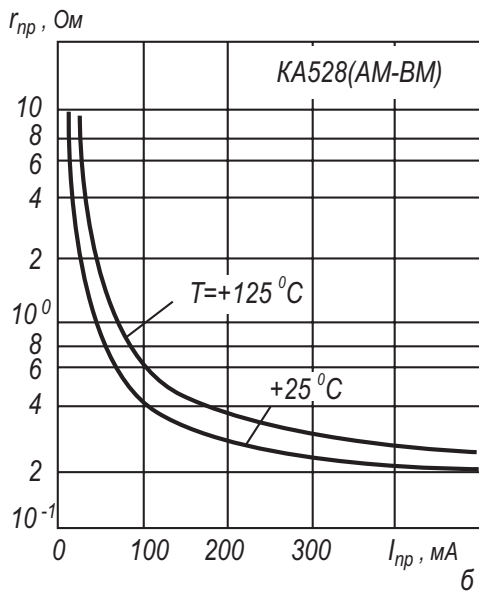
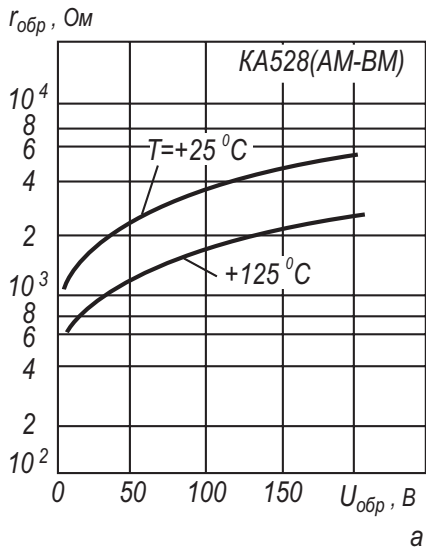


Рис. 8.8. Зависимости электрических параметров диода KA528AM от режима работы [76]

- а) Зависимости обратного сопротивления потерь от напряжения;
- б) Зависимости прямого сопротивления потерь от тока;
- в) Зависимость предельной температуры от частоты;
- г) Зависимость накопленного заряда от тока

Переключательные *pin*-диоды используются в качестве коммутирующих устройств различным СВЧ устройством, в частности для фазированных антенных решеток. В этих устройствах *pin*-диоды имеют два рабочих электрически управляемых состояния – одно при прямом, другое – при обратном смещении. Коммутационные СВЧ диоды потребляют малую мощность в цепях управления, работают в непрерывном режиме при уровнях СВЧ мощности до 1 кВт, а в импульсном – до 1 МВт. При использовании *pin*-диодов в качестве антенных шлейфовых диодных СВЧ коммутаторах для соединения поочередно приемника и передатчика с приемопередающей многоэлементной антенной происходит снижение весогабаритных показателей и повышается надежность коммутирования.

Контрольные вопросы

- 8.1. Устройство лавинно-пролетных диодов Рида, какую роль в них играет область лавинного умножения?
- 8.2. Каковы условия возникновения отрицательного сопротивления в диоде Рида?
- 8.3. Почему для коммутации СВЧ сигналов используют именно *pin* диоды, а не диоды с *p-n* переходом?

Глава 9. Диоды Ганна

9.1. Общие сведения

Диод Ганна – полупроводниковый диод, состоящий из однородного полупроводника, генерирующий СВЧ-колебания при приложении постоянного электрического поля.

Физической основой, позволяющей реализовать такие свойства в диоде, является *эффект Ганна*, который заключается в генерации высокочастотных колебаний электрического тока в однородном полупроводнике с *N*-образной вольт-амперной характеристикой. [10, 36, 66]

Эффект Ганна обнаружен американским физиком Дж. Ганном (J. Gunn) в 1963 г. в кристалле арсенида галлия (GaAs) с электронной проводимостью. Ганн обнаружил, что при приложении электрического поля E ($E_{\text{пор}} \geq 2\text{-}3$ кВ/см) к однородным образцам из арсенида галлия *n*-типа в образце возникают спонтанные колебания тока. Позднее он установил, что при $E > E_{\text{пор}}$ в образце, обычно у катода, возникает небольшой участок сильного поля – «домен», дрейфующий от катода к аноду со скоростью $\sim 10^7$ см/сек и исчезающий на аноде. Затем у катода формируется новый домен, и процесс периодически повторяется. Моменту возникновения домена соответствует падение тока, текущего через образец. Моменту исчезновения домена у анода – восстановление прежней величины тока. Период колебаний тока приблизительно равен пролетному времени, т.е. времени, за которое домен дрейфует от катода к аноду.

9.2. Требования к зонной структуре полупроводников

Эффект Ганна наблюдается главным образом в двухдолинных полупроводниках, зона проводимости которых состоит из одной нижней долины и нескольких верхних долин [2, 66].

Для того, чтобы при переходе электронов между долинами возникало отрицательное дифференциальное сопротивление, должны выполняться следующие требования:

- средняя тепловая энергия электронов должна быть значительно меньше энергетического зазора между побочной и нижней долинами зоны проводимости, чтобы при отсутствии приложенного внешнего электрического поля большая часть электронов находилась в нижней долине зоны проводимости;
- эффективные массы и подвижности электронов в нижней и верхних долинах должны быть различны. Электроны нижней долины должны

иметь высокую подвижность μ_1 , малую эффективную массу m_1^* и низкую плотность состояний. В верхних побочных долинах электроны должны иметь низкую подвижность μ_2 , большую эффективную массу m_2^* и высокую плотность состояний;

- энергетический зазор между долинами должен быть меньше, чем ширина запрещенной зоны полупроводника, чтобы лавинный пробой не наступал до перехода электронов в верхние долины.

Из изученных и применяемых полупроводниковых материалов перечисленным требованиям наиболее соответствует арсенид галлия *n*-типа.

Рассмотрим междолинный переход электронов в арсениде галлия. Приложим к однородному образцу из арсенида галлия электрическое поле. Если напряженность поля в образце мала, то все электроны находятся в нижней долине зоны проводимости (в центре зоны Бриллюэна). Поскольку средняя тепловая энергия электронов значительно меньше энергетического зазора между дном верхней и нижней долин зоны проводимости, они не переходят в верхнюю долину (рис. 9.1).

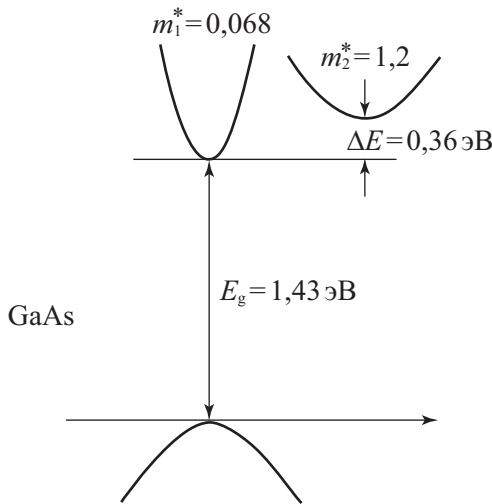


Рис. 9.1. Схематическая диаграмма, показывающая энергию электрона в зависимости от волнового числа в области минимумов зоны проводимости арсенида галлия *n*-типа

Электроны нижней долины имеют малую эффективную массу m_1^* и высокую подвижность μ_1 . Плотность тока, протекающего через образец, определяется концентрацией электронов в нижней долине n_1 ($n_1 = n_0$, где n_0 — равновесная концентрация электронов в полупроводнике):

$$J = en_1 v_d = en_1 \mu_1 E. \quad (9.1)$$

Увеличим приложенное электрическое поле. С ростом поля возрастает скорость дрейфа электронов. На длине свободного пробега l электроны при-

обретают энергию eEl , отдавая при столкновениях с фононами кристаллической решетки меньшую энергию. Когда напряженность поля достигает порогового значения $E_{П}$, появляются электроны, способные переходить в верхнюю долину зоны проводимости.

Дальнейшее увеличение поля приводит к росту концентрации электронов в верхней долине. Переход из нижней долины в верхнюю сопровождается значительным ростом эффективной массы и уменьшением подвижности, что ведет к уменьшению скорости дрейфа. При этом на вольт-амперной характеристике образца появляется участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС) (рис. 9.2).

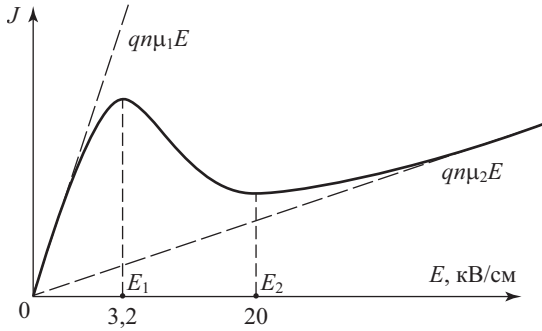


Рис. 9.2. *N*-образная вольт-амперная характеристика: E — электрическое поле, создаваемое приложенной разностью потенциалов; J — плотность тока

Для возникновения отрицательного дифференциального сопротивления необходим одновременный переход большинства электронов из центральной долины в боковую при пороговой напряженности электрического поля (рис. 9.3). Но получить статическую ВАХ, соответствующую сплошной кривой, не удастся, так как в кристалле или около невыпрямляющих контактов всегда есть неоднородности, в результате чего возникают локальные напряженности электрического поля, превышающие среднюю напряженность. Превращение в этих местах «легких» электронов в «тяжелые» еще больше увеличивает неоднородность электрического поля. Поэтому практически не получается одновременного перехода большинства электронов в кристалле из центральной долины в боковую и статическая ВАХ остается без участка с ОДС.

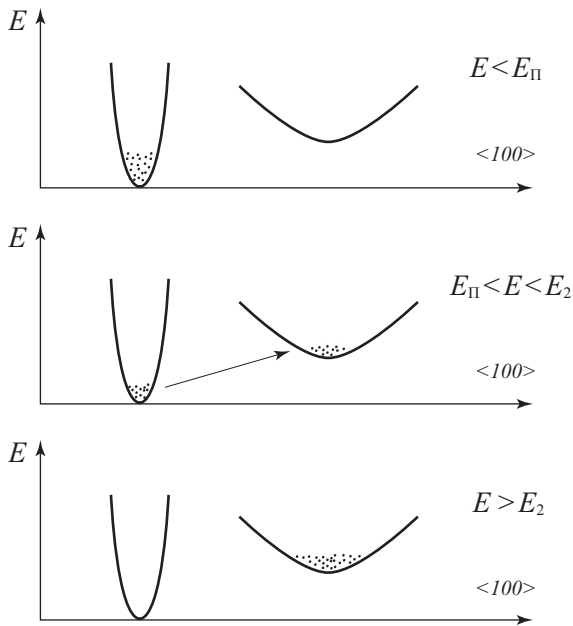


Рис. 9.3. Распределение электронов при различных значениях напряженности поля

9.3. Статическая ВАХ арсенида галлия

Получим зависимость скорости дрейфа электронов от поля $v_D(E)$ для случая отрицательного дифференциального сопротивления.

Продифференцировав уравнение $J = e(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)E = en_0v_D(E)$ по напряженности электрического поля, получим:

$$\frac{dJ}{dE} = en_0 \frac{dv_D}{dE}. \quad (9.2)$$

Тогда условие существования отрицательной дифференциальной проводимости можно записать в виде:

$$\frac{dv_D}{dE} \equiv \mu_D < 0. \quad (9.3)$$

Предположим, что распределение электронов между долинами выражается следующим образом: [10, 36]

$$\frac{n_2}{n_1} = \left(\frac{E}{E_0} \right)^k \equiv F^k, \quad (9.4)$$

где k – константа; E_0 – напряженность поля, при которой $n_1 = n_2$.

Обозначим также отношение подвижностей в нижнем и верхнем минимумах как константу:

$$\frac{\mu_2}{\mu_1} \equiv B. \quad (9.5)$$

Предположим, что подвижности μ_1 и μ_2 не зависят от поля и что локальное распределение электронов между минимумами мгновенно следует за изменениями поля как во времени, так и в пространстве. В арсениде галлия, в котором междолинные переходы электронов определяются процессами рассеяния на оптических фононах, эффективное время рассеяния имеет величину 10^{-12} сек. Следовательно, для рабочих частот примерно 10 ГГц или ниже междолинные переходы можно считать мгновенными.

Для концентрации n_1 и n_2 можно записать:

$$\begin{aligned} n_1 &= n_0(1 + F^k)^{-1}; \\ n_2 &= n_0 F^k (1 + F^k)^{-1}, \end{aligned} \quad (9.6)$$

где $n_0 = n_1 + n_2$.

Средняя скорость при данной напряженности поля равна:

$$v_D(E) = \frac{J}{en_0} = \frac{e(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)E}{e(n_1 + n_2)} = \frac{(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)E}{n_1 + n_2} = \frac{\mu_1 E(1 + BF^k)}{1 + F^k}. \quad (9.7)$$

На рисунке 9.4 приведена зависимость дрейфовой скорости в зависимости от напряженности электрического поля, рассчитанная по соотношению (9.7) для арсенида галлия.



Рис. 9.4. Зависимость скорости дрейфа от напряженности поля для GaAs

Пороговая напряженность поля $E_{П}$, при которой начинается участок ОДС, по экспериментальным данным равна $\sim 3,2$ кВ/см. Значение подвижности при низких полях равно ~ 8000 $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, начальное значение дифференци-

альной отрицательной подвижности $\sim 2400 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Напряженность поля, при которой кончается участок ОДС, приблизительно равна $20 \text{ кВ}/\text{см}$.

Электронные температуры (T_e) в обеих долинах будем считать одинаковыми. Тогда, пользуясь статистикой Максвелла – Больцмана, запишем:

$$\frac{n_2}{n_1} = \left(\frac{M_2}{M_1} \right) \left(\frac{m_2^*}{m_1^*} \right)^{3/2} \cdot \exp \left(- \frac{\Delta E_{21}}{kT_e} \right), \quad (9.8)$$

где m_1^* , m_2^* – эффективные массы в долинах, n_1 , n_2 – концентрации электронов в долинах, M_2 – число верхних долин, M_1 – число нижних долин.

$$\{ \text{GaAs: } M_1 = 1, M_2 = 4, m_1^* = 0,067m_0, m_2^* = 0,55m_0, \left(\frac{M_2}{M_1} \right) \left(\frac{m_2^*}{m_1^*} \right)^{3/2} = 94 \}.$$

Теперь имеем:

$$v_D(E) = \frac{(n_1\mu_1 + n_2\mu_2)E}{n_1 + n_2} \cong \frac{\mu_1 E}{1 + \frac{n_2}{n_1}}, \quad (\mu_1 \gg \mu_2); \quad (9.9)$$

$$v_D(E) = \frac{\mu_1 E}{1 + \left(\frac{M_2}{M_1} \right) \left(\frac{m_2^*}{m_1^*} \right)^{3/2} \cdot \exp \left(- \frac{\Delta E_{21}}{kT_e} \right)}. \quad (9.10)$$

Получим выражение для электронной температуры. Воспользуемся условием баланса энергии, приобретаемой электронами в электрическом поле в единицу времени и теряемой в это же время за счет столкновений с фононами [36]:

$$eE v_D = 3k(T_e - T)/(2\tau_e), \quad (9.11)$$

τ_e – время релаксации энергии ($\sim 10^{-12}$ с).

$$T_e(E) = T + \frac{2e\tau_e\mu_1 E^2 / (3k)}{1 + \left(\frac{M_2}{M_1} \right) \left(\frac{m_2^*}{m_1^*} \right)^{3/2} \cdot \exp \left(- \frac{\Delta E_{21}}{kT_e} \right)}. \quad (9.12)$$

На рисунке 9.5 приведена расчетная зависимость дрейфовой скорости электронов в GaAs при различных температурах, иллюстрирующая влияние температурной зависимости подвижности в обоих минимумах.

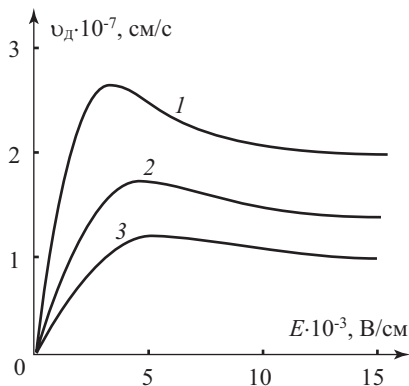


Рис. 9.5. Зависимость дрейфовой скорости электронов в GaAs от E при T , К [2, 66]:
 1 – 200, 2 – 300, 3 – 350

9.4. Зарядовые неустойчивости в приборах с отрицательным дифференциальным сопротивлением

Рассмотрим однородно легированный электронный полупроводник с омическими контактами, к которому приложена разность потенциалов (рис. 9.6). Создаваемое в нем электрическое поле будет $E = E_{\Pi}$. Пусть вследствие тепловой флуктуации группа электронов сместилась в сторону катода относительно неподвижных ионизованных доноров.

Возникшая избыточная концентрация электронов должна изменяться во времени в соответствии с соотношением:

$$\Delta n(t) = \Delta n(0) \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_M}\right), \quad (9.13)$$

представляющим собой закон релаксации основных носителей заряда в полупроводнике.

Если бы в возникшем дипольном домене напряженность электрического поля была меньше E_{Π} , то время релаксации Максвелла было бы равно:

$$\tau_M = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{\sigma} = \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{en_0 \mu_1}. \quad (9.14)$$

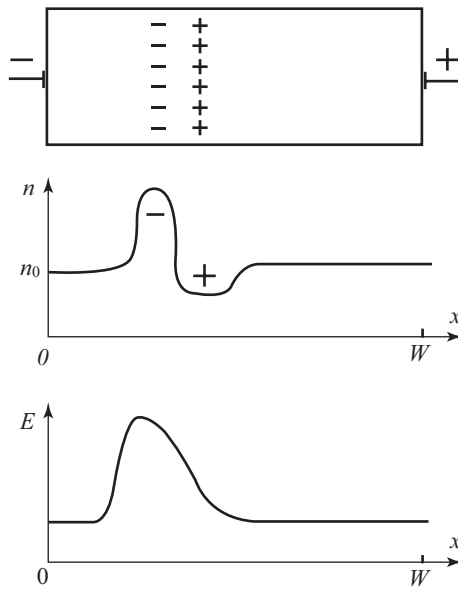


Рис. 9.6. Распределение объемного заряда и напряженности поля в образце при формировании домена сильного поля

На самом деле в области возникшего объемного заряда напряженность поля увеличится и станет больше $E_{\text{П}}$. Следовательно, в выражении для $\tau_{\text{М}}$ положительную удельную проводимость нужно заменить на удельную отрицательную дифференциальную проводимость $\sigma_{-} = en_{0}\mu_{-}$, где μ_{-} – отрицательная дифференциальная подвижность, соответствующая участку вольт-амперной характеристики с отрицательной дифференциальной проводимостью. Таким образом,

$$\tau_{\text{М}} = \frac{\epsilon_{\text{т}}\epsilon_{0}}{en_{0}\mu_{-}}. \quad (9.15)$$

Из формул для $\Delta n(t)$ и $\tau_{\text{М}}$ следует, что в образце с отрицательной дифференциальной проводимостью первоначальная тепловая флуктуация концентрации электронов должна не убывать с ростом t , а увеличиваться, так как $\mu_{-} < 0$.

Этот факт объясняется следующими обстоятельствами. В области дипольного объемного заряда напряженность электрического поля возрастет и станет больше порогового значения, а в остальной части образца E слегка уменьшится и станет меньше $E_{\text{П}}$, так как напряжение, подаваемое на образец, поддерживается постоянным. В результате этого дрейфовая скорость электронов и плотность тока в области существования объемного заряда уменьшатся, а в остальной части образца изменятся незначительно. Это приведет к дальнейшему увеличению концентрации электронов в левой части объемного заряда (за счет их подтока от катода) и концентрации нескомпенсированных доноров в правой части за счет ухода быстрых электронов от правой границы

к аноду. Этот процесс прекратится и дипольный слой достигнет стабильной конфигурации, когда плотность тока внутри и вне его станет одинаковой и будет соответствовать точкам вольт-амперной характеристики, лежащим вне участка отрицательной дифференциальной проводимости (например, точкам $E = E_B$ и $E = E_D$) (рис. 9.7).

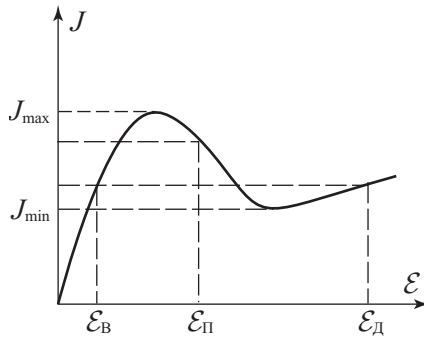


Рис. 9.7. Статическая ВАХ арсенида галлия [2, 31]

Спад силы тока в цепи при формировании домена сильного поля обусловлен резким уменьшением подвижности электронов в нем и, следовательно, увеличением сопротивления образца. Наиболее стабильное состояние домена соответствует минимальной мощности, потребляемой образцом от источника питания, т.е. когда плотность тока в образце имеет наименьшее возможное значение – J_{\min} . Тогда максимальная напряженность поля внутри домена сильного поля будет равняться E_D , а вне его – E_B . Ширину или толщину домена ($d_{\text{д.м.}}$) можно оценить исходя из того, что падение напряжения на образце до и после образования домена одно и то же, т.е.

$$U = E_{\text{и}}W = E_{\text{д}}d_{\text{д.м.}} + E_{\text{в}}(W - d_{\text{д.м.}}), \quad (9.16)$$

где исходная напряженность поля $E_{\text{и}} = E_{\text{П}}$,
 W – длина образца.

$$d_{\text{д.м.}} = \frac{E_{\text{и}} - E_{\text{в}}}{E_{\text{д}} - E_{\text{в}}} W. \quad (9.17)$$

Распределение напряженности электрического поля в домене зависит от концентрации электронов в данном образце. При больших n_0 максимум E располагается в центре домена и зависимость E от x имеет симметричный вид. Если n_0 мало, то кривая $E = f(x)$ принимает форму, близкую к прямоугольному треугольнику.

В процессе формирования и после его окончания дипольный домен дрейфует от катода к аноду. Если предположить, что домен возникает у катода за счет неоднородности в распределении примеси, то за время пролета

$$t_{\text{пр}} = \frac{W}{\bar{v}_d}, \quad (9.18)$$

где \bar{v}_d — средняя скорость дрейфа домена, домен достигнет анода и исчезнет. После этого в образце восстановится однородное распределение поля и первоначальное (до формирования домена) значение тока. Затем за счет тепловой флуктуации у катода начнет формироваться следующий домен и т.д. Периодически повторяющиеся процессы формирования домена у катода и рассасывания его у анода приведут к соответствующему изменению сопротивления образца и силы тока.

Для того, чтобы первоначальная тепловая флуктуация концентрации электронов заметно возросла, необходим интервал времени, превосходящий τ_M . Следовательно, периодическое изменение силы тока через образец будет возникать лишь в том случае, когда $t_{\text{пр}} > \tau_M$ или

$$n_0 W > \frac{\epsilon_r \epsilon_0 \bar{v}_d}{e |\mu_-|}. \quad (9.19)$$

Это неравенство называют критерием Кремера [7].

Для арсенида галлия и фосфида индия $\frac{\epsilon_r \epsilon_0 \bar{v}_d}{e |\mu_-|} \approx 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Режим работы диода Ганна на эффекте междолинного перехода электронов, при котором выполняется неравенство

$$n_0 W > 10^{12} \text{ см}^{-2}, \quad (9.20)$$

называется пролетным режимом. Для его реализации необходимо включить диод в параллельную резонансную цепь, например, в СВЧ-генератор с высокой добротностью, настроенный на пролетную частоту ($f = \bar{v}_d / W$). В пролетном режиме на кривой зависимости тока от времени будут наблюдаться резкие всплески, если длина образца значительно превышает ширину домена (рис. 9.8). Для получения формы колебаний тока, близкой к синусоидальной, необходимо уменьшать длину образца или увеличивать ширину домена. Ширину домена можно увеличить, уменьшая концентрацию электронов (n_0) в образце.

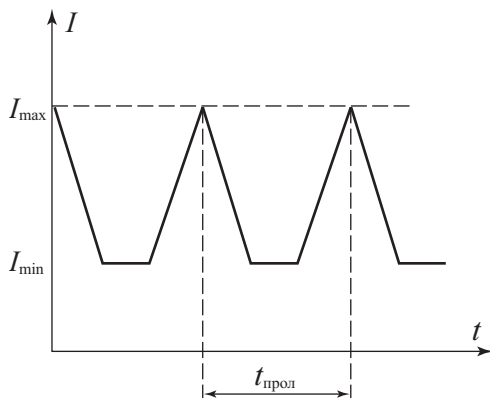


Рис. 9.8. Зависимость тока от времени при работе диода Ганна в пролетном режиме

При работе диода в резонаторе к нему кроме постоянного внешнего смещения оказывается приложенным также СВЧ-поле, возникающее в резонаторе за счет колебаний тока, протекающего через диод. Предположим, что СВЧ-поле меняется во времени по гармоническому закону, а резонатор настроен на частоту выше пролетной ($f > \bar{v}_d/W$). Тогда при достаточно большой амплитуде СВЧ-поля дипольный домен в образце может рассосаться, не доходя до анода. Для этого необходимо, чтобы в полупериод, когда векторы напряженности постоянного и СВЧ-поля противоположны, суммарная напряженность поля была бы меньше E_{Π} , а длительность полупериода была бы больше τ_M , соответствующего положительной подвижности. С точностью до численного коэффициента последнее условие можно записать так:

$$f^{-1} > \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0}{en_0 \mu_1}, \text{ или}$$

$$\frac{n_0}{f} > \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0}{e \mu_1}. \quad (9.21)$$

Для GaAs и InP $\frac{n_0}{f} > 10^4$ с/см³. Полученное неравенство является условием реализации режима работы диода с подавлением домена. В этом режиме в каждый «положительный» полупериод СВЧ-поля в диоде $E > E_{\Pi}$ и у катода зарождается домен, а в каждый «отрицательный» полупериод он рассасывается на пути к аноду. Таким образом, генерация переменного тока в этом случае происходит на частоте, определяемой параметрами резонансной цепи.

Если обеспечить одновременное выполнение двух неравенств:

$$\frac{\varepsilon_r \varepsilon_0}{e \mu_1} < \frac{n_0}{f} < \frac{\varepsilon_r \varepsilon_0}{e |\mu_-|}, \quad (9.22)$$

то диод Ганна будет работать в режиме ограниченного накопления объемного заряда (ОНОЗ). Для GaAs и InP $10^4 < \frac{n_0}{f} < 10^5$ с/см³. Поскольку в получен-

ном неравенстве период СВЧ-сигнала меньше τ_m , соответствующего отрицательной дифференциальной подвижности, то в полупериод, когда $E > E_{\Pi}$, домен сильного поля не успевает полностью сформироваться, а в следующий полупериод ($E < E_{\Pi}$) он полностью рассасывается. При этом будет наблюдаться возрастание сопротивления образца в один полупериод СВЧ-сигнала и спад его в другой, что вызывает эффективную генерацию мощности на частоте, определяемой параметрами внешней цепи.

9.5. Генерация СВЧ-колебаний в диодах Ганна

Как любой генератор СВЧ-диапазона, генератор Ганна характеризуется генерируемой мощностью, длиной волны, или частотой генерируемых колебаний, коэффициентом полезного действия, уровнем шумов и другими параметрами.

Выходная непрерывная мощность генераторов Ганна в пролетном режиме обычно составляет десятки – сотни милливатт, а при импульсной работе достигает сотен ватт.

Рабочая частота в пролетном режиме обратно пропорциональна длине или толщине высокоомной части кристалла ($f = v/l$). Связь между генерируемой мощностью и частотой можно представить в виде:

$$P = U^2/z = E^2 l^2/z = \frac{E^2 v^2}{z f^2} \sim \frac{1}{f^2}. \quad (9.23)$$

Мощность генерируемых СВЧ-колебаний зависит от полного сопротивления z или от площади рабочей части высокоомного слоя полупроводника. Приведенное соотношение указывает на то, что ожидаемое изменение мощности с частотой пропорционально $1/f^2$.

Верхний предел рабочей частоты диодов Ганна составляет сотни гигагерц (рис. 9.9). Генераторы Ганна из арсенида галлия могут генерировать СВЧ-колебания от 1 до 50 ГГц. Несколько большие частоты получены на генераторах Ганна из фосфида индия в связи с большими значениями максимальных скоростей электронов, но качество приборов из этого материала значительно ниже из-за недостаточной отработки технологии изготовления материала. Преимущество фосфида индия перед арсенидом галлия – большее значение пороговой напряженности электрического поля (10,5 и 3,2 кВ/см соответственно). Это должно позволить создать генератор Ганна с большей выходной мощностью. Для создания больших частот генерируемых колебаний представляют интерес тройные соединения GaInSb, так как в них велики дрейфовые скорости электронов.

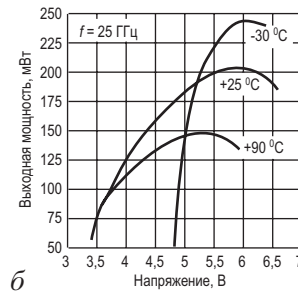
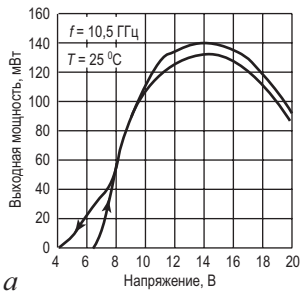


Рис. 9.9. Примеры характеристик диодов Ганна [36, 66]

а) типичная зависимость генерируемой диодом Ганна мощности от приложенного напряжения; *б)* зависимость генерируемой диодом Ганна мощности от приложенного напряжения и температуры

Эффект Ганна наблюдается, помимо GaAs и InP, в электронных полупроводниках CdTe, ZnS, InSb, InAs и др., а также в Ge с дырочной проводимостью.

Коэффициент полезного действия генераторов Ганна может быть различным (от 1 до 30 %), так как технологии изготовления приборов и качество исходного полупроводникового материала существенно различаются.

В связи с возможным наличием в кристалле генератора Ганна нескольких неоднородностей зарождение домена может происходить в различные моменты времени на разном расстоянии от анода. Поэтому частота колебаний будет изменяться, т.е. могут возникать частотные шумы. Кроме частотных шумов в генераторах Ганна существуют амплитудные шумы, основной причиной появления которых являются флуктуации в скоростях движения электронов. Обычно амплитудные шумы в генераторах Ганна малы, так как дрейфовая скорость в сильных электрических полях, существующих в этих приборах, насыщена и слабо изменяется при изменении электрического поля.

Важным для практического применения генераторов Ганна является вопрос о возможности их частотной перестройки в достаточно широком диапазоне. Из принципа действия генератора Ганна ясно, что частота его должна слабо зависеть от приложенного напряжения. С увеличением приложенного напряжения несколько возрастает толщина домена, а скорость его движения изменяется незначительно. В результате при изменении напряжения от порогового до пробивного частота колебаний увеличивается всего на десятки доли процента.

Срок службы генераторов Ганна относительно мал, что связано с одновременным воздействием на кристалл полупроводника таких факторов, как сильное электрическое поле и перегрев кристалла из-за выделяющейся в нем мощности.

Контрольные вопросы

- 9.1. В чем заключается эффект Ганна?
- 9.2. Каковы особенности зонной структуры GaAs?
- 9.3. Почему в приборах с ОДС флуктуации заряда не рассасываются?
- 9.4. Что такое максвелловское время релаксации?
- 9.5. Почему при разрушении домена сильного электрического поля возникают осцилляции тока?

Глава 10. Полупроводниковые лазеры

10.1. Оптические переходы

В твердых телах переходы электронов между состояниями возможны либо с испусканием, либо с поглощением квантов света. В зависимости от начального и конечного состояния различают четыре типа переходов: А – межзонные переходы, то есть переходы электронов между состояниями, расположенными в зоне проводимости и запрещенной зоне; В – внутризонные переходы, то есть переходы электронов между состояниями, расположенными только в зоне проводимости или только в запрещенной зоне; С – переходы между примесными состояниями, энергетические уровни которых расположены в запрещенной зоне; D_n – переходы между примесными состояниями и состояниями для электронов в зоне проводимости или дырок в валентной зоне. Для оптоэлектронных устройств наиболее важными являются оптические переходы типа А и типа D.

Межзонные переходы типа А обуславливают наиболее сильное поглощение или испускание света, с энергией, близкой к ширине запрещенной зоны: $h\nu > E_g$. Эти оптические переходы также называют фундаментальными.

Ширина запрещенной зоны полупроводниковых соединений зависит от вида элементов, входящих в его состав. Чем меньше длина химической связи в элементарной ячейке, тем, как правило, больше ширина запрещенной зоны. На рисунке 10.1 показана для различных полупроводниковых соединений (нитридов, фосфидов, арсенидов и селенидов) зависимость ширины запрещенной зоны от длины химической связи.

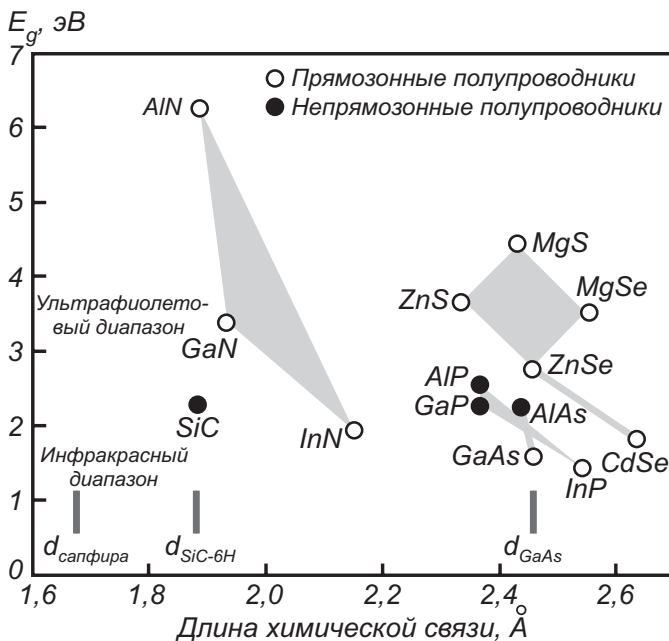


Рис. 10.1. Зависимость ширины запрещенной зоны для различных полупроводниковых соединений (нитридов, фосфидов, арсенидов и селенидов) от длины химической связи [9]

В зависимости от типа кристаллической структуры и характера химических связей в полупроводниках реализуется либо та, либо иная форма зависимости энергии электронов E от волнового вектора k . Все полупроводниковые соединения можно подразделить на два типа этой зависимости — прямозонные и непрямозонные. В прямозонных полупроводниках энергетический минимум зоны проводимости находится при $k = 0$, также как и соответствующий минимум валентной зоны. В непрямозонных полупроводниках энергетический минимум зоны проводимости находится при k , отличном от нуля.

К полупроводникам с прямозонной энергетической структурой относятся GaAs, GaP, GaN, InGaAsP. К полупроводникам с непрямозонной энергетической структурой относятся Ge и Si.

При переходах электронов между состояниями должны соблюдаться законы сохранения энергии и квазиимпульса.

Расчет значения квазиимпульса фотона показывает, что его величина на несколько порядков меньше, чем квазиимпульс электрона. Отсюда следует, что при межзонных переходах в непрямозонных полупроводниках необходимо участие третьей частицы с малой энергией, но большим квазиимпульсом. Такой частицей в твердых телах является акустический фонон. Поскольку вероятность излучательных переходов с участием трех частиц ниже, чем

двух, то, следовательно, в непрямозонных полупроводниках вероятность излучательной рекомбинации будет всегда меньше, чем в прямозонных.

Таким образом, для оптоэлектронных устройств предпочтительнее использовать полупроводниковые соединения с прямозонной энергетической структурой, спектральный диапазон которых лежит в области фундаментального поглощения. [2, 8, 19, 49, 66]

10.2. Излучательная рекомбинация

Физической основой излучения света (электромагнитного излучения) в твердых телах является рекомбинация неравновесных носителей. Процесс введения в какую-либо область твердого тела неравновесных носителей называют инъекцией. При анализе рекомбинации обычно имеют в виду, что при инъекции меняется концентрация неосновных носителей, в то время как концентрация основных носителей сохраняется. Это условие называют условием низкого уровня инъекции.

После снятия возмущения (прекращения инъекции) концентрация неравновесных носителей убывает во времени по экспоненциальному закону вследствие рекомбинации.

Поскольку от плоскости инъекции неравновесные носители распространяются на расстояние, равное диффузионной длине, то и излучательная рекомбинация, то есть генерация квантов света, будет происходить только в этой области.

10.3. Методы инъекции

Основным методом создания неравновесных носителей в оптоэлектронных устройствах является инъекция неосновных носителей через прямосмещенный электронно-дырочный переход (p - n или гетеропереход).

10.3.1. Условие односторонней инъекции в p - n переходе

Вольт-амперная характеристика p - n перехода описывается следующим соотношением:

$$j = \left(\frac{qp_{n0}D_p}{L_p} + \frac{qn_{p0}D_n}{L_n} \right) (e^{\beta V_G} - 1). \quad (10.1)$$

При прямом смещении в токе p - n перехода присутствуют обе инъекционные компоненты: электронная и дырочная. Для большинства оптоэлектронных устройств необходимо, чтобы в инъекционном токе присутствовала только одна компонента — электронная или дырочная.

Из соотношения 10.1 следует, что доминирующая инжекционная компонента будет того типа, концентрация основных носителей в котором выше, т.е. в несимметричных $p-n$ переходах p^+-n или n^+-p инжекция будет преимущественно дырок или электронов соответственно. Для несимметричных $p-n$ переходов величина основной инжекционной компоненты в токе $p-n$ перехода выражается соотношением:

$$\frac{j_p}{j_{p-n}} = 1 - \frac{N_{дБ}}{N_{АЭ}}. \quad (10.2)$$

Таким образом, для реализации односторонней инжекции в $p-n$ переходе необходимо иметь эмиттер этого перехода легированным, как правило, до вырождения, а базу — слаболегированной, по крайней мере на 3–4 порядка меньше, чем эмиттер.

10.3.2. Условие односторонней инжекции в гетеропереходе

Для гетеропереходов величина полного тока также выражается соотношением 10.1. При анализе вкладов дырочного и электронного инжекционного тока необходимо учесть, что p - и n -области в гетеропереходах состоят из разных полупроводников. В связи с этим значения собственной концентрации n_i диффузионной длины и коэффициентов диффузии будут различными.

Как правило, в гетеропереходах ширина запрещенной зоны компонент гетероперехода отличается в 1,5–2 раза. Вследствие этого, значение собственной концентрации n_i будет отличаться на много порядков. Например, для гетеропереходов $n\text{Ge}-p\text{GeAs}$ ширины запрещенных зон E_g составляют 0,77 эВ и 1,43 эВ, а значение собственной концентрации $n_i = 1,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$ соответственно. Для гетеропереходов доля инжекционного тока в полном токе гетероперехода будет

$$\frac{j_p}{j_{p-n}} = 1 - \frac{n_{iЭ}^2}{n_{iБ}^2} \frac{N_{дБ}}{N_{АЭ}}. \quad (10.3)$$

Из уравнения 10.3 следует, что при прочих равных условиях инжекционная компонента тока из узкозонного полупроводника будет всегда выше, чем из широкозонного. Использование гетеропереходов может обеспечить одностороннюю инжекцию из слаболегированного полупроводника в сильнолегированный, что невозможно для $p-n$ гомопереходов.

10.4. Светодиоды

Светодиодом, или излучающим диодом, называют полупроводниковый диод на базе $p-n$ либо гетероперехода, излучающий кванты света при протекании через него прямого тока.

По характеристике излучения светодиоды разделяют на две группы:

- светодиоды с излучением в видимой части спектра;
- светодиоды с излучением в инфракрасной части диапазона.

Спектральная характеристика излучения светодиода при межзонных переходах представляет из себя монохроматическую линию, полушириной kT и центрированную при значении $h\nu = E_g$, при этом интенсивность излучения описывается соотношением:

$$I(h\nu) = V^2 (h\nu - E_g)^{3/2} e^{-\frac{(h\nu - E_g)}{kT}}$$

На рисунке 10.2 приведен в качестве примера спектр излучения красного светодиода АЛ112 при комнатной температуре, который хорошо описывается этим соотношением.

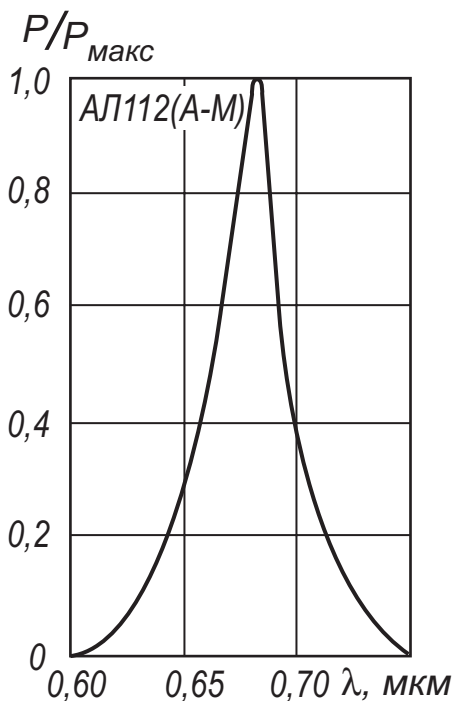


Рис. 10.2. Спектр излучения красного светодиода АЛ112 при температуре $T = 300\text{K}$ [76]

10.4.1. Светодиоды видимого диапазона

Спектральная чувствительность человеческого глаза находится в диапазоне цветов от фиолетового до красного и имеет максимум для зеленого цве-

та. По длинам волн этот диапазон находится от 0,39 мкм до 0,77 мкм, что соответствует энергии квантов света от 2,8 эВ до 1,8 эВ.

На рисунке 10.3 приведена диаграмма хроматичности, показывающая соотношение между тремя основными компонентами цвета (красный, зеленый, синий), необходимых для получения заданного цвета. Все многообразие цветов находится во внутренних пределах выделенного контура. По осям X и Y отложены доли двух компонент, определяющие вклад третьей. Вдоль контура цифрами указаны длины волн монохроматического излучения, соответствующие тому или иному цвету. Цифрами в кружочках указано расположение на диаграмме некоторых типовых светодиодов, сформированных из различных типов полупроводниковых соединений.

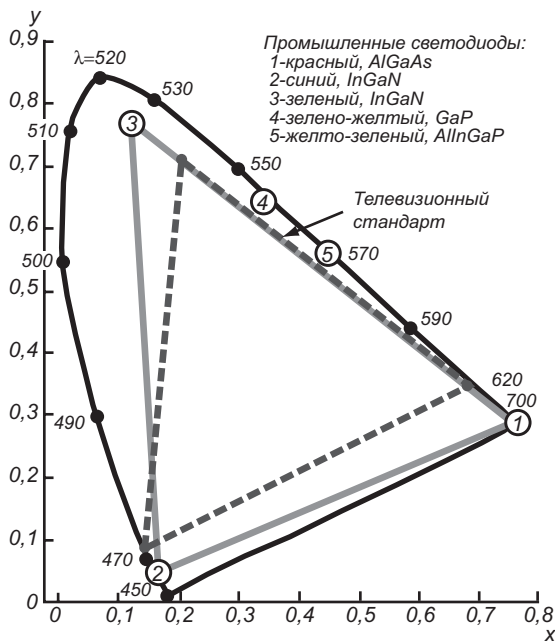


Рис. 10.3. Диаграмма хроматичности, показывающая соотношение между тремя основными компонентами цвета (красный, зеленый, синий), необходимых для получения заданного цвета [9]

Из вышеизложенного следует, что в качестве излучательной среды в светодиодах видимого диапазона необходимо использовать прямозонные полупроводники с шириной запрещенной зоны 1,8–2,8 эВ. [8] Одним из распространенных полупроводниковых соединений, удовлетворяющим перечисленным характеристикам, является твердый раствор $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$. При измене-

нии процентного содержания фосфора Р от 0 до 1 ширина запрещенной зоны этого соединения меняется ($x = 0$, GaAs, $E_g = 1,424$ эВ; $x = 1$, GaP, $E_g = 2,31$ эВ). Ниже на рисунке 10.4 приведены зонные диаграммы GaAs_{1-x}P_x с различными значениями компонентов фосфора Р и мышьяка As.

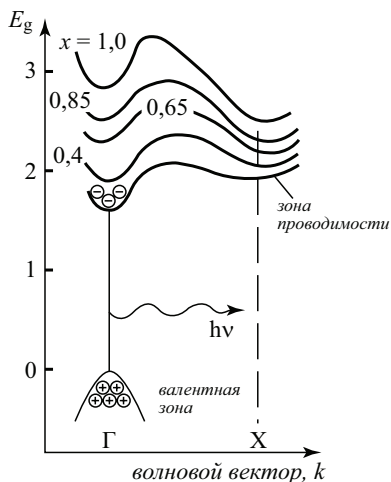


Рис. 10.4. Энергетическая зонная структура GaAs_{1-x}P_x. Значения состава соответствуют красному ($x = 0,4$), оранжевому (0,65), желтому (0,85) и зеленому (1,0) свету [8, 19]

Из рисунка 10.4 видно, что при $x = 0,45$ и значении ширины запрещенной зоны $E_g = 1,77$ эВ, полупроводник переходит из прямозонного в непрямозонный.

Для повышения эффективности излучательных переходов при $x > 0,45$ в полупроводник вводят излучательные центры, например азот (N). Атомы азота, внедренные в полупроводник, замещают атомы фосфора в узлах решетки. Азот и фосфор имеют одинаковую внешнюю электронную структуру (оба относятся к V группе элементов периодической системы), а структуры их внутренних оболочек сильно различаются. Это приводит к возникновению вблизи зоны проводимости электронного уровня захвата. Полученный таким образом рекомбинационный центр называется изоэлектронным центром. В нормальном состоянии изоэлектронные центры нейтральны. В материале *p*-типа инжектированный электрон сначала захватывается на центр. Заряженный отрицательно центр затем захватывает дырку из валентной зоны, формируя связанный экситон. Последующая аннигиляция этой электронно-дырочной пары приводит к рождению фотона с энергией, примерно равной разности между шириной запрещенной зоны и энергией связи центра. Так как захваченный электрон сильно локализован на центре, его импульс рассеивается. Таким образом обеспечивается преобразование квазиимпульса, вследствие чего вероятность прямого перехода существенно возрастает. В непрямом

зонных материалах, таких, как GaP, описанный механизм излучательной рекомбинации является преобладающим.

Для приборной реализации всей цветовой гаммы используют широкий спектр полупроводниковых материалов. Светодиоды выпускаются красного (1,8 эВ GaP: ZnO, GaAs_{0,6}P_{0,4}), оранжевого (GaAs_{0,35}P_{0,65}), желтого (GaAs_{0,14}P_{0,86}), зеленого (2,3 эВ GaP, ZnTe), голубого (2,4 эВ GaAs-ErYb, SiC, CdS), фиолетового (2,8 эВ GaN) цветов свечения. На рисунке 10.5 приведены спектральные характеристики светодиодов видимого и инфракрасного диапазонов с указанием стехиометрии полупроводниковых соединений.

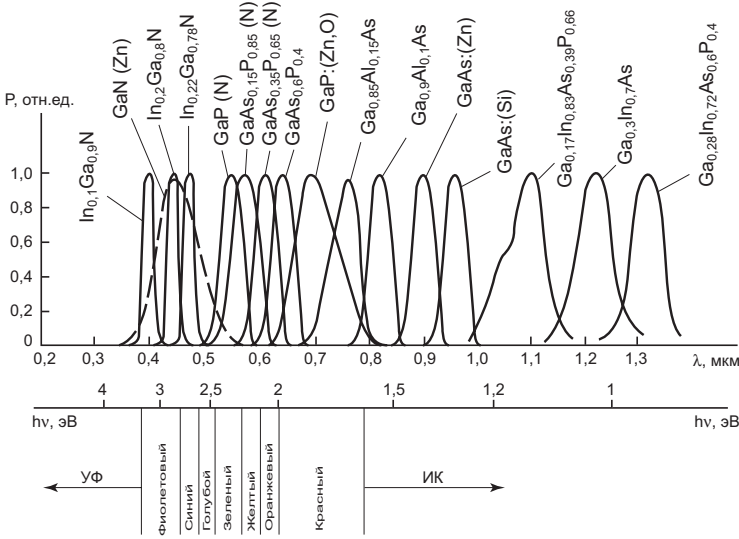


Рис. 10.5. Спектральные характеристики светодиодов, изготовленных из различных полупроводниковых материалов [84]

Конструктивно в светодиодах используют полупроводниковые структуры с плоской геометрией, изготовленные по планарной технологии (см. рис. 10.6). Обычно прямозонные светодиоды (красное излучение) формируются на подложках GaAs (а), тогда как непрямозонные (оранжевое, желтое и зеленое излучения) — на подложках GaP (б). При использовании подложки GaAs на нее наращивается переходный слой GaAs_(1-x)P_x переменного состава с x, изменяющимся в пределах 0–0,4, а затем слой GaAs_(1-x)P_x с постоянным составом.

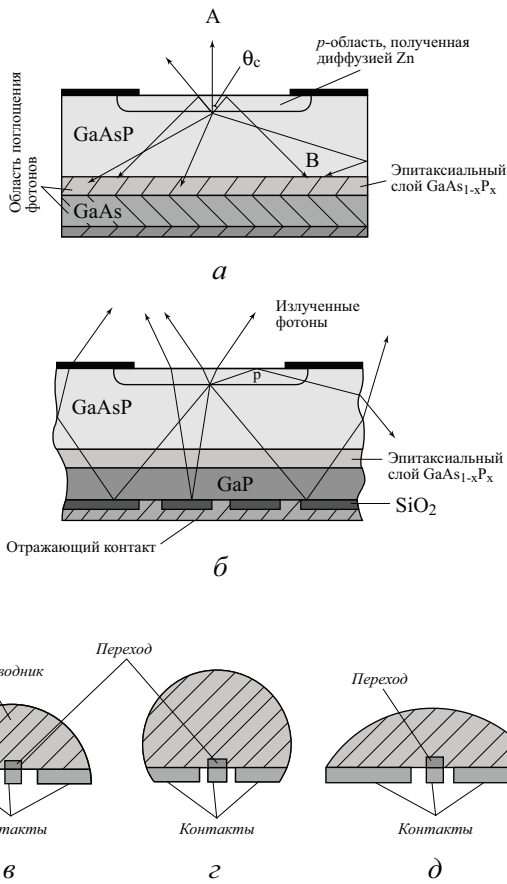


Рис. 10.6. Конструкция светодиодов и разрез трех светодиодов с различными типами корпусов: *в* — полусфера; *г* — усеченная сфера; *д* — параболоид

Переходная область ограничивает образование безызлучательных центров, обусловленных различием решеток. Фотоны, генерируемые в области перехода, испускаются во всех направлениях, однако наблюдателя достигает лишь та их часть, которая проходит через поверхность.

Уменьшение количества излучаемых светодиодом фотонов обусловлено поглощением в материале светодиода, потерями за счет отражения и потерями за счет полного внутреннего отражения. Потери, связанные с поглощением, весьма существенны в светодиодах на подложках GaAs (*а*), т.к. в этом случае подложка поглощает примерно 85 % фотонов, излучаемых переходом. В светодиодах на подложках GaP (*б*) поглощение составляет ~25 %, и эффективность излучения может быть существенно увеличена.

Полная эффективность преобразования η_F электрического сигнала в оптический дается следующим выражением: [8, 54]

$$\eta_F = \frac{q}{P}(1-R)(1-\cos\theta_c) \frac{\int \Phi(\lambda)(1+R_1 e^{-2\alpha_1(\lambda)x_1}) e^{-\alpha_2(\lambda)x_2} d\lambda}{\int \Phi(\lambda) d\lambda}; \quad (10.5)$$

$$\eta_F \approx \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2} (1 - \cos\theta_c),$$

где P — мощность на входе, $\frac{4n_2 n_1}{(n_2 + n_1)^2}$ — коэффициент передачи, равный

$\frac{4n_2}{(n_2 + 1)^2}$ для границы раздела полупроводник-воздух, $(1 - \cos\theta_c)$ — телесный

угол, $\Phi(\lambda)$ — скорость генерации фотонов в единицах $\frac{\text{фотон}}{\text{с} \cdot \text{см}^2}$, R_1 — коэффициент отражения от тылового контакта, α и x — соответственно коэффициенты поглощения и толщина p - и n -областей прибора.

На рисунке 10.6в, з, д показаны поперечные разрезы светодиодов, которые имеют параболическую, полусферическую и усеченно-сферическую геометрию. Основное отличие этих трех структур от структуры с плоской геометрией состоит в том, что телесный угол для них равен 1. Таким образом, отношение эффективностей равно

$$\frac{\eta}{\eta_F} \approx \frac{1}{1 - \cos\theta_c} = \frac{1}{1 - \sqrt{1 - \frac{1}{n_2^2}}}, \quad (10.7)$$

$$\frac{\eta}{\eta_F} = 2n_2^2 \quad \text{при } n_2 \gg 1.$$

Это означает, что для структур на фосфиде галлия GaP с показателем преломления $n_2 = 3,45$ при данной геометрии можно ожидать увеличения эффективности излучения на порядок. На рисунке 10.7 в качестве примера приведена диаграмма направленности излучения красного светодиода АЛ112. [76]

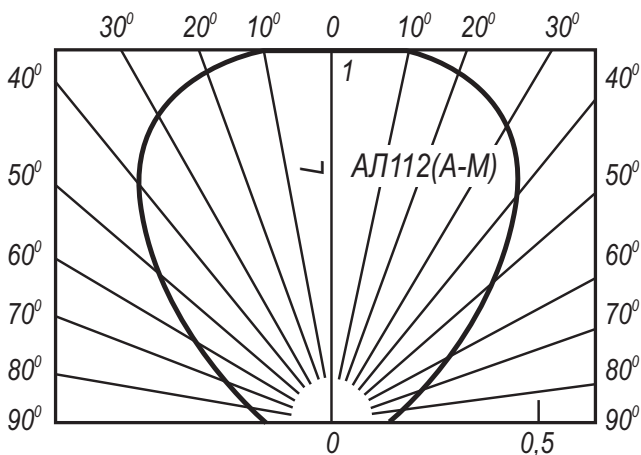


Рис. 10.7. Диаграмма направленности излучения красного светодиода АЛ112

10.4.2. Светодиоды инфракрасного диапазона

Областями применения светодиодов ИК-излучения являются оптроэлектронные устройства коммутации, оптические линии связи, системы дистанционного управления. Наиболее распространенный в настоящее время инфракрасный источник — это светодиод на основе GaAs ($\lambda = 0,9$ мкм). Он обладает наибольшей эффективностью электролюминесценции в основном благодаря тому, что среди всех прямозонных полупроводников GaAs является технологически наиболее освоенным. Для изготовления инфракрасных светодиодов используются многие другие полупроводники, имеющие запрещенную зону шириной менее 1,5 эВ. К ним относятся твердые растворы, в состав которых входят три или четыре элемента III и V групп периодической системы. Среди них твердый раствор переменного состава GaInAsP ($\lambda = 1,0 - 1,3$ мкм), наиболее популярный $\text{Ga}_{0,28}\text{In}_{0,72}\text{As}_{0,6}\text{P}_{0,4}$ ($\lambda = 1,26$ мкм).

10.4.3. Голубые светодиоды на соединениях нитрида галлия

Нитриды элементов третьей группы (GaN, AlN, InN) и тройные соединения на их основе являются широкозонными полупроводниками с прямыми оптическими переходами. На рисунке 10.8 показаны значения ширины запрещенной зоны для этих полупроводников. Как следует из данных, приведенных на рисунке 10.8, нитрид галлия и тройные соединения на его основе являются наиболее перспективными материалами для изготовления голубых светодиодов и светодиодов ультрафиолетовой области света.

Реализация этих преимуществ значительное время сдерживалась технологическими трудностями получения высококачественных пленок GaN. Эти трудности были обусловлены высокой температурой плавления GaN, рассо-

гласованием параметров решеток и коэффициентов теплового расширения GaN с сапфиром, кремнием и другими базовыми полупроводниковыми подложками. В середине девяностых годов был реализован светодиод на основе гетероструктуры InGaN/GaN с эмиссией излучения в планарном направлении. Особенностью таких светодиодов является высокая интенсивность люминесценции, достигающая (2 – 3) кд и высоким значением квантового выхода $\eta = 5,4\%$. На рисунке 10.8 показана типичная структура светодиода с планарной генерацией излучения на основе GaN. [27, 49]

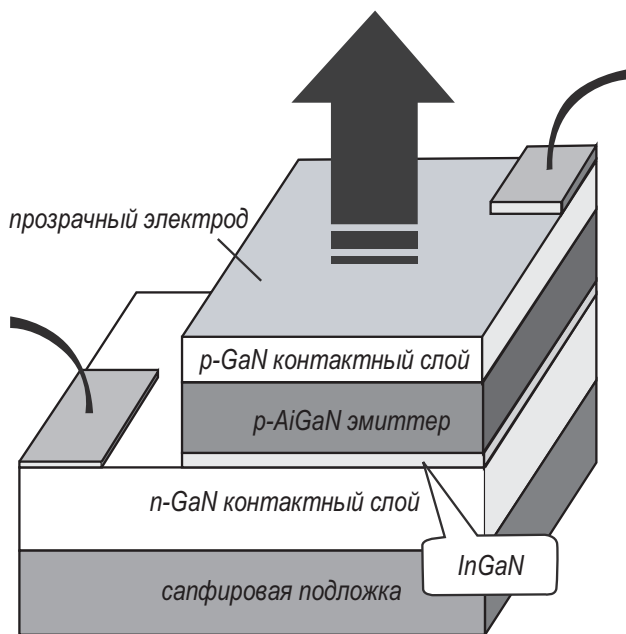


Рис. 10.8. Типовая структура светодиода с планарной генерацией излучения на основе гетероструктур InGaN/GaN [27, 49]

Внутренний слой InGaN имеет меньшую ширину запрещенной зоны, чем наружный слой GaN, поэтому верхний электрод является прозрачным для оптического излучения видимого диапазона.

Рабочая структура синих и зеленых светодиодов на основе соединений GaN приведена на рисунке 10.9.

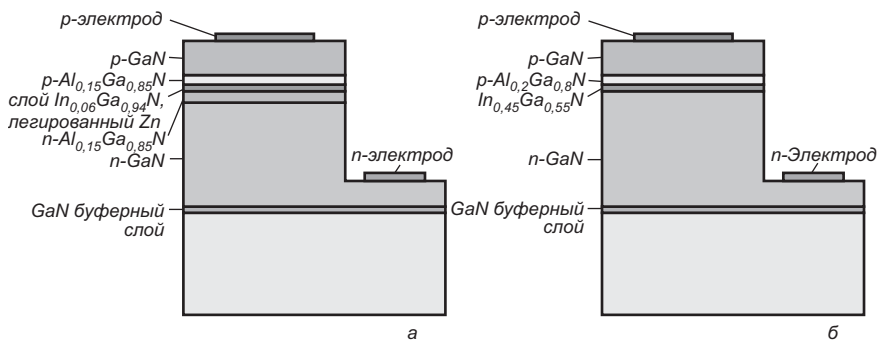


Рис. 10.9. Светодиоды на основе гетероструктур InGaN/GaN [9, 27]

- а) голубой светодиод с двойной гетероструктурой;
 б) зеленый светодиод с квантовой ямой

В синих светодиодах используется активный слой $\text{In}_{0,06}\text{Ga}_{0,94}\text{N}$, легированный цинком (рис. 10.9а). В зеленых светодиодах активный слой толщиной 3 нм имеет состав $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{N}$. При реализации зеленого светодиода был использован гетеропереход $p\text{-AlGaIn}$ и $n\text{-GaIn}$, выращенный на сапфире. Тонкий слой InGaN с одной стороны является демпфером между $p\text{-AlGaIn}$ и $n\text{-GaIn}$, сводя к минимуму рассогласование решеток, а с другой стороны формирует одиночную квантовую яму, где происходит эффективная излучательная рекомбинация. Изменение толщины активного слоя меняет энергетический спектр 2D электронов и позволяет управлять длиной волны излучения светодиода. Такая приборная реализация позволяет повысить силу света до 10 кд на длине волны 520 нм с квантовой эффективностью 6,3 % и временем жизни светодиода 50 тысяч часов.

Возможность создания экономичных и долговечных светодиодов на основе нитрида галлия, согласованных по спектру с естественным освещением и чувствительностью человеческого глаза, открывает новые перспективы для их нетрадиционного использования. Среди них использование светодиодов в транспортных многосекционных светофорах, индивидуальных микромощных лампочках освещения (при мощности 3 Вт световой поток составляет 85 Лм), в осветительных приборах автомобилей.

10.5. Полупроводниковые лазеры

Полупроводниковым лазером называют оптоэлектронное устройство, генерирующее когерентное излучение при пропускании через них электрического тока.

Генерация стимулированного когерентного излучения, или лазерный эффект, была разработана для газовых лазеров и хорошо описана, используя представление об электронных уровнях в атомных системах. [19, 27, 30, 54, 57]

Рассмотрим два энергетических уровня E_1 и E_2 . E_1 характеризует основное, а E_2 — возбужденное состояние (рис. 10.10).

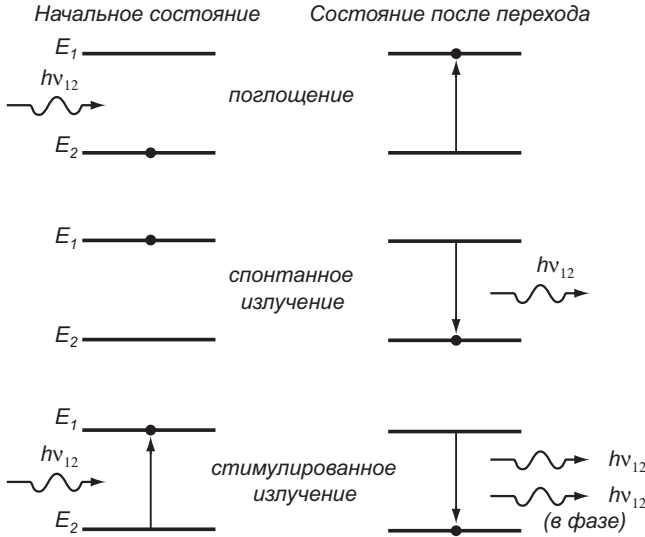


Рис. 10.10. Схема энергетических уровней, иллюстрирующая спонтанное и стимулированное излучение

Любой переход между этими состояниями сопровождается испусканием или поглощением фотона с частотой ν_{12} , определяемой из соотношения $h\nu_{12} = E_2 - E_1$. При обычных температурах большинство атомов находится в основном состоянии. Эта ситуация нарушается в результате воздействия на систему фотона с энергией, равной $h\nu_{12}$. Атом в состоянии E_1 поглощает фотон и переходит в возбужденное состояние E_2 . Это и составляет процесс поглощения излучения. Возбужденное состояние является нестабильным и через короткий промежуток времени без какого-либо внешнего воздействия атом переходит в основное состояние, испуская фотон с энергией $h\nu_{12}$ (спонтанная эмиссия). Время жизни, связанное со спонтанной эмиссией (т.е. среднее время возбужденного состояния), может изменяться в широком диапазоне, обычно в пределах 10^{-9} – 10^{-3} с, в зависимости от параметров полупроводника, таких, как структура зон (прямая или непрямая) и плотность рекомбинационных центров. Столкновение фотона, обладающего энергией $h\nu_{12}$, с атомом, находящимся в возбужденном состоянии, стимулирует мгновенный переход атома в основное состояние с испусканием фотона с энергией $h\nu_{12}$ и

фазой, соответствующей фазе падающего излучения (стимулированное излучение).

10.5.1. Зонная диаграмма и конструкция полупроводникового лазера

Принцип действия и конструктивные особенности полупроводниковых лазеров во многом сходны с полупроводниковыми светодиодами.

Инверсная населенность, необходимая для стимулированного когерентного излучения, формируется путем инжекции через прямосмещенный p - n переход. Резонатор, необходимый для усиления когерентного излучения формируется путем шлифовки граней кристалла. Для того, чтобы переходы с излучением преобладали перед переходами с поглощением необходимо область рекомбинации в полупроводниковом лазере легировать до вырождения. В подобных лазерах p - и n -области выполнены на одном материале. При этом обе области являются вырожденными полупроводниками с концентрацией носителей порядка 10^{20} ат/см³. При такой концентрации уровень Ферми F_n для p -области попадает в валентную зону, а уровни Ферми F_n для n -области – в зону проводимости (рис. 10.11а). В отсутствие напряжения оба уровня имеют одну и ту же энергию. Когда напряжение будет приложено, то оба уровня расщепляются на величину $\Delta E = e \times U$. Зонная структура примет вид, изображенный на рисунке 10.11б. Из рисунка видно, что в области p - n перехода, а так же на расстоянии порядка диффузионной длины в квазинейтральном объеме возникает инверсная заселенность. В силу того, что энергия оптических переходов с излучением меньше, чем энергия переходов с поглощением, вероятность первых переходов выше, чем вторых. Дальнейший процесс рекомбинации вызовет лазерную генерацию.

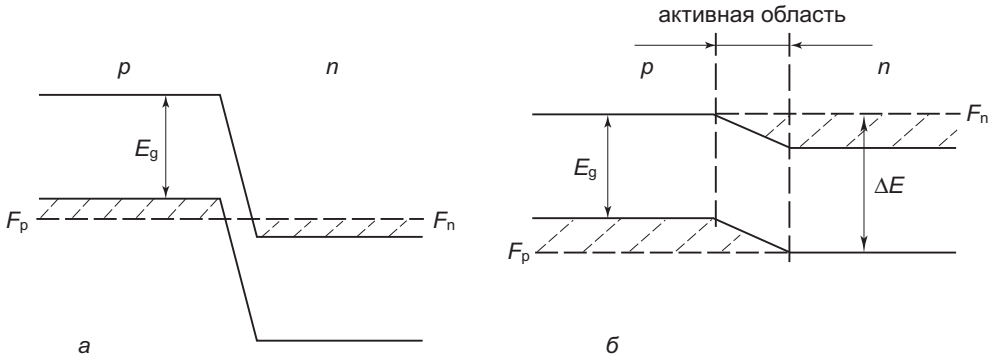


Рис. 10.11. Принцип действия полупроводникового лазера на основе p - n перехода:

а – отсутствие смещения; б – при смещении в прямом направлении

Конструктивно активный слой из p - n перехода помещается между двумя металлическими электродами. Типичный размеры активной области не пре-

вышает 200–500 мкм, отражающие поверхности создаются путем скалывания выходных граней полупроводникового монокристалла. В таком виде полупроводниковый лазер имеет недостаток, заключающийся в том, что размер лазерного пучка (~ 5 мкм) значительно превышает активную область в поперечном направлении ($d = 1$ мкм). В результате чего проникает далеко в p - и n -области, где испытывает сильное поглощение. По этой причине пороговая плотность тока достигает большой величины ($\sim 10^5$ А/см для GaAs) и лазер быстро выходит из строя от перегрева. Работоспособен такой лазер только в импульсном режиме, а для непрерывного режима излучения необходимо гребенчатое охлаждение.

При прямом смещении в p^+ и n^+ происходит инжекция неравновесных носителей, и в этих областях на расстояниях порядка диффузионной длины L_p , L_n будет происходить рекомбинация неравновесных носителей. При малых плотностях тока (низкий уровень инжекции) высока вероятность спонтанного излучения и спектральная линия достаточно широкая. При высоких уровнях тока (высокий уровень инжекции) вероятность стимулированного излучения возрастает как по отношению к вероятности спонтанного излучения, так и по отношению к вероятности поглощения, и на спектральной характеристике появляется узкая линия когерентного излучения. Значение тока, при котором появляется линия когерентного излучения, называют пороговым током.

На рисунке 10.12 показана базовая структура лазера с p - n переходом. Две боковые грани структуры скалываются или полируются перпендикулярно плоскости перехода. Две другие грани делают шероховатыми для того, чтобы исключить излучение в направлениях, не совпадающих с главным. Такая структура называется резонатором Фабри — Перо.

Смещение лазерного диода в прямом направлении вызывает протекание тока. Вначале, при низких значениях тока, возникает спонтанное излучение, распространяющееся во всех направлениях. При увеличении смещения ток достигает порогового значения, при котором создаются условия для стимулированного излучения, и p - n переход испускает монохроматичный луч света, направленный в плоскости p - n перехода.

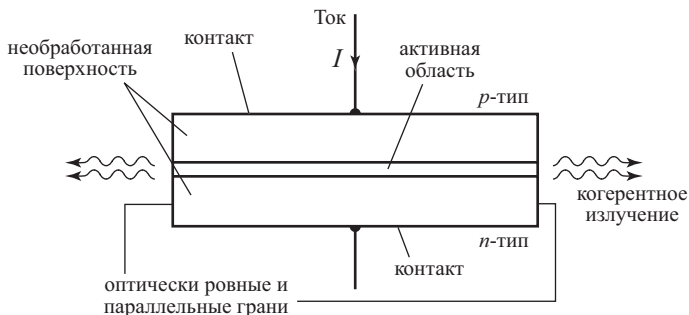
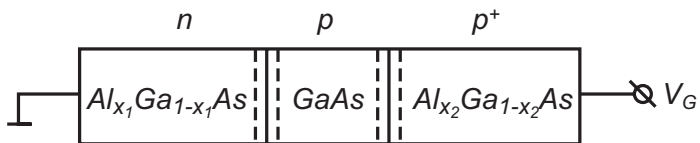


Рис. 10.12. Структура полупроводникового лазера на гомопереходе

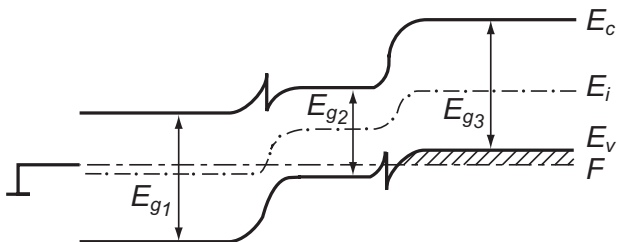
10.5.2. Лазеры на гетероструктурах

С целью уменьшения пороговой плотности тока были реализованы лазеры на гетероструктурах (с одним гетеропереходом — $n\text{-GaAs-pGe}$, $p\text{-GaAs-nAl}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$; с двумя гетеропереходами — $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-p-GaAs-p}^+\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$). Использование гетероперехода позволяет реализовать одностороннюю инжекцию при слабелегированном эмиттере лазерного диода и существенно уменьшить пороговый ток.

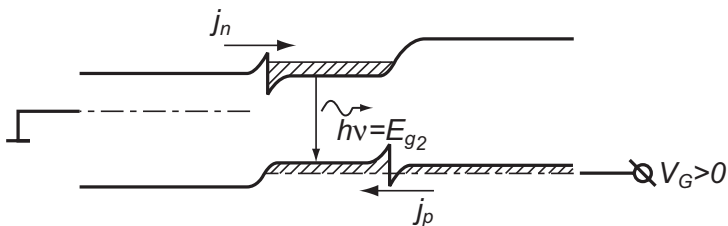
Схематично одна из типичных конструкций такого лазера с двойным гетеропереходом изображена на рисунке 10.13. В структуре с двумя гетеропереходами носители сосредоточены внутри активной области d , ограниченной с обеих сторон потенциальными барьерами; излучение также ограничено этой областью вследствие скачкообразного уменьшения показателя преломления за ее пределы. Эти ограничения способствуют усилению стимулированного излучения и соответственно уменьшению пороговой плотности тока. В области гетероперехода возникает волноводный эффект, и излучение лазера происходит в плоскости, параллельной гетеропереходу.



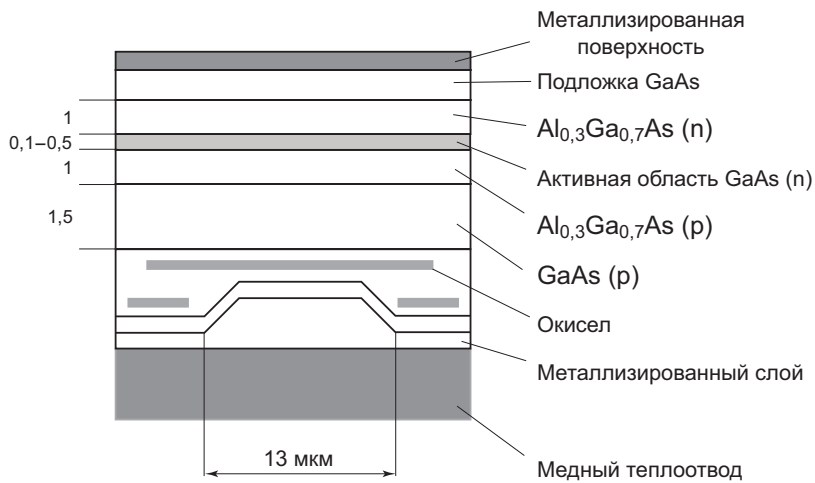
а



б



в



г

Рис. 10.13. Зонная диаграмма (а, б, в) и структура (г) полупроводникового лазера на двойном гетеропереходе

- а) чередование слоев в лазерной двойной $n-p-p^+$ гетероструктуре;
- б) зонная диаграмма двойной гетероструктуры при нулевом напряжении;
- в) зонная диаграмма лазерной двойной гетероструктуры в активном режиме генерации лазерного излучения;
- г) приборная реализация лазерного диода $Al_{0,3}Ga_{0,7}As(p) - GaAs(p) - GaAs(n) - Al_{0,3}Ga_{0,7}As(n)$, активная область – слой из $GaAs(n)$ [2, 54]

Активная область представляет собой слой $n-GaAs$ толщиной всего 0,1–0,3 мкм. В такой структуре удалось снизить пороговую плотность тока почти на два порядка ($\sim 10^3$ А/см²) по сравнению с устройством на гомопереходе. В результате чего лазер получил возможность работать в непрерывном режиме при комнатной температуре. Уменьшение пороговой плотности тока происходит из-за того, что оптические и энергетические характеристики слоев, участвующих в переходах таковы, что все инжектированные электроны и оставшиеся дырки эффективно удерживаются только в активной области; лазерный пучок сосредоточен также только в активной области, где и происходит его основное усиление и распространение; лазерный пучок не испытывает по этим причинам поглощения в областях, соседних с активной. Длина волны излучения такого лазера ($\lambda = 0,85$ мкм) попадает в диапазон, в котором оптический волоконный кварц имеет минимум потерь. В настоящее время разработаны и широко внедряются лазеры на материалах $GaAs$ с присадками In , P и др. с $\lambda = 1,3$ и $1,6$ мкм, также попадающие в окна прозрачности оптического кварца. Уменьшением ширины полосы лазеров с полосковой геометрией удалось довести пороговый ток до 50 мА, КПД до 60% (величина, рекордная для всех видов существующих в настоящее время лазеров).

Дальнейшее развитие лазеров на двойной гетероструктуре лежит в области новых полупроводниковых материалов на основе нитрида галлия с использованием квантовых ям в качестве областей рекомбинации. Генерация лазерного излучения в такого сорта лазерных диодах проходит в направлении, перпендикулярном плоскости гетеропереходов, поскольку внешний слой GaN имеет большую ширину запрещенной зоны и является оптически прозрачным. На рисунке 10.14. приведена структура голубого инжекционного лазера на основе нитрида галлия с квантовой ямой.

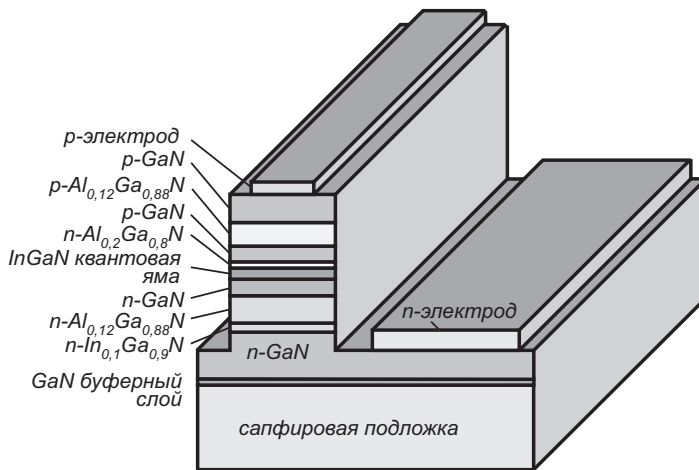


Рис. 10.14. Схема голубого инжекционного лазера на основе нитрида галлия с двойной гетероструктурой и квантовой ямой [9, 27]

На рисунке 10.15 приведена зависимость пороговой плотности тока J_{th} от рабочей температуры для трех лазерных структур. Самая слабая зависимость от температуры наблюдается для лазеров на двойных гетероструктурах (ДГ-лазерах). Поскольку J_{th} в ДГ-лазерах при 300 К может достигать значений порядка 10^3 А/см² и менее, оказывается возможным реализовать режим непрерывной генерации при комнатной температуре. Благодаря этому лазеры нашли широкое применение в науке и промышленности, в частности в ВОЛС.

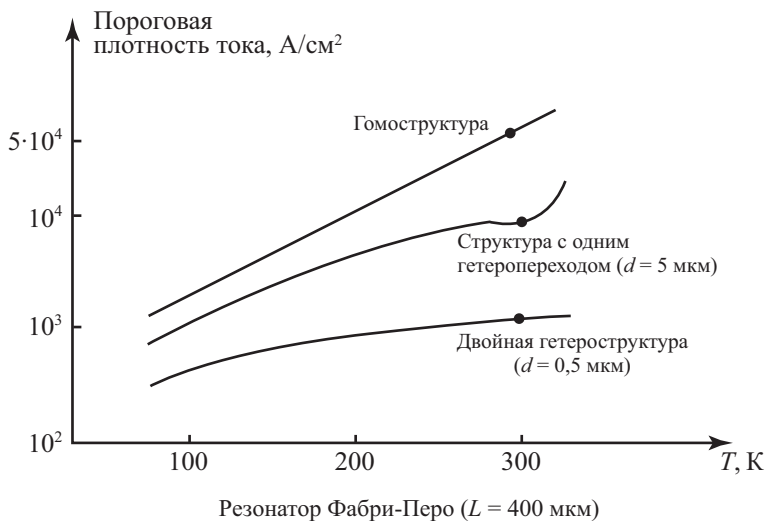


Рис. 10.15. Зависимость пороговой плотности тока от температуры для различных типов полупроводниковых лазеров [10]

Лазер на гомопереходе интересен в чисто историческом (так были устроены первые полупроводниковые лазеры) и физическом смыслах, а также тем, что позволяет лучше оценить преимущества лазеров на ДГ, которые работают в непрерывном режиме и при комнатной температуре.

Спектр применений лазеров на ДГ интенсивно расширяется. В настоящее время эти лазеры используются в качестве считывающего элемента в компакт-дисковых системах, лазерных указках, источников излучения для волоконно-оптической связи. Лазеры на соединениях AlGaInP излучают в видимой области спектра, что позволяет считывать более плотно записанную информацию. Срок службы лазеров на двойных гетероструктурах достигает $5 \cdot 10^5$ часов.

Контрольные вопросы

- 10.1. Каковы критерии выбора полупроводниковых материалов для оптоэлектронных приборов?
- 10.2. В какой области светодиодов происходит генерация оптического излучения?
- 10.3. Назовите три условия, необходимые для генерации когерентного излучения в полупроводниковых лазерах на основе *p-n* перехода.
- 10.4. Как можно реализовать одностороннюю инжекцию в гомо- и гетеропереходах?

10.5. Как отличается спектр излучения светодиода и полупроводникового лазера?

10.6. В чем преимущество полупроводникового лазера с двойным гетеропереходом перед полупроводниковым лазером с одним гетеропереходом?

Задачи

10.1. Эффективность преобразования внешней (электрической) мощности планарного GaAs светодиода η равна 1,5 % при прямом токе $I = 50$ мА и разности потенциалов $U = 2$ В. Оценить генерируемую прибором оптическую мощность P_i , если коэффициент отражения R на границе GaAs – воздух равен $R = 0,8$. Коэффициент преломления GaAs $n = 3,6$.

10.2. Оценить эффективность преобразования внешней мощности планарного GaAs светодиода η , когда внутренняя оптическая мощность P_i составляет 30 % от приложенной электрической мощности. Коэффициент преломления GaAs $n = 3,6$.

10.3. Рекомбинационное время жизни неосновных носителей заряда фотодиода $\tau = 5$ нс. При протекании постоянного тока оптическая выходная мощность равна $P_{dc} = 300$ мкВт. Определить выходную мощность P_f , когда сигнал через диод модулирован на частоте 20 МГц и 100 МГц.

10.4. Ширина запрещенной зоны слаболегированного GaAs при комнатной температуре 1,43 эВ. Когда материал сильно легирован (до вырождения) появляются "хвосты состояний", которые эффективно уменьшают ширину запрещенной зоны на 8 %. Определить разницу в излучаемой длине волны света в случае слабого и сильного легирования.

Глава 11. Фотоприемники

11.1. Статистические параметры фотодетекторов

Фотодетекторы — полупроводниковые приборы, регистрирующие оптическое излучение и преобразующие оптический сигнал на входе в электрический сигнал на выходе фотодетектора.

Термину фотодетектор соответствует как эквивалентный термин **фотоприемник**, так и термин **приемник оптического излучения**.

Поскольку основная задача фотоприемников — регистрация, то существует набор статических характеристик, которыми описываются основные характеристики фотоприемника. Если регистрируемый сигнал на выходе фотоприемника — напряжение, то вводят понятие вольтовая чувствительность, показывающая, на сколько изменится напряжение ΔU на выходе фотоприемника при единичном изменении мощности ΔP падающего лучистого потока:

$$S_v = \frac{\Delta U}{\Delta P}, \left[\frac{\text{В}}{\text{Вт}} \right]. \quad (11.1)$$

Если на выходе фотоприемника изменяется ток, то фотоприемник характеризуется токовой чувствительностью S_i . Токовая чувствительность — величина, характеризующая изменение тока ΔI , регистрируемого в цепи фотоприемника при единичном изменении мощности ΔP падающего оптического излучения:

$$S_i = \frac{\Delta I}{\Delta P}, \left[\frac{\text{В}}{\text{Вт}} \right]. \quad (11.2)$$

На фотоприемнике всегда есть хаотический сигнал, связанный с флуктуациями микропараметров приемника. Этот сигнал характеризуется средним квадратичным значением шумового напряжения:

$$\sqrt{U_m^2}. \quad (11.3)$$

Наличие шумового напряжения на фотоприемнике является физической границей регистрации внешнего сигнала. Параметр, описывающий этот эффект, получил название пороговой чувствительности. Пороговая чувствительность — это минимальная энергия оптического излучения P_m , которая вызовет на выходе фотоприемника сигнал, находящийся в заданном отношении (m) к шуму.

$$m = \frac{\Delta U}{\sqrt{U_m^2}} = \frac{P_m S_v}{\sqrt{U_m^2}}; \quad (11.4)$$

$$P_m = \frac{m \sqrt{U_m^2}}{S_v}, \quad [\text{Вт}].$$

При $m = 1$ мощность оптического излучения $P_m = P_{\min}$ называется минимальной пороговой чувствительностью. Поскольку шумовая ЭДС пропорциональна полосе частот, то пороговую чувствительность рассматривают для единичной полосы частот $\Delta f = 1$, при этом

$$\sqrt{U_m^2} \Rightarrow \sqrt{U_{m0}^2}, \quad (11.5)$$

$$P_{\min} = \frac{\sqrt{U_{m0}^2}}{S_v}.$$

Величина, обратная пороговой чувствительности, называется обнаружительной способностью:

$$D = \frac{1}{P_{\min}}. \quad (11.6)$$

Удельная обнаружительная способность D^* — величина, нормированная на единицу площади фотоприемника и на полосу частот:

$$D^* = \frac{S_v \sqrt{A \cdot \Delta f}}{\sqrt{U_0^2}}, \quad \left[\frac{\text{см} \cdot \text{Гц}^{1/2}}{\text{Вт}} \right]. \quad (11.7)$$

Таким образом, удельная обнаружительная способность D^* — это величина, обратная мощности оптического излучения, которая при полосе частот $\Delta f = 1$ и площади фотоприемника $A = 1$, вызывает на выходе фотоприемника сигнал, равный шуму.

На рисунке 11.1 приведена зависимость обнаружительной способности D^* от длины волны излучения для различных фоторезисторов и фотодиодов. [9, 10, 12, 84].

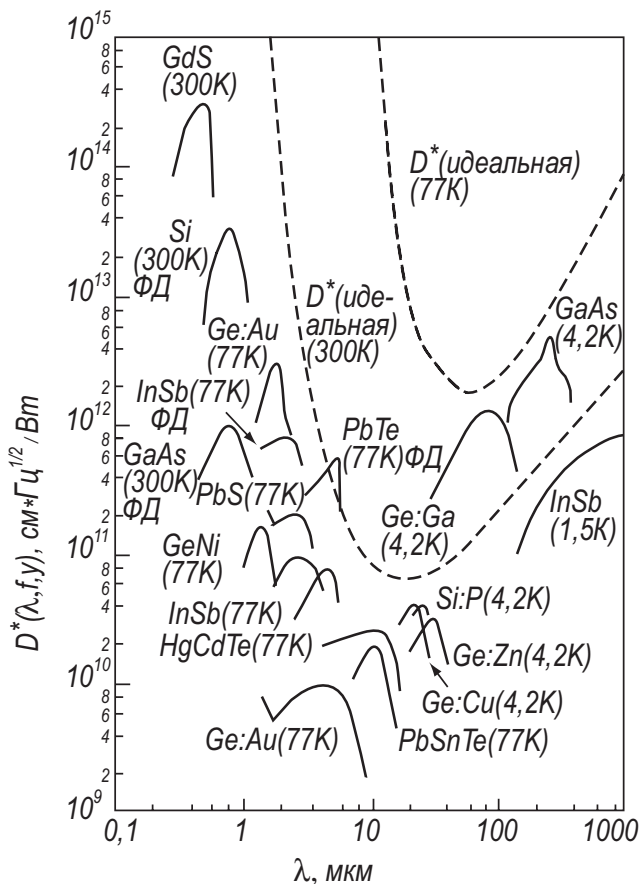


Рис. 11.1. Зависимость обнаружительной способности D^* от длины волны излучения для различных фоторезисторов и фотодиодов (ФД). Штрихованными кривыми представлена теоретическая идеальная D^* при 77 и 300 К и угле 2π [10]

11.2. Материалы для фотоприемников

Также как и для всех оптоэлектронных устройств, для фотоприемников важно использовать прямозонные полупроводники и фундаментальное поглощение вблизи края запрещенной зоны.

Последнее условие вызывает наличие красной границы в регистрации сигнала.

Граничная длина волны $\lambda_{гр}$, выше которой отсутствует регистрация излучения, при межзонных переходах определяется из следующих простых соотношений:

$$h\nu_{\text{гр}} = E_{\text{г}}; \quad \lambda_{\text{гр}} = \frac{2\pi\hbar c}{E_{\text{г}}}; \quad \lambda_{\text{гр}}(\text{мкм}) = \frac{1,22}{E_{\text{г}}(\text{эВ})}. \quad (11.8)$$

В таблице 11.1 приведены значения ширины запрещенной зоны для различных полупроводников и граничная длина волны, рассчитанная по соотношениям (11.8).

Таблица 11.1. Длина волны $\lambda_{\text{гр}}$, соответствующая началу межзонного поглощения, для различных полупроводников

Материал	Карбид кремния SiC	Фосфид галлия GaP	Арсенид галлия GaAs	Кремний Si	Германий Ge	Арсенид индия InAs	Антимонид индия InSb	КРТ CdHgTe
Ширина запрещенной зоны $E_{\text{г}}$, эВ	3,0	2,26	1,42	1,12	0,66	0,36	0,17	0,10
Длина волны $\lambda_{\text{гр}}$, мкм	0,4	0,54	0,86	1,09	1,85	3,4	7,2	12,2

При выборе фотоприемников значение также имеет спектр пропускания среды между приемником и источником. Обычно этой средой является или атмосфера, или оптоволокно. Ниже на рисунках 11.2 и 11.3 приведены эти характеристики.

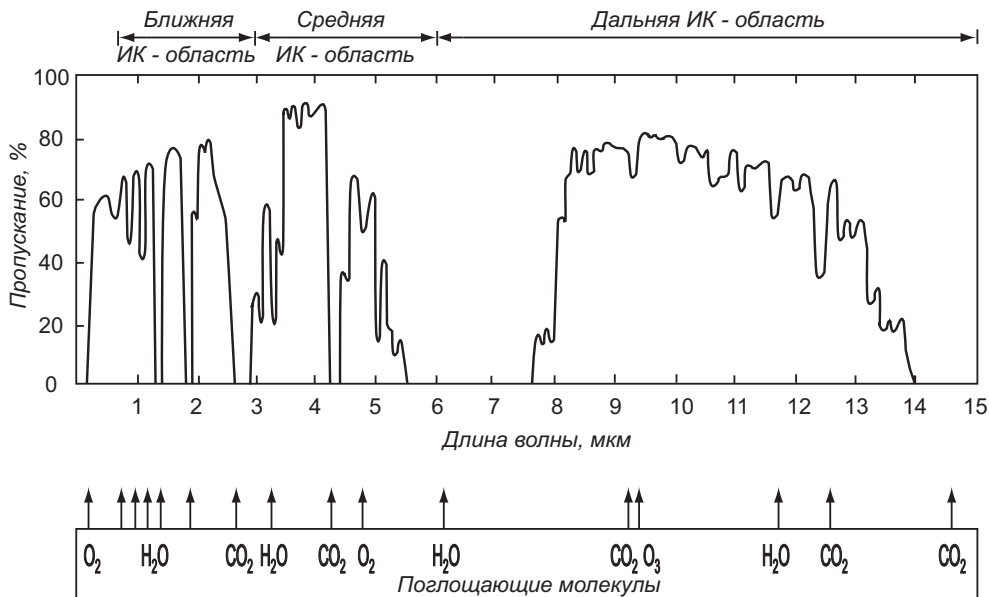


Рис. 11.2. Спектр пропускания атмосферы [82, 84]



Рис. 11.3. Спектр пропускания оптического волокна на основе кварца [8]

11.3. Фоторезисторы

При генерации в однородном полупроводнике, например *n*-типа проводимости, электронно-дырочных пар при его освещении в полосе собственного поглощения происходит изменение концентрации основных n_{no} и неоснов-

ных p_{no} носителей. В том случае, если изменение концентрации основных носителей Δn_{no} сопоставимо с их начальной концентрацией n_{no} , то суммарная концентрация основных носителей $n_n = \Delta n_{no} + n_{no}$ возрастает, а следовательно возрастает и величина удельной проводимости. В том случае, если увеличение концентрации основных носителей существенно больше, чем стационарная концентрация, то суммарная проводимость будет определяться только фотопроводимостью.

Это физическое явление лежит в основе принципа действия фоторезисторов. Полупроводниковые резисторы, изменяющие свое электрическое сопротивление под действием оптического излучения называются фоторезисторами. Поскольку фоторезисторы предназначены для регистрации слабых световых потоков, то зачастую величина полезного сигнала сравнима с шумовым током. В связи с этим для фоторезисторов с целью уменьшения шумов используют специальные конструкции, позволяющие охлаждать фоторезистор. На рисунке 11.4а приведена такая конструкция с термоэлектрическим охлаждением.

Рассмотрим основные характеристики фоторезисторов. На рисунке 11.4б приведена топология рассматриваемых фоторезисторов и геометрия их освещения. Как было написано в предыдущем разделе, одной из основных характеристик фоторезистора является токовая чувствительность S_i .

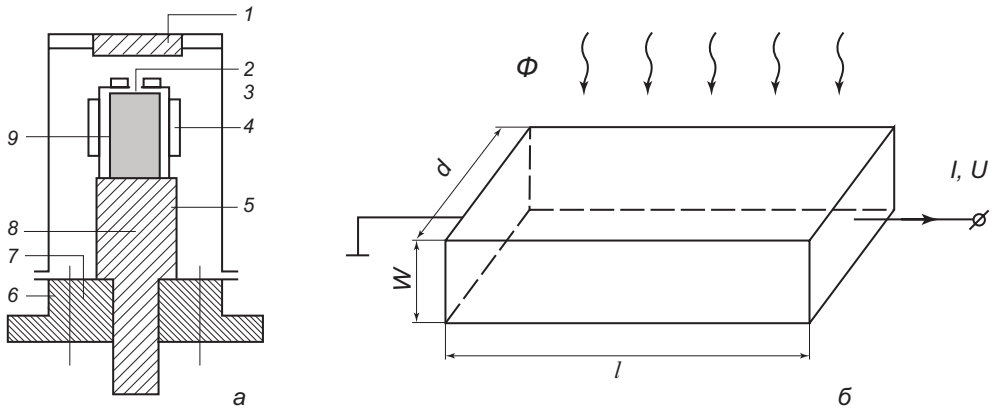


Рис. 11.4.

- а) Конструкция охлаждаемого фоторезистора: 1 – входное окно; 2 – фоточувствительный элемент; 3 – контактная колодка; 4 – предусилитель; 5 – теплоотвод; 6 – электрические выводы; 7 – основание; 8 – терморезистор; 9 – термоэлектрический охладитель;
 б) Топология фоторезистора для расчета токовой чувствительности

Изменение удельной фотопроводимости $\Delta\sigma_0$ резистора при освещении в следствие изменения концентрации неравновесных носителей будет описываться соотношением

$$\Delta\sigma_0 = q(\Delta n\mu_n + \Delta p\mu_p) = q\Delta p\mu_p(1+b). \quad (11.9)$$

Полный ток I через резистор при величине внешнего напряжения U будет определяться суммой темнового I_T тока и фототока I_Φ

$$I = U(\sigma + \Delta\sigma_0) = I_T + I_\Phi. \quad (11.10)$$

Величина темнового I_T тока определяется темновым омическим сопротивлением резистора, который при использовании геометрии фоторезистора, приведенной на рисунке 11.4б, будет

$$I_T = \sigma_0 \cdot \frac{w \cdot d}{l} \cdot U, \quad (11.11)$$

где w – толщина, d – ширина, l – длина фоторезистора.

В стационарных условиях при освещении фоторезистора из уравнения непрерывности получаем

$$\frac{dn}{dt} = G - \frac{\Delta n}{\tau_n} = 0 \quad (11.12)$$

Следовательно, изменения концентрации основных носителей Δn_n будет

$$\Delta n_n = G\tau_n = \eta\alpha\Phi\tau_n, \quad (11.13)$$

поскольку темп генерации в случае однородного поглощения света в фоторезисторе будет

$$G = \eta\alpha\Phi. \quad (11.14)$$

В выражениях (11.13) и (11.14) использованы следующие обозначения:

η – квантовый выход (число неравновесных носителей, генерируемых при поглощении одного кванта), α – коэффициент поглощения, Φ – световой поток (число падающих фотонов на единицу площади).

При освещении изменение фотопроводимости $\Delta\sigma$ будет

$$\Delta\sigma = \Delta\sigma_0 \frac{w \cdot d}{l}. \quad (11.15)$$

Согласно определению токовой чувствительности для фоторезистора, получаем

$$S_i = \frac{\Delta I}{P} = \frac{\Delta I_\Phi}{P} = \frac{w \cdot d}{l} U \frac{\Delta\sigma_0}{P} = \frac{w \cdot d}{l} U q \mu_p (1+b) \eta \alpha \frac{\Phi}{P}. \quad (11.16)$$

Используем для связи светового потока Φ и энергии оптического излучения, падающего на фоторезистор, P при энергии кванта $h\nu$ соотношение

$$\Phi = \frac{P/S}{h\nu} = \frac{P/dl}{h\nu}; \nu = \frac{1}{T} = \frac{c}{\lambda}. \quad (11.17)$$

Подставляя это выражение в формулу (11.16), получаем для токовой чувствительности S_i фоторезистора

$$S_i = \frac{q}{hc} (\eta\alpha\lambda) [\tau_p \mu_p (1+b)] \frac{w}{l^2} U. \quad (11.18)$$

Из уравнения (11.18) следует, что токовая чувствительность фоторезистора зависит от характеристик оптического излучения λ , η ; геометрии фотоприемника w , l ; характеристик полупроводникового материала μ_p , b , α , и выбора рабочей точки U .

На рисунке 11.5а показаны вольт-амперные характеристики фоторезистора при различных уровнях освещения.

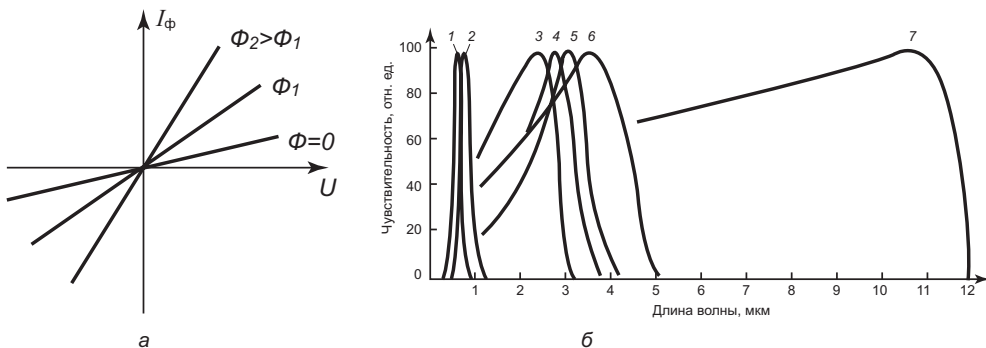


Рис. 11.5.

а) вольт-амперные характеристики фоторезистора при различных уровнях освещения; б) Спектральная чувствительность фоторезисторов на основе CdS (кривая 1), CdSe (2), PbS (3), твердого раствора PbS-PbSe (4, 5), PbSe (6), PbSn(Te) (7) [84]

Для фоторезисторов характерны стабильность фотоэлектрических характеристик во времени, малая инерционность, простота устройства, допускающая различные конструктивно-технологические решения. Выбор полупроводникового материала позволяет получить избирательную фоточувствительность. Фоторезисторы на основе CdS и CdSe чувствительны к видимому и УФ излучению, а фоторезисторы на основе InSb и CdHgTe – к длинноволновому ИК излучению. На рисунке 11.5б приведены спектральные зависимости фоточувствительности различных фоторезисторов.

11.4. Фотодиоды на основе *p-n* перехода

11.4.1. Общие сведения

При попадании кванта света с энергией $h\nu$ в полосу собственного поглощения в полупроводнике возникает пара неравновесных носителей – электрон и дырка. При регистрации электрического сигнала необходимо зарегистрировать изменение концентрацией носителей. Очевидно, что при прочих равных условиях зарегистрировать изменение концентрации неосновных носителей проще.

Так, например, в *n*-GaAs с легирующей концентрацией 10^{14} концентрация основных носителей электронов составляет 10^{14} см^{-3} , а концентрация неосновных носителей – дырок – 1 см^{-3} . Поэтому если при оптическом поглощении в фотоприемнике на основе GaAs возникает 10^{10} неравновесных носителей, то проще зарегистрировать изменение концентрации неосновных носителей. В фотоприемных устройствах как правило используется принцип регистрации неосновных носителей заряда. Наиболее распространенные фотоприемники реализуются на основе диодных структур. Среди них фотодиоды на основе *p-n* переходов, барьеров Шоттки и гетеропереходов. Ниже, на рисунке 11.6 приведена конструкция наиболее распространенных фотодиодов.

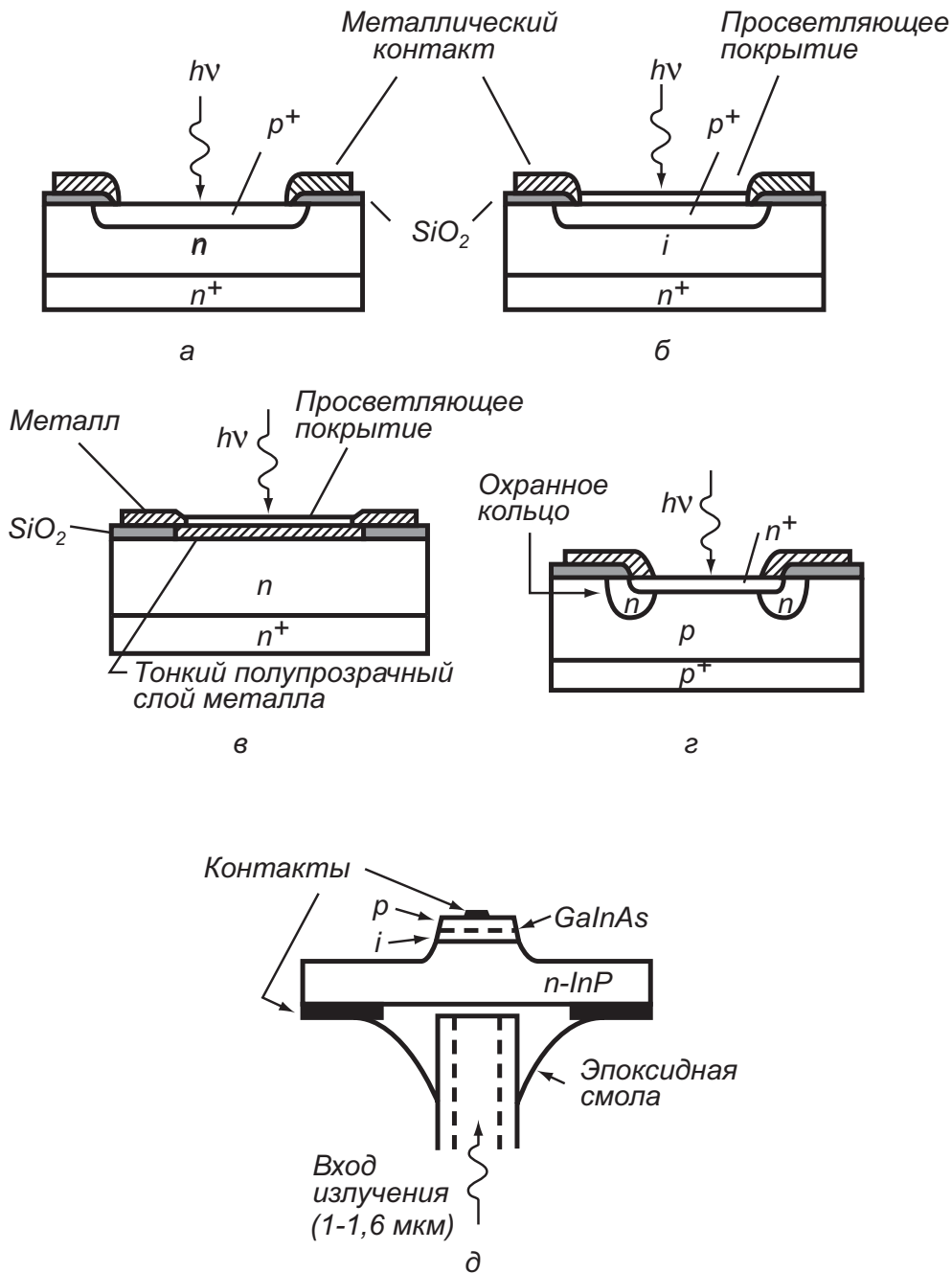


Рис. 11.6. Конструкции наиболее распространенных фотодиодов
 а) фотодиод на основе $p-n$ перехода,

- б) $p-i-n$ фотодиод,
- в) фотодиод на основе барьера Шоттки,
- г) фотодиод основе $p-n$ перехода с лавинным умножением,
- д) фотодиод на основе $p-i-n$ гетероструктуры

В фотодиодах на основе $p-n$ переходов используется эффект разделения на границе электронно-дырочного перехода созданных оптическим излучением неосновных неравновесных носителей. Схематически фотодиод изображен на рисунке 11.7.

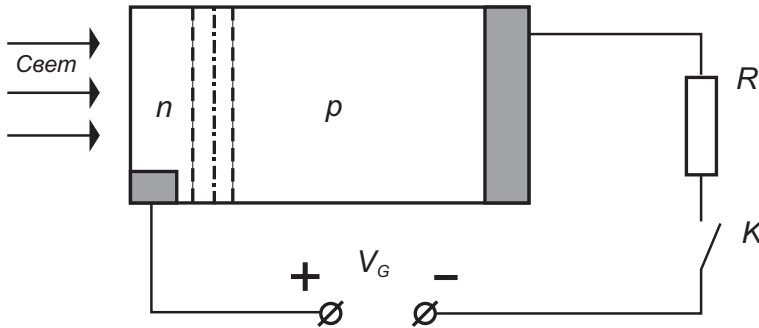


Рис. 11.7. Схематическое изображение фотодиода и схема его включения. n – эмиттер, p – база фотодиода

11.4.2. Вольт-амперная характеристика фотодиода

Обратный ток $p-n$ перехода обусловлен дрейфовыми компонентами тока и выражается

$$j_0 = \frac{qp_{n0}D_p}{L_p} + \frac{qn_{p0}D_n}{L_p}, \quad (11.19)$$

где p_{n0} и n_{p0} — концентрации неосновных носителей.

Изменение концентрации неосновных носителей вызывает изменение фототока. Величина фототока при обратном смещении фотодиода выражается соотношением:

$$j_\Phi = q \frac{\Delta p D_p}{L_p} + q \frac{\Delta n D_n}{L_n} = \frac{q \Delta p L_p}{\tau_p} + \frac{q \Delta n L_n}{\tau_n}, \quad (11.20)$$

Δp и Δn – неравновесная концентрация фотогенерированных неосновных носителей на расстояние L_n , L_p от области пространственного заряда в квазинейтральном объеме эмиттера и базы диода.

Обычно у $p^+ - n$ фотодиода p^+ эмиттер делают тонким $l \ll L_p, L_n$, так, чтобы поглощение света происходило в n -базе фотодиода. Тогда величина фототока из выражения (11.20) выражается соотношением:

$$j_\Phi = q \frac{\Delta p \cdot D_p}{L_p} = q \frac{\Delta p \cdot L_p}{\tau_p}, \quad (11.21)$$

где Δp – неравновесная концентрация фотогенерированных (неосновных) носителей.

Поскольку

$$\Delta p = G \cdot \tau_p. \quad (11.22)$$

То величина фототока будет:

$$J_\Phi = qGL_p. \quad (11.23)$$

где G – темп генерации неравновесных носителей.

$$G = \eta\alpha\Phi, \quad (11.24)$$

где η – квантовый выход, α – коэффициент поглощения и Φ – падающий световой поток.

Величина фототока J_Φ после подстановки имеет величину

$$J_\Phi = q\eta\alpha L_p \Phi. \quad (11.25)$$

Фототок J_Φ постоянен, не зависит от полярности и величины приложенного напряжения V_G , и направлен от n -области к p -области полупроводника.

Неосновные носители, возникающие под действием светового потока, должны формироваться на расстоянии порядка диффузионной длины от обедненной области $p-n$ перехода для того, чтобы принять участие в обратном токе диода. Характерные параметры: диффузионная длина L_p порядка 100 мкм, ширина обедненной области $p-n$ перехода 1 мкм. Поэтому основной фототок в фотодиоде обусловлен поглощением в квазинейтральном объеме, и время отклика фотодиода будет определяться временем жизни неосновных носителей.

Две характеристики $p-n$ фотодиодов ограничивают их применение в большинстве волоконно-оптических приложений. Во-первых, обедненная зона составляет достаточно малую часть всего объема диода и большая часть поглощенных фотонов не приводит к генерации тока во внешнем контуре. Возникающие при этом электроны и дырки рекомбинируют на пути к области сильного поля. Для генерации тока достаточной силы требуется мощный световой источник. Во-вторых, наличие медленного отклика, обусловленного медленной диффузией, замедляет работу диода, делая его непригодным для средне- и высокоскоростных применений. Это позволяет использовать диод только в килогерцовом диапазоне.

Уравнение для активного режима работы фотодиода при наличии внешнего напряжения V_G , принимает вид

$$J = J_\Phi + J_S(e^{\beta V_G} - 1). \quad (11.26)$$

Разомкнутая цепь. При разомкнутой внешней цепи ($R = \infty$), для случая, когда внешнее напряжение отсутствует, ток через внешнюю цепь не протекает. В этом случае напряжение на выводах фотодиода будет максимальным. Эту величину V_G называют напряжением холостого хода V_{xx} . Из уравнения (11.26), при условии $J = 0$, получаем уравнение, позволяющее по известным значениям фототока J_Φ и тока нагрузки J_s рассчитать напряжение холостого хода V_{xx}

$$V_{xx} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_\Phi}{I_s} + 1 \right). \quad (11.27)$$

Напряжение V_{xx} (фотоЭДС) можно также определить непосредственно, подключая к выводам фотодиода вольтметр, но внутреннее сопротивление вольтметра должно быть много больше сопротивления p - n перехода.

Режим короткого замыкания. В режиме короткого замыкания, напряжение на выводах фотодиода $V_G = 0$. Тогда из уравнения (11.26) следует, что ток короткого замыкания $J_{кз}$ во внешней цепи равен фототоку J_Φ ,

$$J_{кз} = J_\Phi. \quad (11.28)$$

На рисунке 11.8 показано семейство ВАХ фотодиода, как при отрицательной так и при положительной поляризации фотодиода, рассчитанные по уравнению (11.26). При положительных напряжениях V_G ток фотодиода быстро возрастает (пропускное направление) с увеличением напряжения. При освещении же общий прямой ток через диод уменьшается, так как фототок направлен противоположно току от внешнего источника.

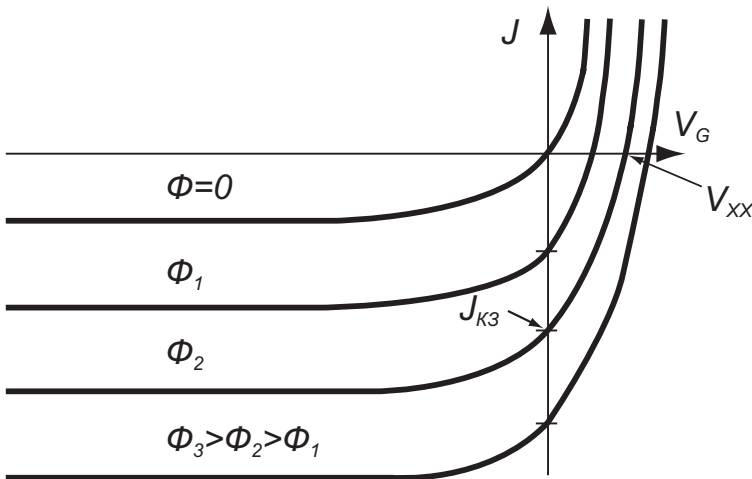


Рис. 11.8. Вольт-амперные характеристики фотодиода при различных уровнях освещения

ВАХ p - n перехода, располагаясь во II квадранте ($V_G > 0, I < 0$), показывает, что фотодиод можно использовать как источник тока. На этом основан принцип работы солнечных батарей на основе p - n переходов.

Световая зависимость

Световая характеристика представляет собой зависимость величины фототока J_Φ от светового потока Φ , падающего на фотодиод. Сюда же относится и зависимость V_{xx} от величины светового потока. Количество электронно-дырочных пар, образующихся в фотодиоде при освещении, пропорционально количеству фотонов, падающих на фотодиод. Поэтому фототок будет пропорционален величине светового потока

$$J_\Phi = K \cdot \Phi, \quad (11.29)$$

где K – коэффициент пропорциональности, зависящий от параметров фотодиода.

При обратном смещении фотодиода, как следует из уравнения (11.25), ток во внешней цепи пропорционален световому потоку и не зависит от напряжения V_G .

Коэффициент пропорциональности K в уравнение (11.29) получил название интегральной чувствительности фотодиода.

11.4.3. Спектральная чувствительность

Будем теперь освещать фотодиод монохроматическим светом с некоторой длиной волны λ . Величину светового потока Φ будем поддерживать постоянной при любой длине волны света. Зависимость фототока $J_\Phi(\lambda)$ будет определяться зависимостью квантового выхода $\eta(\lambda)$ и коэффициента поглощения $\alpha(\lambda)$ от длины волны

$$J_\Phi(\lambda) \sim \eta(\lambda) \cdot \alpha(\lambda). \quad (11.30)$$

Зависимость спектральной чувствительности от длины волны является сложной. Эта зависимость имеет максимум при некоторой длине волны, причем спад в области длинных волн связан с зависимостью квантового выхода $\eta(\lambda)$ от длины волны, а в области коротких длин волн – с зависимостью коэффициента межзонного поглощения $\alpha(\lambda)$ от длины волны. Обе зависимости имеют красную границу, поскольку при энергии квантов $h\nu$ меньше ширины запрещенной зоны E_g межзонное поглощение света не происходит. На рис. 11.9. приведена зависимость спектральной чувствительности для германиевого и кремниевого фотодиодов.

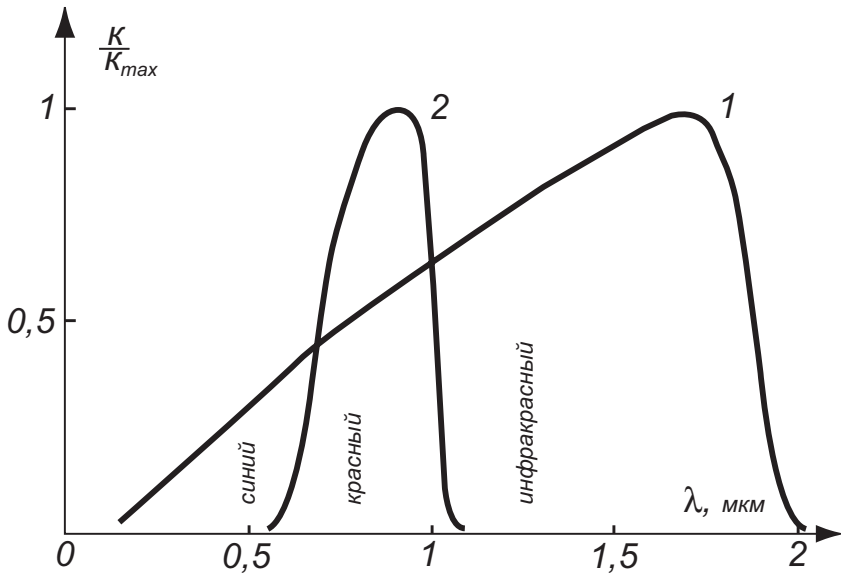
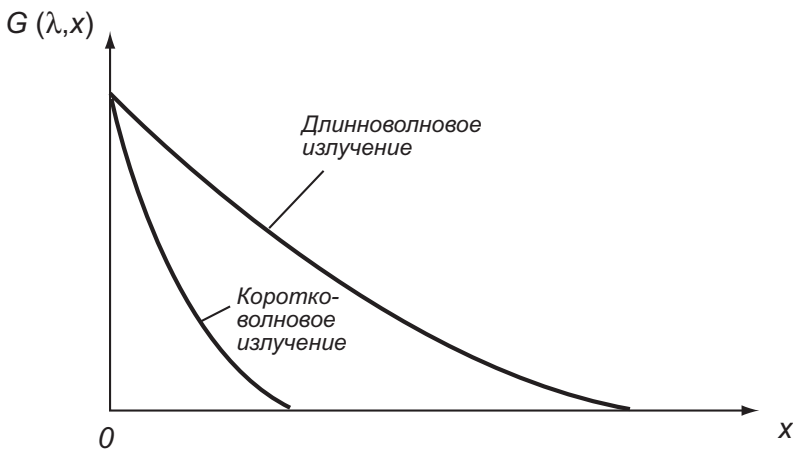
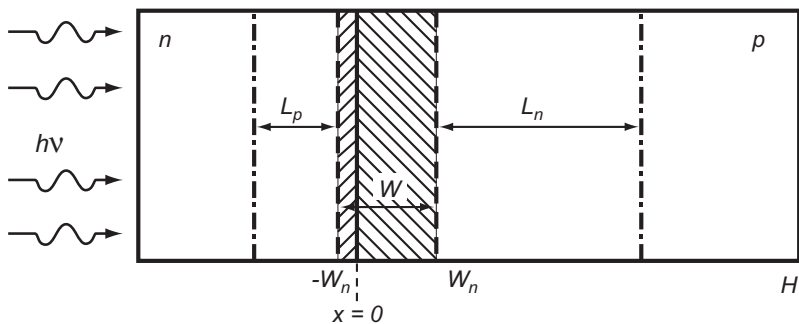


Рис. 11.9. Кривые спектральной чувствительности: 1) германиевого, 2) кремниевого фотодиодов [76]

Влияние неоднородного поглощения по глубине фотодиода на спектральную чувствительность показано на рисунке 11.10 ниже. Коротковолновое излучение имеет высокое значение коэффициента поглощения α , поэтому поглощается в основном в приповерхностной области эмиттера фотодиода. Очевидно, что в этом случае фототок будет мал, поскольку область поглощения света удалена от $p-n$ перехода. В случае длинных волн поглощение происходит по всей глубине фотодиода на расстояниях равных или больших диффузионной длины. В этом случае эффективность преобразования будет максимальной. Наконец, при очень больших значениях λ фототок уменьшается из-за приближения к красной границе фотоэффекта.



а)



б)

Рис. 11.10. Зависимость скорости генерации электронно-дырочных пар от расстояния от поверхности для длинноволнового и коротковолнового света (а), размеры фотодиода и характерные длины диффузии неосновных носителей (б)

11.4.4. p-i-n фотодиоды

Указанные недостатки фотодиода на основе p-n перехода устраняются в фотодиодах, где между p- и n-областями расположен i-слой с собственной проводимостью. Толщина этого слоя выбирается достаточно большой $W \gg L_p$ с тем, чтобы поглощение света происходило в этой области. Поскольку в i-слое свободные носители отсутствуют, при обратном смещении p-n перехода все приложенное напряжение будет падать на i-слой. Фотогенерированные носители в i-слое будут разделяться в сильном электрическом поле и фотоотклик таких диодов будет быстрым. На

рисунке 11.11 приведена конструкция и энергетическая диаграмма, иллюстрирующая принцип работы $p-i-n$ фотодиодов.

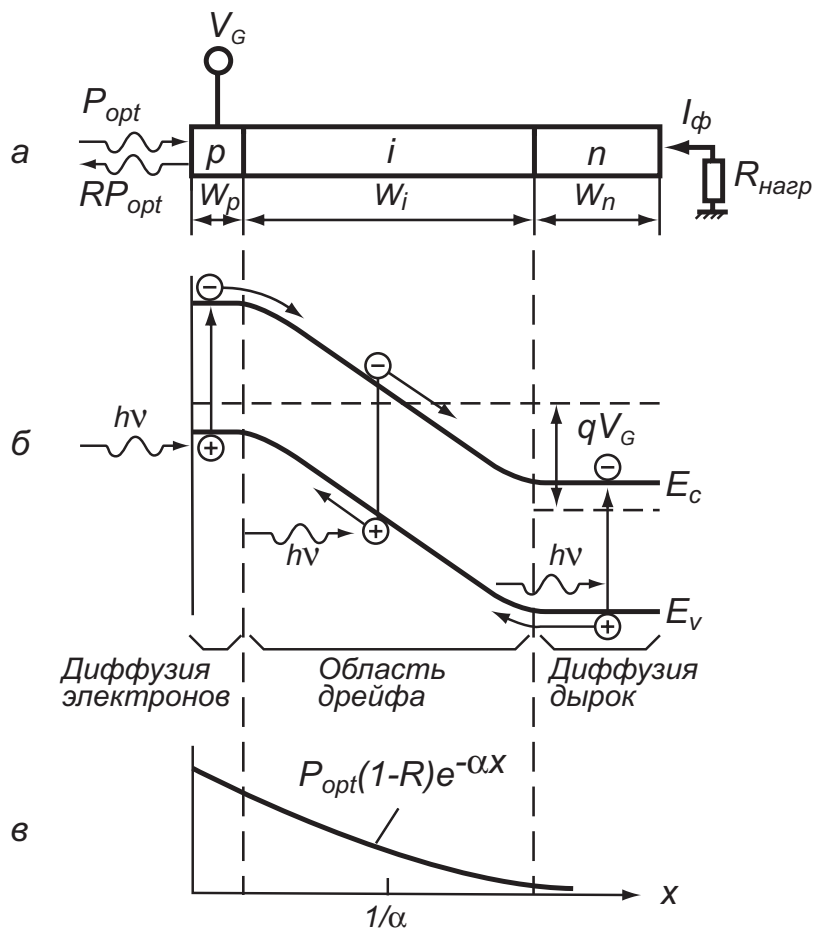


Рис. 11.11. Принцип работы $p-i-n$ фотодиода:

a – поперечный разрез диода; b – зонная диаграмма в условиях обратного смещения; $в$ – распределение интенсивности излучения

Структура $p-i-n$ фотодиода спроектирована так, чтобы избежать недостатков фотодиода $p-n$ типа. Но все основные принципы регистрации сохраняются.

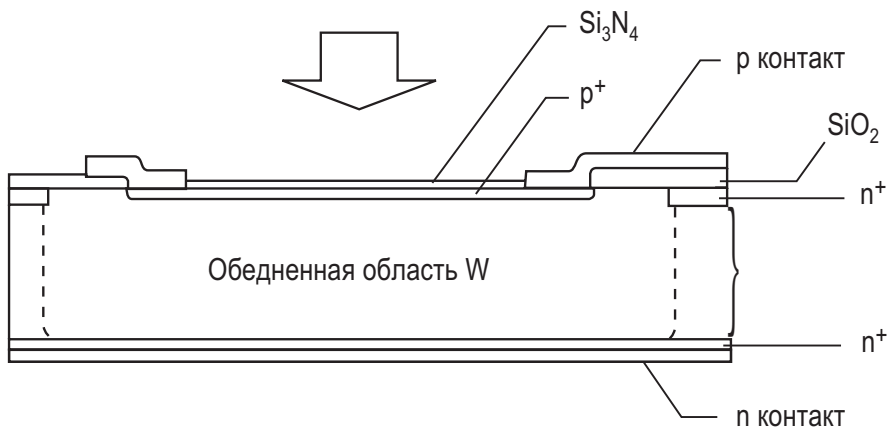


Рис. 11.12. Конструкция $p-i-n$ фотодиода

Введение слоя собственного полупроводника между p - и n -слоями примесного полупроводника позволяет существенно увеличить размер области пространственного заряда.

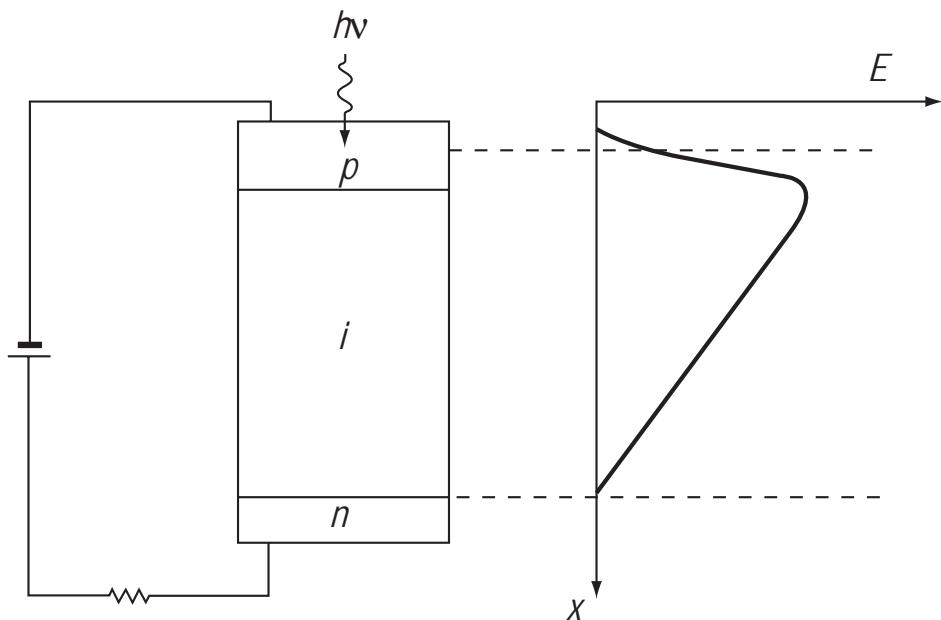


Рис. 11.13. Принцип действия $p-i-n$ фотодиода

В i -слое свободные носители практически отсутствуют и силовые линии электрического поля, начинающие с доноров в n -области, без экранировки проходят через i -слой и заканчиваются на акцепторах p -области.

Ширина i -слоя составляет обычно 500–700 мкм. В отличие от i -зоны, легированные слои сделаны очень тонкими. Все вместе это сделано для того, чтобы все оптическое излучение поглощалось в i -слое и сокращалось время переноса зарядов из i -зоны в легированные области.

В результате падающие фотоны возбуждают ток во внешнем контуре более эффективно и с меньшим запаздыванием. Носители, образующиеся внутри обедненной зоны, мгновенно сдвигаются в сильном электрическом поле к p - и n -областям диода соответственно.

Квантовая эффективность таких диодов обычно достигает 80 %. Для диодов, сконструированных для применения в оптоволоконных линиях емкость перехода равна 0,2 пФ, при рабочей поверхности диода 200 мкм.



Рис. 11.14. p - i - n фотодиод SHF 202 [68]

Итак, основное преимущество p - i - n фотодиода заключается в высоких скоростях переключения, так как поглощение излучения происходит в i -слое, где за счет дрейфового переноса реализуются высокие скорости для носителей заряда.

Другим преимуществом является высокая квантовая эффективность, поскольку толщина i -слоя обычно больше обратного коэффициента поглощения и все фотоны поглощаются в i -слое.

Использование гетеропереходов для p - i - n фотодиодов позволяет избежать поглощения света в базе фотодиода.

11.4.5. Лавинные фотодиоды

Лавинный фотодиод – это фотоприемник, в котором повышение квантовой эффективности реализуется за счет внутреннего усиления благодаря лавинному умножению в обратносмещенном p - n переходе.

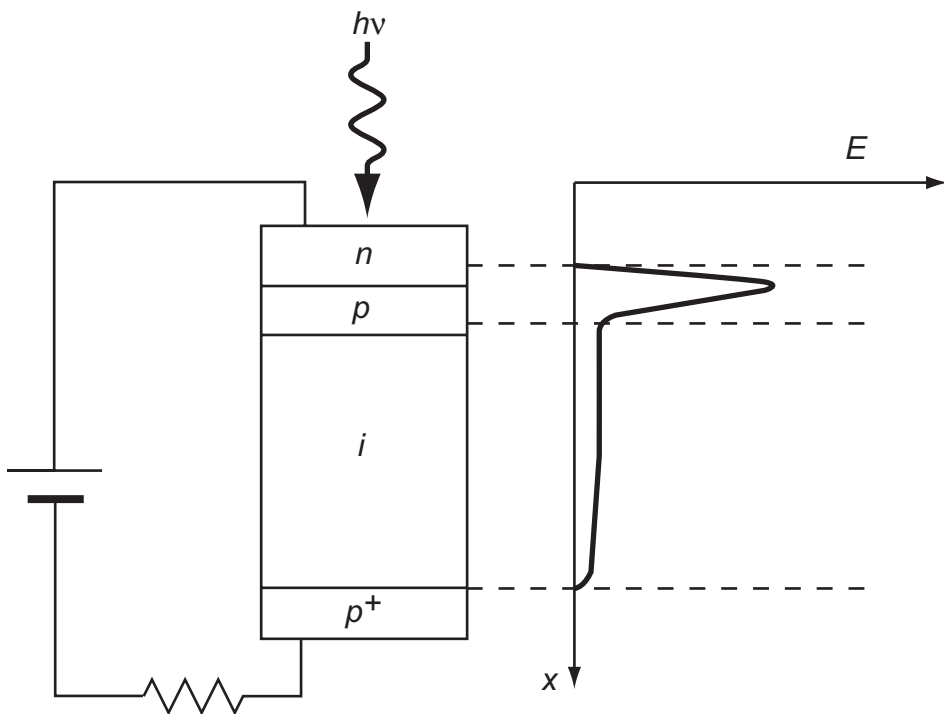


Рис. 11.15. Принцип действия лавинного фотодиода

Для реализации лавинного умножения необходимо выполнить два условия:

1. электрическое поле E области пространственного заряда должно быть достаточно большим, чтобы на длине свободного пробега λ электрон набрал энергию, большую, чем ширина запрещенной зоны E_g :

$$qE\lambda > \frac{3}{2}E_g. \quad (11.31)$$

2. ширина области пространственного заряда W должна быть существенно больше, чем длина свободного пробега λ :

$$W \gg \lambda. \quad (11.32)$$

Значение коэффициентов внутреннего усиления составляет $M = 10-100$ в зависимости от типа фотодиодов.

На рисунке 11.16 представлен лавинный фотодиод на германиевой подложке для длин волн 1300 нм. Данный вид лавинного фотодиода является одним из самых распространенных, ввиду своей простоты в изготовлении и высоких характеристик.

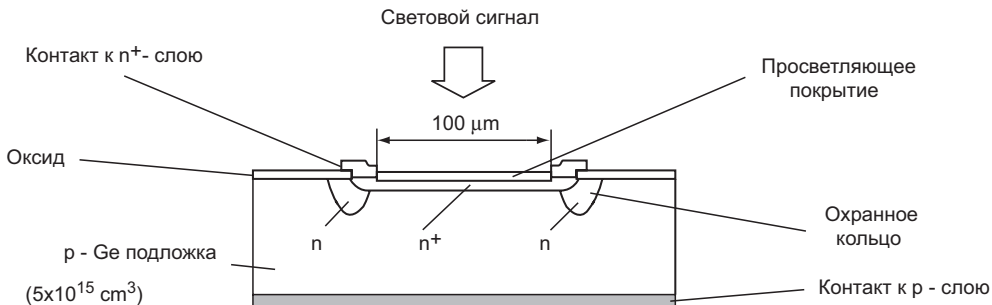


Рис. 11.16. Конструкция лавинного фотодиода

Диод сформирован на германиевой подложке p -типа ($p \sim 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) с последующим созданием n^+ - слоя на поверхности, полученным при помощи диффузии или ионной имплантации. Чтобы избежать поверхностного пробоя n^+ -слой окружен слабо легированным охранным кольцом n -типа. Область регистрации инфракрасного света имеет диаметр 100 мкм, и из-за присутствия охранный кольца, она меньше, чем площадь поверхности n^+ - слоя. Просветляющее покрытие увеличивает квантовую эффективность этого диода.

Требование высоких значений внутреннего усиления накладывают достаточно жесткие ограничения на качество и однородность полупроводникового материала, поскольку коэффициент умножения экспоненциально сильно зависит от напряженности электрического поля.

Требование высоких обратных напряжений и прецизионной установки напряжения питания усложняют их эксплуатацию. Обычно сочетают преимущества лавинного и p - i - n фотоприемника. На рисунке 11.17 как раз приведена такая конструкция — гетероструктура InGaAsP на подложке InP позволяет реализовать быстродействующие фотоприемные устройства с напряжением питания от 300 до 400 вольт.

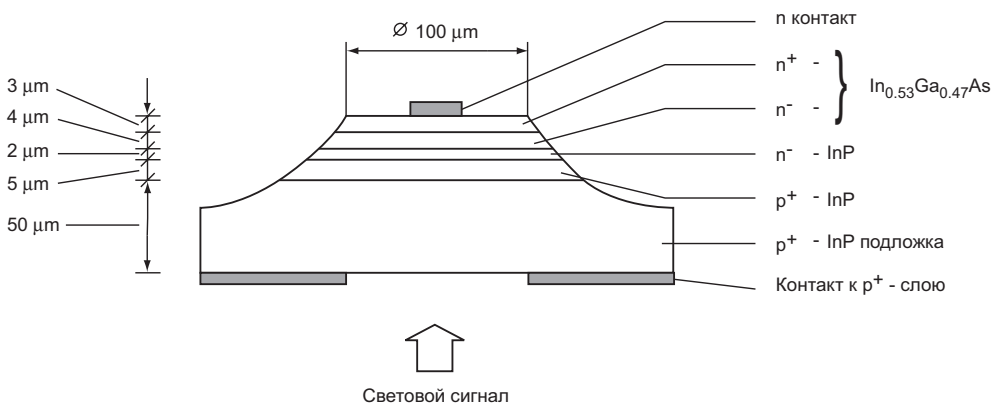


Рис. 11.17. Конструкция лавинного фотодиода на гетероструктуре

11.5. Фототранзисторы

Фототранзистор относится к полупроводниковым фотоэлектрическим приборам с внутренним усилением фототока. Структура фототранзистора эквивалентна структуре обычного биполярного $p-n-p$ транзистора, включенного в схеме с общим эмиттером. В отличие от биполярного транзистора, у фототранзистора отсутствует электрический контакт к базе, а управление током базы осуществляется путем изменения ее освещенности. По этой причине конструктивно фототранзистор имеет только два вывода – эмиттер и коллектор.

На рисунке 11.18 показана схема включения фототранзистора и зонная диаграмма в активном режиме работы.

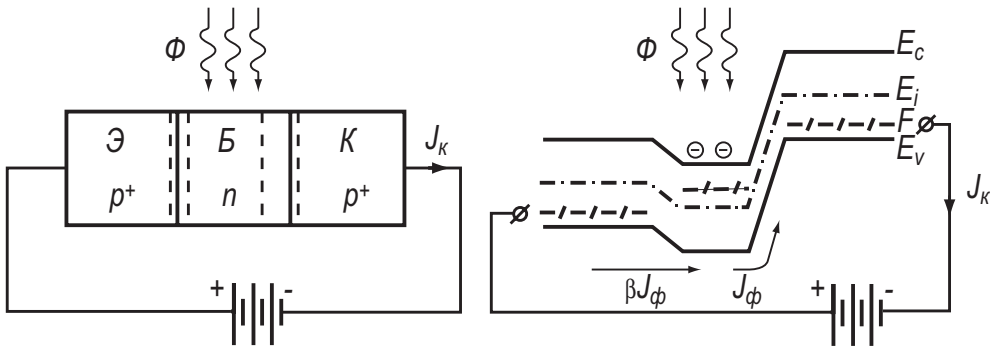


Рис 11.18.

- а) Схема фототранзистора со структурой $p-n-p$;
 б) зонная диаграмма фототранзистора в активном режиме работы

Как уже отмечалось, управление током фототранзистора осуществляется путем освещения базовой области. Рассмотрим для определенности $p-n-p$ фототранзистор. При попадании светового потока на n -область базы в ней генерируются неравновесные электроны и дырки. Дырки будут являться неосновными носителями, увеличение их концентрации приведет к росту дрейфовой компоненты тока из базы в коллектор. Величина первичного «затравочного» фототока будет выражаться такими же соотношениями, как и фототок диода на основе $p-n$ перехода. Отличие только в том, что неравновесные носители, участвующие в фототоке в фототранзисторе, собираются с области базы, ширина которой W меньше, чем диффузионная длина L_p . Поэтому плотность первичного «затравочного» фототока будет

$$j_{\phi} = q \frac{\Delta p \cdot W}{\tau_p}, \quad (11.33)$$

Вследствие того, что неравновесные дырки уходят из базы в коллектор, база заряжена отрицательно относительно эмиттера, что эквивалентно прямому смещению эмиттерного перехода фототранзистора. При прямом смещении эмиттерного $p-n$ перехода появляется инжекционная компонента тока из эмиттера в базу. При коэффициенте передачи эмиттерного тока α в базе рекомбинируют $(1 - \alpha)$ инжектированных носителей или в β раз меньше, чем число инжектированных носителей. В условиях стационарного тока число прорекомбинировавших носителей в базе должно быть равно их числу, ушедшему с первоначальным фототоком. Поэтому инжекционный ток должен быть в β раз больше, чем первичный фототок. Ток коллектора I_K будет состоять из трех компонент: первичного фототока I_Φ , инжекционного βI_Φ и теплового I_{K0} тока.

$$I_K = I_\Phi + \beta I_\Phi = (\beta + 1)I_\Phi + I_{K0}. \quad (11.34)$$

Используя выражение для коэффициента усиления β базового тока через конструктивно-технологические параметры биполярного транзистора, получаем

$$I_K = I_\Phi \frac{2L_p^2}{W^2} + I_{K0}. \quad (11.35)$$

Величина первичного фототока I_Φ выражается через параметры светового потока и характеристики полупроводникового материала стандартным образом

$$I_\Phi = q\Delta p \frac{W}{\tau_p} = qGW = qW\eta\alpha\Phi. \quad (11.36)$$

На рисунке 11.19 приведена вольт-амперная характеристика фототранзистора при различных уровнях освещенности.

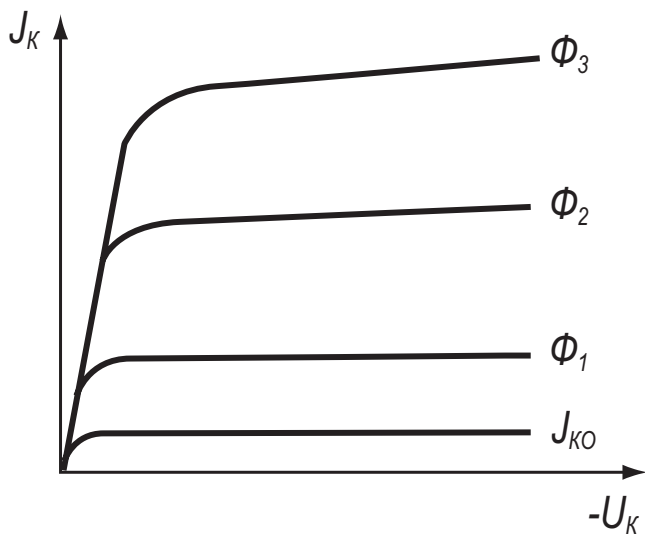


Рис. 11.19. Вольт-амперная характеристика фототранзистора при различных уровнях освещенности ($\Phi_3 > \Phi_2 > \Phi_1$)

Для фототранзисторов, благодаря большому коэффициенту внутреннего усиления, характерна высокая интегральная чувствительность (отношение фототока к падающему световому потоку), достигающая 10 А/лм; спектральная чувствительность определяется свойствами полупроводникового материала.

11.6. МДП-фотоприемники с неравновесным обеднением

11.6.1. Механизмы генерации неосновных носителей в области пространственного заряда

МДП-структуры в состоянии неравновесного обеднения являются физической основой приборов с зарядовой инжекцией и приборов с зарядовой связью [30, 31]. Процессы релаксации неравновесного состояния определяют границы частотного диапазона применения этих приборов. В зависимости от метода измерения можно контролировать либо изменение емкости C МДП-структуры, либо изменение заряда на электродах Q_G в процессе релаксации емкости при постоянном напряжении V_G , либо изменение напряжения на затворе V_G в режиме постоянного заряда Q_M на металлическом электроде.

Рассмотрим МДП-структуру, находящуюся в равновесных условиях при некотором значении напряжения на затворе. Подадим на затвор дополнительно импульс напряжения V_G , выводящий систему из равновесия. Часть напряжения упадет на диэлектрике (V_{ox}), часть – на ОПЗ МДП-структуры

($V_{\text{ОПЗ}} = \psi_s$). ОПЗ в момент $t = 0$ перейдет в неравновесное состояние и будет характеризоваться неравновесными значениями поверхностного потенциала ψ_s , емкости ОПЗ C_{sc} , заряда ОПЗ Q_{sc} . Вследствие генерационно-рекомбинационных процессов ОПЗ будет переходить от неравновесного к равновесному состоянию. Пусть $\tau_{\text{рел}}$ – среднее время, за которое осуществляется этот переход. Ясно, что в зависимости от конкретных условий для МДП-структуры (режим постоянного напряжения V_G или режим постоянного заряда Q_M на полевом электроде) время релаксации $\tau_{\text{рел}}$ будет отличаться. Время релаксации также будет зависеть от начального и конечного состояния ОПЗ, от механизма генерации неравновесных носителей заряда. Последнее будет в основном определять кинетику релаксации ОПЗ.

При релаксации неравновесного обеднения на поверхности полупроводника происходит заполнение потенциальной “ямы” для неосновных носителей до равновесного значения. Существуют четыре основных механизма генерации неосновных носителей, вызывающих заполнение потенциальной ямы. 1 – генерация через объемные локальные центры в ОПЗ, находящиеся в запрещенной зоне полупроводника. 2 – генерация через поверхностные состояния. 3 – диффузионный ток из квазинейтрального объема. 4 – туннельный генерационный ток. При наличии высокого электрического поля в ОПЗ может происходить лавинное умножение неосновных носителей, причем в качестве “затравочного” тока может выступать любой из этих четырех механизмов. Рассмотрим более подробно механизмы генерации неосновных носителей.

Генерация через объемные локальные центры в запрещенной зоне обедненной области пространственного заряда

Найдем выражение для генерационного тока $j_{\text{ген}}$, обусловленного генерацией неравновесных носителей в области пространственного заряда. Пусть ширина ОПЗ равна W , темп генерации $G_n = \frac{dn}{dt}$. На рисунке 11.20 приведена схема наблюдаемых переходов. Величина плотности тока на краю ОПЗ при $x = 0$ будет

$$j_{\text{ген}} = q \int_0^W G(x) dx = q \cdot \frac{dn}{dt} \cdot W, \quad (11.37)$$

если темп генерации G не зависит от ширины ОПЗ.

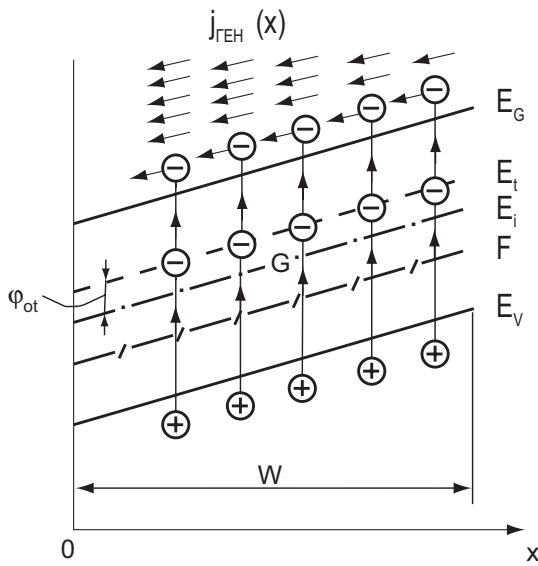


Рис. 11.20. Схема, иллюстрирующая генерацию через объемные уровни в ОПЗ. Дырочный генерационный ток не показан

Для расчета темпа генерации воспользуемся стандартным подходом для рекомбинации Шокли-Рида. Обозначим в общем случае через $f_t = f(E_t)$ вероятность заполнения уровня электронами, $1 - f_t$ – вероятность того, что уровень свободен, $R_{\text{захв}}^n$ – темп захвата электронов на генерационные ловушки

$$R_{\text{захв}}^n = \gamma_n \cdot n \cdot N_t (1 - f_t), \quad (11.38)$$

где γ_n – коэффициент захвата.

Обозначим $R_{\text{выброс}}^n$ – темп выброса электронов с ловушек E_t

$$R_{\text{выброс}}^n = \beta_n \cdot f_t \cdot N_t, \quad (11.39)$$

где β_n – коэффициент выброса.

Разность между темпом захвата и выброса будет определять динамику изменения числа электронов в зоне проводимости

$$-\frac{dn}{dt} = R_{\text{захв}}^n - R_{\text{выброс}}^n = \gamma_n \cdot n \cdot N_t (1 - f_t) - \beta_n f_t N_t. \quad (11.40)$$

В состоянии термодинамического равновесия

$$\frac{dn}{dt} = 0; \quad f_t = f_{0t} = \frac{1}{e^{\frac{E_t - E}{kT}} + 1}.$$

Поскольку коэффициенты γ_n , β_n те же самые, что и в неравновесном случае, получаем

$$\beta_n = \frac{\gamma_n \cdot n \cdot N_t (1 - f_{t0})}{f_{t0} \cdot N_t} = \gamma_n \cdot n \cdot \left(\frac{1}{f_{t0}} - 1 \right), \quad (11.41)$$

$$\beta_n = \gamma_n N_c e^{\frac{E_c - F}{kT}} e^{\frac{E_t - F}{kT}} = \gamma_n N_c e^{\frac{E_c - E_t}{kT}}.$$

Обозначим $n_1 \equiv N_c e^{\frac{E_c - E_t}{kT}}$ – число равновесных электронов в зоне проводимости, если бы уровень Ферми совпадал с рекомбинационным уровнем E_t . С учетом выражения (11.41) соотношение (11.40) будет иметь вид

$$-\frac{dn}{dt} = \gamma_n N_t [n(1 - f_t) - n_1 f_t]. \quad (11.42)$$

Уравнение (11.42) определяет скорость изменения электронов n в C -зоне. Аналогично получим и для дырок p в V -зоне

$$-\frac{dp}{dt} = \gamma_p N_t [p \cdot f_t - p_1 \cdot (1 - f_t)]. \quad (11.43)$$

В соотношениях (11.42) и (11.43) поменялись местами f_t и $1 - f_t$, ибо функция заполнения электронов есть f_t , а функция заполнения дырок – $1 - f_t$. Если концентрация рекомбинационных ловушек N_t не очень велика, то числом электронов на ловушках можно пренебречь. Тогда скорости изменения концентраций n и p будут равны

$$\frac{dn}{dt} = \frac{dp}{dt}. \quad (11.44)$$

Подставляя в формулу (11.44) соотношения (11.42) и (11.43), получаем

$$\gamma_n N_t [n(1 - f_t) - n_1 f_t] = \gamma_p N_t [p_1 f_t - p_1 (1 - f_t)].$$

Раскроем скобки и найдем f_t

$$f_t = \frac{\gamma_n \cdot n + \gamma_p \cdot p_1}{\gamma_n (n + n_1) + \gamma_p (p + p_1)}. \quad (11.45)$$

Подставим выражение (11.45) в (11.42) и, исключив из (11.42) f_t , имеем

$$-\frac{dn}{dt} = \frac{\gamma_n \gamma_p N_t (np - n_1 p_1)}{\gamma_n (n + n_1) + \gamma_p (p + p_1)}. \quad (11.46)$$

Рассмотрим применимость соотношения (11.46) для ОПЗ полупроводника, находящегося в неравновесном обеднении. В этом случае

$$pn = n_i^2 \exp\left(\frac{F_n - F_p}{kT}\right) \ll n_i^2 \text{ сами значения концентраций } n, p \text{ также будут}$$

меньше n_i . Произведение $n_1 p_1 = n_i^2$ как произведение равновесных концентраций. Величины $n_1 = n_i e^{\beta \phi_{01}}$; $p_1 = n_i e^{-\beta \phi_{01}}$, где ϕ_{01} – объемное положение рекомбинационного уровня относительно середины запрещенной зоны. Получаем с учетом этого из уравнения (11.46)

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n_i}{\frac{1}{\gamma_n N_t} \left(e^{\beta\varphi_{0t}} + \frac{\gamma_n}{\gamma_p} e^{-\beta\varphi_{0t}} \right)} = \frac{n_i}{\tau_{\text{эф}}}, \quad (11.47)$$

$$\text{где } \tau_{\text{эф}} = \frac{1}{\gamma_n N_t} \left(e^{\beta\varphi_{0t}} + \frac{\gamma_n}{\gamma_p} e^{-\beta\varphi_{0t}} \right) = \tau_n \left(e^{\beta\varphi_{0t}} + \frac{\gamma_n}{\gamma_p} e^{-\beta\varphi_{0t}} \right).$$

Здесь $\tau_n = \frac{1}{\gamma_n N_t}$ – время жизни неравновесных электронов n при малом

уровне возбуждения в полупроводнике p -типа. Величина $\frac{dn}{dt}$ положительна,

что свидетельствует о преобладании генерации над рекомбинацией при неравновесном обеднении ОПЗ. Подставляя выражение (11.47) в (11.37), получаем для генерационного тока

$$j_{\text{ген}}^{(\text{ОПЗ})} = \frac{qn_i}{\tau_{\text{эф}}} \cdot W. \quad (11.48)$$

Генерация через поверхностные состояния

Для генерации через поверхностные состояния (ПС) также будет справедливо соотношение (11.46), только под n и p в этом случае следует понимать поверхностные концентрации электронов n_s и дырок p_s , а под N_{ts} – концентрацию поверхностных генерационных состояний. Все остальные обозначения остаются прежними. Перепишем соотношение (11.46)

$$-\frac{d\Gamma_n}{dt} = \frac{\gamma_n \gamma_p N_{\text{ts}} (n_s p_s - n_1 p_1)}{\gamma_n (n_s + n_1) + \gamma_p (p_s + p_1)}. \quad (11.49)$$

До тех пор, пока на поверхности будет неравновесное обеднение, величины $n_s, p_s \ll n_1, p_1$. Поэтому темп генерации через ПС, а следовательно, и генерационный ток будут иметь точно такое же выражение, как и при генерации в объеме. Поскольку число генерационных ПС N_{ts} определяется на единицу площади, то и в темпе генерации под Γ_n надо понимать число носителей, возникающих на единицу поверхности (эквивалент $\frac{d\Gamma_n}{dt}$ в объеме

$$\frac{dn}{dt} \cdot W)$$

$$j_{\text{ген}}^{(\text{ПС})} = q \frac{d\Gamma_n}{dt} = \frac{q \cdot n_i^2}{1/\gamma_n N_{\text{ts}} \left[(n_s + n_1) + \gamma_n/\gamma_p (p_s + p_1) \right]}. \quad (11.50)$$

Для неравновесной ОПЗ произведение $p_s n_s$ всегда будет меньше, чем $n_1 \cdot p_1 = n_i^2$. Однако при наличии инверсионных слоев в знаменателе (11.50) уже нельзя пренебречь концентрациями p_s и n_s . Для n -инверсионного слоя будет доминировать первый член, поэтому

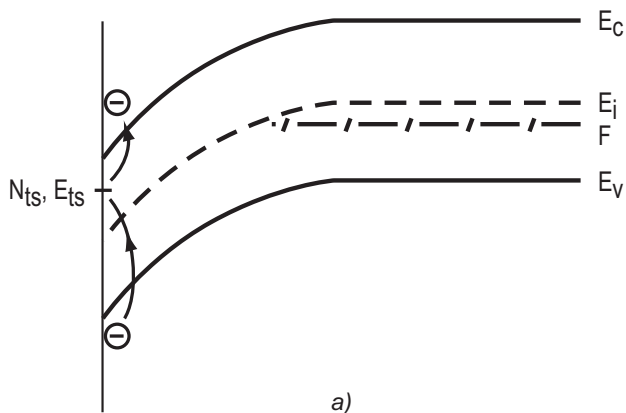
$$j_{ген}^{(ПС)} = \frac{qn_i^2}{1/\gamma_n N_{ts} (n_s + n_1)}. \quad (11.51)$$

Из соотношения (11.51) видно, что как только в инверсионном слое возникнет число свободных электронов n_s , сравнимое либо большее n_1 , генерационный ток через ПС резко падает. Физически это означает, что при росте n_s начинают идти обратные переходы электронов из C -зоны на ПС, и темп генерации резко падает. Эти процессы показаны на рисунке 11.21.

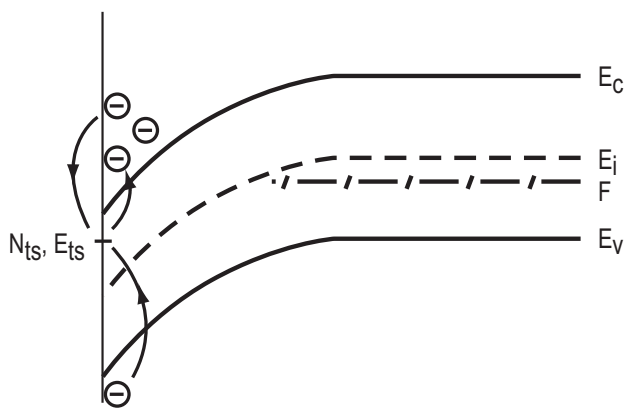
Полезно сравнить генерационные токи через ПС в обеднении и через объемные уровни в неравновесной ОПЗ. Из соотношений (11.48) и (11.50) видно, что при прочих равных условиях

$$\frac{j_{ген}^{(ОПЗ)}}{j_{ген}^{(ПС)}} = \frac{N_{tv} \cdot W}{N_{ts}}. \quad (11.52)$$

Из уравнения (11.52) следует, что генерационные токи через ПС и обедненную область сравнимы, если число генерационных центров на единицу площади в обоих случаях одинаково.



а)



б)

Рис. 11.21. Схема генерации через ПС

а) в области обеднения; б) при наличии инверсионного слоя

При конечных размерах МДП-структуры те ПС, которые расположены по периметру металлического затвора, будут находиться в несколько других условиях, чем ПС под затвором. Действительно, на краю ОПЗ у полевого электрода инверсионный канал не образуется, при релаксации всегда есть область ОПЗ, находящаяся в неравновесных условиях, и для нее величина $n_s \ll n_1$. Следовательно, генерационный ток через ПС на краю ОПЗ не будет зависеть от поверхностного потенциала ψ_s и будет оставаться постоянным в процессе релаксации неравновесного обеднения.

Дрейфовый ток неосновных носителей из квазинейтрального объема

Рассмотрим зонную диаграмму ОПЗ в равновесном состоянии и в состоянии неравновесного обеднения. Для инверсионных изгибов зон в полупроводнике p -типа в равновесном состоянии в ОПЗ существуют две компоненты потоков для электронов – диффузионная (из ОПЗ) и дрейфовая (в ОПЗ). Если в момент $t = 0$ на поверхности создано неравновесное обеднение, то в ОПЗ есть только дрейфовая компонента $j_{др}$, которая будет “сгребать” электроны из ОПЗ в инверсионный канал. На границе квазинейтрального объема полупроводника возникнет градиент концентрации, который вызовет диффузионный поток электронов в квазинейтральном объеме полупроводника. Затем неосновные носители попадают в ОПЗ и уносятся электрическим полем к границе раздела полупроводник-диэлектрик. Найдем, чему будет равен этот ток $i_{др}$. Скорость диффузии неосновных носителей $v_{diff} = \frac{L_n}{\tau_n}$, где L_n – диффузионная длина, τ_n – время жизни. Тогда ток $j_{др}$ будет обусловлен электронами, находящимися в цилиндре с площадью $S = 1$ и длиной $l = v_{diff}$. Получаем

$$j_{др} = \frac{qn_{p_0}L_n}{\tau_n} = \frac{qn_{p_0}D_n}{L_n}. \quad (11.53)$$

Соотношение (11.53) представляет собой одну из компонент обратного тока p - n перехода и при более строгом выводе будет иметь тот же самый вид. На рисунке 11.22 показана схема наблюдаемых переходов при учете дрейфового тока неосновных носителей из квазинейтрального объема.

Туннельный ток

При высоких величинах напряженности электрического поля E в ОПЗ возможны туннельные переходы электронов из валентной зоны в зону проводимости. На рисунке 11.23 показана схема таких переходов. В первом приближении выражение для туннельного тока в обедненной области эквивалентно выражению для тока туннельной инжекции Фаулера – Нордгейма и имеет вид

$$J_T = \frac{\sqrt{2m^*} \cdot q^2 \cdot E \cdot V}{4\pi^2 \hbar^2 E_0^{1/2}} \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m^*} E_g^{3/2}}{3q\hbar E}\right). \quad (2.18)$$

Характерное расстояние для туннельных переходов L_T , как видно из рисунка 11.23, в значительной мере зависит от ширины запрещенной зоны полупроводника E_g и величины электрического поля E . Так, при поле $E = 10^6$ В/см величина L_T будет для Si $L_T = 1100 \text{ \AA}$, для InAs $L_T = 360 \text{ \AA}$ и для InSb $L_T = 170 \text{ \AA}$.

Как видно из соотношения (11.54) и рисунка 11.23, туннельный ток будет больше для узкозонных полупроводников с высоким значением легирующей концентрации.

Лавинное умножение в ОПЗ

При высоких значениях напряженности электрического поля в неравновесной части ОПЗ первичные электроны могут на длине свободного пробега λ набирать энергию ΔE , достаточную для дополнительной генерации электронно-дырочной пары, если величина $\Delta E = qE\lambda \geq E_g$. Процесс генерации дополнительных носителей за счет этого эффекта получил название лавинного умножения. Эффективность лавинного умножения характеризуется коэффициентом ударной ионизации α , который равен числу электронно-дырочных пар, генерируемых одним электроном (или дыркой) на единице пути. По физическому смыслу величина α^{-1}

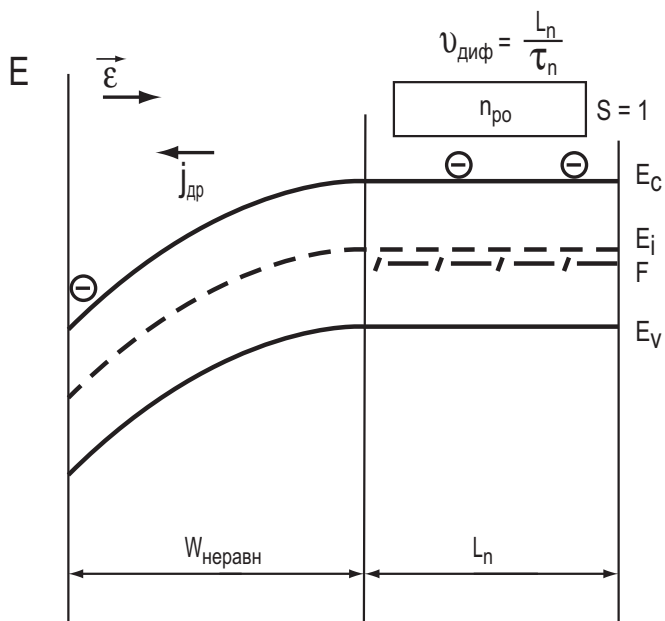
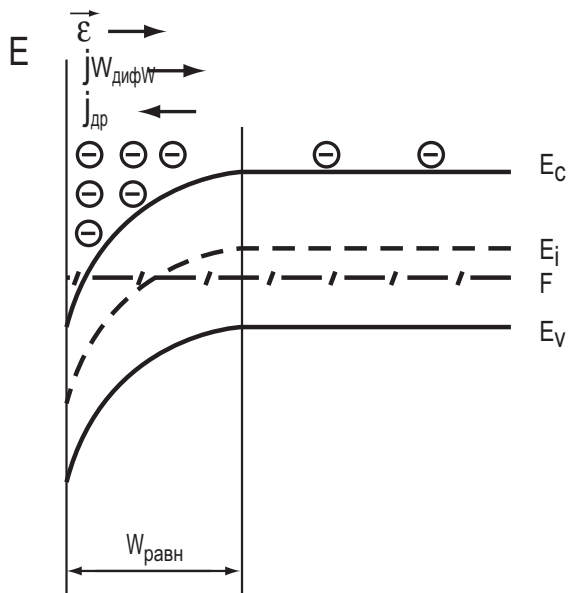


Рис. 11.22. Дрейфовые и диффузионные токи электронов в ОПЗ
 а) равновесное состояние; б) неравновесное обеднение

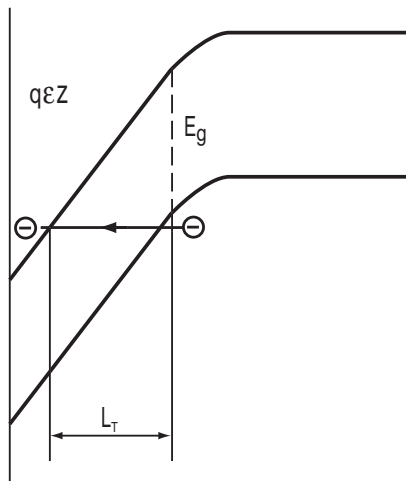


Рис. 11.23. Модель туннельного генерационного тока

будет равна среднему расстоянию $\langle z \rangle$, на котором горячий электрон генерирует одну электронно-дырочную пару. Коэффициент ударной ионизации $\alpha_{n,p}$ экспоненциально сильно зависит от напряженности электрического поля E . На рисунке 11.24 приведены зависимости α_p и α_n от напряженности поля E для кремния. Поскольку электрическое поле в ОПЗ распределено линейно по обедненной области, то пространственно лавинное умножение будет проходить неоднородно по ширине ОПЗ. На рисунке 11.25 схематически показан процесс лавинного умножения, а на рисунке 11.24 верхняя ось соответствует координатной зависимости в ОПЗ (p -Si, $\rho = 1 \text{ Ом}\cdot\text{см}$) коэффициентов умножения электронов и дырок. Лавинное умножение приведет к тому, что исходный «затравочный» ток j_0 в ОПЗ будет усилен в M раз, где M – коэффициент умножения

$$j_{\text{вых}} = j_0 \cdot M. \quad (11.55)$$

Выражение для коэффициента умножения M определяется коэффициентом ударной ионизации $\alpha_{n,p}$ и имеет вид

$$\frac{1}{M_p} = 1 - \int_0^w \alpha_p \exp \left[- \int_0^x (\alpha_p - \alpha_n) dx' \right] dx. \quad (11.56)$$

Аномальная генерация в ОПЗ

При исследовании генерационных характеристик области пространственного заряда часто встречаются локальные геометрические участки в ОПЗ размером от единиц до сотен микрон, характеризующиеся повышенным темпом генерации неравновесных носителей. Такие области получили название областей аномальной генерации. Общеизвестно, что аномальная генерация

обусловлена структурными, фазовыми или зарядовыми неоднородностями МДП-структур.

Физические механизмы генерации неосновных носителей, проявляющиеся при аномальной генерации, те же, что были рассмотрены в предыдущих разделах. Рассмотрим на примере неоднородности в зарядовом состоянии подзатворного диэлектрика МДП-структур, как может проявиться в МДП-структуре локальный повышенный темп генерации неравновесных носителей.

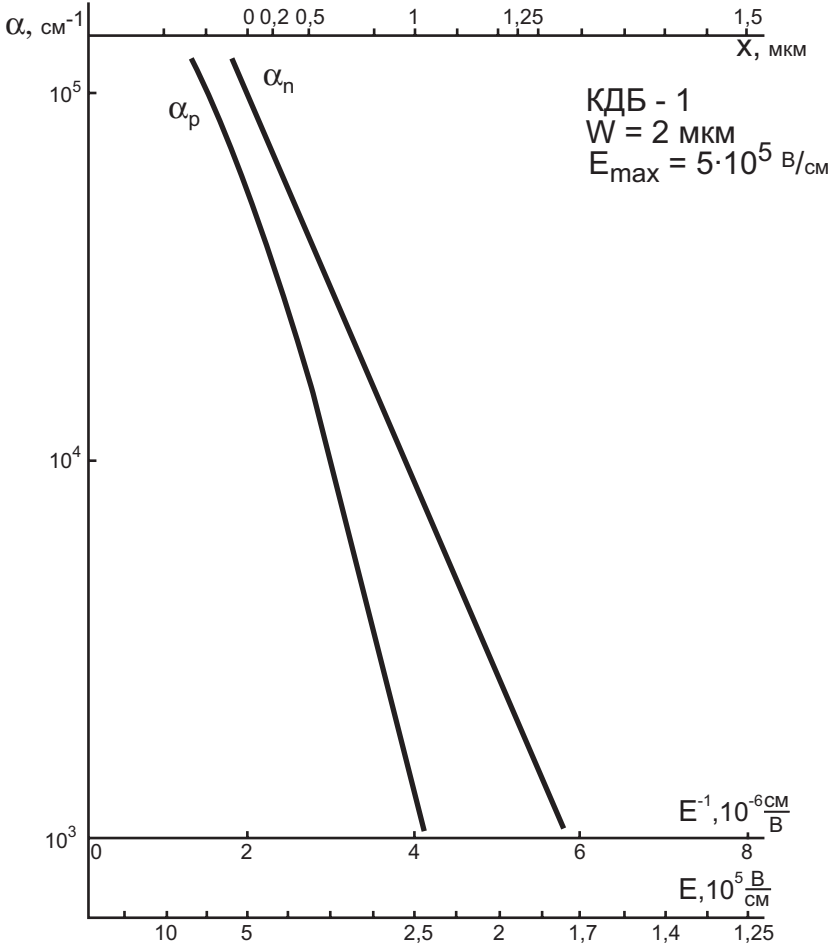


Рис. 11.24. Зависимость коэффициентов ударной ионизации электронов α_n и дырок α_p от электрического поля E в ОПЗ кремния

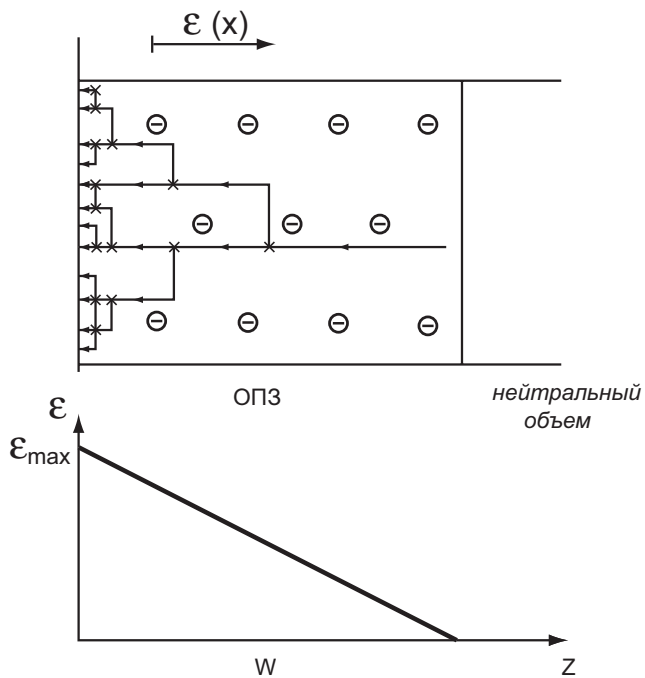


Рис. 11.25. Схема, иллюстрирующая лавинное умножение электронов в ОПЗ (дырки на схеме не показаны)

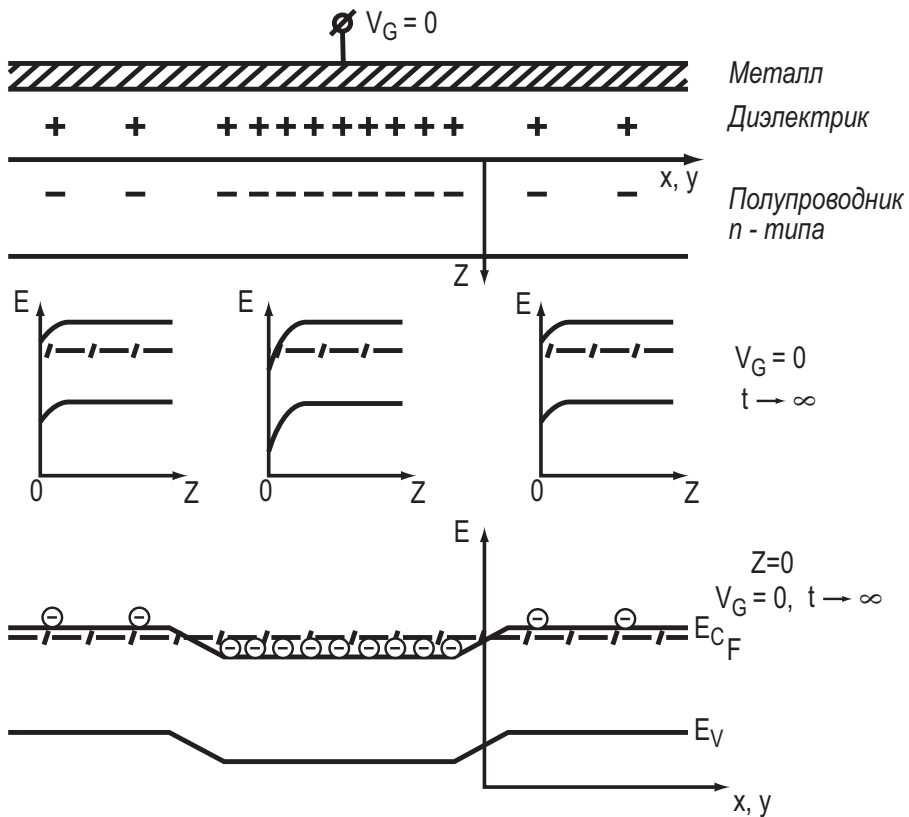


Рис. 11.26. Зонная диаграмма МДП-структуры с неоднородным встроенным в диэлектрик зарядом

На рисунках 11.26, 11.27, 11.28 приведены схема МДП-структуры с зарядовой неоднородностью и зонные диаграммы состояния ОПЗ на разных участках. Подадим импульс напряжения $V_G < 0$ такой, что ОПЗ полупроводника в момент времени $t = 0$ переходит в неравновесное обеднение, кроме части ОПЗ с повышенной концентрацией встроенного заряда (на рис. 11.27 изображена в центре). В неравновесном состоянии ОПЗ при $z = 0$ подобна туннельному диоду при обратном смещении. Поэтому в случае реализации резкой границы (малый встроенный заряд – большой встроенный заряд) будет идти туннельный генерационный ток дырок. Схема этого процесса изображена на рисунке 11.27. Зонная диаграмма, иллюстрирующая равновесное состояние, приведена на рисунке 11.28.

Для реализации туннельного процесса необходима небольшая ширина индуцированного $p^+ - n^+$ перехода на поверхности, порядка $\sim 100 \text{ \AA}$. Отметим, что при плотности встроенного заряда $N_{\text{ox}} = 10^{12} \text{ см}^{-2}$ среднее расстояние между зарядами $\langle a \rangle$ составляет как раз $\langle a \rangle = 100 \text{ \AA}$. Следовательно, при неоднородности встроенного заряда больше, чем 10^{12} см^{-2} , возможен локальный

механизм генерации неосновных носителей типа параллельного поверхностного туннельного диода.

Другой тип аномальной генерации может быть обусловлен повышенной локальной концентрацией в ОПЗ рекомбинационных центров N_t Шокли-Рида. Третий тип аномальной генерации может быть обусловлен повышенной локальной концентрацией в ОПЗ легирующей примеси $N_{D,A}$ и реализацией перпендикулярного к поверхности туннельного диода.

11.6.2. Время релаксации неравновесного обеднения

Пусть импульсом напряжения на затворе V_G в момент времени $t = 0$ МДП-структура из равновесного состояния переведена в состояние неравновесного обеднения. Вследствие генерационных процессов неравновесное состояние будет релаксировать. Под временем релаксации неравновесного обеднения $\tau_{\text{рел}}$ обычно понимают среднее время, за которое МДП-структура перейдет.

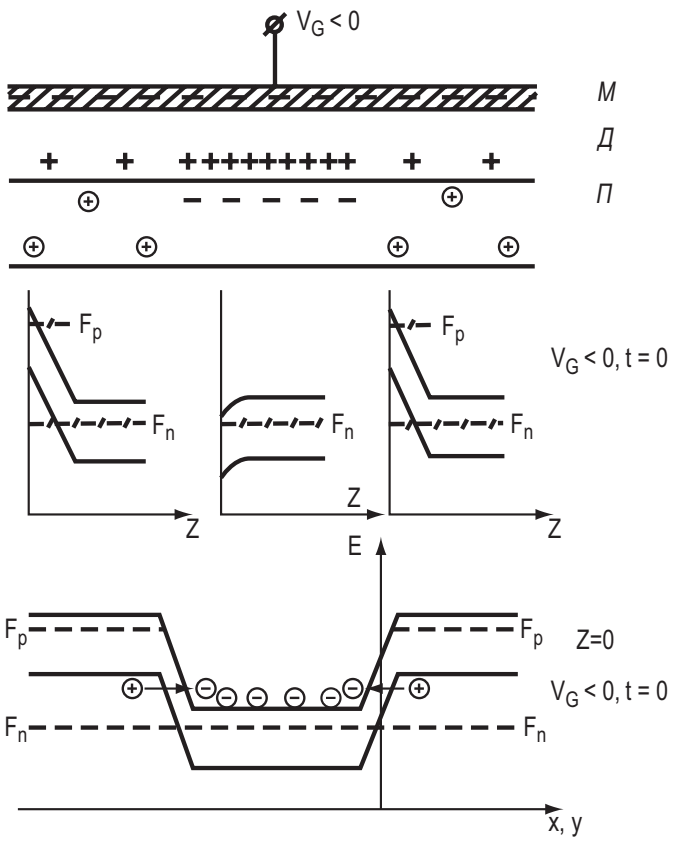


Рис. 11.27. Зонная диаграмма МДП-структуры, иллюстрирующая туннельный генерационный ток при неравновесном обеднении на краю зарядовой неоднородности

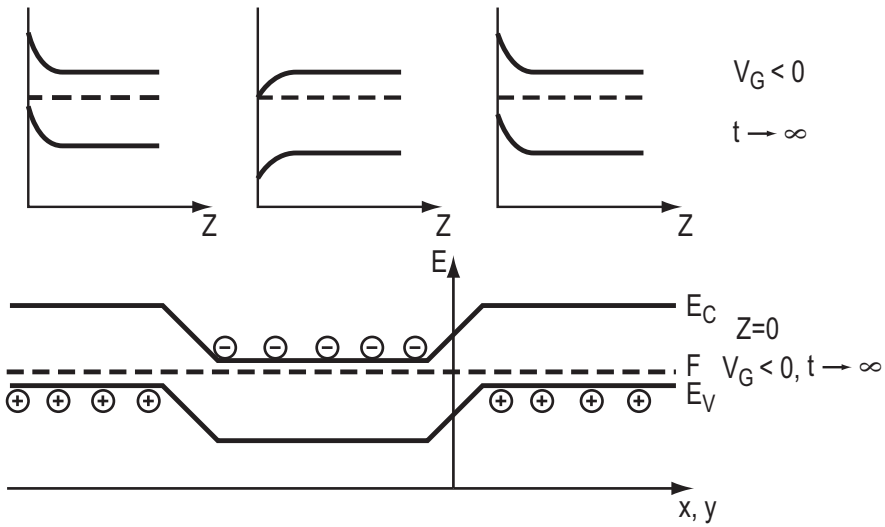


Рис. 11.28. Зонная диаграмма МДП-структуры, иллюстрирующая равновесное состояние после завершения релаксационных процессов

от неравновесного к равновесному состоянию. Величина времени релаксации $\tau_{\text{рел}}$ зависит от того, в каком режиме – постоянного заряда на затворе $Q_B = \text{const}$ или постоянного напряжения на затворе $V_G = \text{const}$ происходила релаксация неравновесного обеднения. Время релаксации зависит также от доминирующего механизма генерации неосновных носителей, параметров МДП-структуры и величины тестирующего сигнала.

Время релаксации в режиме постоянного заряда на затворе

При условии постоянного заряда на затворе $Q_G = \text{const}$ постоянным будет и заряд в ОПЗ ($Q_G = Q_{\text{sc}} = \text{const}$). Поскольку релаксация ОПЗ происходит при условии постоянства заряда в ОПЗ ($Q_{\text{sc}} = \text{const}$), то $Q_p + Q_B = \text{const}$ и увеличение заряда свободных электронов сопровождается уменьшением ширины неравновесной ОПЗ W . Для объемной генерации и рекомбинации Шокли – Рида генерационный ток

$$j_{\text{ген}} = \frac{qn_i}{\tau_0} W(t). \quad (11.57)$$

Тогда заряд свободных дырок Q_p

$$Q_p = \int_0^t j_{\text{ген}}(t) dt = \frac{qn_i}{\tau_0} \int_0^t W(t) dt. \quad (11.58)$$

Величина заряда ионизированных доноров Q_B равна $Q_B = qN_D W(t)$. Поскольку $\frac{\partial Q_p}{\partial t} = \frac{\partial Q_B}{\partial t}$, получаем $qn_i \frac{W(t)}{\tau_0} = qN_D \frac{dW(t)}{dt}$. Отсюда, разделяя переменные и интегрируя, получаем

$$W(t) = W(0) \exp\left(-\frac{n_i}{N_D} \frac{t}{\tau_0}\right), \quad (11.59)$$

где $W(0)$ – ширина неравновесного участка ОПЗ в момент времени $t = 0$.

Таким образом, время релаксации ОПЗ при объемном механизме генерации будет равно

$$\tau_{\text{рел}} = \tau_0 \frac{N_D}{n_i}. \quad (11.60)$$

Время релаксации $\tau_{\text{рел}}$ определяется вероятностью захвата электронов γ_n и дырок γ_p , числом генерационных центров N_t , их энергетическим положением φ_{0t} относительно уравнения Ферми, температурой T , собственной концентрацией n_i и концентрацией примеси в подложке N_D . Значение τ_0 в (11.60) будет

$$\tau_0 = \tau_n \left(e^{\beta\varphi_{0t}} + \frac{\gamma_n}{\gamma_p} e^{-\beta\varphi_{0t}} \right), \quad (11.61)$$

где τ_n – время жизни неравновесных электронов.

Из соотношений (11.60) и (11.61) следует, что определяемое время релаксации $\tau_{\text{рел}}$ сложным образом связано со временем жизни неравновесных носителей τ_n , а рассчитанная из уравнения (11.60) величина τ_0 , как правило, будет больше, чем время жизни τ_n .

В уравнении (11.59) величина времени релаксации $\tau_{\text{рел}}$ определяется значением (11.60) как время, за которое ширина ОПЗ уменьшилась в “ e ” раз по сравнению с шириной ОПЗ в момент времени $t = 0$. Отметим, что $\tau_{\text{рел}}$ в режиме $Q_G = \text{const}$ не зависит от величины начального внешнего напряжения V_G и величины импульса напряжения ΔV_G , переводящего МДП-структуру в неравновесное обеднение.

Время релаксации в режиме постоянного напряжения на затворе

Представляет определенный интерес сравнить кинетику релаксации ОПЗ в режиме постоянного заряда $Q_G = \text{const}$ с кинетикой релаксации в режиме постоянного напряжения $V_G = \text{const}$. В случае $V_G = \text{const}$ из уравнения электронейтральности следует, что

$$C_{\text{ox}} \frac{d\psi_s}{dt} - \frac{\partial Q_p}{\partial t} + \frac{\partial Q_B}{\partial t} = 0. \quad (11.62)$$

Воспользуемся следующим соотношением

$$W(t) = \left[\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 (\psi_s^{(n)} - \psi_s^{(p)})}{qN_D} \right]^{1/2}. \quad (11.63)$$

Поскольку

$$\frac{dW}{dt} = \left[\frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{2qN_D (\psi_s^{(n)} - \psi_s^{(p)})} \right]^{1/2} \frac{d\psi_s^{(n)}}{dt} \equiv C_B \cdot \frac{d\psi_s^{(n)}}{dt}, \quad (11.64)$$

где C_B – емкость обедненной области.

Следовательно,

$$\frac{d\psi_s^{(n)}}{dt} = \frac{1}{C_B} \frac{dW}{dt}. \quad (11.65)$$

Подставляя (11.65) в (11.66) и проведя перестановки, получаем

$$qn_i \frac{W(t)}{\tau_0} = \left(1 + \frac{C_{\text{ox}}}{C_B} \right) \frac{dW(t)}{dt}. \quad (11.66)$$

Решение уравнения (11.66), так же как и (11.58), дает экспоненциальную зависимость ширины ОПЗ $W(t)$ от времени t

$$W(t) = W(0) e^{-t/\tau_{\text{пер}}}; \quad (11.67)$$

$$\tau_{\text{пер}} = \tau_0 \frac{N_D}{n_i} \left(1 + \frac{C_{\text{ox}}}{C_B} \right).$$

Отметим, что величина емкости обедненного слоя C_B в соотношении (11.66) – усредненная величина согласно уравнению (11.64).

Сравнение времени релаксации $\tau_{\text{пер}}$ в режиме постоянного заряда и постоянного напряжения дает

$$\tau_{\text{пер}}(V_G = \text{const}) > \tau_{\text{пер}}(Q_G = \text{const});$$

$$\frac{\tau_{\text{пер}}(V_G = \text{const})}{\tau_{\text{пер}}(Q_G = \text{const})} = 1 + \frac{C_{\text{ox}}}{C_B} > 1. \quad (11.68)$$

Физически этот факт обусловлен тем, что в режиме $V_G = \text{const}$ необходимо нагенерировать в ОПЗ большее число неосновных носителей для инверсионного слоя, чем в режиме $Q_G = \text{const}$.

11.6.3. Дискретные МДП-фотоприемники

Рассмотрим работу фотоприемника на основе МДП-структуры МДП ФПУ в режиме прибора с зарядовой инжекцией. На рисунке 11.29 показана зонная диаграмма, иллюстрирующая его работу. После подачи импульса напряжения $V_G < 0$ за момент времени, равный максвелловскому времени релаксации τ_M , реализуется состояние неравновесного обеднения (рис. 11.29).

Состояние неравновесного обеднения хранится время t , равное времени релаксации неравновесной емкости τ_p . Если за это время в неравновесную ОПЗ попадет квант света в полосе собственного поглощения $h\nu > E_g$, то в ОПЗ произойдет генерация электронно-дырочных пар. Неосновные фотогенерированные носители будут заполнять неравновесную яму у поверхности

(рис. 11.29). Поскольку наблюдается изменение заряда $\frac{\partial Q_p}{\partial t}$ в инверсионном

слое, то через диэлектрик потечет довольно большой ток смещения $J_{см}$, который будет зарегистрирован во внешней цепи. Возможен и другой принцип регистрации фотонов – считывание информационного заряда, как в приборах с зарядовой связью (рис. 11.29).

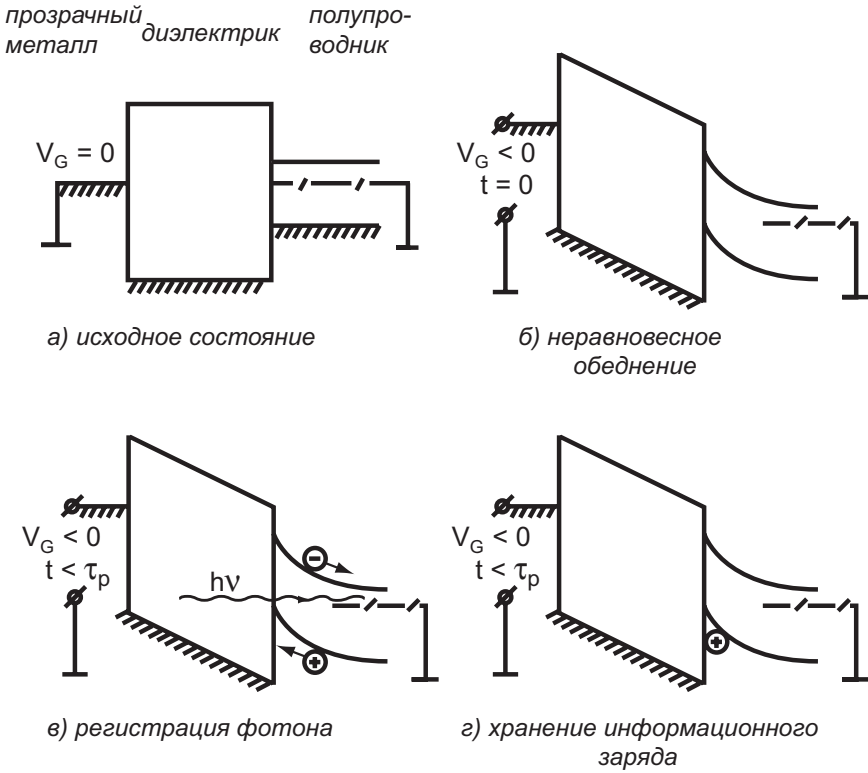


Рис. 11.29. Зонная диаграмма, иллюстрирующая работу МДП-структуры в качестве фотоприемного устройства

Через время t , равное времени релаксации неравновесной емкости τ_p , вследствие термогенерации «яма» для неосновных носителей заполнится. МДП-структура придет в равновесное состояние и утратит способность регистрировать кванты света. Поэтому необходимо привести МДП-структуру

сначала в исходное состояние, а затем снова в состояние неравновесного обеднения. Следовательно, МДП ФПУ будет находиться в рабочем состоянии, если тактовая частота импульсов напряжения V_G будет больше, чем обратное время релаксации неравновесной емкости МДП-структуры.

11.6.4. Матрицы фотоприемников с зарядовой связью (ФПЗС)

Новым типом полевых полупроводниковых приборов, работающих в динамическом режиме, являются приборы с зарядовой связью (ПЗС). На рисунке 11.30 приведена схема, поясняющая устройство и основные физические принципы работы ПЗС. Приборы с зарядовой связью представляют собой линейку или матрицу последовательно расположенных МДП-структур. Величина зазора между соседними МДП-структурами невелика и составляет 1-2 мкм. ПЗС-элементы служат для преобразования оптического излучения в электрические сигналы, и передачи информации от одного элемента электронной схемы к другому. На рисунке 11.30 показан принцип работы трехтактного прибора с зарядовой связью. [8, 68]

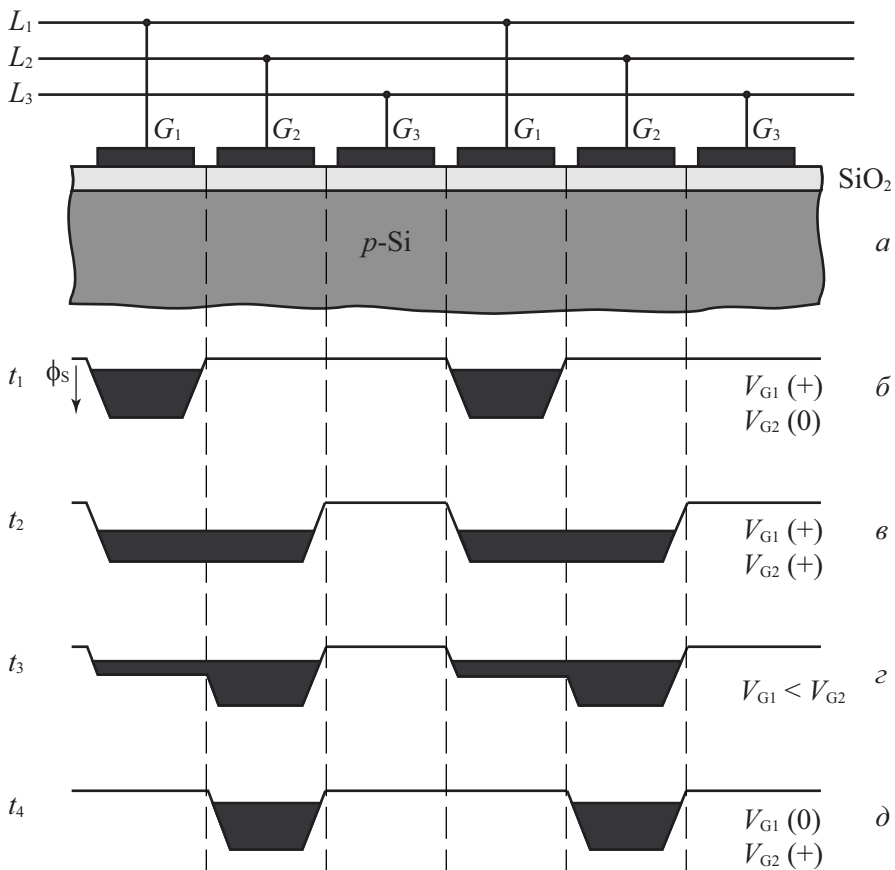


Рис. 11.30. Устройство и принцип работы приборов с зарядовой связью

Рассмотрим принцип работы ПЗС. При подаче обедняющего импульса напряжения V_{G1} на затвор 1-го элемента в ОПЗ полупроводника образуется неравновесный слой обеднения. Для электронов в полупроводнике p -типа это соответствует формированию под затвором 1-го элемента потенциальной ямы. Известно, что неравновесное состояние сохраняется в период времени t порядка времени генерационно-рекомбинационных процессов $\tau_{\text{ген}}$. Поэтому все остальные процессы в ПЗС-элементах должны проходить за времена меньше $\tau_{\text{ген}}$.

Пусть в момент времени $t_1 \gg \tau_{\text{ген}}$ в ОПЗ под затвор 1-го элемента инжектирован каким-либо образом информационный заряд электронов (рис. 11.30б). Теперь в момент времени $t_2 > t_1$, но $t_2 \ll \tau_{\text{ген}}$ на затвор 2-го ПЗС-элемента подадим напряжение такое же, как и напряжение на первом электроде (рис. 11.30в). В этом случае информационный заряд перераспределится между двумя этими электродами. Затем напряжение на втором электроде увеличим, а на первом уменьшим, $V_{G2} > V_{G1}$, что способствует форми-

рованию более глубокой потенциальной ямы для электронов под затвором 2-го элемента. Вследствие диффузии и дрейфа возникнет поток электронов из ОПЗ под 1-м элементом в ОПЗ под вторым элементом, как показано на рисунке 11.30в. Когда весь информационный заряд перетечет в ОПЗ 2-го ПЗС-элемента, напряжение на затворе V_{G1} снимается, а на затворе V_{G2} уменьшается до значения, равного V_{G1} (см. рис. 11.30д). Произошла передача информационного заряда. Затем цикл повторяется, и заряд передается дальше в ОПЗ 3-го ПЗС-элемента.

Для того, чтобы приборы с зарядовой связью эффективно функционировали, необходимо, чтобы время передачи $t_{\text{пер}}$ от одного элемента к другому было много меньше времени генерационно-рекомбинационных процессов ($t_{\text{пер}} \ll \tau_{\text{ген}}$). Не должно быть потерь информационного заряда в ОПЗ вследствие захвата на поверхностные состояния, в связи с чем требуются МДП-структуры с низкой плотностью поверхностных состояний ($N_{\text{ss}} \approx 10^{10} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$) [10, 30].

Приборы с зарядовой связью реализуются в виде матриц размерностью, кратной 2^n . Типичный размер для матрицы емкостью 5 мегапикселей составляет 2048×2048 элементов. На рисунке 11.31 приведена схема ПЗС-матрицы с регистрами сдвига, обеспечивающими считывание информационного заряда с индивидуальных элементов – пикселей.

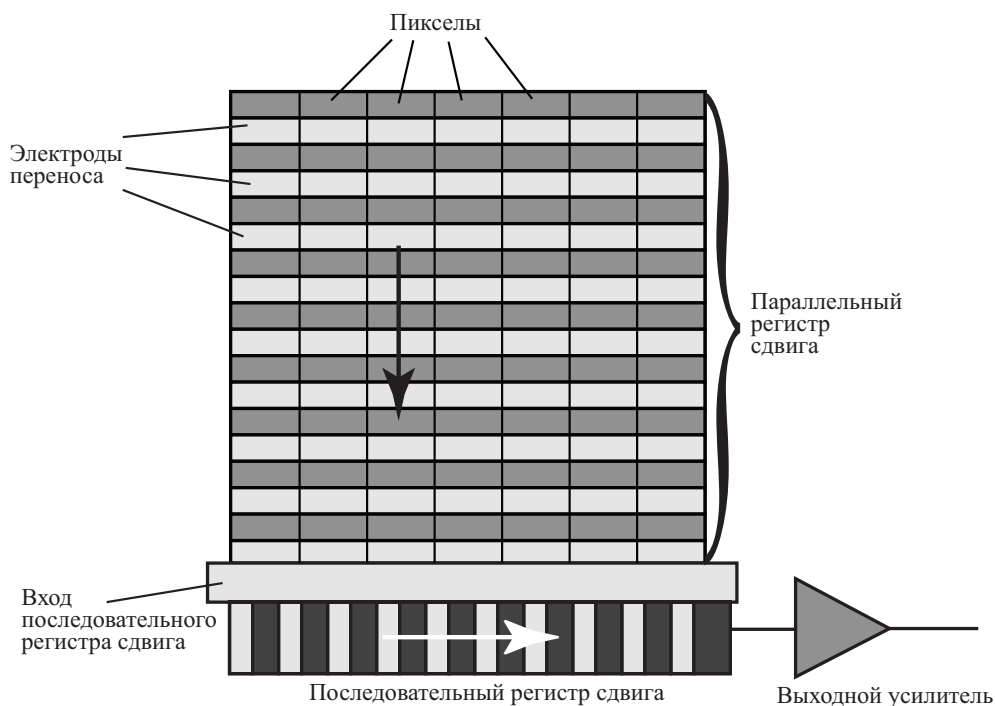


Рис. 11.31. ПЗС-матрица с регистрами сдвига, обеспечивающими считывание информационного заряда с индивидуальных элементов – пикселей

Основное применение матрицы элементов с зарядовой связью нашли в цифровых видеокамерах и фотоаппаратах. Удешевление телевизионных камер на основе ПЗС, уменьшение их габаритов и веса, низкое энергопотребление, простота и надежность в эксплуатации позволили применять их не только в профессиональных студиях, в научных исследованиях, в дорогостоящих системах военного назначения. В настоящее время телекамеры на основе ПЗС-матриц можно встретить в самых разных областях производства, сфере услуг, сервиса, в системах охраны. Появление миниатюрных телекамер с применением ПЗС-матриц с размерами пиксела в несколько микрон позволило применять ПЗС телекамеры в микрохирургии, микробиологии, микровидеооптике, серийное производство ПЗС-матриц осуществляется компаниями Texas Instruments, Ford Aerospace, Sony, Panasonic, Samsung, Hitachi, Kodak.

Среди российских производителей – научно - производственное предприятие «Электрон – Оптроник» и НПП «Силар» из Санкт-Петербурга, которая является единственным в России производителем ПЗС-матриц, применяемых в научных и коммерческих целях. В качестве примера российской продукции приведем матрицу ПЗС марки ISD-077, в которой число элементов

составляет 1040 при размере ячейки 16×16 мкм с общей площадью фоточувствительной поверхности $16,6 \text{ мм}^2$, частотой считывания 10 МГц и эффективностью переноса заряда 0,99999. На ее базе разработана малокадровая цифровая 14-разрядная ПЗС-камера S2C/077, укомплектованная охлаждаемым ПЗС типа ISD-077APF с волоконно-оптическим входным окном. ПЗС-камера предназначена для регистрации изображений в ультрафиолетовом и видимом спектральных диапазонах при низких уровнях освещенности в астрономии, медицине, биологии, научном эксперименте.

Контрольные вопросы

- 11.1 Что такое удельная обнаружительная способность фотоприемника?
- 11.2. В каких типах фотоприемников при регистрации оптического излучения используются основные носители?
- 11.3. В чем различие в конструкции и характеристик фотодиодов с р-п переходом, с рп структурой, с лавинным умножением?
- 11.4. Как можно реализовать внутреннее усиление в фотоприемниках?
- 11.5. В чем заключается принцип работы динамических фотоприемников на основе МДП структур?
- 11.6. Как регистрируется и передается информация в матрицах ФПЗС?

Задачи

- 11.1. Идеальный фотодиод (т.е. с квантовым выходом равным 1) освещается излучением мощностью $P=10$ мВт при длине волны 0.8 мкм. Рассчитать ток и напряжение на выходе прибора, когда детектор используется в режиме фототока и фото-э.д.с. соответственно. Ток утечки при обратном смещении $I_0=10$ нА, рабочая температура $T=300$ К.
- 11.2. Фотодиод на основе р-п перехода имеет квантовый выход 50% на длине волны 0.9 мкм. Рассчитать чувствительность R , поглощенную оптическую мощность P ($I_p=1$ мкА) и число фотонов, поглощенных в секунду на этой длине волны γ_p .
- 11.3. Лавинный фотодиод с коэффициентом умножения $M=20$ работает на длине волны $\lambda=1.5$ мкм. Рассчитать квантовый выход и выходной фототок прибора, если его чувствительность R на этой длине волны равна 0.6 А/Вт при потоке 10^{10} фотонов/с.
- 11.4. Кремниевый лавинный фотодиод имеет коэффициент умножения $M=20$ на длине волны 0.82 мкм при этом квантовый выход 50% и темновой ток 1 нА. Определить число падающих фотонов γ_p на этой длине волны в секунду, обеспечивающее выходной ток прибор (после умножения), больший уровня темнового тока.

Глава 12. Квантовый эффект Холла в двумерном электронном газе

12.1. Двумерные электроны

Как было показано в главе 3, среднее расстояние, на котором локализованы свободные носители в ОПЗ от поверхности полупроводника, невелико и составляет величину $\lambda_c = (20 \div 200) \text{ \AA}$. Оценим величину дебройлевской длины волны λ электрона в кристалле. Считая энергию электрона тепловой, величину эффективной массы равной массе свободного электрона m_0 , имеем для величины λ :

$$\lambda = h[2m_0kT]^{-1/2}. \quad (12.1)$$

Подставляя в (12.1) значения постоянных величин, получаем при комнатной температуре величину длины дебройлевской волны $\lambda \sim 200 \text{ \AA}$. Как следует из приведенных оценок, в инверсионных слоях и слоях обогащения длина дебройлевской волны электрона становится сравнима с его областью локализации в потенциальной яме вблизи поверхности. Очевидно, что при этом становится существенным учет квантовомеханического характера движения свободных носителей в ОПЗ.

12.1.1. Уравнение Шредингера для электрона в ОПЗ

Стационарное состояние, описывающее состояние электрона в ОПЗ в одноэлектронном приближении, будет определяться из решения уравнения Шредингера. [1, 29]

$$H\xi(x, y, z) = E\xi(x, y, z), \quad (12.2)$$

где $\xi(x, y, z)$ – волновая функция, описывающая движение электрона, E – энергия электрона.

Решение (12.2) будем искать, используя метод эффективных масс. Отметим, что при применении метода эффективных масс требуется, чтобы потенциал внешнего поля $\psi(z)$ менялся значительно слабее потенциала поля кристаллической решетки. В ОПЗ, в случае сильного обогащения или инверсии, это условие, вообще говоря, может не выполняться.

Оператор Гамильтона H для ОПЗ с использованием метода эффективных масс будет:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) - q\psi(z). \quad (12.3)$$

Движение электрона в потенциальной яме ОПЗ локализовано только в направлении, перпендикулярном поверхности, вдоль же поверхности, в направлении x и y , электрон движется как свободный с эффективной массой m^* . Будем также считать величину эффективной массы скалярной величиной. В этом случае волновую функцию электрона $\zeta(x,y,z)$ можно представить в виде суперпозиции волновой функции для электрона, двигающегося свободно параллельно поверхности $\xi(x,y) = A \cdot e^{i(k_x x + k_y y)}$, и волновой функции для движения перпендикулярно поверхности $\xi(z)$

$$\xi(x,y,z) = e^{i(k_x x + k_y y)} \xi(z). \quad (12.4)$$

Решение уравнения (12.2) с учетом выражения для N в виде (12.3) и $\xi(x,y,z)$ в виде (12.4) приводит к следующему выражению для энергии электрона в ОПЗ:

$$E(k_x, k_y, n) = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + E_{z_i}, \quad (12.5)$$

где E_{z_i} имеет смысл энергии электрона для движения перпендикулярно поверхности и описывается уравнением

$$\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{\partial^2 \xi(z)}{\partial z^2} [E_{z_i} - q\psi(z)] \xi(z) = 0. \quad (12.6)$$

Решение (12.6) дает квантованный, т.е. дискретный, спектр значений энергии E_{z_i} ($i = 0, 1, 2, \dots$). Величина E_{z_i} , вид волновых функций $\xi_i(z)$ определяются, как следует из (12.6), величиной и законом изменения потенциала $\psi(z)$, т.е. глубиной и формой потенциальной ямы.

Из (12.5) и (12.4) следует, что при каждом значении $i = 0, 1, 2, \dots$ электронный газ в ОПЗ *двумерен*, т.е. полностью описывается волновыми числами k_x, k_y и обладает согласно (12.5) квазинепрерывным спектром энергии. Область энергий, которыми в соответствии с (12.5) может обладать электрон при данном квантовом числе $i = 0, 1, 2, \dots$, называется *поверхностной подзоной*. Поверхностные подзоны представляют собой параболоиды вращения, отстоящие друг от друга по оси энергий на расстояние $\Delta E = E_{z_i} - E_{z_{(i-1)}}$. На рисунке 12.1 приведена зонная диаграмма таких поверхностных подзон.

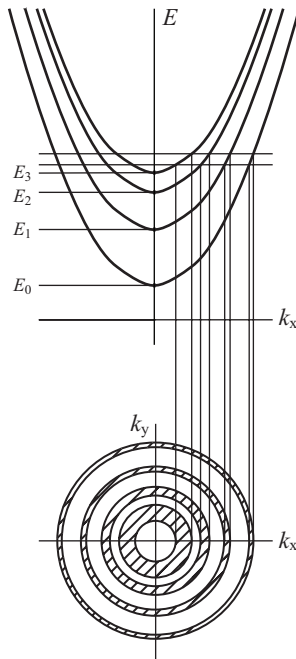


Рис. 12.1. Зависимость энергии E от волнового числа k для двумерного электронного газа. Расстояние между подзонами ΔE соответствует расстоянию между квантовыми уровнями в одномерной потенциальной яме

12.1.2. Плотность состояний в двумерной подзоне

Согласно принципу Паули и соотношению неопределенности $\Delta p \cdot \Delta x \geq h$ требуется, чтобы элементарная ячейка фазового пространства $\Delta p_x \cdot \Delta x \cdot \Delta p_y \cdot \Delta y = (2\pi\hbar)^2$ содержала не больше двух электронов. В двумерном k -пространстве объем элементарной ячейки $V_{ЭЯ} = \Delta k_x \cdot \Delta x \cdot \Delta k_y \cdot \Delta y = 4\pi^2$.

Рассмотрим фазовый объем V_Φ кругового слоя в интервале от k до $k+\Delta k$. Он равен $V_\Phi = 2\pi k \Delta k$.

Тогда число электронов dn , находящихся в этом фазовом объеме, будет с учетом принципа Паули

$$dn = 2 \frac{V_\Phi}{V_{ЭЯ}} = 2 \frac{2\pi k \Delta k}{4\pi^2} = \frac{k \Delta k}{\pi}. \quad (12.7)$$

Учитывая квадратичный закон дисперсии $E(k)$, для плотности состояний $D(E)$ в двумерной подзоне из (12.7) получаем

$$D(E)|_{S=1} = \frac{dn}{dE} = \frac{m^*}{\pi \hbar^2}. \quad (12.8)$$

Выражение (12.8) соответствует числу состояний на единичный энергетический интервал и на ед. площади ОПЗ толщиной λ_c , в которой локализован

электрон. Чтобы получить плотность состояний $D(E)$ на ед. объема, для сравнения с объемной плотностью состояний, выражение (12.8) необходимо разделить на характерный размер λ_c локализации волновой функции в направлении z .

$$D(E)|_{V=1} = \frac{m^*}{\pi \hbar^2 \lambda_c}. \quad (12.9)$$

Из (12.9) следует, что следствием двумеризации электрона является независимость плотности состояния от энергии электрона в пределах одной квантовой подзоны. Напомним, что в трехмерном случае плотность состояний $D(E)$ пропорциональна корню квадратному из энергии $D(E) \sim E^{1/2}$. При переходе от одной подзоны к другой меняется величина локализации волновой функции λ , а следовательно, и плотность состояний $D(E)$.

12.1.3. Расчет концентрации $n(z)$ с учетом квантования

Для решения дифференциального уравнения (12.6) необходимо определить граничные условия для волновой функции $\zeta(z)$. Для этого необходимо считать на границе значения функции в виде стоячей волны в потенциальной яме и в виде затухающей экспоненты в барьере, а также ее производной. Используя аналогию потенциальной ямы в ОПЗ с прямоугольной потенциальной ямой и приводя соответствующие выкладки, имеем для величины начальной фазы δ_i стоячей волны в ОПЗ [1, 29]

$$\delta_i = \arctg \left[\frac{U_0}{E_i} - 1 \right]^{-1/2}. \quad (12.10)$$

Значение типа $\sin(\delta_i)$ будет соответствовать значению волновой функции на границе, в то время как максимальное значение волновой функции $\sin(\zeta(z))$ будет порядка единицы. В реальных условиях величина потенциального барьера U_0 на границе полупроводник-диэлектрик, например Si-SiO₂, порядка $U_0 \approx 3$ эВ, в то время как величины E_i составляют сотые доли электронвольта $E_i < 0,05$ эВ. Таким образом, как следует из приведенных оценок, значение волновой функции $\zeta_i(z)$ на границе полупроводника составляет десятые или сотые доли максимального значения волновой функции, достигаемого на некотором расстоянии z . Этот факт позволяет полагать величину волновой функции равной нулю, $\zeta_i(z) = 0$, при $z = 0$. Отметим, что этот момент является исключительно важным, поскольку соответствует нулевой вероятности нахождения электрона на границе ОПЗ. Следовательно, квантовое рассмотрение уже в силу постановки граничных условий на волновую функцию требует нулевой плотности $n(z)$ на поверхности полупроводника, в то время как классическое рассмотрение дает здесь максимальное значение. Аналогично,

при $z \rightarrow \infty$ величина $\zeta(z) \rightarrow 0$. Таким образом, для решения (12.6) требуются граничные условия

$$\xi_i(z=0) = 0; \quad \xi_i(z \rightarrow \infty) \rightarrow 0 \quad (12.11)$$

и необходимо выполнение условия нормировки

$$\int_0^{\infty} |\xi_i(z)|^2 dz = 1. \quad (12.12)$$

Предположим, что мы решили уравнение (12.6) и знаем величины энергии $E_{z_i} \equiv E_i$ и соответствующие волновые функции $\xi_i(z)$. Тогда полное число электронов N_i в i -той квантовой подзоне на ед. площади будет

$$N_i = \int_0^{\infty} \frac{D_i(E)dE}{1 + \exp\left(\frac{E - E_i}{kT}\right)} = \frac{kT}{\pi\hbar^2} m^* \ln\left(1 + \exp\left(\frac{E_i - E_i}{kT}\right)\right). \quad (12.13)$$

При наличии нескольких минимумов энергии $E(k)$ в двумерной подзоне Бриллюэна на поверхности значения E_i и $\xi_i(z)$ будут еще иметь метку, соответствующую выбранному минимуму J .

Распределение электронов по толщине канала будет в этом случае определяться степенью заполнения подзон поперечного квантования и видом функции в каждой подзоне

$$n(z) = \sum_{i,j} N_i^j |\xi_i^j(z)|^2. \quad (12.14)$$

Полное число носителей в канале Γ_n на ед. площади будет

$$\Gamma_n = \sum_j \sum_i N_i^j \equiv \int_0^{\infty} n(z) dz. \quad (12.15)$$

Таким образом, основная задача при квантовомеханическом рассмотрении электрона в потенциальной яме состоит в решении уравнения (12.6) и нахождении спектра энергий E_i^j и вида волновых функций $\xi_i^j(z)$. Оказывается, что в аналитическом виде выражение E_i^j и $\xi_i^j(z)$ можно получить только в случае треугольной потенциальной ямы, которая реализуется в области слабой инверсии и в квантовом пределе, когда заполнена только одна квантовая подзона.

12.1.4. Спектр энергий и вид волновых функций в ОПЗ

Область слабой инверсии

Для области слабой инверсии электрическое поле постоянно по толщине инверсионного канала, потенциал изменяется линейно с координатой, т.е. на поверхности реализуется треугольная яма.

Для случая треугольной ямы явный вид потенциала $\psi(z)$ задается уравнением (3.50). Подставляя (3.50) в уравнение Шредингера (12.6), и решая его при соответствующем выборе граничных условий, получаем значения E_i и $\xi_i^j(z)$. Энергия дна i -той подзоны E_i (или, что одно и то же, уровня в линейной яме) будет

$$E_i^j = \left[\frac{qhEz}{(2m^{*j})^{1/2}} \right]^{2/3} \gamma_i, \quad (12.16)$$

где γ_i являются нулями функции Эйри и имеют значение

$$\gamma_0 = 2,238; \quad \gamma_1 = 4,087; \quad \gamma_2 = 5,520; \quad \gamma_3 = 6,787; \quad \gamma_4 = 7,944.$$

Для $i > 4$ величина γ_i описывается рекуррентной формулой

$$\gamma_i = \left[\frac{3}{2} \pi \left(i + \frac{3}{4} \right) \right]^{2/3}. \quad (12.17)$$

Волновая функция $\xi_i^j(z)$ имеет вид

$$\xi_i^j(z) = \left[\frac{(2m^{*j})^{1/2}}{\pi^{1/2}} \cdot (qE_z)^{1/6} h^{2/3} \right] \cdot \Phi(-\gamma_i), \quad (12.18)$$

где $\Phi(-\gamma_i)$ – функция Эйри, имеющая для каждого номера $i = 0, 1, 2, \dots$ число узлов, равное номеру i .

Для случая треугольной ямы средняя область локализации λ_c электрона от поверхности на i -том уровне

$$\lambda_{ci} = \int_0^{\infty} z |\xi_i^j(z)|^2 dz = \frac{2E_i}{3q\epsilon_s} = \frac{2E_i \epsilon_s \epsilon_0}{3qQ_B}. \quad (12.19)$$

Величину заряда ионизованных акцепторов в ОПЗ можно изменить, меняя либо легирование, либо напряжение смещения канал-подложка в МДП-транзисторах. На рисунке 12.2 показана рассчитанная величина среднего расстояния λ_c электронов в инверсионном канале, рассчитанная классическим образом и с учетом квантования при заполнении многих уровней в треугольной яме. Видно, что учет квантования приводит к большему значению по сравнению с классическим случаем и становится существенным:

- a) при низких температурах;
- б) при высоких избытках;
- в) при значительных величинах смещения канал-подложка.

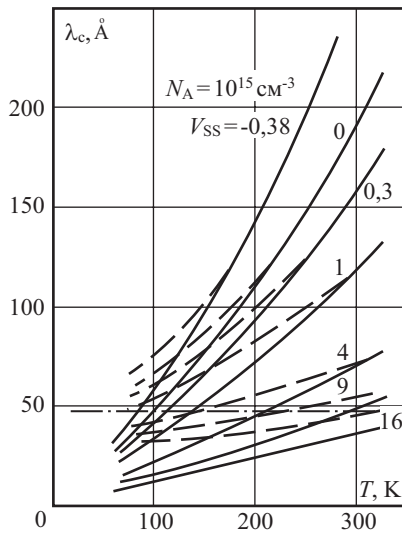


Рис. 12.2. Величины среднего расстояния локализации λ_c электронов в ОПЗ в области слабой инверсии в зависимости от температуры T при различных величинах напряжения смещения канал-подложка. Сплошные линии – классический расчет по соотношению (3.42), пунктирная линия – квантовый расчет для многих уровней, штрихпунктирная линия – расчет по (12.23) в случае квантового предела

Квантовый предел

Квантовым пределом называется такое состояние электронного или дырочного газа в ОПЗ, когда заполнена только одна, имеющая номер $i = 0$, подзона поперечного квантования. В этом случае, используя вариационные методы, Стерн и Ховард получили аналитические выражения для вида волновой функции $\xi_0(z)$ и энергии уровня E_0 . Очевидно, что квантовый предел реализуется в области низких температур T и высоких значений электрических полей E_s , когда расщепление по энергии у дна подзон поперечного квантования превышает тепловую энергию kT .

Для квантового предела Стерном и Ховардом [1, 29, 30] было получено, что энергия уровня E_0

$$E_0 = \left(\frac{3}{2}\right)^{5/3} \left(\frac{q^2 \hbar}{\epsilon_s \epsilon_0}\right)^{2/3} \frac{N_{\text{depl}} + \frac{55}{96} \Gamma_{p,n}}{\left[m^* \left(N_{\text{depl}} + \frac{11}{32} \Gamma_{p,n}\right)\right]^{1/3}}, \quad (12.20)$$

а волновая функция имеет вид

$$\xi_0(z) = \left(\frac{3b}{2}\right)^{1/2} z \cdot \exp\left(-\frac{bz}{2}\right), \quad (12.21)$$

где величина b определяется выражением

$$b = \left[\frac{12m^* q^2 \left(N_{\text{depl}} + \frac{11}{32} \Gamma_{\text{p,n}} \right)}{\varepsilon_s \varepsilon_0 h^2} \right]^{1/3}. \quad (12.22)$$

Величина среднего расстояния λ_c , на котором локализованы электроны, в потенциальной яме в случае квантового предела

$$\lambda_c = \int_0^{\infty} z \xi_0(z) dz = \frac{3}{b}. \quad (12.23)$$

Из соотношения (12.23) следует, что локализация центроида электронной плотности в этом случае не зависит от температуры. На рисунке 12.2 показано соотношение величины λ_c , рассчитанное в квантовом пределе по соотношению (3.42) в классическом случае и для случая треугольной ямы с многими уровнями.

Самосогласованное решение

Для области сильной инверсии и повышенных температур выражения для энергии E_i^j и волновых функций $\xi_i^j(z)$ в аналитическом виде получить невозможно. Это связано с тем, что в зависимости от конкретного вид потенциала $\psi(z)$ мы получаем вполне определенные значения $E_i(z)$ и $\xi_i(z)$. Согласно (12.14), эти значения определяют закон распределения свободных носителей $n(z)$ по глубине ОПЗ. Для области сильной инверсии нельзя пренебречь, как это было можно сделать для области слабой инверсии, вкладом заряда свободных носителей в общую плотность $\rho(z)$ объемного заряда. А закон изменения $\rho(z)$ определяет, согласно уравнению Пуассона, форму потенциального барьера, т.е. величину $\psi(z)$. Таким образом, для нахождения спектра энергий E_i и вида волновых функций ξ_i в общем случае требуется решать самосогласованно уравнение Шредингера (12.3) с уравнением Пуассона. Такое решение выполняется итерационным методом и позволяет точно учесть квантовые поправки на величину $n(z)$ и Γ_n .

Рассмотрим процедуру самосогласованного расчета, выполняющегося численными методами с применением ЭВМ.

Прежде всего уравнение Шредингера (12.2) подвергнем линеаризации. Разобьем инверсионный слой на n малых отрезков длиной Δl . Учтем, что:

$$\frac{d^2 \xi}{dz^2} \Big|_n = \frac{1}{\Delta l} \frac{\partial \xi}{\partial z} \Big|_{n+\frac{1}{2}} - \frac{\partial \xi}{\partial z} \Big|_{n-\frac{1}{2}} = \frac{\xi_{n+1} - 2\xi_n + \xi_{n-1}}{\Delta l^2}. \quad (12.24)$$

При этом уравнение Шредингера разбивается на n линейных однородных уравнений:

$$\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{1}{\Delta l^2} [\xi_{i(n-1)} - \xi_{in} + \xi_{i(n+1)}] + [E_{zi} - q\psi_n] \xi_{in} = 0. \quad (12.25)$$

Соотношение (12.25) есть система линейных однородных уравнений, решение которой при известном потенциале для данного квантового числа i даст значение E_i и значения волновых функций ξ_{in} в каждой из n точек инверсионного канала, т.е. $\xi_i(z)$. В стандартной самосогласованной процедуре выбирается начальное значение $\psi_{\text{вход}}(z)$, необходимое для решения системы (12.25) и нахождения $n(z)$. Обычно для инверсионных слоев выбирается в качестве начального значения входного потенциала $\psi_{\text{вход}}(z)$ величина потенциала, обусловленного обедненным слоем в виде (3.50). Можно выбирать для начального значения и классическую величину $\psi(z)$. Система уравнений (12.25) решается с этим потенциалом $\psi_{\text{вход}}(z)$, находят значения E_i , $\xi_i(z)$, затем по соотношениям (12.14) и (12.15) величина $n(z)$. Найденное значение $n(z)$ подставляют в уравнение Пуассона (3.6), решают его численными методами (обычно используют метод Рунге-Кутты) и находят новое значение выходного потенциала $\psi_{\text{вых}}(z)$. Если величины $\psi_{\text{вход}}(z)$ и $\psi_{\text{вых}}(z)$ соответствуют друг другу с приемлемой разницей, самосогласованное решение найдено. Если же нет, то $\psi_{\text{вых}}(z)$ заменяет входной потенциал $\psi_{\text{вход}}(z)$ в системе (12.25) и совершается новый круг итерационного процесса. Метод самосогласованного поля позволяет находить значение энергии и вид волновых функций для любого числа подзон поперечного квантования.

На рисунке 12.3 приведены в качестве примера величины энергии первых трех уровней, рассчитанных подобным образом. На рисунке 12.4 приведены плотности распределения $n(z)$, полученные с учетом квантовой и классической статистики. Обращает на себя внимание тот факт, что распределения $n(z)$ для классического и квантового случая различаются очень сильно, особенно вблизи поверхности. Из рисунка видно, что квантовый предел качественно дает во многом подобную картину по распределению $n(z)$, что и самосогласованный расчет.

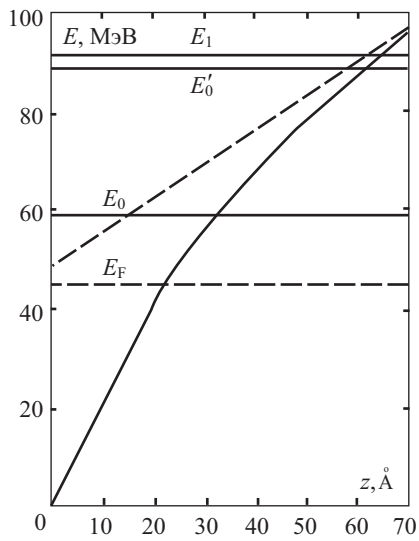


Рис. 12.3. Энергия уровней поперечного квантования E_{zi} ($i = 0, 1, 2, \dots$), рассчитанная самосогласованным методом [1, 29]

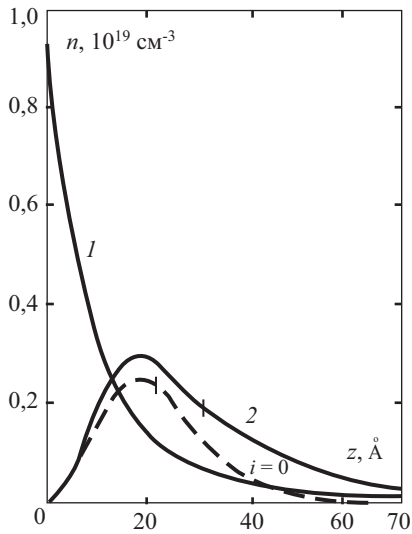


Рис. 12.4. Зависимость концентрации электронов $n(z)$ в ОПЗ, рассчитанная по классической статистике с учетом заполнения многих уровней (1) и в случае квантового предела (2) [1, 29]

12.1.5. Диаграмма состояния электронного газа в инверсионном канале

Рассмотрим диаграмму величин избытков свободных носителей Γ_n и температур T , обычно варьируемых в эксперименте ($\Gamma_{p,n} = 10^7 \div 10^{13} \text{ см}^{-2}$; $T = 0 \div 400 \text{ К}$), и выделим области Γ_n , T , соответствующие различным состояниям электронного (или дырочного) газа в канале. За критерий отсутствия квантования примем малость дебройлевской длины волны, определяемой соотношением (12.1), по сравнению со средней толщиной инверсионного канала. В реальных ситуациях в инверсионных каналах квантование наступает раньше вырождения. За критерий вырождения возьмем условие пересечения уровнем Ферми на поверхности дна нулевой квантовой подзоны. Это приведет для

двумерного газа, согласно (12.20), к условию $\Gamma_n \approx \frac{kTm^*}{\pi\hbar^2}$.

На рисунке 12.5 приведена диаграмма Γ_n , T , рассчитанная таким образом для ОПЗ кремния с $N_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Анализ диаграммы позволяет определить области температур и избытков Γ_n , где можно пользоваться анализом для треугольной ямы и в квантовом пределе. Поскольку для $\Gamma_n > 10^{12} \text{ см}^{-2}$ весь газ двумерен и вырожден, для этой области необходимо использовать самосогласованный расчет.

Таким образом, учет поперечного квантования в инверсионном канале приводит к двум основным следствиям.

1. Плотность состояний в пределах одной квантовой подзоны не зависит от энергии и меняется при изменении толщины канала.
2. Происходит уширение, по сравнению с классическим расчетом, толщины инверсионного канала.

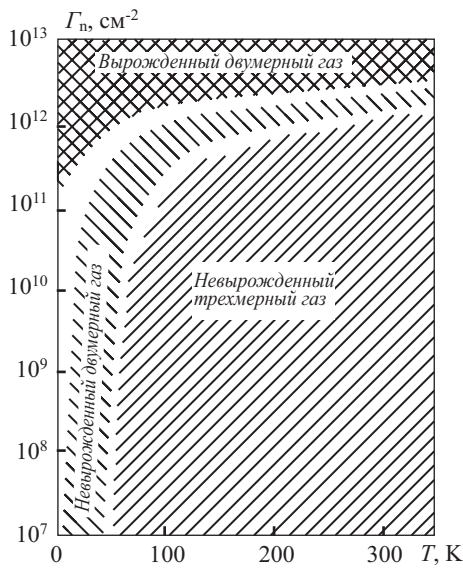


Рис. 12.5. Диаграмма, показывающая состояние электронного газа в инверсионном канале в зависимости от избытка электронов Γ_n и температуры T [38]

12.2. Квантовый эффект Холла

Рассмотрим гальваномагнитные эффекты, возникающие в сильных магнитных полях в двумерном (2D) электронном газе в инверсионных каналах МДП-приборов. Перераспределение носителей по энергии вследствие сильного электрического E и магнитного B поля проявляется в ряде экспериментально наблюдаемых особенностей поведения электронов в этом случае. [7]

12.2.1. Зависимость ЭДС Холла от параметров инверсионного канала

Аппроксимируем распределение электронов по инверсионному каналу в виде плоскости с плотностью электронов на единицу площади Γ_n . Длину и ширину канала обозначим соответственно через L и W . Тянущее электрическое поле \vec{E} будем считать слабым. Магнитное поле с индукцией \vec{B} направлено перпендикулярно инверсионному каналу. Схема измерения реализуется на МДП-транзисторах с холловской геометрией.

Величина тока I , протекающего во внешней цепи при напряжении V_{ds} между истоком и стоком будет определяться зарядом Q , прошедшим через сток за единицу времени

$$I = - \frac{Q_{(L=1)} v_d \cdot (t=1)}{(t=1)} = Q_{(L=1)} v_d, \quad (12.26)$$

где $Q_{(L=1)}$ – заряд электронов в инверсионном канале на единицу длины L канала. Величина тока I после преобразования соотношения (12.26) будет

$$I = q \cdot \Gamma_n \cdot W \cdot v_{др} = \frac{W}{L} q \mu_n \Gamma_n V_{DS}. \quad (12.27)$$

Соотношение (12.27) – хорошо известное выражение для тока канала в МДП-транзисторах в области плавного канала.

Сила Лоренца, действующая на электроны в канале, с учетом направления \vec{B} , \vec{E} будет

$$F_{Л} = q[\vec{v}, \vec{B}] = qvB. \quad (12.28)$$

В стационарном случае сила F_H со стороны добавочного холловского поля E_H будет уравнивать силу Лоренца, а между холловскими контактами возникает разность потенциалов V_H . Получаем

$$\frac{V_H}{W} = E_H = \frac{F_{Л}}{q} = v_d \cdot B. \quad (12.29)$$

Выражая из уравнения (12.28) значение скорости v_d и подставляя в (12.29), получаем

$$V_H = \frac{1}{q\Gamma_n} I \cdot B = R_H \cdot I \cdot B; \quad R_H = \frac{1}{q\Gamma_n}. \quad (12.30)$$

Из соотношения (12.30) следует, что для двумерного случая холловское напряжение V_H , как и в трехмерном случае, определяется произведением тока I на индукцию магнитного поля B . Однако в двумерном случае постоянная Холла R_H определяется концентрацией электронов на единицу площади Γ_n .

12.2.2. Циклотронная частота

В случае сильного магнитного поля \vec{B} такого, что время релаксации между актами рассеяния τ существенно больше, чем период обращения электрона в магнитном поле, движение электронов существенно отличается от прямолинейного. Приравнивая силу Лоренца $F_{Л}$ к произведению эффективной массы электрона m_n^* на центростремительное ускорение

$$a_n = \frac{v^2}{R} = \omega^2 \cdot R, \text{ получаем}$$

$$qvB = m_n^* \frac{v^2}{R} = m_n^* \omega^2 R. \quad (12.31)$$

Частота вращения электрона в магнитном поле получила название циклотронной частоты ω_c и, как видно из равенства (12.31), будет равна

$$\omega_c = \frac{qB}{m_n^*}. \quad (12.32)$$

Величина кванта энергии $\hbar\omega_c$, соответствующего движению в магнитном поле \vec{B} , равном 1 Тл, при эффективной массе, равной массе свободного электрона $m_n^* = m_0$, будет $\hbar\omega_c \approx 2 \cdot 10^{-23}$ Дж = 10^{-4} эВ.

Следовательно, для произвольных значений индукции поля B и эффективной массы m_n^*

$$\hbar\omega_c [\text{эВ}] = \left(\frac{m_0}{m_n^*} \right) \cdot B [\text{Тл}] \cdot 10^{-4}. \quad (12.33)$$

Полезно отметить, что значения тепловой энергии kT при различных температурах T равны

$T, \text{ К}$	300	30	3	0,3
$kT, \text{ эВ}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-5}$

Из соотношения (12.33) и приведенной таблицы следует, что для наблюдения процессов, связанных с квантованием энергии в магнитном поле, необходимы, как правило, сверхнизкие температуры, ниже температуры жидкого гелия ($T = 4,2$ К).

12.2.3. Спектр энергии двумерных электронов в поперечном магнитном поле

Для двумерного электронного газа спектр энергий имеет вид

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} + E_i, \quad (12.34)$$

где E_i – энергия дна поверхностных подзон, соответствующая номеру i . Движение электронов вдоль инверсионного канала остается свободным. При приложении магнитного поля B , перпендикулярного плоскости (x, y) , происходит квантование по магнитному полю. Непрерывный спектр энергии $E(k)$ для каждой i -той подзоны переходит в дискретный, возникают уровни Ландау

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \rightarrow E(n) = \hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right). \quad (12.35)$$

На рисунке 12.6 приведена зависимость $E(k)$ при наличии и отсутствии магнитного поля. Из рисунка 12.6 видно, что при наличии сильного электрического поля в предельном случае низких температур двумерный электронный газ превращается в нульмерный электронный газ.

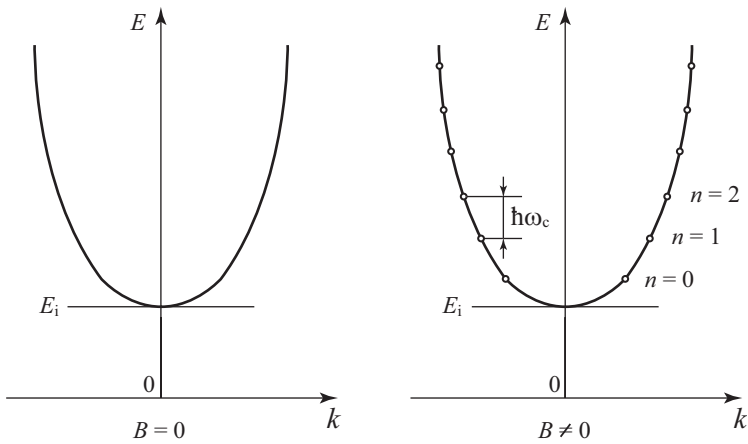


Рис. 12.6. Зависимость энергии E от волнового вектора k для двумерных электронов а) при отсутствии магнитного поля; б) в сильном магнитном поле

12.2.4. Число состояний для электронов на уровне Ландау

Найдем радиус орбиты Ландау в пространстве квазиимпульсов для электронов. Поскольку

$$\hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right) = \frac{p_{\perp,n}^2}{2m^*}, \quad (12.36)$$

получаем

$$p_{\perp,n} = \sqrt{2m^*\hbar\omega_c \left(n + \frac{1}{2} \right)}, \quad (12.37)$$

где $p_{\perp,n}$ — квазиимпульс электрона на орбите с номером n .

Из соотношения (12.37) следует, что орбита электрона в магнитном поле квантована по квазиимпульсу. Используя соотношение (12.31), для радиуса орбиты в координатном пространстве

$$R_{\perp,B} = \frac{v}{\omega_c} = \frac{p_{\perp}}{m^*\omega_c} = \frac{p_{\perp}}{qB}, \quad (12.38)$$

или, с учетом значения (12.36),

$$R_{\perp,B} = \sqrt{\frac{2\hbar \left(n + \frac{1}{2} \right)}{qB}}. \quad (12.39)$$

Вернемся снова к пространству квазиимпульсов \vec{p} . На рисунке 12.7 показана схема изменения разрешенных значений квазиимпульса для 2D элек-

тронного газа при приложении магнитного поля. Оценим площадь кольца в p -пространстве между орбитами Ландау. Она равна

$$\Delta S = S_{n+1} - S_n = 2\pi\hbar qB. \quad (12.40)$$

Из уравнения (12.40) следует, что площадь ΔS не зависит от номера орбиты n . Ранее эту площадь в p -пространстве занимали 2D электроны, причем каждый электрон занимал объем $\Delta p_x \cdot \Delta p_y = (2\pi\hbar)^2$ (при координатном объеме $V=1$). Теперь все электроны из области между уровнями Ландау «сели» на один квантовый уровень Ландау с номером n . Отсюда число электронов, которое находится на одном уровне Ландау, обозначаемое значком G , будет

$$G = \frac{2\pi\hbar qB}{(2\pi\hbar)^2} = \frac{qB}{2\pi\hbar}. \quad (12.41)$$

Поскольку на уровне Ландау с одним и тем же значением энергии E_n может находиться несколько электронов, то этот уровень будет вырожденным. Величину G называют в связи с этим фактором (или степенью) вырождения уровня Ландау. По размерности и физическому смыслу фактор вырождения G определяется как число мест на единицу площади для электронов на уровне Ландау. Отметим, что степень вырождения уровня Ландау не зависит от его номера, а определяется только величиной индукции магнитного поля B .

12.2.5. Плотность электронов в 2D электронном газе в сильном магнитном поле

Макроскопическим параметром, возможным для измерения в 2D электронном газе в присутствии магнитного поля, является плотность электронов Γ_n , рассчитанная на единицу площади. Пусть заполнено i уровней Ландау, а у $(i+1)$ уровня заполнена только часть, обозначенная через ε . Тогда, согласно соотношению (12.41), число электронов Γ_n будет

$$\Gamma_n = (i + \varepsilon)G = (i + \varepsilon) \cdot \frac{qB}{2\pi\hbar}. \quad (12.42)$$

12.2.6. Эффект Холла для 2D электронов в сильном магнитном поле

При исследовании эффекта Холла измеряемыми величинами являются холловское напряжение V_H и ток канала I . Если разделить холловское напряжение V_H на ток канала I , то полученная величина имеет размерность сопротивления, обычно называемого холловским сопротивлением R_{xy}

$$R_{xy} \equiv \frac{V_H}{I} = \frac{1}{q\Gamma_n} B. \quad (12.43)$$

Для слабых магнитных полей B без учета квантования по магнитному полю B зависимость холловского сопротивления R_{xy} от плотности электронов Γ_n гиперболическая и гладкая функция от величины Γ_n . Экспериментально

зависимость $R_{xy} = f(\Gamma_n)$ наблюдается легко при изменении Γ_n путем вариации напряжения на затворе V_G . При наличии квантования по магнитному полю

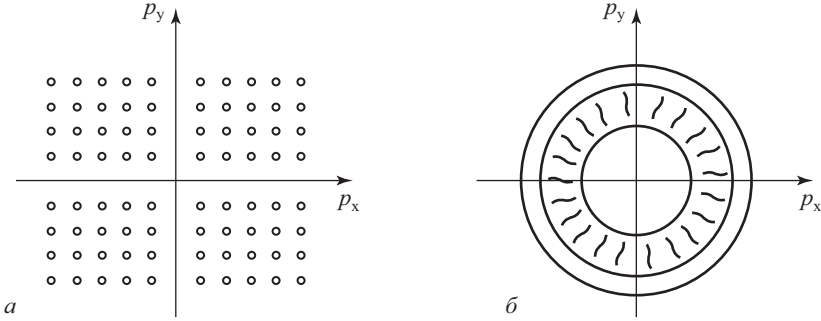


Рис. 12.7. Распределение двумерных электронов в p -пространстве

a) без магнитного поля $B = 0$; *б*) в сильном магнитном поле $\vec{B} \perp \vec{p}_x, \vec{p}_y$

число электронов Γ_n определяется выражением (12.42). Подставляя соотношение (12.42) в (12.43), получаем

$$R_{xy} = \frac{1 \cdot 2\pi\hbar B}{q(i + \varepsilon)qB} = \frac{2\pi\hbar}{q^2} \cdot \frac{1}{i + \varepsilon'}. \quad (12.44)$$

Из уравнения (12.44) следует, что в случае полного заполнения i -того уровня Ландау, величина холловского сопротивления будет равна:

$$R_{xy} = \frac{2\pi\hbar}{q^2} \cdot \frac{1}{i}. \quad (12.45)$$

Отметим, что состояния полного заполнения i -того уровня Ландау по оси плотности электронов ничем, вообще говоря, не выделены по сравнению с неполностью заполненными уровнями. На рисунке 12.8 приведены точками расчетные значения 1-го, 2-го, 3-го и т.д. уровней Ландау.

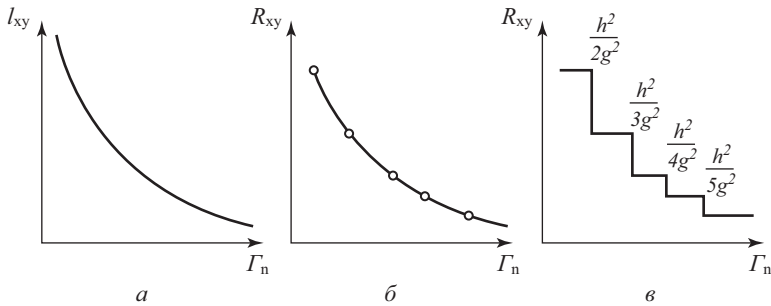


Рис. 12.8. Зависимость холловского сопротивления R_{xy} от избытка электронов Γ_n

a) в отсутствие магнитного поля; *б)* расчетная зависимость, точками обозначены состояния полного заполнения уровней Ландау; *в)* экспериментальная зависимость

Экспериментальное исследование на холловских МДП-транзисторах показало, что на месте полного заполнения уровней Ландау возникают ступеньки на зависимости холловского сопротивления R_{xy} от избытка электронов Γ_n . Величина холловского сопротивления на этих ступеньках R_{xy} определяется только универсальными физическими постоянными – постоянной Планка h и зарядом электрона q . Само значение R_{xy} при $i = 1$ равно:

$$R_{xy} = \frac{h}{q^2} = 25813 \text{ Ом} \quad (12.46)$$

и в настоящее время служит в качестве эталона Ома.

Появление ступенек на зависимости холловского сопротивления R_{xy} от величины избытка электронов Γ_n или индукции магнитного поля B получило название квантового эффекта Холла. Автор открытия, западногерманский физик Клаус фон Клитцинг, удостоен Нобелевской премии 1985 года по физике.

Контрольные вопросы

- 12.1. Как меняется плотность квантовых состояний при переходе от трехмерного к двумерному и одномерному электронному газу?
- 12.2. Уровни Ландау для двухмерного электронного газа в сильном магнитном поле?
- 12.3. Почему холловское сопротивление для двухмерного электронного газа в квантовых магнитных полях постоянно при некотором изменении концентрации носителей в инверсионном канале?
- 12.4. Какова точность эталона Ома при использовании в качестве эталона Ома квантового эффекта Холла?

Глава 13. Полупроводниковые приборы при экстремальных температурах

13.1. Полупроводниковые материалы для высокотемпературной электроники

В собственном полупроводнике концентрация свободных носителей n_i определяется двумя основными параметрами – шириной запрещенной зоны E_g и температурой T . Как было показано в первой главе, концентрация свободных носителей n_i определяется следующим соотношением:

$$n_0 = p_0 = n_i = \sqrt{N_C \cdot N_V} \cdot e^{-\frac{E_g}{2kT}}. \quad (13.1)$$

Из соотношения (13.1) следует, что чем больше ширина запрещенной зоны E_g , тем меньше собственная концентрация при одной и той же температуре. В таблице 13.1 приведены значения ширины запрещенной зоны и собственной концентрации для перспективных полупроводниковых материалов.

Таблица 13.1.

материал	Si	GaAs	GaP	SiC(4H)	GaN
$E_g, \text{эВ}$	1,1	1,4	2,8	3,0	3,4
$n_i, \text{см}^{-3}$	$1,6 \cdot 10^{10}$	$1,1 \cdot 10^7$	$1,2 \cdot 10^1$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$9,2 \cdot 10^{-10}$
$T_{гр}, \text{°C}$	270	470	620	900	1300

На рисунке 13.1 представлена зависимость концентрации собственных носителей от температуры для широкозонных полупроводников – кремния, арсенида и фосфида галлия, карбида кремния и нитрида галлия. Видно, что при изменении ширины запрещенной зоны в диапазоне от 1,1 эВ для кремния до 3,4 эВ для нитрида галлия, собственная концентрация n_i при комнатной температуре $T = 300\text{K}$ изменяется от значения 10^{10} см^{-3} до 10^{-10} см^{-3} .

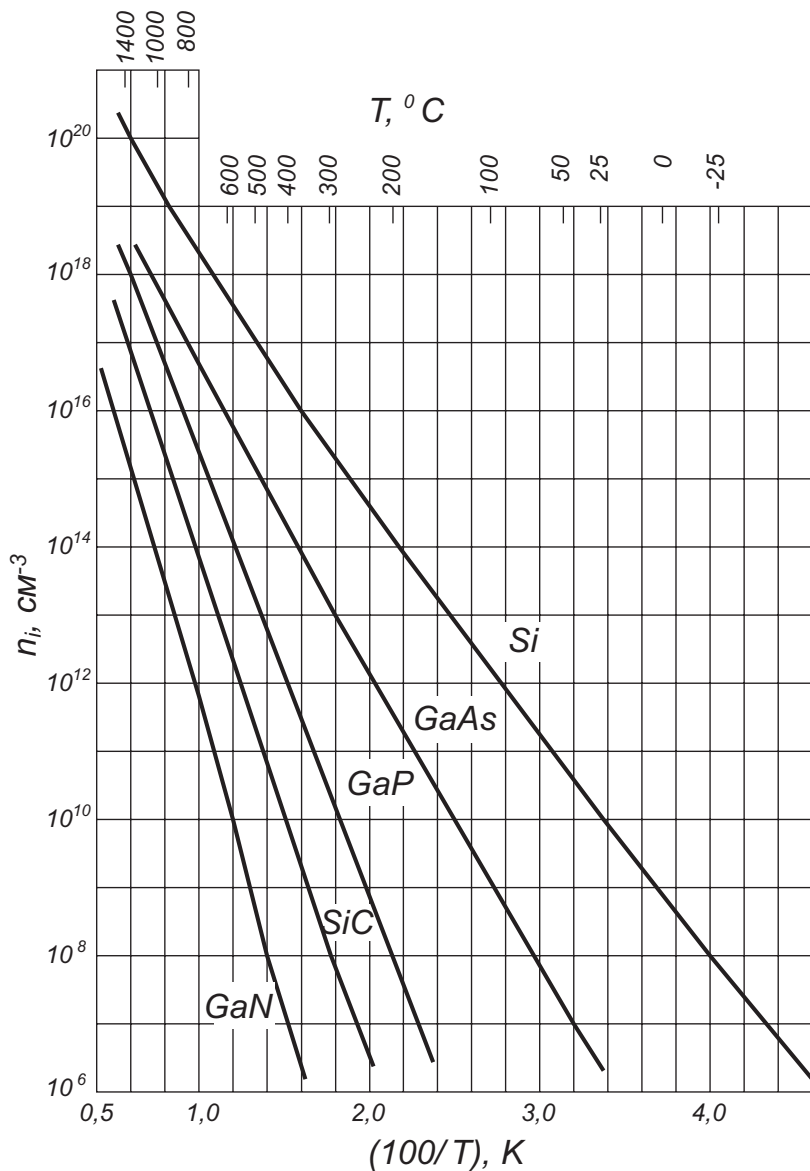


Рис. 13.1. Зависимость концентрации собственных носителей от температуры для наиболее распространенных полупроводников – кремния, германия, арсенида и фосфида галлия [30, 82]

По мере роста температуры T собственная концентрация n_i возрастает. Определим температурную границу возможности использования полупроводника в приборах как температуру $T_{гр}$, при которой значение собственной концентрации n_i сравняется со значением концентрации основных носителей, определяемой легирующей концентрацией N_D . Известно, что E_g и $N_{C,V}$ зависят

от температуры. Для оценки граничной температуры пренебрежем этим фактом. Тогда, учитывая что $n_0 = N_D$, после преобразования получим

$$T_{\text{гр}} = \frac{E_g}{2k} \cdot \frac{1}{\ln\left(\frac{\sqrt{N_C N_V}}{N_D}\right)}. \quad (13.2)$$

Выберем для значения легирующей концентрации стандартную величину $N_D = 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Рассчитанные по соотношению (13.2) значения граничной температуры составляют для кремния 270 °С, а для нитрида галлия 1300 °С. В таблице 13.1 приведены для различных полупроводников рассчитанные по соотношению (13.2) значения граничной температуры.

Отметим, что описанный выше критерий является верхней температурной границей, обусловленной выбранными физическими ограничениями. При использовании в полупроводниковых приборах электронно-дырочных переходов в качестве ограничения может выступать обратный ток p - n перехода.

Как уже отмечалось в главе 4, при обратном смещении ток диода обусловлен дрейфовой компонентой тока неосновных носителей. Для несимметричного p - n^+ перехода ($N_A \ll N_D$) концентрация неосновных носителей в p -области существенно выше, чем в n -области ($n_{p0} \gg p_{n0}$). Обратный ток p - n перехода в этом случае будет обусловлен дрейфовой электронной компонентой, определяемой концентрацией неосновных носителей n_{p0} . Величина кон-

центрации неосновных носителей $n_{p0} = \frac{n_i^2}{n_{n0}} \sim e^{-\frac{E_g}{kT}}$, поскольку

$n_i = \sqrt{N_C N_V} e^{-\frac{E_g}{2kT}}$. Обратный ток p - n перехода в этом случае будет экспонен-

циально сильно зависеть от температуры $I_0 \approx \text{const} \cdot e^{-\frac{E_g}{kT}}$. Отметим, что в реальных случаях на зависимость тока будет также влиять температурная зависимость диффузионной длины L_n и времени жизни τ_n .

Для прямого тока p - n перехода зависимость тока от температуры существенно слабее.

На рисунке 13.2 приведена зависимость от температуры прямого и обратного тока для кремниевого диода. Видно, что при температуре $T = 175$ °С характеристики еще удовлетворительны, но при температуре $T = 200$ °С обратный ток кремниевого диода уже сравнивается с прямым током.

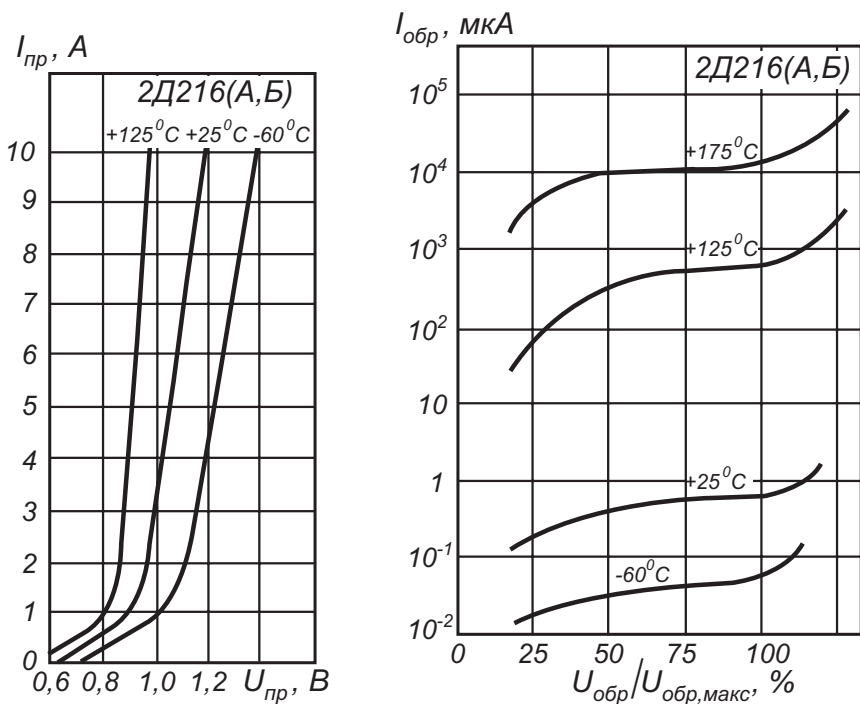


Рис. 13.2. Вольт-амперные характеристики кремневого диода 2Д216 при различных температурах [77, 80] :

а) при прямом смещении; б) при обратном смещении

Другими параметрами, которые ограничивают рабочую температуру приборов твердотельной электроники, являются термодинамические характеристики материалов и условия отвода джоулевой мощности, выделяемой при работе этих устройств. По мере роста температуры T возрастают коэффициенты диффузии акцепторной и донорной примеси, формирующие электронно-дырочные переходы. При температурах $T = 800^{\circ}\text{C}$ начинается взаимодиффузия примесей в p - и n -областях полупроводников, ограничивающая надежность и срок службы полупроводниковых приборов. Для решения проблемы теплоотвода широкозонные материалы являются весьма привлекательными, поскольку возрастают допустимые плотности мощности и температуры p - n переходов. Но при этом уменьшается площадь, с которой отводится тепло, и необходимо использовать вместо медных уже алмазные теплоотводы. Тем не менее, для высокотемпературной электроники перспективными являются широкозонные полупроводники типа карбида кремния и нитрида галлия, а также гетероструктуры на их основе.

13.2. Твердотельные приборы на SiC

Карбид кремния – бинарное полупроводниковое соединение с большой шириной запрещенной зоны 2,8 – 3,1 эВ в зависимости от модификации. Модификаций карбида кремния насчитывается около 170, но только две из них 4H-SiC и 6H-SiC применяются при производстве полупроводниковых приборов. Карбид кремния является третьим по твердости веществом после алмаза. Материал устойчив к окислению вплоть до температур 1400 °С. При комнатной температуре SiC не взаимодействует ни с какими кислотами. Эти свойства обуславливают технологические трудности при создании приборов твердотельной электроники на его основе.

В то же время приборы на основе карбида кремния способны функционировать при высоких температурах вплоть до 600 °С, обладают стабильностью электрических характеристик при воздействии температуры и времени. SiC имеет теплопроводность в 3 раза больше, чем у Si, и в 10 раз больше, чем у GaAs, устойчив к воздействию радиации. Эти качества определяют перспективность этого материала для приборов твердотельной электроники.

В настоящее время разработаны и производятся на основе карбида кремния мощные высоковольтные диоды Шоттки, мощные ВЧ и СВЧ транзисторы и светодиоды повышенной светоотдачи. Все эти приборы показывают стабильные характеристики при экстремальных температурах.

На рисунке 13.3 приведены типичные вольт-амперные характеристики мощного диода Шоттки на основе карбида кремния 4H-SiC при различных температурах. Для диода Шоттки прямой ток составлял 10 А и обратное напряжение 600 В.

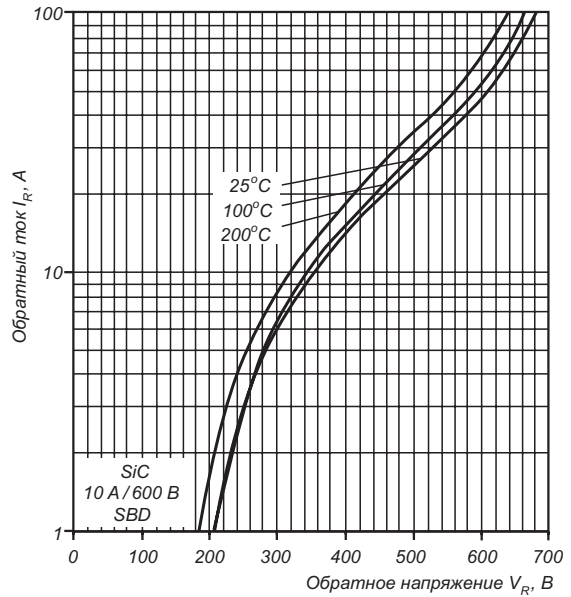
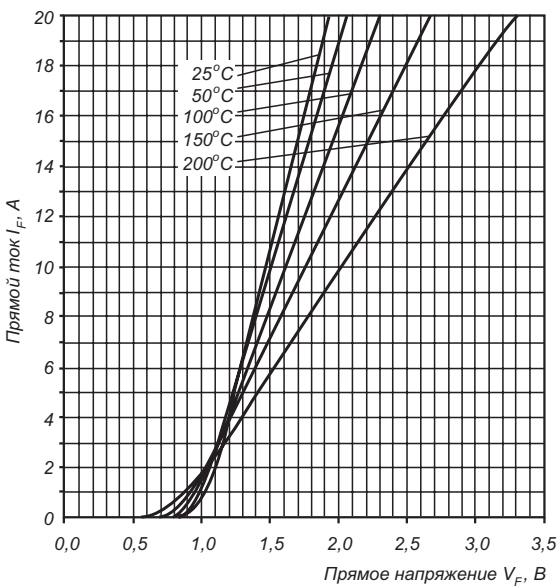


Рис. 13.3. Вольт-амперные характеристики диода Шоттки на основе карбида кремния при различных температурах [22, 31] :

а) при прямом смещении; б) при обратном смещении

При прямом токе через диод 10 А падение напряжения составляет 1,5 В при комнатной температуре. С ростом температуры ток уменьшается при том же значении прямого напряжения, что обусловлено снижением подвижности электронов с ростом температуры. При 200 °С при токе диода 10 А падение напряжения составляет 2,0 В. Отрицательный температурный коэффициент прямого тока позволяет соединять диоды параллельно, при этом неравномерного распределения токов не возникает.

Обратная ветвь вольт-амперной характеристики диода Шоттки на основе карбида кремния также слабо зависит от температуры. При напряжении 600 В обратный ток при комнатной температуре составляет 50 мкА, а при увеличении температуры до 200 °С ток возрастает всего лишь до 70 мкА. Такие характеристики диодов Шоттки сохраняются до температуры 275 °С.

Динамические характеристики диодов Шоттки на основе карбида кремния также показывают слабую температурную зависимость. На рисунке 14.4 приведены для сравнения динамические вольт-амперные характеристики диода Шоттки на основе карбида кремния и кремниевого рin-диода при различных температурах. Диод Шоттки на основе карбида кремния, как диод с переносом тока основными носителями, восстанавливается за максвелловское время ралексации. В обратной компоненте тока при выключении диода Шоттки ток неосновных носителей отсутствует, имеется только небольшой

ток смещения, требуемый для перезарядки барьерной емкости перехода металл-полупроводник и не зависящий от температуры.

Для кремниевого рpn-диода с ростом температуры ток выключения существенно возрастает и при температуре 150 °С достигает значения прямого тока. В ключевых схемах это приводит к увеличению потерь на переключение и значительным нагрузкам на элементы импульсных схем силовой электроники.

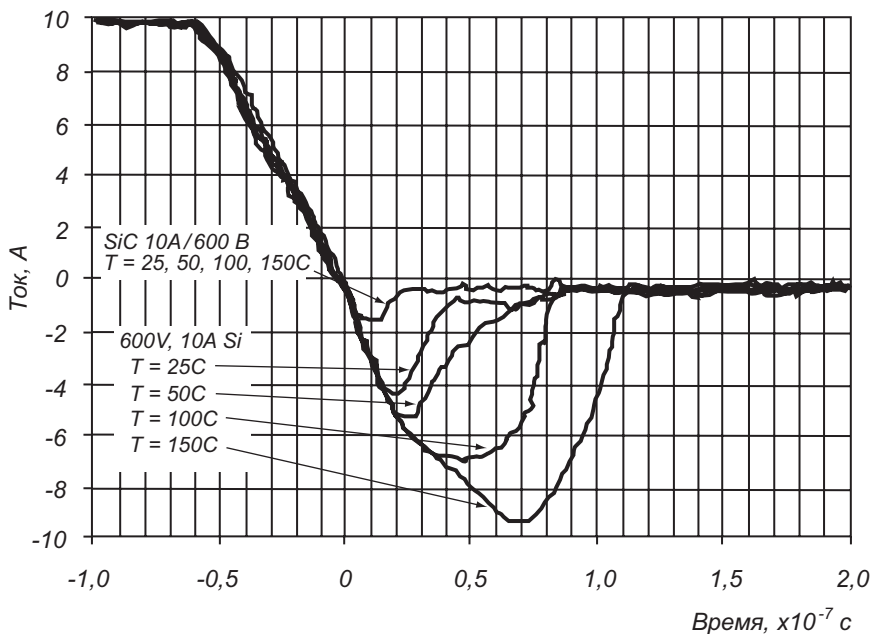


Рис. 13.4. Динамические вольт-амперные характеристики диода Шоттки на основе карбида кремния и кремниевого рpn-диода при различных температурах [22, 31]

13.3. Твердотельные приборы на GaN

Нитрид галлия GaN имеет ширину запрещенной зоны еще большую, чем карбид кремния SiC. Поэтому высокая рабочая температура твердотельных устройств на основе GaN также, как и для карбида кремния, является одним из преимуществ этого материала.

На рисунке 13.5 приведены передаточные характеристики полевого транзистора с затвором в виде барьера Шоттки и эмиттерным гетеропереходом AlGaIn – GaN ГПТШ при комнатной температуре $T = 25$ °С и при температуре $T = 600$ °С. Видно, что при экстремальной температуре $T = 600$ °С вид пере-

даточных вольт-амперных характеристик сохраняется, хотя значение тока стока при фиксированном напряжении на стоке уменьшается в два раза.

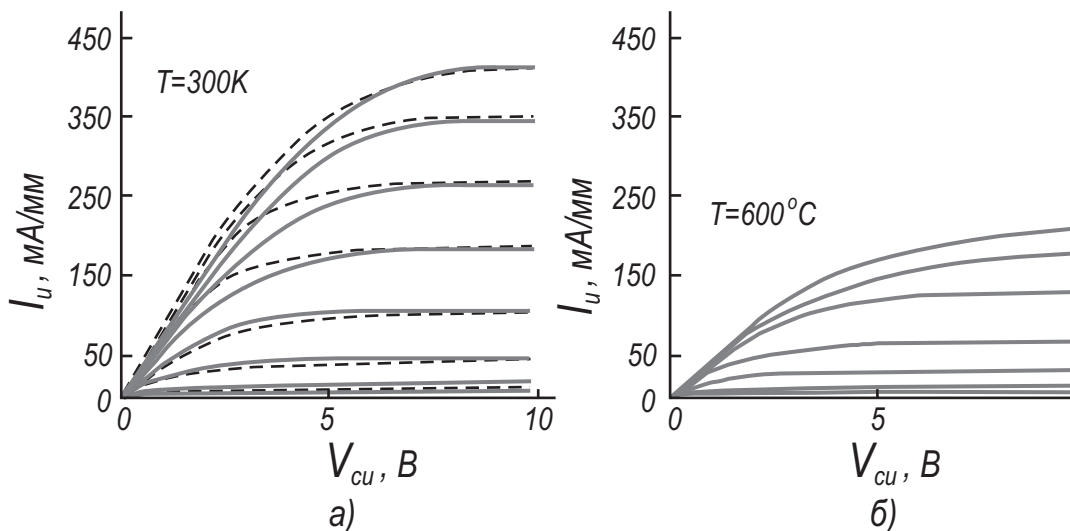


Рис. 13.5 Передаточные характеристики полевого транзистора с затвором в виде барьера Шоттки и эмиттерным гетеропереходом AlGaN – GaN ГПТШ [22, 27] :

а) при комнатной температуре $T = 25^{\circ}\text{C}$, пунктир – расчет; б) при температуре $T = 600^{\circ}\text{C}$

В настоящее время достигнута долговременная стабильная работа в полевых транзисторах с затвором в виде барьера Шоттки и эмиттерным гетеропереходом на основе GaN при температуре $350^{\circ}\text{C} - 400^{\circ}\text{C}$.

Контрольные вопросы

1. Какими физическими характеристиками полупроводниковых материалов определяется максимальная рабочая температура полупроводниковых приборов на их основе?
2. Какие полупроводники предпочтительнее для высокотемпературной электроники?

Глава 14. Микроминиатюризация и приборы нанoeлектроники

Для классических компьютеров исключительно важной является проблема уменьшения рассеиваемой энергии в процессе вычислительных операций. Как уже отмечалось выше, МДП полевые транзисторы с изолированным затвором не расходуют входную мощность при управлении током во вторичной цепи. В этом их принципиальное отличие от биполярных транзисторов и основное преимущество для повышения степени упаковки и интеграции при конструировании СБИС.

Кроме этого, оказывается, что используя пару комплементарных (дополняющих) p - и n -канальных МДП-транзисторов, можно практически свести к нулю и рассеиваемую выходную мощность. Действительно, для последовательно соединенных КМОП-транзисторов при подаче напряжения в активном режиме один из них всегда открыт, а другой – закрыт. Поэтому ток в выходной цепи в статическом режиме не протекает, а мощность выделяется только при переключениях транзисторов из одного состояния в другое. На рисунке 14.1 приведена типичная топология инвертора на КМОП полевых транзисторах и схема, поясняющая его работу.

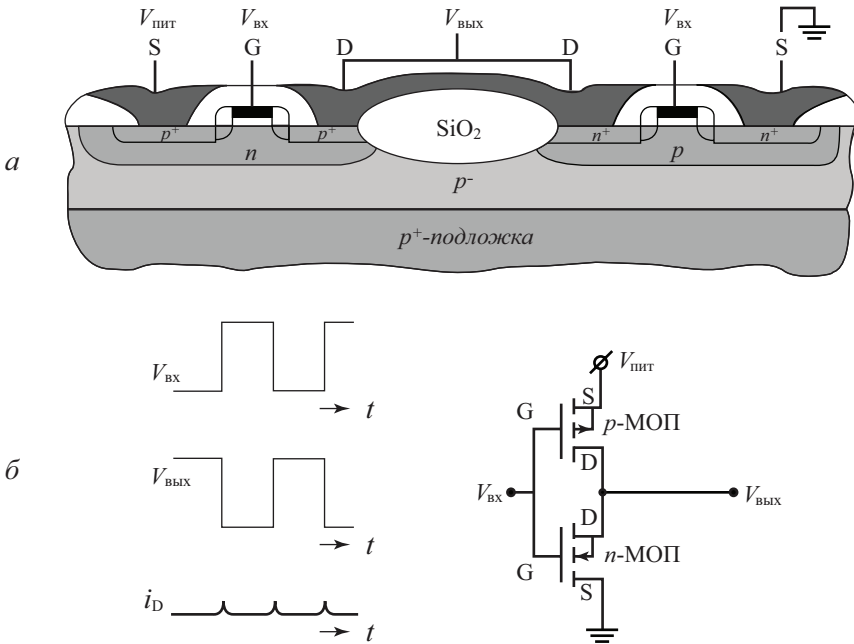


Рис. 14.1. Разрез инвертора на КМОП полевых транзисторах (а) и принципиальная схема, поясняющая его работу (б) [15, 44]

Это качество КМОП транзисторов – низкие значения потребляемой входной и выходной мощности – является одним из главных преимуществ полевых транзисторов по сравнению с биполярными транзисторами.

14.1. Микроминиатюризация МДП-приборов

Полевые приборы со структурой металл – диэлектрик – полупроводник в силу универсальности характеристик нашли широкое применение в интегральных схемах (ИС). Одна из основных задач микроэлектроники заключается в повышении степени интеграции и быстродействия интегральных схем. Для ИС на МДП-приборах благодаря чрезвычайно гибкой технологии их изготовления эта задача решается несколькими путями. В основе одного из подходов лежит принцип двойной диффузии. Эта технология получила название КМОП технологии, когда структура имеет планарный характер, и V-МОП технологии, когда структура транзистора имеет вертикальный характер. Другой подход связан с пропорциональной микроминиатюризацией обычного планарного МДП-транзистора и получил название высококачественной, или Н-МОП, технологии.

Согласно основным положениям модели пропорциональной микроминиатюризации при уменьшении длины канала в N раз для сохранения тех же характеристик транзистора другие его параметры (толщина окисла, ширина канала, напряжение питания) необходимо уменьшить в N раз, а концентрацию легирующей примеси в подложке увеличить в N раз. Действительно, при таком изменении, как следует из формулы (6.8), величина порогового напряжения V_T и величина проводимости канала практически не изменяются. Быстродействие, определяемое временем пролета носителей через канал, согласно (6.31) возрастет в N раз, ток канала уменьшится в N раз, рассеиваемая мощность уменьшится в N^2 раз. В таблице 14.1 приведена динамика изменения основных параметров МДП-приборов, проявляющаяся при пропорциональной микроминиатюризации.

Таблица 14.1. Эволюция размеров и параметров МДП-приборов

Параметры прибора (схемы)	n-МОП с обогащенной нагрузкой, 1972	МОП, 1980	1989	2000	Коэффициент изменения

Длина канала L , мкм	6	2	1-0,6	0,13	N^{-1}
Поперечная диффузия L_D , мкм	1,4	0,4			N^{-1}
Глубина p - n переходов x_B , мкм	2,0	0,8		0,07-0,13	N^{-1}
Толщина затворного окисла d_{ox} , нм	120	40	20	10	N^{-1}
Напряжение питания $V_{пит}$, В	4-15	2-4			N^{-1}
Минимальная задержка вентиля $t_{нс}$	12-15	0,5			N^{-1}
Мощность на вентиль P , мВт	1,5	0,4			N^{-2}
Количество транзисторов в процессоре Intel	2,5 тыс	80 тыс	1,2 млн	42 млн	N^{-2}

Идеи и принципы пропорциональной микроминиатюризации позволяют использовать масштабирование МДП-транзисторов при разработке интегральных схем на их основе. Такой подход позволил фирме Intel модернизировать процессоры персональных компьютеров каждые три-четыре года. В таблице 14.2 приведены этапы пропорциональной микроминиатюризации процессоров Intel за последние тридцать лет.

Таблица 14.2. Микроминиатюризация процессоров Intel

Модель	Год выпуска	Транзисторы	Тех. процесс	Тактовая частота
4004	1971	2 250	10 мкм	108 КГц
8008	1972	2 500	10 мкм	200 КГц
8080	1974	5 000	6 мкм	2 МГц
8086	1978	29 000	3 мкм	5-10 МГц
286	1982	120 000	1,5 мкм	6-12,5 МГц
386	1985	275 000	1,5-1 мкм	16-33 МГц
486DX	1989	1 180 000	1-0,6 мкм	25-100 МГц
Pentium	1993	3 100 000	0,8-0,35 мкм	60-200 МГц
Pentium II	1997	7 500 000	0,35-0,25 мкм	233-450 МГц
Pentium III	1999	24 000 000	0,25-0,13 мкм	450-1300 МГц
Pentium 4 (Willamette)	2000	42 000 000	0,18-0,13 мкм	1,4-2,0 ГГц
Pentium 4 (Northwood)	2001	55 000 000	0,13 мкм	1,6-3,4 ГГц
Pentium 4 (Prescott)	2004	125 000 000	0,09 мкм	2,4-3,8 ГГц

На рисунке 14.2 показана в полулогарифмическом масштабе эволюция размеров МДП-транзистора и длины его канала. Обращает внимание на себя тот факт, что принципы пропорциональной микроминиатюризации позволили вплотную придвинуться к размерам базового элемента интегральных схем, ниже которых находится предел, обусловленный физическими ограничениями. [3, 13]

Опыт разработки МДП-транзисторов с длинами канала 0,25-0,1 мкм показывает, что в таких приборах резко нарастает количество новых физических явлений, в том числе и квантовых. Принцип пропорциональной микроминиатюризации при этих значениях линейных размеров уже перестает работать.

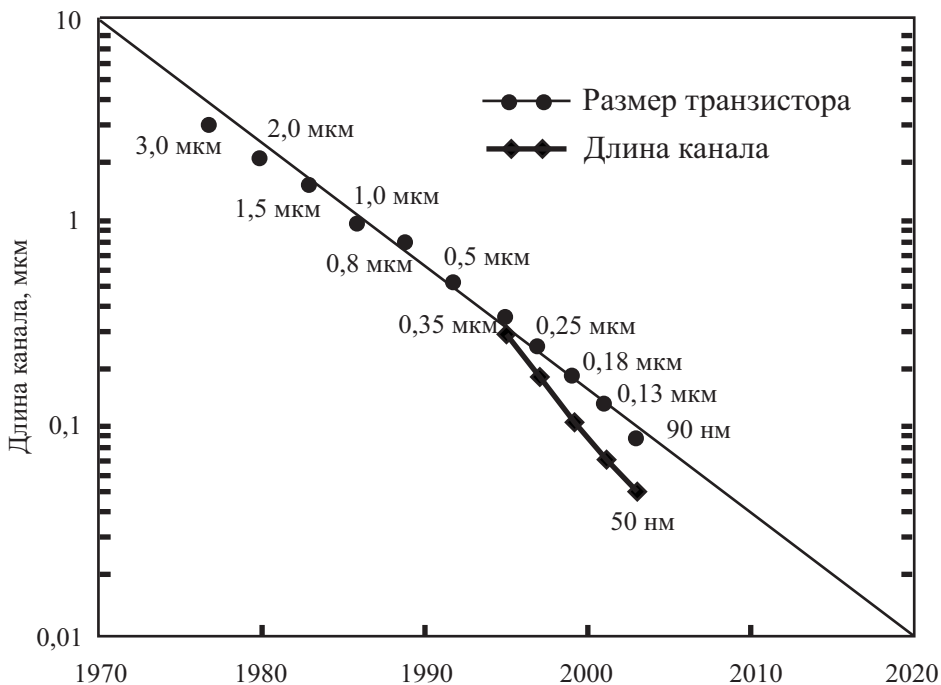


Рис. 14.2. Динамическое уменьшение размеров транзистора при пропорциональной микроминиатюризации

14.2. Физические явления, ограничивающие микроминиатюризацию

Анализ показывает, что наряду с тенденцией уменьшения геометрических размеров каждого элемента в схемах проявляется тенденция к увеличению числа элементов в схеме. Если в начале 1960-х годов число элементов в схеме составляло десятки, то в начале 2000-х годов число элементов в схеме составляет сотни миллионов. Обращает на себя внимание тот факт, что в настоящее время плотность упаковки приближается к пределу, обусловленному физическими ограничениями [3, 13, 30].

Проблемы, связанные с физическими ограничениями микроминиатюризации, требуют рассмотрения основных физических явлений, которые запре-

шают дальнейшее уменьшение линейных геометрических размеров транзисторов, напряжений и токов транзистора, ограничивают его быстродействие и плотность упаковки. В таблице 14.3 перечислены предельно допустимые значения параметров и основные физические ограничения.

Таблица 14.3. Физические ограничения микроминиатюризации

Величина параметра	Физическое ограничение
Минимальная величина одного элемента (100x100) нм	Статистические флуктуации легирования подложки, разрешение фоторезиста, космические лучи и радиоактивность, конечная ширина p - n перехода
Минимальная толщина подзатворного изолятора 50 Å	Туннельные токи через подзатворный диэлектрик из затвора в канал
Минимальное напряжение питания 0,025 В	Тепловой потенциал kT/q
Минимальная плотность тока 10^{-6} А/см ²	Дискретность заряда электрона, флуктуации встроенного заряда
Минимальная мощность 10^{-12} Вт/элемент при $f = 1$ кГц	Шумы, тепловая энергия, диэлектрическая постоянная
Предельное быстродействие 0,03 нс	Скорость света
Максимальное напряжение питания	Пробой подзатворного диэлектрика, смыкание областей истока и стока
Максимальное легирование подложки	Туннельный пробой p - n перехода стока
Максимальная плотность тока	Электромиграция, падение напряжения на паразитных сопротивлениях контактов
Максимальная мощность	Теплопроводность подложки и компонентов схемы
Количество элементов на кристалл 10^8	Совокупность всех ранее перечисленных ограничений

Минимальную длину канала ограничивает эффект, связанный со смыканием областей истока и стока при приложении напряжения к стоку V_{DS} . Поскольку ширина l_{06} p - n перехода, смещенного в обратном направлении, равна

$$l_{06} = \left[\frac{2\epsilon_s \epsilon_0 (2\phi_0 + V_{DS})}{qN_A} \right]^{1/2}, \quad (14.1)$$

то минимальная длина канала должна быть больше удвоенной ширины p - n перехода $L_{\min} > 2l_{06}$ и быть прямо пропорциональна корню квадратному от напряжения питания и обратно пропорциональна корню квадратному от уровня легирования подложки.

На рисунке 14.3 приведена зависимость L_{\min} от концентрации легирующей примеси N_A , толщины окисла d_{ox} и напряжения питания $V_{пит}$, рассчитанная по (14.1). Отсюда видно, что при толщине окисла $d_{ox} = 100$ Å и концентрации акцепторов $N_A = 10^{17}$ см⁻³ возможно создание МОП-транзистора с длиной канала $L = 0,4$ мкм при напряжении питания 1-2 В. Дальнейшее уве-

личение легирующей концентрации в подложке может привести к туннельному пробую $p^+ - n^+$ перехода.

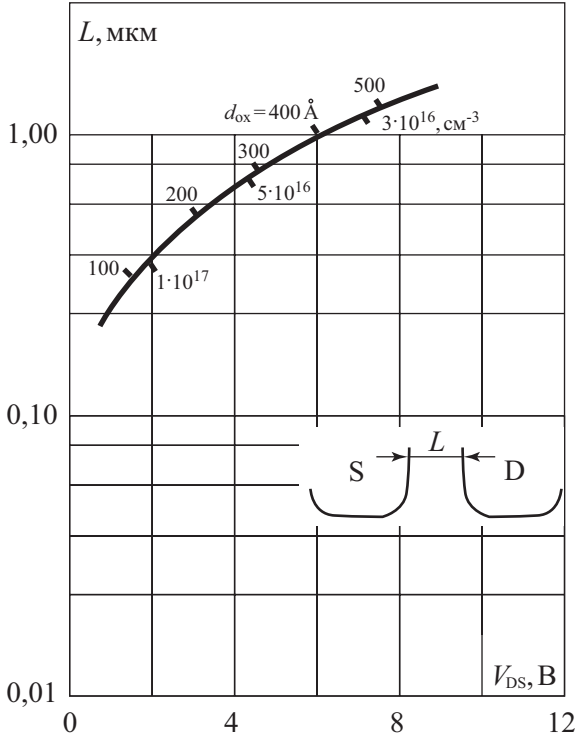


Рис. 14.3. Минимальная длина канала L , определяемая физическими ограничениями, в зависимости от напряжения питания, толщины окисла и уровня легирования

На рисунке 14.4 показана зависимость напряжения пробоя такого перехода от легирующей концентрации в подложке.

Минимальную толщину подзатворного диэлектрика ограничивает сквозной ток через диэлектрик затвора. Считая ток туннельным и используя для тока выражение Фаулера – Нордгейма для туннелирования через треугольный потенциальный барьер, получаем, что для толщины $d_{ox} > 50 \text{ \AA}$ плотность тока пренебрежимо мала. Предельное быстродействие определяется временем пролета носителей через канал при длине канала $L = 1 \text{ мкм}$, скорости дрейфа, равной скорости света, и составляет $\tau = 0,03 \text{ нс}$. Очевидно, что минимальное напряжение питания не может быть менее kT/q из-за флуктуаций тепловой энергии.

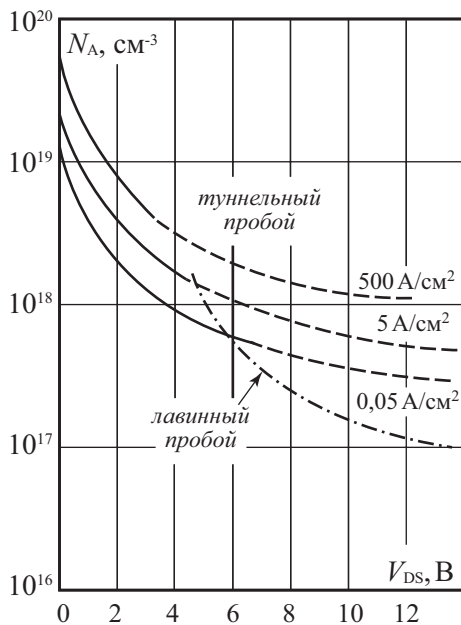


Рис. 14.4. Зависимость напряжения пробоя $p-n^+$ перехода стока от концентрации легирующей примеси в подложке N_A [30]

14.3. Приборы нанoeлектроники для квантовых компьютеров

В предыдущем разделе отмечалось, что существующие физические ограничения на микроминиатюризацию полевых и биполярных приборов с использованием $p-n$ переходов, являются серьезным препятствием на пути развития традиционной микроэлектроники и, как следствие, вычислительной техники, базирующейся на принципах булевой алгебры. Современная технология на базе оптической, электронной и рентгеновской литографии, сфокусированных ионных пучков позволяет получать структуры с планарными размерами менее 100 нм, а методы молекулярной эпитаксии обеспечивают уверенный контроль по составу и толщине слоев в 1–10 нм. Переход к другой элементной базе дает возможность продвижения в область малых горизонтальных размеров, вплоть до структур, построенных из отдельных атомов или молекул на основе методов нанотехнологии с использованием сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) совместно с методами химического синтеза и молекулярной биологии [3, 13].

Эти методы позволили приступить к реализации устройств нанoeлектроники и молекулярной электроники, таких как квантовые точки, квантовые

нити, одноэлектронные транзисторы. В то же время компьютеры при этом продолжают оставаться классическими несмотря на то, что построены на принципиальных квантовых устройствах. Для классических компьютеров исключительно важной является проблема уменьшения рассеиваемой энергии в процессе вычислительных операций.

Для квантовых компьютеров используется принцип построения на логически и термодинамически обратимых вентилях. При этом энергия будет рассеиваться только при вводе и выводе информации на периферийных устройствах [4, 5].

Базисом для квантовых вычислений являются двухуровневые квантовые элементы, получившие название **кубитов** (quantum bits). Поскольку законы квантовой физики на микроскопическом уровне являются линейными и обратимыми, то и соответствующие квантовые логические устройства оказываются также логически и термодинамически обратимыми.

Схема квантового обратимого компьютера, состоящего из элементов с двумя состояниями в качестве «вычислительного» базиса была предложена Фейнманом. В настоящее время идет активный поиск элементной базы для физических устройств, которые могут играть роль кубитов.

Одним из перспективных вариантов являются полупроводниковые квантовые компьютеры на основе ядерного магнитного резонанса (ЯМР) с индивидуальным обращением к кубитам. На рисунке 14.5 приведена схема двух ячеек полупроводниковой структуры, использующей изменение индивидуальных состояний ядерных спинов донорных атомов фосфора ^{31}P , расположенных друг относительно друга на расстояниях порядка 20 нм. Электронные состояния фосфора ^{31}P имеют сравнительно большое значение эффективного боровского радиуса, который и задает нанометровый масштаб расстояний в системе спинов-кубитов в полупроводниковой структуре. Для формирования таких структур можно пользоваться приемами современной нанотехнологии.

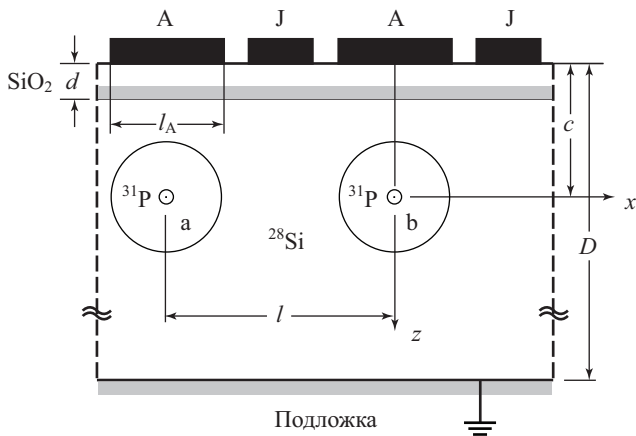


Рис. 14.5. Схема двух ячеек полупроводниковой структуры, использующей изменение состояний ядерных спинов ^{31}P [5]

Измерение индивидуальных состояний ядерных спинов донорных атомов фосфора ^{31}P является одной из наиболее важных проблем в полупроводниковых ЯМР квантовых компьютерах. Предполагается, что с помощью импульсов радиочастотного поля осуществляется передача информации от ядерной спиновой подсистемы к электронной подсистеме. При этом задача определения состояния ядерного спина сводится к определению состояния электронного спина.

Определение состояния электронного спина базируется на анализе связи электрона с нейтральным и ионизованным донором. Если энергия связи электрона с нейтральным донором больше, чем энергия притяжения к соседнему ионизированному донору (D^+ -состояние), то электрону будет энергетически выгоднее находиться вблизи нейтрального донора (D^- -состояние). Следовательно, оба электрона в синглетном состоянии будут находиться в окрестности одного из доноров. В результате произойдет перенос заряда с одного донора на другой, что предлагалось измерять с помощью высокочувствительных одноэлектронных емкостных методов. Наиболее подходящими устройствами для этого являются одноэлектронные транзисторы. На рисунке 14.6 приведена схема высокочувствительного электрометра на базе одноэлектронного транзистора и его зонная диаграмма. Такое устройство способно определить, в каком, синглетном или триплетном состоянии, находятся два электрона. На рисунке 14.6 эти два электрона изображены под центральной квантовой точкой одноэлектронного транзистора. В отсутствии напряжения оба электрона локализованы вблизи донора ^{31}P . Значение напряжения, при котором происходит переход одного из электронов к поверхности, зависит от того, в триплетном или синглетном состоянии они находились вблизи донора ^{31}P .

Одноэлектронный транзистор

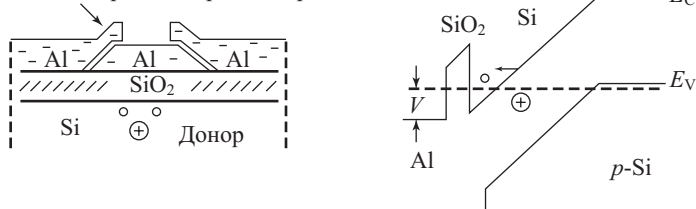


Рис. 14.6. Схема высокочувствительного электрометра на базе одноэлектронного транзистора и его зонная диаграмма [5]

Другим перспективным вариантом являются полупроводниковые квантовые компьютеры на квантовых точках. Квантовая точка является в определенном смысле аналогом атома и может иметь поляризацию, обусловленную дополнительным электроном.

Ячейка из пяти квантовых точек способна реализовать квантовый бит и обеспечить беспроводное взаимодействие с соседней ячейкой, не сопровождающееся диссипацией энергии. На основе обратимых пятиточечных ячеек могут быть построены любые логические элементы на основе булевой логики.

Квантовые точки, находясь в подзатворном диэлектрике МДП-транзисторов, способны влиять на ток канала транзистора. На рисунке 14.7 приведена схема МДП транзистора с кубитами из квантовых точек в подзатворном диэлектрике [13].

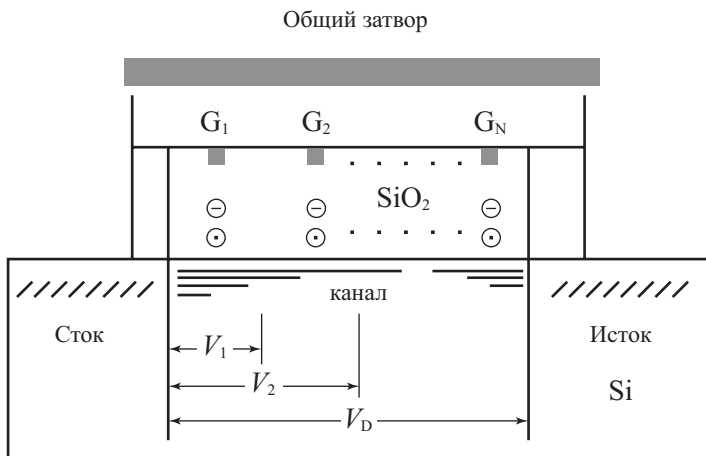


Рис. 14.7. Схема МДП-транзистора с кубитами из квантовых точек в подзатворном диэлектрике. G_1, G_2, \dots, G_M – индивидуальные затворы при кубитах. Все кубиты находятся в состоянии с $n = 1$ [13]

Ток в канале транзистора I_D будет различаться в зависимости от положения кубитов, на которых происходит изменение распределения заряда. Анализ изменения этого тока позволяет определить зарядовое состояние кубитов.

Возможно использование оптических методов управления состояниями кубитов на квантовых точках разных размеров и разного состава компонентов в гетероструктуре GaAs / Al_xGa_{1-x}As. В этом случае кубит базируется на основном и возбужденном одноэлектронном состоянии каждой квантовой точки.

До настоящего времени квантовые компьютеры и их элементная база существуют лишь в виде теоретических конструкций. К числу наиболее перспективных для приборной реализации в обозримом будущем относят квантовые компьютеры на квантовых точках с электронными орбитальными и спиновыми состояниями и они считаются реальными элементами для создания квантовых суперкомпьютеров.

Контрольные вопросы

- 14.1. Каковы физические ограничения микроминиатюризации для приборов твердотельной электроники с p-n переходами?
- 14.2. Каковы предельные параметры МДП приборов при пропорциональной микроминиатюризации?
- 14.3. Какова приборная база нанoeлектроники для квантовых компьютеров?

Нобелевские премии за работы по твердотельной электронике

Нобелевские премии в среде научной общественности являются самыми престижными оценками значимости научных исследований и разработок для общества. За период существования нобелевских премий все основные физические явления, лежащие в основе работы приборов твердотельной электроники были отмечены нобелевскими премиями. Ниже в таблице перечислены 12 нобелевских премий по физике за открытие и исследования различных физических явлений, таких как явление термоэлектронной эмиссии, являющееся основополагающим при анализе контактных явлений, квантовый эффект Холла. Также в таблице приведена нобелевская премия по химии, связанная с открытием фуллеренов, перспективных материалов для нанотехнологий. В таблице приведена оригинальная формулировка нобелевского комитета на английском языке и ссылка на файл, где размещен текст нобелевской лекции. Затем дан перевод в авторской редакции фамилий нобелевских лауреатов и перевод формулировки нобелевского комитета.

Таблица

Дата присуждения	Авторы	Формулировка нобелевского комитета	Ссылка на текст нобелевской лекции
1928	Owen Willans Richardson United Kingdom London University London, United Kingdom b. 1879 d. 1959	"for his work on the thermionic phenomenon and especially for the discovery of the law named after him"	http://nobelprize.org/physics/laureates/1928/richardson-lecture.pdf “Thermionic phenomena and the laws which govern them” Nobel Lecture, December 12, 1929
	Оуэн Уилланс Ричардсон Великобритания Лондоновский Университет Лондон, Великобритания. р. 1879 у. 1959	«за работы по феноменам термоэлектронной эмиссии и особенно за открытие закона, носящего его имя»	“Феномены термоэлектронной эмиссии и описывающие их законы”

1956	<p>William Bradford Shockley 1/3 of the prize USA Semiconductor Laboratory of Beckman Instruments, Inc. Mountain View, CA, USA b. 1910 (in London, United Kingdom) d. 1989</p>	"for their researches on semiconductors and their discovery of the transistor effect"	<p>http://nobelprize.org/physics/laureates/1956/shockley-lecture.pdf "Transistor technology evokes new physics" Nobel Lecture, December 11, 1956</p>	
	<p>John Bardeen 1/3 of the prize USA University of Illinois Urbana, IL, USA b. 1908 d. 1991</p>		<p>http://nobelprize.org/physics/laureates/1956/bardeen-lecture.pdf "Semiconductor research leading to the point contact transistor" Nobel Lecture, December 11, 1956</p>	
	<p>Walter Houser Brattain 1/3 of the prize USA Bell Telephone Laboratories Murray Hill, NJ, USA b. 1902 d. 1987</p>		<p>http://nobelprize.org/physics/laureates/1956/brattain-lecture.pdf "Surface properties of semiconductors" Nobel Lecture, December 11, 1956</p>	
	<p>Уильям Бредфорд Шокли 1/3 премии США р. 1910 (в Лондоне, Великобритания) у. 1989</p>		«за исследования полупроводников и открытие транзисторного эффекта»	<p>« Транзисторная технология порождает новую физику»</p>
	<p>Джон Бардин 1/3 премии США Университет Иллинойса р. 1908 у. 1991</p>			<p>« Исследования полупроводников, которые привели к открытию транзистора»</p>

	<p>Уолтер Хаузер 1/3 премии США Лаборатория Bell, США р. 1902 у. 1987</p>		«Свойства поверхности полупроводников»
1964	<p>Charles Hard Townes 1/2 of the prize USA Massachusetts Institute of Technology (MIT) Cambridge, MA, USA b. 1915</p>	"for fundamental work in the field of quantum electronics, which has led to the construction of oscillators and amplifiers based on the maser-laser principle"	<p>http://nobelprize.org/physics/laureates/1964/townes-lecture.pdf “Production of coherent radiation by atoms and molecules” Nobel Lecture, December 11, 1964</p>
	<p>Nicolay Gennadiyevich Basov 1/4 of the prize USSR P.N. Lebedev Physical Institute Moscow, USSR b. 1922 d. 2001</p>		<p>http://nobelprize.org/physics/laureates/1964/basov-lecture.pdf “Semiconductor lasers” Nobel Lecture, December 11, 1964</p>
	<p>Aleksandr Mikhailovich Prokhorov 1/4 of the prize USSR P.N. Lebedev Physical Institute Moscow, USSR b. 1916 d. 2002</p>		<p>http://nobelprize.org/physics/laureates/1964/prokhorov-lecture.pdf “Quantum electronics” Nobel Lecture, December 11, 1964</p>
	<p>Чарльз Хард Таунс 1/2 премии США Масачусатский институт технологий р. 1915</p>		«За фундаментальную работу в области квантовой электроники, которая привела к созданию осцилляторов и усилителей, основанных на лазерно-мазерном принципе»
	<p>Николай Геннадьевич Басов 1/4 премии СССР Физический институт им. Лебедева р. 1922</p>		«Полупроводниковые лазеры»

	<p>Александр Михайлович Прохоров 1/4 премии СССР Физический институт им. Лебедева р. 1916 у. 2002</p>		«Квантовая электроника»
1972	<p>John Bardeen 1/3 of the prize USA University of Illinois Urbana, IL, USA b. 1908 d. 1991</p>	"for their jointly developed theory of superconductivity, usually called the BCS-theory"	<p>http://nobelprize.org/physics/laureates/1972/bardeen-lecture.pdf “Electron-phonon interactions and superconductivity” Nobel Lecture, December 11, 1972</p>
	<p>Leon Neil Cooper 1/3 of the prize USA Brown University Providence, RI, USA b. 1930</p>		<p>http://nobelprize.org/physics/laureates/1972/cooper-lecture.pdf “Microscopic quantum interference effects in the theory of superconductivity” Nobel Lecture, December 11, 1972</p>
	<p>John Robert Schrieffer 1/3 of the prize USA University of Pennsylvania Philadelphia, PA, USA b. 1931</p>		<p>http://nobelprize.org/physics/laureates/1972/schrieffer-lecture.pdf “Macroscopic quantum phenomena from pairing in superconductors” Nobel Lecture, December 11, 1972</p>
	<p>Джон Бардин 1/3 премии США Университет Иллинойса р. 1908 у. 1991</p>	«за совместное развитие теории сверхпроводимости, обычно называемой БКШ-теорией»	«Электронно-фононные взаимодействия и сверхпроводимость»
	<p>Леон Нил Купер 1/3 премии США Коричневый университет г. Провиденс р. 1930</p>		«Микроскопика квантовых интерференционных эффектов в теории сверхпроводимости»
	<p>Джон Роберт Шриффер 1/3 премии США Университет Пенсильвании р. 1931</p>		«Макроскопика квантовых эффектов спаривания в сверхпроводниках»

1973	<p>Leo Esaki 1/4 of the prize Japan IBM Thomas J. Watson Research Center Yorktown Heights, NY, USA b. 1925</p>	<p>"for their experimental discoveries regarding tunneling phenomena in semiconductors and superconductors, respectively"</p>	<p>http://nobelprize.org/physic/s/laureates/1973/esaki-lecture.pdf "Long journey into tunneling" Nobel Lecture, December 12, 1973</p>
	<p>Ivar Giaever 1/4 of the prize USA General Electric Company Schenectady, NY, USA b. 1929 (in Bergen, Norway)</p>		<p>http://nobelprize.org/physic/s/laureates/1973/giaever-lecture.pdf "Electron tunneling and superconductivity" Nobel Lecture, December 12, 1973</p>
	<p>Brian David Josephson 1/2 of the prize United Kingdom University of Cambridge Cambridge, United Kingdom b. 1940</p>	<p>"for his theoretical predictions of the properties of a supercurrent through a tunnel barrier, in particular those phenomena which are generally known as the Josephson effects"</p>	<p>http://nobelprize.org/physic/s/laureates/1973/josephson-lecture.pdf "The discovery of tunneling supercurrents" Nobel Lecture, December 12, 1973</p>
	<p>Лео Эсаки 1/4 премии Япония Исследовательский центр IBM р. 1925</p>	<p>«за экспериментальные открытия эффекта туннелирования в полупроводниках и сверхпроводниках»</p>	<p>«Долгий путь к туннелированию»</p>
	<p>Айвер Джайвер 1/4 премии США Дженерал Электрик р. 1929 (в Бергене, Норвегия)</p>		<p>«Туннелирование электронов и сверхпроводимость»</p>
	<p>Брайн Девид Джозефсон 1/2 премии Кембриджский университет Великобритании р. 1940</p>	<p>«за теоретические предсказания свойств туннельного барьера, образованного сверхпроводниками, в частности явления, общеизвестного ныне под названием эффекта Джозефсона»</p>	<p>«Открытие туннелирования между сверхпроводниками»</p>
1985	<p>Klaus von Klitzing Federal Republic of Germany Max-Planck-Institut für Festkörperforschung Stuttgart, Federal Republic of Germany b. 1943</p>	<p>"for the discovery of the quantized Hall effect"</p>	<p>http://nobelprize.org/physic/s/laureates/1985/klitzing-lecture.pdf "The quantized hall effect" Nobel lecture, December 9, 1985</p>

	Клаус фон Клицинг ФРГ р.1943	«За открытие квантового эффекта Холла»	«Квантовый эффект Холла»
1987	J. Georg Bednorz 1/2 of the prize Federal Republic of Germany IBM Zurich Research Laboratory Rьschlikon, Switzerland b. 1950	"for their important breakthrough in the discovery of superconductivity in ceramic materials"	http://nobelprize.org/physics/laureates/1987/bednorz-muller-lecture.pdf “ Perovskite-type oxides – the new approach to high-T_c superconductivity ” Nobel lecture, December 8, 1987
	K. Alexander Мьллер 1/2 of the prize Switzerland IBM Zurich Research Laboratory Rьschlikon, Switzerland b. 1927		
	Иоган Георг Беднорц 1/2 премии ФРГ Исследовательская лаборатория IBM р. 1950	«за важное достижение в открытии сверхпроводимости в керамических материалах»	«Перовскито-подобные окислы - новый подход к высокотемпературной сверхпроводимости»
	Карл Алекс Мюллер 1/2 премии Исследовательская Лаборатория IBM р. 1927		
1994	Bertram N. Brockhouse 1/2 of the prize Canada McMaster University Hamilton, Ontario, Canada b. 1918 d. 2003	"for pioneering contributions to the development of neutron scattering techniques for studies of condensed matter"	http://nobelprize.org/physics/laureates/1994/brockhouse-lecture.pdf “ Slow neutron spectroscopy and the grand atlas of the physical world ” Nobel Lecture, December 8, 1994
	Clifford G. Shull 1/2 of the prize USA Massachusetts Institute of Technology (MIT) Cambridge, MA, USA b. 1915 d. 2001		

	<p>Берtram Н. Брокхауз 1/2 премии Канада р. 1918 у. 2003</p>	<p>«за новаторский вклад в развитие методов рассеивания нейтронов для изучения конденсированных сред»</p>	<p>«Спектроскопия медленных нейтронов и великий атлас физического мира»</p>
	<p>Клифорд Г. Шалл 1/2 премии США Массачусетский институт технологий р. 1915 у. 2001</p>	<p>«за развитие нейтронной спектроскопии»</p> <p>«за развитие метода дифракции нейтрона»</p>	<p>«Раннее изучение рассеяния нейтронов»</p>
1998	<p>Robert B. Laughlin 1/3 of the prize USA Stanford University Stanford, CA, USA b. 1950</p>	<p>"for their discovery of a new form of quantum fluid with fractionally charged excitations"</p>	<p>http://nobelprize.org/physics/laureates/1998/laughlin-lecture.pdf</p> <p>“Fractional quantization” Nobel Lecture, December 8, 1998</p>
	<p>Horst L. Störmer 1/3 of the prize Federal Republic of Germany Columbia University New York, NY, USA b. 1949</p>		<p>http://nobelprize.org/physics/laureates/1998/stormer-lecture.pdf</p> <p>“The fractional quantum Hall effect” Nobel Lecture, December 8, 1998</p>
	<p>Daniel C. Tsui 1/3 of the prize USA Princeton University Princeton, NJ, USA b. 1939 (in Henan, China)</p>		<p>http://nobelprize.org/physics/laureates/1998/stormer-lecture.pdf</p> <p>“Interplay of disorder and interaction in two-dimensional electron gas in intense magnetic fields” Nobel Lecture, December 8, 1998</p>
	<p>Роберт Лафмен 1/3 премии США Станфордский университет р. 1950</p>		<p>«Дробное квантование»</p>
	<p>Хорст Штермер 1/3 премии ФРГ р. 1949</p>		<p>«за открытие новой формы квантовой жидкости с дробно заряженными возбужденными состояниями»</p>
	<p>Дэниел Цуй 1/3 премии США р. 1939</p>	<p>«Взаимосвязь беспорядка и корреляции в двухмерном электронном газе в сильных магнитных полях»</p>	

2000 "for basic work on information and communication technology"	<p>Zhores I. Alferov 1/4 of the prize Russia A.F. Ioffe Physico-Technical Institute St. Petersburg, Russia b. 1930</p>	<p>"for developing semiconductor heterostructures used in high-speed- and optoelectronics"</p>	<p>http://nobelprize.org/physics/laureates/2000/alferov-lecture.pdf "The double heterostructure: concept and its applications in physics, electronics and technology" Nobel Lecture December 8, 2000</p>
	<p>Herbert Kroemer 1/4 of the prize Federal Republic of Germany University of California Santa Barbara, CA, USA b. 1928</p>		<p>http://nobelprize.org/physics/laureates/2000/kroemer-lecture.pdf "Quasi-electric fields and band offsets: teaching electrons new tricks" Nobel Lecture, December 8, 2000</p>
	<p>Jack S. Kilby 1/2 of the prize USA Texas Instruments Dallas, TX, USA b. 1923</p>	<p>"for his part in the invention of the integrated circuit"</p>	<p>http://nobelprize.org/physics/laureates/2000/kilby-lecture.pdf "Turning potential into realities: the invention of the integrated circuit" Nobel Lecture, December 8, 2000</p>
«за основополагающие работы в информационных и телекоммуникационных технологиях»	<p>Жорес Иванович Алфёров 1/4 премии Россия Физико-технический институт им. Иофе р. 1930</p>	<p>«за открытие полупроводниковых гетероструктур, используемых в высокоскоростной оптоэлектронной связи»</p>	<p>«Двойные гетероструктуры: свойства и их использование в физике, электронике и технологиях»</p>
	<p>Герберт Кремер 1/4 премии ФРГ Университети Калифорнии р. 1938</p>	<p>«за вклад в изобретении интегральной схемы»</p>	<p>«Квазиэлектрические поля и разрывы зон: новое поведение электронов»</p>
	<p>Джек С. Килби 1/2 премии США р. 1923</p>		<p>«Переход от возможного к реальности: изобретение интегральной схемы»</p>
2003	<p>Alexei A. Abrikosov 1/3 of the prize USA and Russia Argonne National Laboratory Argonne, IL, USA b. 1928</p>	<p>"for pioneering contributions to the theory of superconductors and superfluids"</p>	<p>http://nobelprize.org/physics/laureates/2003/abrikosov-lecture.pdf "Type II superconductors and the vortex lattice" Nobel Lecture, December 8, 2003</p>

<p>Vitaly L. Ginzburg 1/3 of the prize Russia P.N. Lebedev Physical Institute Moscow, Russia b. 1916</p>		<p>http://nobelprize.org/physics/laureates/2003/ginzburg-lecture.pdf “On superconductivity and superfluidity” Nobel Lecture, December 8, 2003 На русском языке http://data.ufn.ru//Ginzburg/Gin_nob_r.pdf</p>
<p>Anthony J. Leggett 1/3 of the prize United Kingdom and USA University of Illinois Urbana, IL, USA b. 1938</p>		<p>http://nobelprize.org/physics/laureates/2003/leggett-lecture.pdf “Superfluid 3-He: the early days as seen by a theorist” Nobel Lecture, December 8, 2003</p>
<p>Алексей А. Абрикосов 1/3 премии США и Россия Аргонская Национальная Лаборатория р. 1928</p>	<p>«за новаторский вклад в теорию сверхпроводимости и сверхтекучести»</p>	<p>«Сверхпроводники типа-II и вихревые решетки»</p>
<p>Виталий Л. Гинзбург 1/3 премии Россия Физический институт им Лебедева р. 1916</p>		<p>«Сверхпроводимость и сверхтекучесть»</p>
<p>Энтони Дж. Лаггет 1/3 премии Великобритания и США Университет Иллинойса р. 1938</p>		<p>«Сверхтекучий He-3: первые дни с точки зрения теоретика»</p>

<http://nobelprize.org/chemistry/>

Нобелевские премии по химии,
связанные с тематикой твердотельной микро и оптоэлектроники

Дата присуждения	Авторы	Формулировка нобелевского комитета	Ссылка на текст нобелевской лекции
1996	<p>Robert F. Curl Jr. 1/3 of the prize USA Rice University Houston, TX, USA b. 1933</p>	"for their discovery of fullerenes"	<p>http://nobelprize.org/chemistry/laureates/1996/curl-lecture.pdf “Dawn of the fullerenes: experiment and conjecture” Nobel Lecture, December 7, 1996</p>
	<p>Sir Harold W. Kroto 1/3 of the prize United Kingdom University of Sussex Brighton, United Kingdom b. 1939</p>		<p>http://nobelprize.org/chemistry/laureates/1996/kroto-lecture.pdf “Symmetry, space, stars and C₆₀” Nobel Lecture, December 7, 1996</p>
	<p>Richard E. Smalley 1/3 of the prize USA Rice University Houston, TX, USA b. 1943</p>		<p>http://nobelprize.org/chemistry/laureates/1996/smalley-lecture.pdf “Discovering the fullerenes” Nobel Lecture, December 7, 1996</p>
1996	<p>Роберт Ф. Курл Джр. 1/3 премии США р. 1933</p>	«за открытие фуллеренов»	<p>«Заря фуллеренов: эксперимент и гипотезы»</p>
	<p>Сер Гарольд. В. Крото 1/3 премии Великобритания Университет Суссекса р. 1939</p>		<p>«Симметрия, космос, звезды и C₆₀»</p>
	<p>Ричард И. Смайлли 1/3 премии США р. 1943</p>		<p>«Открытие фуллеренов»</p>

Решения задач

Глава 1. Необходимые сведения из физики твердого тела и физики полупроводников

1.1. Концентрация собственных носителей заряда n_i имеет сильную температурную зависимость и определяется как

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right), \quad (1.1),$$

где эффективная плотность состояний в C - и V -зонах $N_{C,V}$ также зависит от температуры T и эффективной массы плотности состояний m^* :

$$N_{C,V} = 2 \cdot \left(2\pi \cdot \frac{m_{n,p}^* kT}{h^2}\right)^{3/2} = 2,5 \cdot 10^{19} \cdot \left(\frac{m_{n,p}^*}{m_0}\right)^{3/2} \cdot \left(\frac{T}{300}\right)^{3/2}, \text{ см}^{-3}. \quad (1.2)$$

Ширина запрещенной зоны E_g имеет слабую зависимость от температуры типа $E_g = E_{g0} - \alpha T$. Величины E_{g0} и α приведены в приложении, здесь же можно найти величины N_C и N_V при $T = 300$ К. Расчет значений эффективной плотности состояний в C - и V -зонах и концентрации собственных носителей заряда n_i при температуре жидкого азота 77 К приводится ниже

	Si	Ge	GaAs	InSb
$N_C, \text{ см}^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{18}$	$1,04 \cdot 10^{19}$	$5,8 \cdot 10^{16}$	$5,1 \cdot 10^{15}$
$N_V, \text{ см}^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{18}$	$6,9 \cdot 10^{18}$	$9,8 \cdot 10^{17}$	$1,5 \cdot 10^{18}$
$n_i, \text{ см}^{-3}$	$3 \cdot 10^{-20}$	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$2,8 \cdot 10^{-33}$	$1,2 \cdot 10^{10}$

1.2. Примесь полностью ионизована, когда концентрация равновесных электронов равна концентрации легирующей примеси $n_0 = N_D$. Из основного соотношения для полупроводников: $n_0 \cdot p_0 = n_i^2$ найдем концентрацию неосновных носителей заряда $p_0 = \frac{n_i^2}{n_0}$. Для Si $p_0 = 2,6 \cdot 10^3$, для GaAs $p_0 = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-3}$.

1.3. В собственном полупроводнике $n_0 = p_0$ и положение уровня Ферми относительно середины запрещенной зоны полупроводника φ_0 можно рассчитать как

$$\varphi_{0i} = \frac{kT}{2} \ln \frac{N_V}{N_C} = \frac{3}{4} kT \ln \left(\frac{m_n^*}{m_p^*} \right), \quad (1.3)$$

$$N_{c,v} = 2 \cdot \left(2\pi \cdot \frac{m_{n,p}^* kT}{h^2} \right)^{3/2} = 2,5 \cdot 10^{19} \cdot \left(\frac{m_{n,p}^*}{m_0} \right)^{3/2} \cdot \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2}. \quad (1.4)$$

	T, K	300	77
$\varphi_0, \text{эВ}$	Si	-0,0124	-0,0032
	InSb	0,074	0,019

Таким образом, в кремнии уровень Ферми лежит ниже, а в антимониде индия – выше середины запрещенной зоны полупроводника E_i .

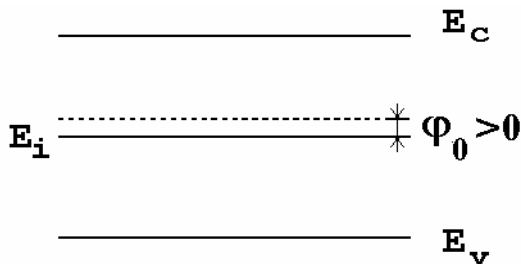


Рис. Зонная диаграмма полупроводника, когда $\varphi_0 > 0$, $m_p^* > m_e^*$

1.4. В легированном полупроводнике $p_0 \gg n_i$ положение уровня Ферми φ_0 можно рассчитать по формуле

$$\varphi_0 = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{p_0}{n_i} \right). \quad (1.5)$$

Концентрацию основных носителей p_0 найдем, зная величину удельного сопротивления $\rho = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, как

$$p_0 = \frac{1}{q\mu_p\rho}. \quad (1.6)$$

В результате: $p_0 = 3,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\varphi_0 = 0,067 \text{ эВ}$.

1.5. Положение уровня Ферми в InSb найдем по формуле (1.4):

$\varphi_0 = 0,085 \text{ эВ}$. Чтобы найти φ_0 относительно середины запрещенной зоны, нужно учесть сдвиг уровня Ферми в собственном полупроводнике (см. задача 1.3): $-0,019 \text{ эВ}$, т.е. $\varphi_{0n} = 0,104 \text{ эВ}$ в $n\text{-InSb}$ и $\varphi_{0p} = 0,066 \text{ эВ}$ в $p\text{-InSb}$. Если рассчитать положение уровня Ферми относительно края C -зоны, то

$\frac{E_g}{2} - \varphi_{0n} = 0,115 - 0,104 = 0,011 \text{ эВ}$ – это не превышает величины $2kT$ (0,013 эВ при $T = 77 \text{ K}$), т.е. $n\text{-InSb}$ – вырожден, $p\text{-InSb}$ – нет.

1.6. Зная удельное сопротивление $\rho = 4,5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, по формуле (1.5) найдем уровень легирования $N_D = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а далее по формуле (1.4) положение уровня Ферми $\varphi_0 = 0,284 \text{ эВ}$ при 300 К и $\varphi_0 = 0,52 \text{ эВ}$ при 77 К.

1.7. Величину удельного сопротивления ρ найдем из соотношения

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q\mu_n n},$$

учитывая условие полной ионизации примеси.

p -тип: $p_0 = N_A$; n -тип, $n_0 = N_D$

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{q\mu_{n,p} N_{A,D}}.$$

$$\rho_n = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 1500 \cdot 10^{16}} = 0,42 \text{ Ом}\cdot\text{см};$$

$$\rho_p = \frac{1}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 600 \cdot 10^{16}} = 1,05 \text{ Ом}\cdot\text{см}.$$

1.8. В собственном полупроводнике удельная электропроводность равна

$\sigma_i = qn\mu_n + qp\mu_p = qn(\mu_n + \mu_p)$ и, соответственно, $\rho_i = 1/\sigma_i$:

	Si	Ge	GaAs	InSb
$\rho_i, \text{ Ом}\cdot\text{см}$	$1,9 \cdot 10^5$	43	$6,4 \cdot 10^7$	$4 \cdot 10^{-3}$

1.9. Вырождение в полупроводнике наступает, когда уровень Ферми F приближается к C - или V -зоне на расстояние порядка kT , т.е. $F - E_V = kT$. В случае полной ионизации примеси концентрация дырок p определяется как

$$p = N_V \exp\left(\frac{E_V - F}{kT}\right) \quad (1.7)$$

и равна уровню легирования N_A : $N_A = p = N_V/2,73$. Для Si: $N_A = 3,8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, для Ge: $N_A = 2,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

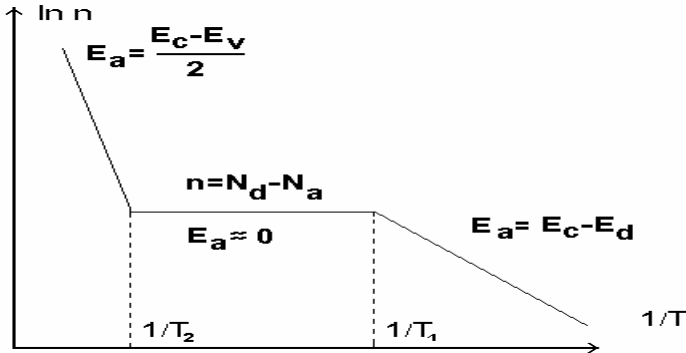
1.10. $N_D = 7,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Учитывая температурную зависимость n_i (см. зад. 1.1), вычисляем φ_0 : при $T = 300 \text{ К}$ $\varphi_0 = 0,47 \text{ эВ}$ и при 77 К $\varphi_0 = 0,72 \text{ эВ}$, тогда $\Delta\varphi_0 = 0,25 \text{ эВ}$.

1.11. Известно, что E_g и $N_{C,V}$ зависят от температуры. Для оценки граничной температуры пренебрежем этим фактом. Тогда учитывая, что $n_0 = N_D$ и $n_0 = n_i$, после преобразования получим:

$$T_{\text{гр}} = \frac{E_g}{2k} \cdot \frac{1}{\ln \left(\frac{\sqrt{N_C N_V}}{N_D} \right)}$$

	Si	Ge	GaAs	InSb
$T_{\text{гр}}, \text{K}$	668	439	1104	195
$T_{\text{гр}}, ^\circ\text{C}$	395	166	831	-78

1.12. На качественной зависимости $\ln n$ от $1/T$ можно выделить 3 участка



1) с энергией активации E_a , соответствующей ионизации примеси, 2) собственно матрицы полупроводника и 3) нулевой. Нижняя граница области T_1 определяется условием $n = N_D - N_A$, т.е.

$$T_1 = \frac{E_C - E_D}{k \ln \frac{N_C(T)}{gN_A}}$$

Верхняя граница области T_2 определяется условием $n_i = N_D - N_A$, т.е.

$$T_2 = \frac{(E_C - E_V)_0}{2k \left(\ln \frac{N_C(T_2)}{N_C - N_V} + \frac{\alpha}{2k} \right)}$$

$$E_C - E_V = (E_C - E_V)_0 - \alpha T$$

В первом приближении $T_1 = 580 \text{ K}$ и $T_2 = 7010 \text{ K}$. Второе приближение дает существенно отличные значения $T_1 = 78 \text{ K}$ и $T_2 = 540 \text{ K}$.

1.13. В условиях термодинамического равновесия полная плотность тока дырок j_p равна нулю, т.е. $j_p = j_{p, \text{диф}} + j_{p, \text{др}} = q(\mu_p E - D_p \frac{dp}{dx}) = 0$.

Отсюда внутреннее поле $E_i = \frac{D_p}{\mu_p} \frac{dp}{dx} \frac{1}{p}$.

Продифференцировав $p(x)$: $\frac{dp}{dx} = -\frac{p}{x_0}$,

получим $E_i = \frac{D_p}{\mu_p} \frac{1}{x_0} = 500 \frac{\text{В}}{\text{см}}$ и $j_{p \text{ диф}} = j_{p \text{ др}} = 3,2 \cdot 10^{-14} \cdot \text{А/см}^2$.

1.14. Темп генерации с учетом $E_i = E_t$ задается формулой

$$G = \frac{pn - n_i^2}{(p + n + 2 \cdot n_i) \tau_0}. \quad (1.8)$$

По уровню легирования $N_D = n_0 = 7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ можно рассчитать равновесную концентрацию неосновных носителей заряда $p_0 = \frac{n_i^2}{N_D} = 2,1 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$. Время

жизни τ_0 рассчитаем как:

$$\tau_0 = \frac{1}{N_t \sigma_t v_t}, \quad (1.9)$$

т.е. τ_0 равно $1 \cdot 10^{-7}$ с. Неравновесные концентрации носителей заряда равны $n = n_0 + \Delta n \approx n_0$ — основных и $p = p_0 + \Delta p \approx \Delta p$ — неосновных. В первом случае, когда $n, p \ll n_i$ формула (2.1) сводится к

$$G = \frac{-n_i^2}{n_i \cdot 2 \cdot \tau_0} = -\frac{n_i}{2 \cdot \tau_0},$$

$G = 7,25 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, во втором случае $n \gg n_i$ и $p_0 \gg p$

$$G = \frac{n_0 \cdot \Delta p}{n_0 \tau_0} = \frac{p - p_0}{\tau_0} = -\frac{p_0}{\tau_0}$$

$G = 2,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$.

1.15. Время жизни τ_0 рассчитаем по формуле (2.2) как $\tau_0 = 1 \cdot 10^{-8}$ с, концентрации неравновесных носителей заряда равны $n = N_D = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $p = G \cdot \tau_0 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

1.16. Коэффициент рекомбинации r получим из соотношения $G = R = r \cdot n \cdot p$.

$$G = r(n + p) = r(n_0 + \Delta n + p_0 + \Delta p) = r \cdot \Delta n \cdot (n_0 + p_0) = r \cdot \Delta n \cdot n_0.$$

Отсюда имеем для r : $r = \frac{G}{\Delta n} \cdot \frac{1}{n_0} = \frac{1}{\tau_0 n_0}$.

$r = 1 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$, избыточная концентрация электронов $\Delta n = G \cdot \tau_0 = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$.

1.17. При наличии градиента концентраций плотность диффузионного тока

$$j_{\text{диф}} = qD \frac{\Delta n}{\Delta x} = \frac{q\mu_n}{\left(\frac{kT}{q}\right)} \cdot \frac{\Delta n}{\Delta x} = 825 \frac{\text{А}}{\text{см}^2}.$$

1.18. В стационарном случае имеем: $G = \frac{\Delta p}{\tau_0}$ и $G = \gamma I$, поэтому $\Delta p = \gamma I \tau_0$, т.е.

$$\Delta p = 10^{16} \text{ см}^{-3} \cdot \frac{\Delta \sigma}{\sigma_0} = \frac{\Delta p (\mu_n + \mu_p)}{n_0 \mu_n} = 0,15.$$

Глава 2. Барьеры Шоттки, p - n переходы и гетеропереходы

2.1. Контактная разность потенциалов $\Delta \varphi_{\text{ms}} = \Phi_{\text{Au}} - \Phi_{\text{Ge}} = \Phi_{\text{Au}} - \chi + E_g/2 - \varphi_0$.

Учитывая, что $N_D = \frac{1}{q\mu_n \rho} = 1,6 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $\varphi_0 = kT \ln \left(\frac{N_D}{n_i} \right) = 0,11 \text{ эВ}$,

имеем $\Phi_{\text{Ge}} = 4,22 \text{ эВ}$, $\varphi_{\text{к}} = 0,48 \text{ эВ}$.

2.2. Ширина области обеднения W определяется

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 (\Delta \varphi_{\text{ms}} - V_g)}{q \cdot N_d}}. \quad (2.1)$$

Высота барьера $\Delta \varphi_{\text{ms}}$, уровень легирования N_D и φ_0 рассчитываются, как и в задаче 3.1: $N_D = 4,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\varphi_0 = 0,38 \text{ эВ}$, $\varphi_{\text{к}} = 1,07 \text{ эВ}$. Тогда $W (V_G = +0,4) = 0,14 \text{ мкм}$, $W (V_G = -0,2) = 0,14 \text{ мкм}$, $W (V_G = 0) = 0,14 \text{ мкм}$.

2.3, 2.4. Зависимость электрического поля E и потенциала φ в барьере Шоттки от координаты x можно рассчитать как

$$E = \frac{d\varphi}{dx} = \frac{q \cdot N_D \cdot W}{\varepsilon_s \cdot \varepsilon_0} \left(1 - \frac{x}{W} \right);$$

$$\varphi = \varphi_{\text{max}} \left(1 - \frac{x}{W} \right)^2. \quad (2.2)$$

Ширина области обеднения W определяется, как и в задаче 3.2.

Ответ для задачи 3.3 при $x = 0$: $E_{\text{max}} (V_G = +0,3 \text{ В}) = 3,82 \cdot 10^4 \text{ В/см}$, $E_{\text{max}} (V_G = 0 \text{ В}) = 4,95 \cdot 10^4 \text{ В/см}$, $E_{\text{max}} (V_G = -110 \text{ В}) = 5,78 \cdot 10^5 \text{ В/см}$.

Ответ для задачи 3.4 при $W = 4,2 \text{ мкм}$: $E (x = 1,2 \text{ мкм}) = 1,9 \cdot 10^4 \text{ В/см}$, $\varphi_{\text{max}} = \varphi_{\text{к}} + V_G = 5,65 \text{ эВ}$, $\varphi(x) = 2,9 \text{ В}$.

2.5. Вольт-амперная характеристика идеального диода описывается формулой:

$$j = j_s \left(e^{\frac{qV_G}{kT}} - 1 \right). \quad (2.3)$$

Величина тока насыщения j_s может быть рассчитана по диодной

$$j_s = \frac{1}{4} q n_0 e^{-\frac{q\phi_k}{kT}} \sqrt{\frac{8kT}{m_n^* \pi}},$$

где n_0 – равновесная концентрация электронов,

или диффузионной теории

$$j_s = q \mu_n E_{\max} n_0 e^{\frac{q\phi_k}{kT}}.$$

Из сравнения соотношения длины свободного пробега

$$l_{\text{пр}} = v_t \cdot \tau = \frac{v_t \mu_n m_n^*}{q} = 0,033 \text{ мкм} \quad \text{и} \quad \text{величины} \quad \frac{2q \cdot \Delta\phi_{\text{ms}} \cdot W}{kT} = 0,12 \text{ мкм},$$

можно сделать вывод, что справедлива диффузионная теория. Тогда имеем:

$$j_s = 1,8 \cdot 10^{-13} \text{ А/см}^2 \quad \text{и} \quad j \text{ рассчитаем по формуле (3.3): } j = 4,3 \cdot 10^{-5} \text{ А/см}^2 \text{ при } V = 0,5, \quad j = 1,8 \cdot 10^{-13} \text{ А/см}^2 \text{ при } V = -5 \text{ В.}$$

2.6. Высота потенциального барьера в p - n переходе равна $\phi = \Delta\phi_{\text{ms}} - V$. Контактную разность потенциалов (к.р.п.) ϕ_k найдем как разность работ выхода:

$$\Delta\phi_{\text{ms}} = \Phi_p - \Phi_n = \phi_{p0} + \phi_{n0} = kT \ln \left(\frac{N_D N_A}{n_i^2} \right) = 0,09 + 0,11 = 0,2 \text{ эВ.}$$

Поэтому $\phi(V = +0,15) = 0,05 \text{ В}$, $\phi(V = -0,5) = 0,7 \text{ В}$.

2.7. Ширина области обеднения W_n в n -типе определяется как

$$W_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_s \epsilon_0 (\Delta\phi_{\text{ms}} - V)}{q N_D^2 \left(\frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right)}}. \quad (2.4)$$

Предварительно сосчитав $N_D = 1,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $N_A = 3,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а также $\Delta\phi_{\text{ms}} = 0,18 \text{ эВ}$, получим $W_n = 1,3 \text{ мкм}$, $W_p = 0,068 \text{ мкм}$ и

$$E_{\max} = \frac{q N_D W_n}{\epsilon_s \epsilon_0} = \frac{q N_A W_p}{\epsilon_s \epsilon_0} = 2,5 \cdot 10^3 \frac{\text{В}}{\text{см}}.$$

2.8. Аналогично предыдущей задаче имеем $W_p(V = -0,4 \text{ В}) = 0,42 \text{ мкм}$ и $W_p(V = +2 \text{ В}) = 0,97 \text{ мкм}$. Максимальное электрическое поле на границе $E_{\max}(V = -0,4 \text{ В}) = 6,4 \cdot 10^3 \text{ В/см}$ и $E_{\max}(V = +2 \text{ В}) = 1,75 \cdot 10^4 \text{ В/см}$, а при $x = 0,2 \text{ мкм}$ $E(V = -0,4 \text{ В}) = 3,4 \cdot 10^3 \text{ В/см}$ и $E(V = +2 \text{ В}) = 1,4 \cdot 10^4 \text{ В/см}$.

2.9. Т.к. концентрация примеси $N_D = 4,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ много больше $N_A = 2,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, то $W_p = 1 \text{ мкм} \gg W_n = 0,00055 \text{ мкм}$. Спад потенциала $\varphi(x)$ в p -область рассчитаем как

$$\varphi_p(x) = \frac{qN_A W_p^2}{2\varepsilon_s \varepsilon_0} \left(1 - \frac{x}{W_p}\right)^2. \quad (2.5)$$

Результаты расчета по формуле (3.5) сведем в таблицу:

$x, \text{ мкм}$	0	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	0,9
$\varphi(x), \text{ В}$	1,8	1,46	1,11	0,65	0,29	0,07	0,02

2.10. Вольт-амперная характеристика идеального диода описывается формулой 3.3, а ток насыщения j_s в случае p - n перехода, будет равен

$$j_s = \frac{q \cdot D_n \cdot n_{p0}}{L_n} - \frac{q \cdot D_p \cdot p_{n0}}{L_p}. \quad (2.6)$$

Коэффициент диффузии D найдем из соотношения Эйнштейна:

$$D = \mu \frac{kT}{q}, \quad (2.7)$$

$D_n = 39 \text{ см}^2/\text{с}$ и $D_p = 16 \text{ см}^2/\text{с}$, а диффузионную длину L по формуле

$$L = \sqrt{D \cdot \tau} \quad (2.8)$$

$L_n = 0,31 \text{ см}$ и $L_p = 0,063 \text{ см}$.

Плотность тока насыщения $j_s = 5,3 \cdot 10^{-11} \text{ А} \cdot \text{см}^{-2}$. Ток через диод равен $I(V = +0,5) = 0,13 \text{ мА}$ и $I(V = -0,5) = 5,3 \cdot 10^{-13} \text{ А}$.

2.11. Вычислим работу выхода из Ge и GaAs $\Phi = \chi + \frac{E_g}{2} + \varphi_0$, учитывая, что

$\varphi_{0 \text{ Ge}} = -0,16 \text{ эВ}$ и $\varphi_{0 \text{ GaAs}} = -0,53 \text{ эВ}$. К.р.п. $\varphi_k = 5,32 - 4,15 = 1,15 \text{ эВ}$.

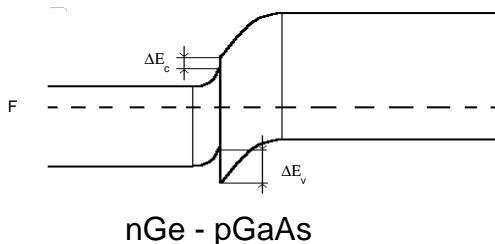
Ширина области обеднения W в гетеропереходе равна

$$W = \sqrt{\frac{2\varphi_k N_{b1} \varepsilon_0 \varepsilon_1 \varepsilon_2}{q N_{b2} (\varepsilon_1 N_{b1} + \varepsilon_2 N_{b2})}}, \quad (2.9)$$

где $N_{b1,2}$ и $\varepsilon_{1,2}$ – уровни легирования и диэлектрические проницаемости полупроводников. $W_{\text{Ge}} = W_{\text{GaAs}} = 0,28 \text{ мкм}$. Разрыв зон можно рассчитать как

$$\Delta E_C = \chi_{\text{GaAs}} - \chi_{\text{Ge}} = 0,07 \text{ эВ},$$

$$\Delta E_V = (\chi_{\text{GaAs}} + E_{g \text{ GaAs}}) - (\chi_{\text{Ge}} + E_{g \text{ Ge}}) = 0,84 \text{ эВ}.$$



Зонная диаграмма гетероперехода

2.12. Время нарастания обратного смещения t вычислим как отношение изменения заряда барьерной емкости ΔQ к протекающему току I : $t = \frac{\Delta Q}{I}$. Заряд

Q выразим через ширину ОПЗ W : $Q = \frac{qN_D SW}{2}$. Ширина областей обеднения

в p - и n -областях равны $W_p = W_n$ (т.к. равны концентрации $N_A = N_D$) и рассчитываются по формуле (3.4): $W(0) = 1,23 \cdot 10^{-4}$ см, $W(-10) = 5,29 \cdot 10^{-4}$ см. Заряды соответственно равны $Q(0) = 9,73 \cdot 10^{-11}$ Кл и $Q(-10) = 4,23 \cdot 10^{-10}$ Кл, а время нарастания $t = 3,26 \cdot 10^{-7}$ с.

Глава 3. Физика поверхности и МДП-структуры

3.1. Дебаевская длина характеризует глубину проникновения электрического поля в полупроводник при малых возмущениях потенциала порядка kT/q :

$$L_D = \sqrt{\frac{kT}{q} \cdot \frac{\epsilon_s \epsilon_0}{qN_D}} \quad (3.1)$$

Зная $N_D = 2,8 \cdot 10^{14}$ см⁻³, $L_D = 2,5 \cdot 10^{-5}$ см = 0,25 мкм. При больших величинах обедняющих напряжений глубина проникновения электрического поля W обычно много больше длины Дебая т.к. обычно

$$\psi_s \gg \frac{kT}{q} \text{ и } \frac{W}{L_D} = \sqrt{\frac{2\psi_s}{\left(\frac{kT}{q}\right)}} \gg 1.$$

3.2. Для собственных полупроводников дебаевская длина экранирования L_D определяется ϵ_s и n_i , (см. формулу (5.1)):

Полупроводник	Si	Ge	GaAs	InSb
L_D , мкм	33	0,96	1200	0,035

т.е. дебаевская длина возрастает с ростом ширины запрещенной зоны.

3.3. Значения поверхностной концентрации n_s и p_s в классическом случае выражаются $n_s = n_0 e^{\beta\psi_s}$ и $p_s = n_0 e^{-\beta(\psi_s + 2\varphi_0)}$. Рассчитаем необходимые параметры:

$$n_0 = \frac{1}{q\mu_n\rho_n}, \quad p_0 = \frac{n_i^2}{n_0}, \quad 2\varphi_0 = 2\frac{kT}{q} \ln \frac{n_0}{n_i}.$$

$$n_0 = 4,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}, \quad p_0 = 6,1 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}, \quad 2\varphi_0 = 0,65 \text{ эВ}.$$

ψ_s , эВ	0,3	-0,2	-0,5	-0,9
n_s , см^{-3}	$4,5 \cdot 10^{20}$	$1,9 \cdot 10^{12}$	$1,7 \cdot 10^7$	$3,4 \cdot 10^{-3}$
p_s , см^{-3}	$5,0 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^8$	$1,3 \cdot 10^{13}$	$6,5 \cdot 10^{19}$

Сравнивая значения n_s и p_s со значениями получаем, что состояние: 1 – обогащение, 2 – обеднение, 3 – слабая инверсия, 4 – сильная инверсия.

3.4. Заряд в ОПЗ Q_{sc} в общем случае записывается как

$$Q_{sc} = \varepsilon_s \varepsilon_0 E_s = \pm \frac{\sqrt{2} \varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{qL_D} \cdot F(\psi_s, \varphi_0), \quad (3.2)$$

здесь L_D – длина экранирования Дебая, функция $F(\psi_s, \varphi_0)$ для невырожденно-го полупроводника p -типа:

$$F(\psi_s, \varphi_0) = \sqrt{(e^{-\beta\psi_s} + \beta\psi_s - 1) + e^{-2\beta\varphi_0} (e^{\beta\psi_s} - \beta\psi_s - 1)}. \quad (3.3)$$

Емкость ОПЗ C_{sc} также выражается через $F(\psi_s, \varphi_0)$:

$$C_{sc} = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0}{\sqrt{2}L_D} \cdot \frac{\sqrt{(1 - e^{-\beta\psi_s}) + e^{-2\beta\varphi_0} (e^{\beta\psi_s} - 1)}}{F(\psi_s, \varphi_0)}. \quad (3.4)$$

Для частных случаев: обогащения ($\psi_s < 0$), обеднения ($\varphi_0 > \psi_s > 0$), слабой ($2\varphi_0 > \psi_s > \varphi_0$) и сильной ($\psi_s > 2\varphi_0$) инверсии можно получить упрощенные выражения. Объемное положение уровня Ферми относительно середины запрещенной зоны вычислим по формулам (1.3–1.4), учитывая что $\varphi_0 = 0,29$ эВ, тогда имеем (см. таблицу ниже):

ψ_s	Q_{sc} , Кл/см ²	C_{sc} , Ф/см ²
0, плоские зоны	0	$8,0 \cdot 10^{-8}$
φ_0 , середина зоны	$9,3 \cdot 10^{-9}$	$5,7 \cdot 10^{-8}$
$2\varphi_0$, пороговый потенциал	$1,4 \cdot 10^{-8}$	$1,7 \cdot 10^{-8}$

3.5. Т.к. $\varphi_0 < \psi_s < 2\varphi_0$, то реализуется условие слабой инверсии, что соответствует случаю треугольной потенциальной ямы, при этом:

$$\lambda_c = \frac{\varepsilon_s \varepsilon_0 \cdot kT}{Q_B \cdot q} \quad (3.5)$$

Вычислив $N_D = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $\varphi_0 = 0,41 \text{ эВ}$, рассчитаем заряд в ОПЗ:

$$Q_B = \sqrt{2q\varepsilon_s \varepsilon_0 N_A \psi_s}, \quad (3.6)$$

$Q_B = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ Кл} \cdot \text{см}^{-2}$ и среднее расстояние локализации $\lambda_c = 1,9 \cdot 10^{-7} \text{ см}$ при 300К и $\lambda_c = 5 \cdot 10^{-8} \text{ см}$ при 77 К.

3.6. Величина дебройлевской длины волны λ будет

$$\lambda = \frac{2\pi h}{(2m^* kT)^{1/2}} \quad (3.7)$$

Будем для определенности рассчитывать ее для тяжелых электронов в Si, Ge, где m^* – анизотропная. Поскольку в соотношении присутствует постоянная Планка, все расчеты необходимо вести в системе единиц СИ. Величины дебройлевской длины волны l (в нм) приведены ниже:

	Si	Ge	GaAs	InSb
$T = 300 \text{ К}$	7,7	6,0	29,0	67,0
$T = 77 \text{ К}$	15,4	12,0	58,0	134,0

Следовательно, при $T = 77 \text{ К}$ дебройлевская длина волны возрастает в 2 раза.

3.7. Поскольку заряд в ОПЗ $Q_{sc} \gg Q_B$ в основном обусловлен ионизованными донорами, то можно воспользоваться приближением треугольной потенциальной ямы. Для определенности будем считать E_i , N_i , l_c для тяжелых дырок. Рассчитаем необходимые параметры:

$$\varphi_0 = 0,45 \text{ эВ}, \quad E_s = \frac{Q_B}{\varepsilon_s \varepsilon_0} = \sqrt{\frac{2qN_D 2\varphi_0}{\varepsilon_s \varepsilon_0}} = 5,3 \cdot 10^6 \frac{\text{В}}{\text{см}},$$

$$E_i = \left[\frac{qh\varepsilon_s}{(2m_n^*)^{1/2}} \right]^{2/3} \cdot \gamma_i = 0,044 \text{ эВ}.$$

Значение энергии дна подзон будет:

$I = 0$	$g_0 = 2,238$	$E_0 = 0,103 \text{ эВ}$
$I = 1$	$g_1 = 4,087$	$E_1 = 0,18 \text{ эВ}$
$I = 2$	$g_2 = 5,52$	$E_2 = 0,24 \text{ эВ}$

Значение уровня Ферми на поверхности F_s , отсчитанное, как и E_i , от дна валентной зоны будет $F_s = \frac{E_g}{2qg_0} = 0,13$ эВ. Отметим, что отсчет F_s и E_i проведен в противоположные стороны; поэтому в функции заполнения уровней, куда входит расстояние между F_s и E_i , они должны суммироваться.

Число электронов N_i :

$$N_i = \frac{kT}{\pi h^2} m_n^* \cdot \ln \left[1 + \exp \left(-\frac{F_s + E_i}{kT} \right) \right] \approx \frac{kT}{\pi h^2} m^* \exp \left(-\frac{F_s + E_i}{kT} \right)$$

$$N_0 = 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2}, N_1 = 5,6 \cdot 10^{-9} \text{ см}^{-2}, N_2 = 6,3 \cdot 10^{-13} \text{ см}^{-2}.$$

Область локализации λ_c будет:

$$\lambda_{ci} = \frac{2E_i}{3q\epsilon_s},$$

$$\lambda_{c0} = 1,3 \cdot 10^{-8} \text{ м} = 130 \text{ \AA}, \quad \lambda_{c1} = 230 \text{ \AA}, \quad \lambda_{c2} = 310 \text{ \AA}.$$

3.8. Величина заряда в ПС: $Q_{ss} = -qN_{ss}(\psi_s - \varphi_0)$, а заряд Q_{sc} в ОПЗ при условиях задачи обусловлен ионизованными акцепторами, т.е.

$$Q_{sc} = \sqrt{2q\epsilon_s\epsilon_0 N_A \psi_s}.$$

Рассчитаем необходимые параметры: $\varphi_0 = 0,46$ эВ и получим:

	Q_{ss} , Кл/см ²	Q_{sc} , Кл/см ²
$\psi_s = 0$	$+1,5 \cdot 10^{-7}$	0
$\psi_s = \varphi_0$	0	$-3,9 \cdot 10^{-7}$
$\psi_s = 2\varphi_0$	$-1,5 \cdot 10^{-7}$	$-5,5 \cdot 10^{-7}$

3.9. Постоянную времени моноэнергетических ПС τ , эквивалентную последовательную емкость C_s и сопротивление R_s рассчитывают по формулам:

$$C_s = \frac{q^2}{kT} \cdot N_s \cdot f_0 \cdot (1 - f_0);$$

$$R_s = \frac{kT}{q^2} \cdot \frac{1}{N_s \cdot (1 - f_0) \cdot \alpha \cdot n_{s0}};$$

$$\tau = R_s \cdot C_s;$$

$$\alpha = \sigma_t \cdot v_t;$$

$$f_0 = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_t - F_s}{kT}}}.$$

Найдем вероятность заполнения уровня ловушек: уровень Ферми совпадает с ПС $E_t = F_s$, т.е. $f_0 = 0,5$. Найдем как и ранее: $\varphi_0 = 0,27$ эВ, вероятность захвата $\alpha = 1 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$, тепловую скорость $v = 10^7 \text{ см/с}$, изгиб зон на поверхности

$\psi_s = E_t - \varphi_0 = 0,18$ эВ, концентрацию электронов на поверхности $n_{s0} = 5,7 \cdot 10^{17}$ см⁻³.

Тогда $R_s = 7,1 \cdot 10^{-4}$ Ом·см², $C_s = 1,2 \cdot 10^{-6}$ Ф/см², $\tau = 8,8 \cdot 10^{-10}$ с.

3.10. Плотность поверхностных состояний в методе Термана рассчитывается

$$N_{ss} = \frac{C_{ox}}{q} \cdot \frac{\Delta V_G}{\Delta \psi_s}. \quad (3.8)$$

Где ΔV_G – сдвиг экспериментальной ВФХ относительно теоретической ВФХ при двух значениях ψ_s , т.е. фактически $\Delta V_G = \Delta V_{G \text{ теор}} + \Delta V_{G \text{ эксп}}$. Значение напряжения на затворе идеальной МДП-структуры равно:

$$V_{G \text{ теор}} = \frac{Q_{sc}(\psi_s)}{C_{ox}} + \psi_s. \quad (3.9)$$

При этом заряд в ОПЗ Q_{sc} определим по (5.2), а емкость подзатворного диэлектрика найдем по формуле плоского конденсатора:

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_n \epsilon_0}{d_n} = 5 \cdot 10^{-8} \frac{\Phi}{\text{см}^2}. \quad \text{Значения } \psi_s \text{ выберем вблизи плоских зон}$$

$$\psi_s = \pm \frac{kT}{q} = \pm 0,0259 \text{ эВ}. \quad \text{Тогда } \Delta V_{G \text{ теор}} = 0,070 - (-0,087) = 0,16 \text{ В}. \quad \text{Значение}$$

$\Delta V_{G \text{ эксп}}$ найдем из наклона ВФХ $\Delta V_{G \text{ эксп}} = \frac{\Delta C}{\delta}$. Удельную емкость

МДП-структуры рассчитаем как

$$C = \frac{C_{ox} \cdot C_{sc}(\psi_s)}{C_{ox} + C_{sc}(\psi_s)}, \quad (3.10)$$

учитывая, что емкость ОПЗ C_{sc} можно определить по (5.4), то $\Delta C = 184 - 148 = 36$ пФ. $\Delta V_{G \text{ эксп}} = 0,86$ В. И окончательно $N_{ss} = 4,2 \cdot 10^{12}$ см⁻² эВ⁻¹.

3.11. Для континуума поверхностных состояний в максимуме кривой норми-

рованной проводимости $\frac{G_p(\omega)}{\omega} = qN_{ss} \frac{\ln 3}{4} = 0,27 \cdot qN_{ss}$ и $\omega_m \tau = 1,98$. Отсюда

$$N_{ss} = 4,6 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1} \quad \text{и} \quad \tau = 10^{-5} \text{ с}. \quad \text{Зная постоянную времени } \tau = \frac{1}{\sigma_t \nu_t n_{s0}},$$

можно определить сечение захвата ловушки $\sigma_t = 10^{-14}$ см², т.е. размер ловушки соответствует кулоновскому центру захвата $10\text{Б} \times 10\text{Б}$.

Глава 4. Полупроводниковые диоды

4.1. Емкость диода при обратном смещении является барьерной емкостью

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_s}{W} = \sqrt{\frac{q \cdot \varepsilon_0 \varepsilon_s \cdot N_d \cdot N_a}{2(\varphi_k - V)(N_d + N_a)}}, \quad (4.1)$$

а в прямом смещении – это диффузионная емкость $C = \frac{I\tau}{\left(\frac{kT}{q}\right)}$.

Дифференциальное сопротивление вычислим через проводимость

$g_d = \frac{dI(V)}{dV}$, т.е. $r_d \approx \frac{(kT/q)}{I(V)}$. Сопротивление базы – это просто последовательно включенный резистор из кремния:

$r_b = \frac{\rho d_{Si}}{S} = \frac{d_{Si}}{SqN_A\mu} = 1 \text{ кОм}$. Учитывая к.р.п. $\varphi_k = 0,82 \text{ В}$, проведем необходимый расчет:

$V, \text{ В}$	$r_d, \text{ Ом}$	$C, \text{ пФ}$
0,7	2,8	3580
0,5	6100	6,68
0,1	$3 \cdot 10^{10}$	3,36
0	$1,4 \cdot 10^{12}$	3,15
-5	∞	1,18
-10	∞	0,63

Обратим внимание, что при прямом смещении $V > 0,5 \text{ В}$: $r_d < r_b$!

Глава 5. Биполярные транзисторы

5.1. а) статический коэффициент передачи тока базы $\alpha_T = \frac{I_{пк}}{I_{пэ}} = 0,98$;

б) эффективность эмиттера $\gamma = \frac{I_{пэ}}{I_{пэ} + I_{нэ}}$; в) коэффициент передачи тока в

схемах с ОБ и ОЭ: $\alpha = \alpha_T \gamma = 0,97$ и $\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} = 33$; ток базы $I_6 = I_э - I_к$;

$I_6 = (1 + 0,01) - (0,98 - 0,001) = 30 \text{ мкА}$.

5.2. Пусть $x = 0$ – граница эмиттер–база $p(x) = p(0) \cdot \exp(-\alpha x)$, $p(0) = N_A$. В условиях термодинамического равновесия токи дрейфа и диффузии равны друг

$$\text{другу: } q\mu p E_x = qD_p \frac{dp}{dx}.$$

Учитывая соотношение Эйнштейна (3.7) выразим E_x :

$$E_x = \frac{kT}{q} \cdot \frac{1}{p} \cdot \frac{dp}{dx} = \frac{kT}{q} \cdot \frac{\alpha \cdot p(0)e^{-\alpha x}}{p(0)e^{-\alpha x}} = \frac{kT}{q} \cdot \alpha,$$

$$\alpha = \frac{qE_x}{kT} = 1,54 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}.$$

У коллектора при $x = x_6$, $p(x_6) = N_A \cdot \exp(-\alpha x) = 9,8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

5.3. Пробой наступает при смыкании в базе областей обеднения со стороны коллектора $W_{кб}$ и со стороны эмиттера $W_{эб}$. Сосчитаем барьеры на границах базы $\varphi_{0э} = 0,902$ эВ и $\varphi_{0к} = 0,706$ эВ. Величину $W_{эб}$ сосчитаем по формуле (3.4): $W_{эб} = 0,2$ мкм. Прокол базы наступит, когда $W_{кб} = W_6 - W_{эб} = 0,3$ мкм, это напряжение $U_{пр}$ получим из уравнения типа 3.4

$$W_{кб} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s \varepsilon_0 N_D^K (\varphi_{0к} - U_{пр})}{qN_A^6 (N_D^K + N_A^6)}}, \quad (5.1)$$

$U_{пр} = 13,2$ В.

Время пролета через базу $\tau = \frac{W^2}{2D_{пб}}$, где W – ширина базы без ОПЗ $W = W_6 -$

$$W_{эб} - W_{кб} = 0,23 \text{ мкм}, \tau = 9,2 \text{ пс. Граничная частота } f = \frac{1}{2\pi\tau} = 17,3 \text{ ГГц.}$$

5.4.

а) Для данного транзистора барьеры на границах базы $\varphi_{0э} = 0,856$ эВ и $\varphi_{0к} = 0,635$ эВ, при данных $U_{эк} = +0,5$ В и $U_{бк} = -5$ В, соответствующие значения областей обеднения рассчитаем по формуле (4.1) и получим: $W_{эб} = 0,215$ мкм и $W_{бк} = 0,258$ мкм, толщина нейтральной области в базе: $W_6 = W - W_{эб} - W_{бк} = 0,527$ мкм.

б) концентрацию неосновных носителей около перехода эмиттер–база $p_n(0)$ рассчитаем по формуле:

$$p_n(0) = \frac{n_1^2}{N_D} e^{\frac{qU_{эб}}{kT}} = 5,18 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$$

в) заряд неосновных носителей в области базы:

$$Q_6 = \frac{qSW_6 p_n(0)}{2} = 6,4 \cdot 10^{-13} \text{ Кл.}$$

Глава 6. Полевые транзисторы

6.1. Как и ранее рассчитаем $\varphi_0 = 0,29$ эВ, высоту потенциального барьера $\varphi_k = 4,05 + 0,56 + 0,29 - 4,1 = 0,8$ эВ, емкость подзатворного диэлектрика $C_{\text{ox}} = 3,38 \cdot 10^{-8}$ Ф/см². Пороговое напряжение V_T :

$$V_T = \Delta\varphi_{\text{ms}} + 2 \cdot \varphi_0 + \frac{\sqrt{2\varepsilon_s \varepsilon_0 q N_D \varphi_0}}{C_{\text{ox}}} - \frac{Q_{\text{ox}}}{C_{\text{ox}}}, \quad (6.1)$$

$$V_T = 0,8 + 0,58 + 0,42 - 0,29 = 1,51 \text{ В.}$$

6.2. ВАХ МОП-транзистора в области плавного канала описывается формулой:

$$I_D = \frac{W}{L} \cdot C_{\text{ox}} \cdot \mu \cdot (V_G - V_T) \cdot V_D. \quad (6.2)$$

Учитывая, что $R = \frac{V_D}{I_D}$, имеем:

$$(V_G - V_T) = \frac{L}{W} \cdot \frac{1}{R \cdot C_{\text{ox}} \cdot \mu} = 3,1 \text{ В,}$$

6.3. Напряженности полей в нижнем E_1 и верхнем слое E_2 связаны законом

Гаусса: $\varepsilon_1 E_1 = \varepsilon_2 E_2 + \frac{Q}{\varepsilon_0}$, где Q – заряд, накопленный в плавающем затворе.

Кроме того, $V_G = E_1 d_1 + E_2 d_2$. Следовательно, поле в нижнем слое:

$$E_1 = \frac{V_G}{d_1 + d_2} + \frac{Q}{\varepsilon_0 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \frac{d_1}{d_2}}. \quad (6.3)$$

Ток $J = \sigma E_1$ зависит от накопленного заряда Q как $J = 0,2 - 2,26 \cdot 10^5 \cdot |Q|$. Рассмотрим два случая:

а) Если внутреннее поле существенно меньше внешнего, т.е. в уравнении (6.3) первое слагаемое много больше второго, то $Q = \int J dt \approx Jt$, т.е. имеем

$$Q = 5 \cdot 10^{-8} \text{ Кл} \quad \text{и} \quad \Delta V_T = \frac{Q}{C_{\text{ox}}} = 0,565 \text{ В,} \quad \text{где} \quad \text{емкость} \quad \text{оксида}$$

$C_{\text{ox}} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \approx C_2 = \frac{\varepsilon_2 \varepsilon_0}{d_2}$, т.к. емкость нижнего слоя много больше, чем верхнего $C_1 \gg C_2$.

б) Если $t \rightarrow \infty$, то ток J падает (т.е. $J \rightarrow 0$), и соответственно из выражения для тока $J = 0,2 - 2,26 \cdot 10^5 \cdot |Q| = 0$ можно получить встроенный заряд $Q = 0,2 / 2,26 \cdot 10^5 = 8,84 \cdot 10^{-7}$ Кл и $\Delta V_T = 9,98 \text{ В} \approx V_G$.

6.4. Накопление заряда в инверсионном канале при термогенерации происходит по закону:

$$N_{th} = N_s (1 - e^{-\frac{t}{\tau_{\text{пер}}}}), \quad \text{где} \quad \tau_{\text{пер}} = \frac{N_D}{n_i}. \quad (6.4)$$

Площадь элемента $2,5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2$. Количество электронов в равновесии равно $N_s = 1 \cdot 10^{13} \cdot 2,5 \cdot 10^{-7} = 5 \cdot 10^6$ на элемент. За счет тепловой генерации имеем $N_{th} = 0,05 \cdot 2,5 \cdot 10^3 = 125$ электронов на элемент. Из уравнения (6.4), учитывая $\tau_{\text{пер}} \gg t_H$ ($t_H = 10 \text{ мс}$), $\tau_{\text{пер}} = 200 \text{ с}$. Сосчитав уровень легирования $N_D = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, имеем $\tau_0 = 4 \text{ мс}$.

6.5. Скорость поверхностной генерации I_s для полностью обедненной поверхности и скорость генерации I_F в приповерхностной обедненной области:

$$I_s = \frac{qn_i SN_{ss} v_t \sigma_t}{2}; \quad I_F = \frac{qn_i SW}{2\tau}. \quad (6.5)$$

Отсюда плотность поверхностных состояний рассчитаем при условии

$$I_s = 2 \cdot I_F, \text{ т.е. } N_{ss} = \frac{2W}{\tau v_t \sigma_t} = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}.$$

Глава 10. Светодиоды и полупроводниковые лазеры

10.1. Доля излучаемого света через лицевую поверхность светодиода F и коэффициент отражения R определяются:

$$F = \frac{1}{4} \cdot \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \cdot \left[1 - \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \right]; \quad R = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2; \quad (10.1)$$

$P_0 = F \cdot P_i$ – внешняя мощность (P_i – внутренняя мощность);

$$P_0 = \eta \cdot I \cdot V; \quad P_i = \eta \cdot I \cdot V / F; \quad 1/F = 4 \cdot (3,6)^2 / (1 - (2,4/4,6)^2) = 71,23;$$

$$P_i = 0,015 \cdot 0,05 \cdot 2 \cdot 71,23 = 0,106845 = 107 \text{ мВт}.$$

10.2. Аналогично задаче 10.1 имеем $\eta = P_0 / (I \cdot V)$, учитывая что

$$P_0 = F \cdot 3 \cdot I \cdot V = F \cdot I \cdot V / (I \cdot V) = 0,3F \text{ и } F = 0,014; \quad \eta = 0,0042.$$

$$10.3. P_f = P_{dc} / (1 + \omega^2 \tau^2)^{1/2}; \quad P_f(20) = 254,2 \text{ мкВт}; \quad P_f(100) = 90,9 \text{ мкВт}.$$

$$10.4. E_g = 1,43 \cdot 0,92 = 1,315; \quad \Delta\lambda = 1,24 / 1,315 - 1,24 / 1,43 = 0,075 \text{ мкм}.$$

Глава 11. Фотоприемники

11.1. а) Режим фототока: ток через диод: $I = -(I_0 + I_\phi)$; фототок I_ϕ равен $I_\phi = R \cdot P$, R – чувствительность [А/Вт]:

$$R = \frac{\eta \cdot q}{h \cdot \nu} = \frac{\eta \cdot q \cdot \lambda}{h \cdot c}; \eta = \frac{r_e}{r_p} = \frac{r_e \cdot h \cdot \nu}{P}. \quad (11.1)$$

где r_e – число появившихся при облучении электронов, r_p – число фотонов с длиной волны l . Имеем $I_p = 6,4$ мА.

б) Режим фото-э.д.с.: $I_\phi = 0$. Тогда $I_\phi = I_0(\exp(qV/kT) - 1)$, учитывая $I_\phi \gg I_0$

$$V_{XX} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{I_\phi}{I_0} \right) \quad (11.2)$$

$V_{XX} = 0,345$ В.

11.2. Аналогично задаче 11.1. имеем: $R = 0,36$ А/Вт, $P = 2,78$ мкВт, $r_b = 1,26 \cdot 10^{13}$ с⁻¹.

11.3. Входная оптическая мощность $P = r_p \cdot hc/\lambda = 1,32 \cdot 10^{-9}$ Вт, фототок $I_p = R \cdot P = 7,95 \cdot 10^{-10}$ А, выходной ток $I = M \cdot I_p = 15,9$ нА, $r_e = I_p / q = 5 \cdot 10^9$ с⁻¹, отсюда квантовый выход $\eta = r_e / r_p = 0,5$.

11.4. Ток на выходе $I = M \cdot I_\phi$, отсюда имеем $I_\phi = 5 \cdot 10^{-11}$ А и $r_p = I_\phi / (q\eta) = 6 \cdot 10^8$ с⁻¹.

Основные обозначения

A – постоянная Ричардсона

C – электрическая емкость

C_B – барьерная емкость p - n перехода

C_D – диффузионная емкость p - n перехода

C_{FB} – емкость плоских зон

C_p – емкость свободных дырок

C_{sc} – емкость области пространственного заряда

$D_{n(p)}$ – коэффициент диффузии электронов (дырок)

d_{ox} – толщина подзатворного диэлектрика МДП-структуры

E_C – энергия дна зоны проводимости

$E_{D(A)}$ – энергия донорных (акцепторных) уровней

E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника

E_i – энергия середины запрещенной зоны

E_s – величина электрического поля на поверхности

E_t – энергия поверхностных состояний, отсчитанная от середины запрещенной зоны

E_V – энергия потолка валентной зоны

F – энергия уровня Ферми

$F_{n(p)}$ – квазиуровень Ферми для электронов (дырок)

F_s – величина энергии Ферми на поверхности полупроводника

$f_{c(v)}$ – неравновесная функция распределения для электронов в зоне проводимости (в валентной зоне)

$G_{n(p)}$ – темп генерации свободных электронов (дырок) в полупроводнике

ΔG – темп генерации неравновесных электронов и дырок в полупроводнике

H – оператор Гамильтона

h – постоянная Планка

\hbar – постоянная Планка, деленная на 2π

I – сила тока

$I_{см}$ – величина тока смещения

J – плотность электрического тока

$J_{p(n)}$ – дырочная (электронная) компонента плотности тока

J_s – плотность тока насыщения диода

$J_{ген}$ – генерационный ток

$J_{рек}$ – рекомбинационный ток

j_{nE} – дрейфовая компонента плотности электронного тока

j_{nD} – диффузионная компонента электронного тока

j_{pE} – дрейфовая компонента дырочного тока

j_{pD} – диффузионная компонента дырочного тока

$j_{п/п}$ (Me) – плотность тока термоэлектронной эмиссии с поверхности полупроводника (металла)
 k – волновой вектор
 L_D – длина экранирования Дебая
 L_p – диффузионная длина
 m_0 – масса изолированного электрона
 $m_{n(p)^*}$ – эффективная масса электрона (дырки)
 $N_{C(V)}$ – эффективная плотность состояний в зоне проводимости (в валентной зоне)
 $N_{D(A)}$ – концентрация легирующей донорной (акцепторной) примеси
 N_M – плотность зарядов на металлической плоскости единичной площади
 N_{ss} – плотность моноэнергетических состояний
 N_t – концентрация рекомбинационных центров; плотность поверхностных состояний
 n_n – неравновесная концентрация электронов как основных носителей в полупроводнике n -типа
 n_{n0} – равновесная концентрация электронов как основных носителей в полупроводнике n -типа
 n_p – неравновесная концентрация электронов как неосновных носителей в полупроводнике p -типа
 n_{p0} – равновесная концентрация электронов как неосновных носителей в полупроводнике p -типа
 Δn – избыточная концентрация электронов
 n_i – собственная концентрация носителей заряда
 n_s – поверхностная концентрация электронов
 p_n – неравновесная концентрация дырок
 p_{n0} – равновесная концентрация дырок
 p_s – поверхностная концентрация дырок
 Q – электрический заряд на единицу площади
 Q_B – заряд ионизованных доноров и акцепторов в ОПЗ на единицу площади
 Q_M – заряд на металлическом электроде
 Q_n – заряд свободных электронов
 Q_{sc} – заряд в области пространственного заряда
 Q_{ss} – заряд поверхностных состояний
 R – темп рекомбинации
 R_n – сопротивление нагрузки
 R_D – дифференциальное сопротивление диода по постоянному току
 r_D – дифференциальное характеристическое сопротивление диода
 S – площадь
 T – абсолютная температура
 T_e – электронная температура
 t – время
 U – потенциальная энергия электронов; разность потенциалов

U_k – контактная разность потенциалов
 V – объем кристалла
 V_G – напряжение, приложенное к затвору полевого транзистора
 V_{FB} – напряжение на затворе МДП-структуры, соответствующее нулевому значению поверхностного потенциала в полупроводнике
 V_{ox} – напряжение, приложенное к оксиду
 V_T – пороговое напряжение на затворе
 W – толщина квазинейтрального объема базы диода или транзистора
 v – скорость
 x, y, z – пространственные координаты
 $\Gamma_{n(p)}$ – избыток электронов (дырок)
 γ – коэффициент рекомбинации
 ε – относительная диэлектрическая проницаемость
 ε_0 – электрическая постоянная
 ε_s – относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника
 κ – коэффициент переноса
 λ – длина свободного пробега; длина волны света
 $\mu_{n(p)}$ – подвижность электронов (дырок)
 ν – частота света
 ρ – удельное сопротивление
 σ – удельная электрическая проводимость
 $\sigma_{n(p)}$ – электронная (дырочная) компонента проводимости
 τ – время жизни неравновесных носителей
 τ_M – время релаксации Максвелла
 τ_n – время жизни неосновных носителей в области пространственного заряда
 v – скорость
 Φ – термодинамическая работа выхода
 Φ_{Me} – термодинамическая работа выхода из металла
 $\Phi_{n(p)}$ – термодинамическая работа выхода в полупроводниках $n(p)$ -типа
 φ – электрический потенциал
 φ_0 – расстояние от уровня Ферми до середины запрещенной зоны в квазинейтральном объеме полупроводника
 $\Delta\varphi_{ms}$ – контактная разность потенциалов
 $\varphi_{n(p)}$ – объемное положение уровня Ферми
 χ – электронное сродство полупроводника
 ψ – волновая функция
 ψ_s – поверхностный потенциал
 ω – частота измерительного сигнала

Обозначения приборных параметров

Ниже приводятся обозначения основных параметров полупроводниковых приборов в соответствии с действующими стандартами, а также наиболее часто используемые в международной документации и других изданиях.

Для обозначения амплитудных значений добавляют индекс *m*. Например: I_{em} – амплитудный ток эмиттера.

Для обозначения максимально (минимально) допустимых значений добавляют индексы *max*, *min*.

Диод выпрямительный

C – емкость диода

C_B – барьерная емкость

C_D – диффузионная емкость

C_n C_d – емкость перехода диода

C_d C_{tot} – общая емкость диода

$I_{экр}$ $I_{ут}$ I_D – ток утечки

$I_{пр}$ I_F – постоянный прямой ток

$I_{обр}$ I_R – постоянный обратный ток

I_f – прямой ток

I_{fsm} – прямой ток перегрузки

I_r – постоянный обратный ток

K – коэффициент выпрямления

$P_{макс}$ P_{max} – максимально допустимая мощность

$r_{диф}$ R_d r – дифференциальное сопротивление

r_D – дифференциальное характеристическое сопротивление диода

R_D – дифференциальное сопротивление диода по постоянному току

$U_{пр}$ U_F – постоянное прямое напряжение

$U_{обр}$ U_R – постоянное обратное напряжение

U_r – обратное напряжение

U_f – постоянное прямое напряжение

$U_{откр}$ $U_{ост}$ U_T – остаточное напряжение

Диод импульсный

I_f – прямой ток

I_{fm} – импульсный прямой ток

$P_{и.макс}$ $P_{имп.макс}$ $P_{Mмакс}$ – максимально допустимая импульсная мощность

T_{rr} – время обратного восстановления

U_r – обратное напряжение

U_f – прямое напряжение

Варикап

C_{tot} – общая емкость

K_c – коэффициент перекрытия по емкости

Q – добротность варикапа

U_r – обратное напряжение

Тиристор

$U_{вкл}$ – напряжение включения

$U_{перекл}$ – напряжение переключения

α – суммарный коэффициент передачи тока первого и второго транзисторов

Тринистор

$I_{упр}$ – управляющий ток базы

Стабилитрон

$I_{ст}$ I_Z – ток стабилизации

P – рассеиваемая мощность

$R_{диф}$ – дифференциальное сопротивление

$r_{ст}$ r_Z – дифференциальное сопротивление стабилитрона

$U_{стаб}$ $U_{ст}$ U_z U_Z – напряжение стабилизации

Туннельный диод

$E_{пр}$ – напряженность электрического поля пробоя

Диод Ганна

$E_{пор}$ – пороговая напряженность электрического поля

P – генерируемая мощность

W – длина образца

Транзистор

P – мощность, рассеиваемая в приборе

$P_{вых}$ P_{out} – выходная мощность

$U_{вх}$ U_{in} , U_{BE} – входное напряжение

Биполярный транзистор

$E_k E_C$ – напряжение источника питания коллекторной цепи
 h_{11} – входное сопротивление при коротком замыкании на выходе
 h_{22} – выходная проводимость при холостом ходе во входной цепи
 h_{12} – коэффициент обратной связи при холостом ходе во входной цепи
 h_{21} – коэффициент передачи тока при коротком замыкании на выходе
 $I_K I_C$ – ток коллектора
 $I_B I_B$ – ток базы
 $I_E I_E$ – ток эмиттера
 $I_{KB0} I_{KB0} I_{CB0}$ – обратный ток коллектора
 $I_{EB0} I_{EB0} I_{EB0}$ – обратный ток эмиттера
 ℓ_{p-n} – ширина обедненной области биполярного транзистора
 $R_B R_B$ – сопротивление в цепи базы
 r_B – объемное сопротивление базы
 $r_B r_{bb}$ – сопротивление базы
 r_E – сопротивление эмиттерного перехода
 r_K – сопротивление коллекторного перехода
 $U_{KB} U_{CB}$ – напряжение между коллектором и базой
 $U_{KE} U_{CE}$ – напряжение между коллектором и эмиттером
 $U_{EB} U_{EB}$ – напряжение между эмиттером и базой
 W – ширина базы биполярного транзистора
 y_{11}, y_{22} – входная и выходная проводимости
 y_{12}, y_{21} – проводимости обратной и прямой передач
 z_{11}, z_{22} – входное и выходное сопротивления
 z_{12}, z_{21} – сопротивления обратной и прямой передач
 α – коэффициент передачи тока эмиттера
 β – коэффициент усиления
 $\mu_{эк}$ – коэффициент обратной связи эмиттер-коллектор
 γ – коэффициент инжекции, или эффективность эмиттера
 χ – коэффициент переноса
 η – коэффициент неоднородности базы

Полевой транзистор

$C_{ок}$ – удельная емкость подзатворного диэлектрика
 $I_C I_D$ – ток стока
 $I_3 I_G$ – ток затвора
 I_{DS} – ток канала исток-сток
 R_0 – омическое сопротивление
 R_i – внутреннее сопротивление
 S – крутизна характеристики
 $U_{зи} U_{GS}$ – напряжение затвор-исток

$U_{си}$ U_{DS} – напряжение исток – сток

$U_{зс}$ U_{DG} – напряжение сток – затвор

$U_{ЗИ пор}$ $U_{пор}$ $U_{GS(th)}$ V_T – пороговое напряжение

$U_{ЗИ отс}$ $U_{отс}$ $U_{GS(off)}$ – напряжение отсечки

$V_{ох}$ – падение напряжения на окисном слое

V_T - пороговое напряжение

V_{SS} – напряжение, приложенное к подложке

μ – коэффициент усиления

Приложение

1. Физические параметры важнейших полупроводников

Параметр		Обозначение	Si	Ge	GaAs	InSb
Ширина запрещенной зоны, эВ	300 К	E_g	1,12	0,66	1,43	0,18
	0 К		1,21	0,80	1,56	0,23
Подвижность при 300 К, $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	электронов	$T = 300 \text{ К}$	1500	3900	8500	78000
		$T = 77 \text{ К}$				
	дырок	$T = 300 \text{ К}$	600	1900	400	1700
		$T = 77 \text{ К}$				
Эффективная масса, $\frac{m^*}{m_0}$	электронов	$m_{\text{дн}}^*$	1,08	0,56	0,068	0,013
	дырок	$m_{\text{дп}}^*$	0,56	0,35	0,45	0,6
Эффективная плотность состояний в зоне проводимости, см^{-3}	$T = 300 \text{ К}$	N_C	$2,8 \cdot 10^{19}$	$1,04 \cdot 10^{19}$	$4,7 \cdot 10^{17}$	$3,7 \cdot 10^{16}$
	$T = 77 \text{ К}$		$3,6 \cdot 10^{18}$	$1,4 \cdot 10^{19}$	$5,8 \cdot 10^{16}$	$5,1 \cdot 10^{15}$
Эффективная плотность состояний в валентной зоне, см^{-3}	$T = 300 \text{ К}$	N_V	$1,02 \cdot 10^{19}$	$6,11 \cdot 10^{18}$	$7,0 \cdot 10^{18}$	$1,16 \cdot 10^{19}$
	$T = 77 \text{ К}$		$1,4 \cdot 10^{18}$	$6,9 \cdot 10^{18}$	$9,8 \cdot 10^{17}$	$1,5 \cdot 10^{18}$
Диэлектрическая постоянная		ϵ_s	11,8	16,0	13,2	17,7
Электронное сродство		χ	4,05	4,00	4,07	4,60
Собственная концентрация носителей, см^{-3}	$T = 300 \text{ К}$	n_i	$1,6 \cdot 10^{10}$	$2,5 \cdot 10^{13}$	$1,1 \cdot 10^7$	$2,0 \cdot 10^{16}$
	$T = 77 \text{ К}$		$3 \cdot 10^{-20}$	$1,4 \cdot 10^{-7}$	$2,8 \cdot 10^{-33}$	$1,2 \cdot 10^{10}$
Время жизни носителей, с		τ	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-8}$
Дебаевская длина, мкм		L_d	24	0,68	2250	
Показатель преломления		n	3,44	4,0	3,4	3,75
Температурный коэффициент		α	$2,4 \cdot 10^{-6}$	$5,8 \cdot 10^{-6}$	$5,8 \cdot 10^{-6}$	$5,1 \cdot 10^{-6}$
Постоянная решетки, нм		a, b, c	5,43	5,65	5,65	6,48
Температура плавления, °С		T	1415	936	1238	525

Продолжение таблицы 1

Параметр		Обозначение	4H-SiC	GaN
Ширина запрещенной зоны, эВ	300 К	E_g	3,0	3,44
	0 К			3,50
Подвижность при 300 К, $\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$	электрон	$T = 300 \text{ К}$	μ_n	650
				8500

	нов	$T = 77$ К	μ_p		
	ды- рок	$T = 300$ К			
		$T = 77$ К			
Эффективная мас- са, $\frac{m^*}{m_0}$	электронов		m_{dn}^*	0,60	0,19
	дырок		m_{dp}^*	1,0	0,60
Эффективная плот- ность состояний в зоне проводимости, $см^{-3}$	$T = 300$ К		N_C		
	$T = 77$ К				
Эффективная плот- ность состояний в валентной зоне, $см^{-3}$	$T = 300$ К		N_V		
	$T = 77$ К				
Диэлектрическая постоянная			ϵ_s	10,2	12,2
Электронное сродство			χ		
Собственная концен- трация носителей, $см^{-3}$	$T = 300$ К		n_i	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$9,2 \cdot 10^{-10}$
	$T = 77$ К				
Время жизни носителей, с			τ		
Дебаевская длина, мкм			L_d		
Показатель преломления			n	2,6	2,4
Температурный коэффициент			α	$4,0 \cdot 10^{-6}$	$5,59 \cdot 10^{-6}$
Постоянная решетки, нм			a, b, c	0,308(a) 1,511(c)	0,318 (a) 0,5166(c)
Температура плавления, °С			T	2830	2530

2. Работа выхода из металлов (эВ)

Mg	Al	Ni	Cu	Ag	Au	Pt
3,4	4,1	4,5	4,4	4,7	5,0	5,3

3. Свойства диэлектриков

	E_g , эВ	$\epsilon_{ст}$	ϵ_{∞}	ρ , г·см ⁻³	E_{np} , В/см
SiO ₂	9,0	3,82	2,13	2,33	$1,2 \cdot 10^7$
Si ₃ N ₄	5,1	6,5	4,2	3,11	$6,0 \cdot 10^6$
Ta ₂ O ₅	4,5	27	5,0	8,53	$6,0 \cdot 10^6$

Универсальные физические постоянные

Заряд электрона $q = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл

Масса покоя электрона $m_0 = 9,1 \cdot 10^{-31}$ кг $= 9,1 \cdot 10^{-28}$ г

Постоянная Больцмана $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К

Постоянная Планка $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с; $\hbar = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с

Диэлектрическая постоянная $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м $= 8,85 \cdot 10^{-14}$ Ф/см

Полезные соотношения

kT (при $T = 300$ К) = 0,0259 эВ.

kT (при $T = 77$ К) = 0,0066 эВ.

Потенциал в вольтах (В) численно равен энергии в электронвольтах (эВ).

1 эВ = $1,6 \cdot 10^{-19}$ Дж.

$$e^x \approx 10^{0,43x} \approx 10^{\frac{x}{2,3}}$$

$$e^1 = 2,7; \quad e^2 = 7,4; \quad e^3 = 20; \quad e^4 = 55; \quad e^5 = 148; \quad e^6 = 403;$$

$$e^7 = 1100; \quad e^8 = 3000; \quad e^9 = 8100; \quad e^{10} = 22000;$$

$$\ln x = 2,3 \cdot \lg x.$$

Список рекомендованной литературы

Монографии и научные издания

- [1] Андо Т. Электронные свойства двумерных систем /Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Штерн, М.: Мир, 1985, 415 с.
- [2] Арсенид галлия. Получение, свойства и применение /Под ред. Ф.П. Кесаманлы и Д.Н. Наследова, М.: Наука, 1973
- [3] Асеев А. Л. (отв. ред.), Нанотехнологии в полупроводниковой электронике /А.Л. Асеев. СО РАН, 2004, 368 с.
- [4] Берман Г. П. Введение в квантовые компьютеры /Г.П. Берман, Г.Д. Дулен, Р. Майньери, В.И. Цифринович, РХД, 2004, 188 с.
- [5] Валиев К. А. Квантовые компьютеры: надежды и реальность (издание второе, исправленное) /К.А. Валиев, А.А. Кокин, РХД, 2004, 320 с.
- [6] Гаряинов С.А., Абезгауз И.Д. Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением, М.: Энергия, 1970. – 320 с.
- [6] Гирвин С. Квантовый эффект Холла: необычные возбуждения и нарушенные симметрии /С. ГИРВИН, РХД, 2003, 156 с.
8. Ермаков О.Н. Прикладная оптоэлектроника, М.: Техносфера, 2004. – 416 с.
9. Бахтизин Р.З. Голубые диоды /Соросовский образовательный журнал, 2001, том 7, №3, с. 75 – 83.
- [7] Зи С. Физика полупроводниковых приборов /С. Зи. М.: Мир, 1984. Т.1, 456 с; Т.2, 456 с.
- [8] Кобболд Р. Теория и применение полевых транзисторов (пер. с англ. В.В. Макарова.) /Р. Кобболд, Энергия, Л, 1975, 304 с.
12. Лукьянчикова Н.Б. Флуктуационные явления в полупроводниках и полупроводниковых приборах, М.: Радио и связь. 1990. – 296 с.
- [9] Нанотехнология в ближайшем десятилетии. Прогноз направления исследований, под ред. Роко М. К. и др. Мир, 2002, 292 с.
14. Негатроника / А.Н. Серьезнов, Л.Н. Степанова, С.А. Гаряинов и др. – Новосибирск: Наука. Сибирская издательская фирма РАН, 1995. – 315 с.
- [10] Носов Ю. Р. Математические модели элементов интегральной электроники /Ю.Р. Носов, К.О. Петросянц, В.А. Шилин, М.: Советское радио, 1976, 304 с.
- [11] Першенков В. С. Поверхностные радиационные эффекты в элементах интегральных микросхем /В.С. Першенков, В.Д. Попов, А.В. Шальнов, М.: Энергоатомиздат, 1988, 255 с.
17. Полупроводниковые приборы в схемах СВЧ / Под. ред. М. Хауэса, Д. Моргана. Перевод с английского под редакцией д-ра физ.-мат. наук В.С. Эткина, М: Изд-во Мир, 1979, 448 с.

18. [12] Пул Ч. Нанотехнологии /Ч. Пул, Ф. Оуэнс. Техносфера, 2004. 328 с.
19. Розеншер Э., Винтер Б. Оптоэлектроника, М.: Техносфера, 2004. – 592 с.
20. Тагер А.С. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ / Тагер А.С., Вальд-Перлов В.М., М.: Советское радио, 1968, 480 с.
21. [14] Трубецков Д. И. Введение в синергетику. Хаос и структуры (серия «Синергетика: от прошлого к будущему») /Д.И. Трубецков. УРСС, 2004. 240 с.
22. Твердотельная СВЧ-электроника /Электроника, 2005, № 4 (62) – 80с.
23. Усанов Д.А., Скрипаль А.В. Физика работы полупроводниковых приборов в схемах СВЧ. – Саратов: Изд-во Саратов. ун-та, 1999. – 376 с.
24. Шур М. Современные приборы на основе арсенида галлия: Пер. с англ. – М.: Мир, 1991. – 632 с.
25. [15] Mayer J.W. Electronic materials science: for integrated circuits in Si and GaAs /J.W. Mayer, S.S. Lau, N.Y.: Machmillan Publichen Company, 1990. 476 p.
26. [16] Morgan D. V. Physics and Technology of Heterojunction Devices /D.V. London: P. Peregrims, 1991
27. Morkoz H. Nitride Semiconductors and Devices /2nd Ed; Springer Verlag, Verginia, 2006, 1000p.
28. [17] Nicollian E.H. MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology /E.H. Nicollian, J.R. Brews. New York: Wiley, 1982, 928 p.
29. [18] Weisbuch C. Quantum Semiconductor Structures /C. Weisbuch, B. Vinter, Boston, Academic Press, 1991
30. [19] Sah C.-T. Fundamentals of solid-state electronics /C.-T. Sah. World Scientific, 1991. 1011 p.
31. [21] Sze S. M. High-Speed Semiconductor Devices /S.M. Sze, New York: Wiley, 1990

Учебники и учебные пособия

32. Аваев Н.А. Основы микроэлектроники: Учебное пособие для вузов / Н.А. Аваев, Ю.Е. Наумов, В.Т. Фролкин. – М.: Радио и связь, 1991. – 228 с.
33. [22] Алешина Л. А. Рентгенография кристаллов: Учебное пособие: /Л.А. Алешина, О.Н. Шиврин; ПетрГУ. – Петрозаводск, 2004. 320 с.
34. [23] Антониетти П. МОП-СБИС. Моделирование элементов и технологических процессов /Под ред. П. Антониетти. М.: Радио и связь, 1988. 496 с.
35. [24] Бонч-Бруевич В. Л. Физика полупроводников /В.Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников. М.: Наука, 1977. 672 с.
36. [25] Гаман В. И. Физика полупроводниковых приборов: Учебное пособие. /В.И. Гаман. Томск: Изд-во НТЛ, 2000. 426 с.
37. [26] Городецкий Л. Ф. Полупроводниковые приборы /Л.Ф. Городецкий, А.Ф. Кравченко, М.: Высшая школа, 1967, 348 с.

38. [27] Гуртов В. А. Твердотельная электроника: учеб. пособие / В.А. Гуртов; ПетрГУ. – Петрозаводск, 2004. – 312 с.
39. [28] Гуртов В. А. Основы физики структур металл – диэлектрик – полупроводник /В.А. Гуртов. Петрозаводск. 1983. 92 с.
40. [29] Гуртов В. А. Полевые транзисторы со структурой металл – диэлектрик – полупроводник /В.А. Гуртов. Петрозаводск, 1984. 92 с.
41. [30] Гуртов В. А. Электронные процессы в структурах металл – диэлектрик – полупроводник /В.А. Гуртов. Петрозаводск. 1984. 116 с.
42. [30] Гуртов В. А. Неравновесные процессы в структурах металл – диэлектрик – полупроводник /В.А. Гуртов. Петрозаводск. 1985. 106 с.
43. [31] Драгунов В. П. Основы нанoeлектроники: учеб. пособие /В.П. Драгунов, И.П. Неизвестный, В.А. Гридчин. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2000. 332 с.
44. Ефимов И.Е., Козырь И.Я., Горбунов Ю.И. Микроэлектроника. Физические и технологические основы, надежность: Учеб. пособие для приборостроит. спец. вузов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Высш. шк., 1986. – 464 с.
45. [32] Киреев А. С. Физика полупроводников /А.С. Киреев. М.: Высшая школа, 1969. 590 с.
46. [33] Киселев В. Ф. Основы физики поверхности твердого тела /В.Ф. Киселев, С.Н. Козлов, А.В. Зотеев. М.: МГУ, 1999, 284 с.
47. Ржевкин К.С. Физические принципы действия полупроводниковых приборов, М.: Изд-во МГУ, 1986. – 256 с.
48. [36] Пасынков В.В. Полупроводниковые приборы: Учебник для вузов /В.В. Пасынков, Л.К. Чиркин. 6-е изд., стер. СПб.: Лань, 2002. 480 с.
49. Пихтин А.Н. Оптическая и квантовая электроника: Учебник для вузов /А.Н. Пихтин. М.: Высшая школа, 2001. 573 с.
50. [37] Протасов Ю. С. Твердотельная электроника /Ю.С. Протасов, С.Н. Чувашев, МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2003, 480 с.
51. [38] Степаненко И.П. Основы теории транзисторов и транзисторных схем /И.П. Степаненко. 4-е изд. М.: Энергия, 1977, 671 с.
52. [39] Федотов Я.Л. Основы физики полупроводниковых приборов /Я.Л. Федотов. 2-е изд. М.: Советское радио, 1969. 592 с.
53. [40] Шалимова К.В. Физика полупроводников /К.В. Шалимова. М.: Энергия, 1976. 416 с.
54. Шишкин Г.Г. Приборы квантовой электроники: Учеб. пособие для вузов. – М.: САЙНС-ПРЕСС, 2004. – 80 с.
55. [41] Ю П. Основы физики полупроводников /П. Ю, М. Кардона. Пер. с англ. И.И. Решиной. Под ред. Б.П. Захарчени. 3-е изд. М.: Физматлит, 2002. 560 с.
56. [42] Ankrum Paul D. Semiconductor electronics /D. Ankrum Paul. N.J.: Prentice Hall, Inc., Englewood Cliffs, 1971. 548 p.

57. [43] Brennan K.F. Physics of semiconductors with application to optoelectronic devices /K.F. Brennan. Cambridge University press, 1999. 762 p.
58. [44] Dimitrijević S. Understanding semiconductor devices /S. Dimitrijević. New York: Oxford University, 1998. 574 p.
59. [45] Leaver K. Microelectronic devices /K. Leaver. Imperial College Press, UK 1997, 236 p.
60. [46] Li S. S. Semiconductor Physical Electronics /S.S. Li, New York: Plenum Press, 1993
61. [47] Mathieu H. Physique des semiconducteurs et des composants électroniques /H. Mathieu. Paris. 1995. 407 p.
62. [48] Mitchell F. Introduction to electronics design /F. Mitchell, Prentice Hall, 2-nd edit, 1998. 885 p.
63. [49] Neamen D. A. Semiconductor Physics and Devices: Basic Principles /D.A. Neamen, Homewood, IL: Irwin, 1992
64. [50] Parker G. J. Introductory Semiconductor Device Physics /G.J. Parker. Prentice Hall, 1994. 285 p.
65. [51] Pierret R. F. Field Effect Devices. Reading /R.F. Pierret, MA: Addison-Wesley, 1990
- Shur M. GaAs Devices and Circuits /M. Shur, New York: Plenum Press, 1997
66. [52] Shur M. GaAs Devices and Circuits /M. Shur, New York: Plenum Press, 1997
67. [53] Singh J. Semiconductor Devices /J. Singh, New York: McGraw-Hill, 1994
68. [54] Streetman B.G. Solid state electronic devices, 5 edition /B.G. Streetman, S. Banerjee, New Jersey: Prentice Hall, 2000. 558 p.
69. [55] Wang S. Fundamentals of Semiconductor Theory and Device Physics /S. Wang, Eaglewood Cliffs, NJ; Prentice Hall, 1989

Сборники задач

70. [56] Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Карпенко И. В., Миронов А. Г. Сборник задач по физике полупроводников: Учеб. пособие для вузов. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 144 с.
71. [57] Бурбаева Н. В., Сборник задач по полупроводниковой электронике /Н.В. Бурбаева, Т.С. Днепровская. Физматлит, 2004. 168 с.
72. [58] Гуртов В.А. Сборник задач по микроэлектронике /В.А. Гуртов, О.Н. Ивашенков. Петрозаводск. 1999. 40 с.
73. [59] Гуртов В.А. Сборник задач по физике поверхности полупроводников /В.А. Гуртов. Петрозаводск, 1985. 92 с.
74. Sah C.-T. Fundamentals of solid-state electronics – solution manual /C.-T. Sah., World Scientific, 1996. 201 p.

75. [60] Отечественные полупроводниковые приборы и их зарубежные аналоги: Справочник – 4-е изд., стереотип. – /А.В. Нефедов, В.И. Гордеева. – М.: КУБК-а, 1996. 400 с.
76. [61] Полупроводниковые приборы. Диоды высокочастотные, импульсные, оптоэлектронные приборы: Справочник – 2-е изд., стереотип. – /А.Б. Гитцевич, А.А. Зайцев, В.В. Мокряков и др.: Под ред. А.В. Голомедова. – М.: КУБК-а, 1996. – 592 с.
77. [62] Полупроводниковые приборы. Диоды выпрямительные, стабилитроны, тиристоры: Справочник – 2-е изд. стереотип. – /А.Б. Гитцевич, А.А. Зайцев, В.В. Мокряков и др. Под ред. А.В. Голомедова. – М.: КУБК-а, 1996. – 528 с.
78. [63] Полупроводниковые приборы: Справочник. Транзисторы. А.В. Нефедов, В.И. Гордеева. М.: КубК-а, 1996. 420 с.
79. [64] Полупроводниковые приборы: Справочник. Транзисторы /Под общ. ред. Н.А. Горюнова. М.: Энергоиздат, 1985. 1802 с.
80. [65] Полупроводниковые приборы: Справочник. Диоды, тиристоры, оптоэлектронные приборы /Под общ. ред. Н.А. Горюнова. М.: Энергоиздат, 1987. 743 с.
81. Словарь по электронике (английский, немецкий, французский, испанский, русский). – М.: Рус. яз., 1988. 560 с.
82. [66] Физика твердого тела: Энциклопедический словарь /Гл. ред. В.Г. Барьяхтар, Киев: Наукова думка, Т. 1, 1996, 656 с., Т.2. 1998,648 с.
83. [67] Физический энциклопедический словарь. /Гл. ред. А.М. Прохоров. Ред. кол. Д.М. Алексеев, А.М. Бонч-Бруевич, А.С. Боровик-Романов и др. – М.: Сов. энциклопедия, 1984. – 944 с.
84. Электроника: Энциклопедический словарь /Гл. ред. В.Г. Колесников, – М.: Сов. энциклопедия, 1991. – 688 с.

Предметный указатель

- Активный режим
- Акцепторы
- Антимонид индия
- Арсенид галлия
- База
 - диода
 - , сопротивление
 - , — диффузионное
 - , — объемное
 - , ток
 - транзистора, область активная
 - , толщина
- Барьер Шоттки
- Варикапы
- Включение инверсное
 - нормальное
- Вольт-амперная характеристика
 - — биполярного транзистора
 - — диода Ганна
 - — *p-n* перехода
 - — стабилитрона
 - — тиристора
 - — туннельного диода
 - — транзистора, область активная
- Вольт-фарадная характеристика
 - —, высокочастотная
 - —, низкочастотная
- Время жизни носителей
 - — — эффективное
 - пролета носителей
 - рассасывания
 - релаксации
 - спада импульса
 - фронта импульса
- Высокотемпературные полупроводники
- Гамильтона оператор
- Ганна эффект
 - диод
 - —, режим пролетный
- Генерация носителей

Генерации-рекомбинации эффект
Германий
Гетеропереход
Граничная частота усиления по току
Дебая длина
Диак
Диод
— *p-i-n*
— Ганна
— лавинно-пролетный
— обращенный
— опорный
— с *p-n* переходом
— с гетеропереходом
— туннельный
— Шоттки
Диодный тиристор
Диодная теория
Диффузионная емкость
Диффузия
—, время
—, длина (диффузионная длина)
—, коэффициент
—, скорость
—, уравнение
—, — граничные и начальные условия
Диэлектрик
— подзатворный
Длина экранирования дебаевская
Дрейф
—, скорость
Домены электрические
Доноры
Дырки
— избыток
—, тяжелые и легкие
Емкость барьерная
— *p-n* перехода
Емкость диффузионная
— — *p-n* перехода
— — эмиттера
— коллектора
— — *p-n* перехода

Заселенность инверсная
Затвор
Зона валентная
— запрещенная
—, образование
— проводимости
— разрешенная
Зоны «плоские»
Инверсия
— слабая
— сильная
Индий
Инжекция носителей
— — коэффициент
— — лавинная
Ионизация ударная
Изгиб энергетических зон
Канал инверсионный
Карбид кремния
Квазиимпульс
Коллектор
—, емкость
—, проводимость
—, сопротивление
—, ток
Контакт выпрямляющий
— металл – полупроводник
— невыпрямляющий
— омический (неинжектирующий)
Контактная разность потенциалов
Концентрация
—, градиент
— носителей, закон распределения
— поверхностная
— примесей,
— собственная
—, равновесная
Кремний
Крутизна
Кубит
Лавинный процесс
— диод
Легирование

Локализации носителей расстояние среднее

Уровни рекомбинационные

Максвелла – Больцмана функция

— статистика

Масса эффективная (электронов и дырок)

МДП-структура

— идеальная

МДП-транзистор

—, КМОП

МНОП-структура

МОП-структура

Металл

Метод ВФХ

— дифференциальный (Термана)

— интегральный (Берглунда)

— температурный (Грея-Брауна)

Микроминиатюризация

Модель Гоеццбергера конденсаторная

Модуляция ширины базы

— эффект

Накопление носителей в базе

Накопления заряда эффект

Наноэлектроники приборы

Напряжение отсечки

— «плоских зон»

— пороговое

Напряжение пробоя

— — туннельного

— — лавинного

Насыщение

—, режим

Насыщения области характеристик

— ток

Неустойчивость зарядовая

Нитрид галлия

Нитрид кремния

Носители заряда

—, генерация

—, движение

—, диффузия

—, дрейф

—, концентрация

— неосновные

— неравновесные
— основные
Обеднение
—, область
Область пространственного заряда
— сильной инверсии
— слабой инверсии
Обогащение
—, область
Обратная связь
— коэффициент
Обратного сопротивления восстановление
Отрицательное дифференциальное сопротивление
Отсечка
—, режим
Памяти элемент
Паули принцип запрета
Передачи тока коэффициент
Переноса носителей коэффициент
Переход гетерогенный и гомогенный
— металлургический
— несимметричный
— физический
— электронно-дырочный
ПЗС
Планарная технология
Поверхностные состояния
— донорные
— акцепторные
— моноэнергетические
— квазинепрерывно распределенные
—, континиум
— энергетическая плотность
— емкость
Поверхностный потенциал
—, флуктуации
— — технологические
— — статистические
Подвижность носителей
— —, зависимость от концентрации
— —, — от температуры
Подложка
Поле внутреннее

Полупроводник вырожденный

— акцепторный

— вырожденный

— донорный

— дырочный

— невырожденный

— примесный

— собственный

— электронный

Поля эффект

Потенциал электростатический

— поверхностный

— «пороговый»

— «плоских зон»

Потенциальный барьер

Предел квантовый

Пробой диода

— лавинный

— тепловой

— туннельный (зенеровский)

— электрический

Проводимость

— дырочная

— электронная

Проводимости зона

Прямого сопротивления установление

Пуассона уравнение

Рекомбинация

— безызлучательная

— излучательная

Решетка кристаллическая

—, постоянная

Светодиод

— видимого диапазона

— инфракрасного диапазона

— с гетеропереходом

СВЧ диоды

Связь валентная

— ионная

— ковалентная (гомеополярная)

Семистор

Слабого поля критерий

Слой инверсный

Смещение подложки
Соединения полупроводниковые
Сопrotивление базы объемное
Сопrotивление входное
— выходное
— динамическое (дифференциальное)
— нагрузки
— последовательное
— удельное
Стабилитрон
Сток
Структуры транзисторные
— *p-n-p*
— *n-p-n*
Тиристор
— диодный (динистор)
— триодный (тринистор)
— — симметричный
—, коэффициент передачи
—, умножение в коллекторном переходе
Ток выпрямленный
— генерационный
— диффузионный
— избыточный
— инъекции
— насыщения
Ток обратный
— пороговый
— проводимости
— прямой
— рекомбинационный
— темновой
— утечки
Транзистор биполярный
—, *h*-параметры
—, *y*-параметры
—, *z*-параметры
— диффузионный
— дрейфовый
— мезапланарный
—, модель зонная
— составной
— схема эквивалентная

— эпитаксиально-планарный

— эпитаксиальный

— характеристика

— — входная

— — выходная

Транзистор однопереходной

Транзистор полевой

—, емкость паразитная

—, канал

— — встроенный

— — индуцированный

—, модуляция длины канала

—, с затвором в виде p - n перехода

—, сопротивление омическое

—, сопротивление дифференциальное

—, эффекты размерные

—, характеристика подпороговая

Триак

Туннельный эффект

Удельное сопротивление (проводимость)

Умножения коэффициент

Управляющий электрод

Уравнение Пуассона

— интеграл

— —, первый

— —, второй

Уравнение Шредингера

Усиления коэффициент по мощности

— по току

— — — — статический

Ферми уровень

— функция

Ферми – Дирака статистика

Физические константы

Фотодиоды

Фотоприемники

Фоторезисторы

Фототранзисторы

Фундаментальное уравнение теории транзисторов

Холла эффект

— квантовый

— ЭДС

Частота максимальная усиления

— усиления по току граничная
— циклотронная
Четырехполосник, коэффициенты
—, параметры первичные
—, — вторичные
Числа квантовые
Шоттки барьер
— диод
Шредингера уравнение
Эквивалентная схема туннельного диода
— транзистора биполярного
— транзистора полевого
Экстракция
Электронейтральности уравнение
Электронов избыток
Электронный газ двумерный
Электропроводность дырочная
— примесная
— собственная
— электронная
Эмиттер
—, сопротивление
—, ток
—, эффективность
Эффект поля
Эффективное сечение захвата



Гуртов Валерий Алексеевич, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой физики твердого тела Петрозаводского государственного университета, заслуженный деятель науки Республики Карелия.

В 1972 году окончил Петрозаводский государственный университет по специальности «Физика». С 1975 по 1979 год – аспирант Института физики полупроводников Сибирского отделения АН СССР, научный руководитель – академик А. В. Ржанов.

В 1979 году защитил кандидатскую диссертацию на тему «Электронные процессы в МОП-транзисторных структурах со сверхтонким подзатворным диэлектриком», в 1991 году – докторскую диссертацию на тему «Неравновесные процессы в МДП-структурах с многослойными диэлектриками при действии ионизирующего излучения» в Диссертационном совете при Институте физики полупроводников СО АН СССР.

С 1980 года по 2001 год преподаватель, старший преподаватель, доцент, профессор кафедры физики твердого тела, декан физического факультета, проректор по научной работе Петрозаводского государственного университета. С 1993 года по настоящее время – заведующий кафедрой физики твердого тела. За этот период им опубликовано самостоятельно и в соавторстве около 250 научных работ, в том числе семь учебных пособий и два сборника задач.

Учебное издание

Гуртов Валерий Алексеевич

Твердотельная электроника

Учебное пособие

Редактор Л. П. Соколова
Компьютерная верстка О. Н. Артамонов

Твердотельная электроника: Учеб. пособие / В. А. Гуртов; ПетрГУ. – Петрозаводск.

В формате 70x100¹/₁₆, в книге 392 стр.(23 уч.-изд. л.), книга содержит богатый иллюстративный и справочный материал, библиография – 48 изданий.

Подписано в печать __.__.05. Формат 70x100¹/₁₆.

Бумага офсетная. Печать офсетная.

Уч.-изд. л. 23. Усл. кр.-отг. 157. Тираж ___ экз. Изд. № 4.

Государственное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Петрозаводский государственный университет»
Отпечатано в типографии Издательства ПетрГУ
185640, Петрозаводск, пр. Ленина, 33