



МИР ЭЛЕКТРОНИКИ

В. МЕЛЕШИН

Транзисторная преобразовательная техника

ТЕХНОСФЕРА

Москва

2005

В.И. Мелешин
Транзисторная преобразовательная техника
Москва:
Техносфера, 2005. - 632 с. ISBN 5-94836-051-2

В монографии изложены принципы преобразований электрической энергии, выполняемых импульсными транзисторными устройствами, и используемые при этом технические решения.

В книге учтены последние достижения в данной области техники, позволяющие создавать устройства и системы высокой надежности, малого объема, рассеивающие минимальную мощность и создающие благоприятные условия работы первичной сети.

Книга будет полезна студентам, изучающим силовую электронику, аспирантам и специалистам, изучающим и разрабатывающим устройства и системы преобразовательной техники.

© 2005, В.И. Мелешин
© 2005, ЗАО "РИЦ "Техносфера",
оригинал-макет, оформление.

ISBN 5-94836-051-2

Содержание

Предисловие	16
ГЛАВА 1. ВВЕДЕНИЕ	17
1.1. Транзисторная преобразовательная техника как научно-техническое направление современной электроники	17
1.2. О книге «Транзисторная преобразовательная техника»	17

ЧАСТЬ I

КОМПОНЕНТЫ СИЛОВОЙ ЧАСТИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

ГЛАВА 2. ЭЛЕКТРОННЫЕ КОМПОНЕНТЫ	22
2.1. Неуправляемые диоды	22
2.1.1. Диоды с <i>p-n</i> -переходом	22
2.1.2. <i>pin</i> -диоды	25
2.1.3. Мощные диоды Шоттки	31
2.2. Биполярные транзисторы	37
2.2.1. Маломощные (сигнальные) транзисторы	37
2.2.2. Мощные биполярные транзисторы	39
2.3. Мощные полевые транзисторы	43
2.3.1. Маломощные полевые транзисторы с изолированным затвором	44
2.3.2. Мощный полевой транзистор	46
2.4. Биполярный транзистор с изолированным затвором (IGBT)	49
ГЛАВА 3. МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ И СЕРДЕЧНИКИ	51
3.1. Общие свойства магнитных материалов	51
3.1.1. Гистерезис	51
3.1.2. Магнитная проницаемость	53
3.1.3. Сопротивление магнитному потоку	55
3.1.4. Магнитодвижущая сила и напряженность магнитного поля	57
3.2. Выбор магнитных материалов	58
3.2.1. Влияние воздушного зазора в сердечнике	58
3.3. Аморфное железо и сплавы на основе кобальта	61
3.3.1. Аморфное железо	61
3.3.2. Кобальтовые сплавы	66

Транзисторная преобразовательная техника

3.4. Ленточные разрезные сердечники из электротехнической стали и никелевых сплавов	68
3.5. Ферриты	70
3.6. Порошковые материалы	71
3.6.1. Порошковое распыленное железо	71
3.6.2. Мо-пермаллой	73
3.6.3. Порошковый материал на основе сплава железа и никеля	74
3.6.4. Железо-алюминиевый порошковый материал (Kool M μ)	74
ГЛАВА 4. ДРОССЕЛИ	76
4.1. Сглаживающие дроссели	76
4.2. Дроссели переменного тока	85
ГЛАВА 5. ТРАНСФОРМАТОРЫ	90
5.1. Идеальный трансформатор	90
5.2. Индуктивность намагничивания трансформатора	92
5.3. Индуктивность рассеяния	93
5.4. Основные соотношения для двухобмоточного трансформатора в общем случае	95
5.5. Трансформаторы с несколькими обмотками	97
5.6. Основные соотношения для расчета силовых трансформаторов преобразователей	103
5.6.1. Расчетные соотношения для мощностей трансформатора	103
5.6.2. Связь произведения ScSo с мощностью P _T трансформатора	105
5.7. Методика расчета трансформатора	106
ГЛАВА 6. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ОБМОТКАХ ДРОССЕЛЕЙ И ТРАНСФОРМАТОРОВ. ПЛАНАРНЫЕ КОНСТРУКЦИИ	112
6.1. Потери в обмотках трансформаторов и дросселей на высокой частоте	112
6.1.1. Скин-эффект в проводнике	112
6.2. Трансформаторы и дроссели с плоскими обмотками	121
ГЛАВА 7. КОНДЕНСАТОРЫ С БОЛЬШИМ ЗАРЯДОМ И ЭНЕРГИЕЙ	127
7.1. Алюминиевые электролитические конденсаторы	127
7.1.1. Конструкция	127
7.1.2. Танталовые конденсаторы	135
7.2. Пленочные конденсаторы. Классификация пленочных конденсаторов	138
7.3. Керамические конденсаторы	140
7.3.1. Диэлектрик керамического конденсатора	141
ГЛАВА 8. ВАРИСТОРЫ И ГАЗОВЫЕ РАЗРЯДНИКИ	146
8.1. Варисторы	146
8.1.1. Вольтамперные характеристики	147
8.1.2. Параметры варисторов	148
8.2. Газовые разрядники	151

ЧАСТЬ II**ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ И БЫСТРЫЕ
ПРОЦЕССЫ В ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯХ**

ГЛАВА 9. КРАТКИЙ ОБЗОР ОСНОВНЫХ ВИДОВ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ	154
9.1. Функции, выполняемые силовой частью, ее принципиальные особенности	154
9.2. Классификация преобразователей энергии	155
9.3. Коэффициент мощности, коэффициент гармоник, коэффициент пульсаций	157
9.3.1. Коэффициент мощности	157
9.3.2. Коэффициент гармоник	159
9.3.3. Коэффициент пульсаций	161
9.4. Выпрямители	161
9.4.1. Однофазная однополупериодная схема выпрямления	162
9.4.2. Схема ООВ при индуктивном характере нагрузки	164
9.4.3. Схема ООВ при индуктивном характере нагрузки и включении в нее закрывающего диода	166
9.4.4. Коммутационные процессы	168
9.4.5. Выходная характеристика	170
9.5. DC-DC преобразователи	171
9.6. DC-AC преобразователи	176
9.7. AC-DC преобразователи	179
9.8. AC-AC преобразователи	181
9.9. Зарядные устройства	183
9.9.1. Заряд емкостного накопителя	183
9.9.2. Заряд аккумуляторной батареи	187
9.10. Преобразователи с передачей энергии в сеть	187
ГЛАВА 10. ВЫПРЯМИТЕЛИ НА НЕУПРАВЛЯЕМЫХ ДИОДАХ И СГЛАЖИВАЮЩИЕ ФИЛЬТРЫ	190
10.1. Основные схемы выпрямления	190
10.2. Расчетные соотношения для схем выпрямления при активной нагрузке	193
10.3. Сглаживающие фильтры	197
10.4. Работа выпрямителя на индуктивный фильтр	198
10.5. Работа выпрямителя на активно-емкостный фильтр	199
10.5.1. Работа выпрямителя на противо-ЭДС	200
10.5.2. Работа выпрямителя на RC-фильтр	202
10.6. Особенности работы выпрямителя на емкостный фильтр	203
10.7. Работа выпрямителя на индуктивно-емкостный фильтр	208
10.8. Сглаживающие фильтры—умножители напряжения и удвоитель тока	212

Транзисторная преобразовательная техника

10.8.1. Умножители напряжения	212
10.8.2. Однофазная мостовая схема удвоения напряжения	213
10.8.3. Удвоитель тока	214
10.9. Резонансные и магнитно-связанные сглаживающие фильтры	214
10.9.1. Одно- и двухзвенный LC-фильтры	214
10.9.2. Резонансные фильтры	216
10.9.3. Магнитно-связанные фильтры	220
ГЛАВА 11. ИМПУЛЬСНЫЕ РЕГУЛЯТОРЫ ПОСТОЯННОГО НАПЯЖЕНИЯ (DC-DC ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ БЕЗ ГАЛЬВАНИЧЕСКОГО РАЗДЕЛЕНИЯ ВХОДА И ВЫХОДА)	225
11.1. Законы Кирхгофа для средних значений переменных	225
11.2. Базовая переключающая модель для построения ИРН	227
11.3. Понижающий импульсный регулятор напряжения (ИРН-1)	229
11.4. Повышающий импульсный регулятор напряжения (ИРН-2)	234
11.5. Инвертирующий импульсный регулятор напряжения (ИРН-3)	237
11.6. Сравнение понижающего и повышающего регуляторов с инвертирующим	240
11.7. Оценка потерь в импульсных регуляторах напряжения	243
11.7.1. Потери и КПД ИРН-1	244
11.7.2. Потери и КПД ИРН-2	245
11.8. Режим прерывистого тока в импульсных регуляторах напряжения	246
11.9. Импульсные регуляторы напряжения с разделительным конденсатором ...	249
11.9.1. ИРН с низким уровнем пульсаций на входе и выходе	249
11.9.2. ИРН с разделительным конденсатором и непрерывным потреблением входного тока	252
11.9.3. ИРН с непрерывной передачей тока в нагрузку, блокированную конденсатором	254
11.10. Комбинированные ИРН	255
ГЛАВА 12. DC-DC ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ С ГАЛЬВАНИЧЕСКИМ РАЗДЕЛЕНИЕМ ВХОДА И ВЫХОДА	258
12.1. Однотактный прямоходовой преобразователь	259
12.1.1. Принципиальная особенность работы однотактного прямоходового преобразователя	259
12.1.2. Расчетные соотношения в ОПП	264
12.1.3. Влияние индуктивности рассеяния	267
12.1.4. Однотактный прямоходовой преобразователь с активным ограничением напряжения	269
12.2. Двухтактные DC-DC преобразователи — аналоги понижающего импульсного регулятора напряжения	270
12.2.1. Преобразователь со средней точкой первичной обмотки трансформатора	270
12.2.2. Полумостовой преобразователь	274
12.2.3. Мостовой преобразователь	278
12.3. DC-DC преобразователь с дросселем на входе — аналог повышающего импульсного регулятора напряжения	280
12.4. DC-DC обратноходовой преобразователь	283
12.4.1. Влияние индуктивности рассеяния трансформатора	285

Содержание

12.4.2. Однотактный обратногоходовой преобразователь с активным ограничением напряжения	286
12.5. Преобразователи на основе импульсных регуляторов с разделительным конденсатором	287
ГЛАВА 13. РЕЗОНАНСНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ	289
13.1. Последовательный резонансный преобразователь	290
13.1.1. Управление напряжением на нагрузке	290
13.2. Параллельный резонансный преобразователь	293
13.3. DC-DC преобразователи с последовательным подключением нагрузки к резонансному контуру	294
13.4. DC-DC преобразователи с подключением нагрузки к конденсатору резонансного контура	302
13.4.1. Анализ двух- и трехинтервального режимов	303
13.5. Однотактный резонансный преобразователь	312
ГЛАВА 14. DC-DC ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ С МЯГКИМ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕМ	316
14.1. Потери на включение, влияние выходной емкости ключа	316
14.2. Несимметричные преобразователи с мягким переключением	318
14.2.1. Преобразователь с активным клапмом	318
14.2.2. Несимметричный полумостовой преобразователь	327
14.2.3. Сравнение несимметричных схем с мягким переключением	335
14.2.4. Емкостный фильтр в несимметричных преобразователях с мягким переключением	336
14.3. Мостовой преобразователь с фазовым управлением	339
14.3.1. Процессы переключения в преобразователе с фазовым управлением	342
14.4. Двухтрансформаторные DC-DC преобразователи с мягким переключением	344
14.4.1. Двухтрансформаторные несимметричные преобразователи	345
14.4.2. Двухтрансформаторный несимметричный полумостовой преобразователь с неравными коэффициентами трансформации	354
14.4.3. Двухтрансформаторный мостовой преобразователь с фазовым управлением	357
14.5. DC-DC преобразователи с удвоителем тока	362
14.5.1. Несимметричный полумостовой преобразователь с удвоителем тока	362
14.5.2. Мостовой преобразователь с удвоителем тока и фазовым управлением	367
14.6. Преобразователи с интегрированным магнитным элементом	371
14.7. Индуктивность рассеяния, ее влияние на работу преобразователя	373
ГЛАВА 15. ИНВЕРТОРЫ (DC-AC ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ)	374
15.1. Основной вариант построения инвертора	374
15.2. Инвертор тока	376
15.3. Формирование выходного напряжения и тока	377
15.3.1. Широтно-импульсная модуляция	379
15.3.2. Выходные каскады инверторов при широтно-импульсной модуляции	383
15.3.3. Амплитудно-импульсная модуляция	387
15.4. Трехфазные инверторы	390

ЧАСТЬ III

УПРАВЛЕНИЕ УСТРОЙСТВАМИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ

ГЛАВА 16. ИМПУЛЬСНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ КАК СИСТЕМА АВТОМАТИЧЕСКОГО УПРАВЛЕНИЯ	398
16.1. Методы управления выходными параметрами преобразователей	398
16.2. Общие требования, предъявляемые к преобразователям как устройствам автоматического управления	400
ГЛАВА 17. НЕПРЕРЫВНЫЕ МОДЕЛИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ	403
17.1. Методика перехода к непрерывной модели для общего случая	403
17.1.1. Переход к непрерывной модели	403
17.1.2. Линеаризация непрерывной модели СЧ преобразователя	405
17.2. Передаточные матричные функции и передаточные функции непрерывной линейной модели преобразователя как звена САУ	410
17.3. Уравнение управления в непрерывной линейной модели преобразователя	417
17.4. Устойчивость непрерывной линейной модели преобразователя	422
17.5. Управление по выходному напряжению и току в преобразователях	427
17.5.1. Управление по максимальному току	427
17.6. Передаточные функции разомкнутых контуров при управлении по выходному напряжению и максимальному току	430
ГЛАВА 18. ДИСКРЕТНЫЕ МОДЕЛИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ	432
18.1. Устойчивость понижающего импульсного регулятора напряжения	432
18.2. Приближенный матричный способ оценки устойчивости	440
ГЛАВА 19. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ	446
19.1. Моделирование на основе передаточных функций	446
19.1.1. Передаточные функции разомкнутых систем	446
19.1.2. Передаточные функции замкнутых систем, расчет переходных процессов	452
19.2. Цифровое моделирование	457
19.2.1. Непрерывная линейная модель на основе повышающего регулятора при управлении по выходному напряжению	457
19.2.2. Непрерывная линейная модель преобразователя на основе повышающего регулятора при управлении по выходному напряжению и току	460

ЧАСТЬ IV

УЗЛЫ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ И ЭЛЕМЕНТЫ УПРАВЛЕНИЯ

ГЛАВА 20. УПРАВЛЕНИЕ МОЩНЫМИ ПОЛЕВЫМИ ТРАНЗИСТОРАМИ	466
20.1. Требования к управлению затвором	466
20.2. Управление MOSFET при гальванической связи его затвора с источником сигнала	468

20.3. Трансформаторное управление	470
20.4. Параллельное включение MOSFET	473
ГЛАВА 21. ДРАЙВЕРЫ УПРАВЛЕНИЯ МОЩНЫМИ ТРАНЗИСТОРАМИ	474
21.1. Быстродействующие драйверы, управляющие MOSFET	474
21.2. Одноканальный драйвер с защитой по току управляемого ключа	476
21.3. Драйверы IGBT с расширенными функциональными возможностями	478
21.4. Драйверы, управляющие стойкой транзисторов	482
ГЛАВА 22. КОНТРОЛЛЕРЫ УПРАВЛЕНИЯ	484
22.1. Контроллеры управления корректорами коэффициента мощности	484
22.1.1. Повышающий импульсный регулятор как основа КKM	484
22.1.2. Контроллер КKM	489
22.2. Контроллеры управления DC-DC преобразователями	494
22.3. Контроллеры управления мостовыми каскадами методом фазового сдвига	497
ГЛАВА 23. ИСТОЧНИКИ ОПОРНОГО НАПРЯЖЕНИЯ	504
23.1. Источники опорного напряжения на стабилитронах	504
23.2. Регулируемые источники опорного напряжения высокой точности	506
23.2.1. Формирование участка постоянной мощности в DC-DC преобразователях с применением микросхемы РИОН	510
23.3. Источники опорного напряжения высокой точности	516
ГЛАВА 24. ДЕМПФИРУЮЩИЕ ЦЕПИ	519
24.1. Демпфирующие цепи, подключаемые к транзисторам	519
24.1.1. Процесс включения транзистора	520
24.1.2. Процесс выключения транзистора	524
24.1.3. Демпфирующая цепь без потерь мощности	526
24.2. Демпфирующие цепи, подключаемые к диодам	530
24.2.1. Резистивно-емкостные демпфирующие цепи	531
24.2.2. Насыщающиеся дроссели в качестве ограничителей выбросов напряжения на диодах	532
ГЛАВА 25. ЗВЕНЬЯ КОРРЕКЦИИ	536
25.1. Пассивные звенья коррекции	536
25.2. Звенья коррекции с использованием операционных усилителей	539
ГЛАВА 26. ПОДАВЛЕНИЕ РАДИОПОМЕХ	545
26.1. Составляющие кондуктивных радиопомех	545
26.2. Нормирование радиопомех	547
26.3. Измерение радиопомех	548
26.4. Прохождение симметричной и несимметричной составляющих радиопомех от преобразователя к ИРП	551
26.5. Методы подавления радиопомех, создаваемых преобразователями	553
26.5.1. Фильтры защиты от радиопомех	553
26.5.2. Экранирование	558

ГЛАВА 27. ОТВОД ТЕПЛА.....	561
27.1. Способы передачи тепла	561
27.2. Аналогия с электрическими цепями	562
27.3. Теплопроводность	563
27.4. Конвекция	566
27.5. Удельная мощность преобразователя, ее зависимость от КПД	567
27.6. Переходные тепловые режимы	569

ЧАСТЬ V

ПРИМЕРЫ ПОСТРОЕНИЯ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

ГЛАВА 28. ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ МАЛОЙ МОЩНОСТИ С НЕПРЕРЫВНЫМ СТАБИЛИЗАТОРОМ НА ВЫХОДЕ	576
ГЛАВА 29. DC-DC ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ С ВЫХОДНОЙ МОЩНОСТЬЮ 15 Вт	579
ГЛАВА 30. DC-DC ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ С СИНХРОННЫМ ВЫПРЯМЛЕНИЕМ	586
ГЛАВА 31. ТРАНЗИСТОРНЫЙ AC-DC ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ (ВЫПРЯМИТЕЛЬ)	598
ГЛАВА 32. ЭЛЕКТРОННАЯ НЕРАССЕИВАЮЩАЯ НАГРУЗКА	611
32.1. Управление преобразователем 1	613
32.2. Силовая часть преобразователя 2	615
32.3. Схема управления ключами преобразователя 2	618
32.4. Управление преобразователем 2	618
32.5. Сетевой инвертор	620

Предисловие

Силовая электроника и ее области, связанные с преобразованием электрической энергии в электрическую, являются динамичным научно-техническим направлением, с использованием результатов которого развиваются другие многочисленные направления электроники.

Принципы преобразования электрической энергии, элементная база устройств, их конструкторские и технологические решения непрерывно обновляются, и каждые 3—4 года происходит очередная смена поколения в данной области.

Электронные источники питания различной аппаратуры, которые принято называть источниками вторичного электропитания (ИВЭП), образуют наиболее широкий класс транзисторных преобразователей. ИВЭП являются преобразователями электрической энергии и обеспечивают электрические параметры на выходе (выходах), требуемые потребителю. Работа ИВЭП должна быть согласована с параметрами электрической сети на его входе, удовлетворять большому числу требований, в том числе связанными с изменением режимов работы как сети, так и нагрузки, включая кратковременные провалы и всплески напряжения сети и короткое замыкание в цепи нагрузки.

На протяжении десятков лет требования потребителей к ИВЭП остаются прежними: меньшие размеры (при той же выходной мощности), более высокий КПД, лучшие функциональные возможности (включая электрические параметры), меньшая стоимость.

У потребителей, то есть тех, кто создает аппаратуру и систему в целом, за многие годы сложилось мнение, что ИВЭП, образно говоря, это черт в доме, которого приходится терпеть, но который все-таки необходим. Если бы существовал идеальный преобразователь, идеальный ИВЭП, то он не должен был бы занимать место, рассеивать мощность и вдобавок чего-либо стоить.

Одно из основных направлений построения энергетического оборудования — переход к распределенным системам питания, когда отдельные узлы аппаратуры получают электропитание от отдельных источников; с таким принципом построения оборудования связана и другая тенденция — переход к сверхнизким напряжениям постоянного тока источников: от широко применяемых 5 и 3,3 В к напряжениям 1...2,5 В в источниках с гальванической изоляцией входа и выхода и от 3,3 к 0,8...1,7 В в источниках без изоляции. Токи, отбираемые от таких низковольтных источников, могут быть десятки и сотни ампер.

Методы транзисторного преобразования энергии, развитые в последнее время, новые компоненты и материалы позволили, не снижая, а даже увеличивая КПД, поднять рабочие частоты серийно выпускаемых импульсных преобразователей до нескольких сотен килогерц, что, в свою очередь, позволило в сочетании с новыми конструкторскими и технологическими решениями снизить размеры преобразователей при той же выходной мощности. Таким образом, стало возможным существенное улучшение одного из важнейших показателей любого преобразователя (ИВЭП) — удельной мощности, обычно определяемой как отношение мощности в нагрузке к объему преобразователя.

Увеличение КПД ИВЭП и преобразователей связано не только с возрастанием такого показателя, как удельная мощность. Повысить КПД ИВЭП означает сэкономить деньги пользователей, то есть тех, кто эксплуатирует оборудование, в котором установлены преобразователи. Улучшение КПД ИВЭП влияет и на

экологию, поскольку их общее количество, работающее в аппаратуре, определяется для развитой страны миллионами штук. Несколько процентов возрастания КПД эквивалентно для такой страны, как США, экономии десятков миллионов тонн угля в год, что в свою очередь, означает сокращение миллионов автомобилей на дорогах.

Увеличение удельной мощности оказалось значительным также благодаря достижениям в разработке новых электронных компонентов, в первую очередь мощных высоковольтных и низковольтных полевых транзисторов, а также диодов. Например, новые типы высоковольтных транзисторов, выполненных по CoolMOS или MDmesh технологиям, позволяют достичь сопротивления в открытом состоянии — важнейшего параметра транзистора при его работе в режиме переключения — в 2...3 раза лучше аналогичного параметра при традиционной технологии. Высоковольтные (600 В) безынерционные диоды на основе карбида кремния позволяют по сравнению с обычными диодами снизить в несколько раз потери на переключение в выходном каскаде, избежать применения дополнительных цепей, содержащих большое число компонентов и занимающих заметное место в источнике питания. Правда, и стоимость новых электронных компонентов, выполненных по «революционным» технологиям, значительно выше стоимости традиционных, что объясняется небольшими пока тиражами этих изделий. Не столь резкий прогресс наблюдается в улучшении параметров других важных компонентов, входящих в преобразователь, — конденсаторов и магнитных сердечников. Но и здесь заметен прогресс: например, ферриты, производимые в 80-х годах XX столетия, примерно на 20% ниже по удельной мощности изделий, произведенных в 90-х годах, а те, в свою очередь, — на 20% ниже тех, что будут выполнены по новым технологиям.

Повышение удельной мощности связано с решением технологических вопросов. Некоторые классы преобразователей должны выполняться только на основе технологии поверхностного монтажа, в других — эта технология используется в управляющей части преобразователя и только частично в силовой.

Микропроцессорная техника, используемая в настоящее время не только в информационно-вычислительных системах, но и в оборудовании для технологических процессов, устройствах контроля, связи и транспорта, все в большей степени проникает в системы контроля и управления энергообеспечением различных объектов. Микропроцессоры встраиваются в различные типы преобразователей, обеспечивая расширение их функциональных возможностей, более высокую надежность, а в ряде случаев позволяя снижать и стоимость устройств. Прогресс в технологии построения микропроцессоров означает, что в ближайшее время в источниках питания, по крайней мере в некоторых типах, функции контроля и управления, включая высокочастотное управление ключами выходного каскада, будут цифровыми. Уже сейчас разработаны серии микропроцессоров, позволяющих цифровыми методами осуществить разные виды управления преобразователями, работающих на частотах сотни килогерц, а также выполнить необходимую коррекцию цифровыми методами. Проводятся исследования и других возможностей цифрового управления преобразователями. В результате должна возрасти надежность и, по-видимому, снизиться стоимость изделия.

Книга написана на основе лекций, которые автор читал на протяжении многих лет в МАИ, опыта, накопленного в совместной работе с российскими предприятиями, а также на основании результатов, полученных в научно-исследовательском отделе силовой транзисторной электроники МАИ, в котором автор был руководителем с 1993 по 2002 год.

Автор считает своим долгом выразить благодарность кафедре «Микроэлектронные электросистемы летательных аппаратов» МАИ, всем сотрудникам, работавшим в отделе силовой транзисторной электроники МАИ, а также сотрудникам ЗАО «Связьинжиниринг», оказавшим помощь в работе над этой книгой.

ГЛАВА 1

ВВЕДЕНИЕ

1.1. Транзисторная преобразовательная техника как научно-техническое направление современной электроники

В настоящее время транзисторная преобразовательная техника (ТПТ), являющаяся частью силовой электроники, демонстрирует огромный диапазон своих возможностей и находит применение в самых различных областях: промышленности, медицине, светотехнике, солнечной энергетике, связи, транспорте, передаче энергоносителей, на автономных объектах.

В последние годы ТПТ как научно-техническое направление основательно изменилась благодаря появлению новых компонентов, новых принципов преобразования энергии, новым методам управления узлом преобразования, новым приемам отвода тепла. ТПТ характеризуется огромным диапазоном мощностей — от долей ватт до сотен тысяч киловатт. ТПТ адекватно реагирует на запросы сегодняшнего дня: позволяет создавать компактные, миниатюрные и сверхминиатюрные устройства, гибкие системы; позволяет экономить электроэнергию и ресурсы: медь, алюминий, другие металлы и материалы; производство и эксплуатация устройств ТПТ позволяют приблизиться к вполне «зеленой» индустрии, наносящей минимальный вред окружающей среде.

Практически во всех промышленно развитых странах большие контингенты специалистов работают в фирмах, создающих все новые и новые образцы устройств и энергетических систем, отличающихся меньшим энергопотреблением, способностью не «засорять» первичную сеть, повышенной надежностью.

Инженер, работающий сегодня в области силовой электроники, получает огромное количество информации. В его распоряжении большое количество книг, журналов, справочников, другой информационной литературы, выпускаемой растущим числом издательств; регулярно работают технические выставки; наконец, огромные возможности узнавать научно-технические новости предоставляет Интернет.

1.2. О книге «Транзисторная преобразовательная техника»

Сейчас появилась необходимость показать в монографии современный уровень данной области техники, систематически изложить современные методы анализа и синтеза различных устройств, как традиционных, ставших классическими, так и создаваемых для решения новых задач. В первую очередь, книга предназначена для студентов, впервые знакомящихся с проблемами преобразовательной техники; аспирантов, решающих конкретную задачу; специалистов, хорошо знакомых с отдельными вопросами, но желающих углубить свои знания или приступающих к проектированию ранее не знакомого для них устройства.

С одной стороны, книга охватывает большой круг вопросов, касающихся, в частности, построения новых устройств, создание которых востребовано временем. С другой — уровень каждого раздела книги является достаточным для овладения методами анализа различных устройств, для заострения внимания на многочисленных вопросах, неизбежно появляющихся при проведении новой разработки, наконец, для оказания помощи в поиске новых для специалиста решений.

Книга посвящена ТПТ и не затрагивает вопросов выбора решения, анализа, проектирования устройств на основе тиристорных, позволяющих создавать мощные электроприводы постоянного и переменного тока, используемые в различных отраслях промышленности; высокочастотные мощные тиристорные агрегаты для нагрева металла; преобразователи для транспортных подстанций; мощные выпрямители для электрометаллургии. Автор полагает, что тиристорная и транзисторная области силовой электроники развиваются в целом достаточно автономно вследствие различия решаемых задач, различных возможностей компонентов, применяемых в силовой части, различия в принципах управления силовыми приборами.

В книге почти в каждой главе приводится большое количество задач и их решения. Многие задачи сформулированы таким образом, чтобы читатель мог провести поиск решения проблемы, которая только намечена в тексте главы.

Книга состоит из пяти частей, каждая из которых естественным образом дополняет другие. Изучение отдельных вопросов вполне возможно, если разделы и главы книги будут прочитаны выборочно.

В первой части представлены основы работы, свойства и характеристики компонентов, входящих в силовую часть, — от диодов до варисторов и газовых разрядников. Необходимость этих глав оправдана тем, что многие достижения в области преобразовательной техники базируются на возможностях новых элементов и материалов, а также на существенном улучшении технических характеристик уже существующих. Читатель, ознакомившийся с главами первой части, должен вынести убеждение, что появляющиеся компоненты позволят расширять круг задач, решаемых преобразовательной техникой, путем создания новых типов устройств для новых приложений. В этом плане, например, интересными являются параграфы, посвященные количественному учету скин-эффекта и эффекта близости в обмотках на частотах десятки и сотни килогерц, а также трансформаторам и дросселям с плоскими обмотками.

Вторая часть книги является наиболее важной, по сути, ее хребтом, на котором базируются разработки всех промышленно выпускаемых устройств. Анализируются технические решения всех видов преобразований электрической энергии, подробно рассматриваются новые виды преобразователей — с мягким переключением, с интегрированным магнитным элементом, позволяющими значительно снизить потери в устройстве и выполнить его в малом объеме.

В третьей части подробно исследуется динамика преобразователя, который вместе с его управляющей частью рассматривается как система автоматического управления (САУ), что абсолютно необходимо для проектирования. Кратко рассмотрена дискретная модель, но основное внимание уделено получению непрерывных моделей — нелинейной и линейной, необходимых при синтезе системы управления. Раскрываются приемы моделирования основных узлов преобразователя, поскольку использование компьютера и созданные модели позволяют быстро оценить динамические свойства создаваемой САУ до создания физического макета.

В четвертой части рассматриваются узлы преобразователей, не входящие в силовую часть, но являющиеся совершенно необходимыми при создании устройства.

Показаны особенности управления мощными полевыми транзисторами, раскрыты принципы построения и возможности современных микросхем: драйверов, контроллеров, источников опорного напряжения. С различных позиций анализируются цепи подавления выбросов напряжения на ключах и диодах. В конце данной части рассмотрены принципы подавления электромагнитных помех, создаваемых преобразователем, применяемые при этом технические решения и компоненты, а также вопросы отвода выделяемого тепла.

Пятая часть книги дает представление об уровне современной преобразовательной техники на примерах устройств различной мощности — от нескольких ватт до нескольких киловатт.

Многие положения книги опубликованы в докладах автора и его коллег на международных конференциях по силовой электронике, в статьях в центральных отечественных журналах; получены патенты США на некоторые технические решения, помещенные в книге.

ЧАСТЬ I

КОМПОНЕНТЫ СИЛОВОЙ ЧАСТИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ

ГЛАВА 2

ЭЛЕКТРОННЫЕ КОМПОНЕНТЫ

2.1. Неуправляемые диоды

2.1.1. Диоды с p - n -переходом

Для диодов с p - n -переходом, у которых нейтральные области находятся под низким уровнем инжекции и длины которых достаточно велики по сравнению с диффузионной длиной неосновных носителей, плотность тока (и, соответственно, ток) определяются соотношением:

$$J = J_s (e^{qU_a / (kT)} - 1), \quad (2.1.1)$$

где q — заряд электрона ($1,6 \cdot 10^{-19}$ К); J_s — плотность обратного тока насыщения; U_a — напряжение, приложенное к диоду; k — постоянная Больцмана ($1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К); T — абсолютная температура (К).

Под низким уровнем инжекции понимается состояние, когда в диоде концентрации неосновных носителей остаются малыми по сравнению с концентрациями основных носителей, при этом области диода могут находиться в тепловом равновесии или нет. В диоде вблизи перехода находится область ненулевой плотности заряда, называемая областью объемного заряда (ООЗ).

При комнатной температуре и прямом смещении перехода плотность J_s кремниевых диодов обычно очень мала по сравнению с J . Например, полагая $U_a = 0,6$ В, из (2.1.1) находим, что J больше, чем J_s , в $2,64 \cdot 10^{10}$ раз. Потери в диоде при столь малой плотности тока на переходе будут также весьма малыми при обратном напряжении на нем, даже если к диоду приложены сотни вольт.

С другой стороны, плотность J_s пропорциональна n_i^2 [40] (n_i — собственная концентрация носителей в полупроводнике), а n_i сильно зависит от температуры. При $T = 100^\circ\text{C}$ n_i^2 возрастает на 4 порядка, а при $T = 175^\circ\text{C}$ (эта температура является предельной для многих современных диодов) — на 7 порядков по сравнению со значением при $T = 25^\circ\text{C}$. В этих условиях, когда J_s настолько возрастает, невозможно пренебрегать обратным током через диод.

Генерация носителей в области объемного заряда

Соотношение (2.1.1) не позволяет определить весь ток в диоде при обратном напряжении на нем. Электронно-дырочные пары создаются по всему объему со скоростью, зависящей от температуры. В тепловом равновесии эта генерация носителей в точности компенсируется их рекомбинацией, которая происходит со скоростью, пропорциональной произведению концентраций носителей. Поэтому по всему объему полупроводника $n_0 p_0 = n_i^2$ (n_0, p_0 — концентрации носителей при тепловом равновесии, называемые равновесными концентрациями).

При смещении диода в обратном направлении равновесие носителей нарушается. Концентрации избыточных носителей внутри ООЗ и прилегающих диффузионных областях становятся существенно ниже их равновесных значений n_0 и p_0 .

В этих областях скорость тепловой генерации носителей, не зависящая от n и p , превышает скорость их рекомбинации. Концентрации носителей здесь не накапливаются, поскольку носители, появляющиеся в результате генерации, уносятся из ООЗ сильным электрическим полем. Дырки перемещаются к контакту p -области, а электроны — n -области. Эти потоки носителей создают составляющую обратного тока перехода, которая не учитывается формулой (2.1.1).

Скорость генерации в обедненной области пропорциональна n_i , а эта концентрация носителей является функцией только материала и температуры. Если определить постоянную времени жизни ООЗ как $\tau_{\text{ООЗ}}$, то в этом случае скорость генерации носителей $G = n_i/\tau_{\text{ООЗ}}$ и плотность тока, вызываемая тепловой генерацией в ООЗ, равна [58, 65]:

$$J_T = q(L_e + L_h + l_p + l_n)G = \frac{q(L_e + L_h + l_p + l_n)n_i}{\tau_{\text{ООЗ}}}, \quad (2.1.2)$$

где L_e, L_h — диффузионные длины электронов и дырок; l_p, l_n — длины p - и n -областей в ООЗ. В последнем соотношении $(L_e + L_h + l_p + l_n)$ — ширина ООЗ и примыкающих диффузионных областей. Вследствие того, что в мощном диоде ширина ООЗ и примыкающих диффузионных областей является значительной, необходимо по возможности увеличивать $\tau_{\text{ООЗ}}$ для снижения составляющей обратного тока, определяемой из (2.1.2). Постоянная времени $\tau_{\text{ООЗ}}$ связана с постоянными времени неосновных носителей τ_e и τ_h при низких уровнях инжекции, но обычно больше их. В целом для кремниевого перехода плотность тока J_T намного больше, чем J_s при комнатной температуре, но при повышении температуры составляющая обратного тока J_s становится основной. Последнее происходит вследствие того, что ток J_s кремниевых диодов удваивается с возрастанием температуры на каждые 5°C , а ток J_T возрастает вдвое при возрастании температуры примерно на каждые 10°C .

Таким образом, из описания поведения кремниевого диода при обратном смещении можно сделать следующие выводы [73]:

- генерация носителей в ООЗ и областях диффузии мощного диода приводит к существенно большему обратному току при 25°C , чем это следует из обычной диффузионной модели (соотношение (2.1.1));
- чтобы снизить обратный ток, время жизни неосновных носителей в ООЗ должно быть по возможности большим;
- составляющая обратного тока, появляющаяся в результате термогенерации в ООЗ (J_T), растет с температурой так же, как концентрация n_i , которая возрастает вдвое при каждом увеличении температуры на 10°C . Но возрастание J_s с температурой пропорционально n_i^2 , поэтому эта составляющая преобладает при высокой температуре. Именно возрастание обратного тока часто ограничивает максимальную рабочую температуру мощного диода.

Лавинный пробой

Для кремниевых диодов характерен этот вид пробоя при приложении к нему обратного напряжения.

Приложенное электрическое поле заставляет дырки и электроны проходить со скоростью, пропорциональной напряженности этого поля. Реально носители часто сталкиваются с дефектами решетки. Если электрическое поле достаточно сильное, скорость частицы становится большой, поэтому при ее соударении энергия передается решетке, что приводит к появлению новой пары электрон-дырка. Такой процесс называется ударной ионизацией; он является лавинообразным: вновь созданные носители ускоряются полем, сталкиваются с решеткой, создают дополнительные пары электрон-дырка и т. д. При некотором достаточно большом обратном

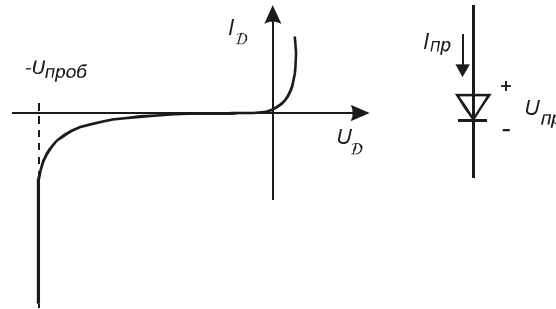


Рис. 2.1. Вольт-амперная характеристика диода с p - n -переходом и положительные направления тока через диод и напряжения на нем.

напряжении на диоде создается пиковое (предельное) поле в ООЗ. Ударная ионизация начинает происходить, когда напряженность поля становится около $3 \cdot 10^5$ В/см. При увеличении электрического поля выше этого значения число пар электрон-дырка, генерируемых в ООЗ, растет очень быстро. Вследствие того, что генерируемые полем носители добавляются к создаваемым термогенерацией, увеличивая обратный ток утечки, обратная характеристика диода выглядит, как показано на рис. 2.1. Когда ударная ионизация достигает бесконечно большой скорости, говорят, что диод испытывает лавинный пробой.

Для любого p - n -перехода можно, зная уровни примесей, определить электрическое поле в ООЗ для заданного обратного напряжения. Затем можно использовать найденное электрическое поле для определения напряжения лавинного пробоя. Пиковое электрическое поле E_c может быть больше в диоде с большим числом примесей, перед тем как наступает пробой. Для уровня примесей $10^{16}/\text{см}^3$, что типично для прибора с обратным напряжением 40–50 В, E_c примерно равно $3,7 \cdot 10^5$ В/см, но для уровня примесей $10^{14}/\text{см}^3$ (что характерно для диодов с обратным напряжением 800–1000 В) E_c примерно равно $2,1 \cdot 10^5$ В/см [66].

Пример

Пусть диод с несимметрично выполненным p^+n -переходом должен выдерживать обратное напряжение, приложенное к нему, $U_a = -300$ В. Используем пиковое значение напряженности поля $E_c = 2,7$ В/см как критическое электрическое поле, при котором происходит пробой. Определим концентрацию примесей в высокоомной n -области.

Если пиковое значение напряженности поля E_c соответствует обратному напряжению на диоде -300 В, можно определить соответствующую длину ООЗ, интегрируя поле по всей длине ООЗ от $-l_n$ до l_p . Электрическое поле в ООЗ изменяется линейно с максимумом на границе перехода. Полагая, что $|U_a|$ намного больше контактной разности потенциалов ψ_k , имеем:

$$|U_a| = \frac{1}{2}(l_p + l_n)E_c. \quad (2.1.3)$$

Учитывая несимметричность перехода, т. е. что высокоомный слой значительно протяженнее низкоомного, получим:

$$l_p + l_n \cong l_n, \quad (2.1.4)$$

из (2.1.3) получим

$$l_n = \frac{2 \cdot 300}{2,7 \cdot 10^5} = 22,2 \cdot 10^{-4} \text{ см} = 22,2 \text{ мкм.}$$

Мы получили, таким образом, минимальную длину n -области. Зная значение длины l_n , можно определить максимально возможную концентрацию доноров N_D , применив теорему Остроградского—Гаусса [43]:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{q_s}{\varepsilon_{s_i}}, \quad (2.1.5)$$

где q_s — суммарный заряд; $\varepsilon_{s_i} = \varepsilon\varepsilon_0 = 11,8/(4\pi \cdot 9 \cdot 10^9) = 10,43 \cdot 10^{-11}$ Ф/м — абсолютная диэлектрическая проницаемость кремния; ε — относительная диэлектрическая постоянная кремния; ε_0 — электрическая постоянная.

Из (2.1.5) получим:

$$N_D = \frac{\varepsilon_{s_i} E_c}{ql_n} = \frac{10,43 \cdot 10^{-11} \cdot 2,7 \cdot 10^5 \cdot 10^2}{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 22,2 \cdot 10^{-6}} \cdot \frac{1}{10^6} = 7,9 \cdot 10^{14} \frac{1}{\text{см}^3}.$$

Акцепторная концентрация примесей (N_A) должна на несколько порядков превосходить донорную.

p-n-переход на поверхности кристалла

p-n-переход реального диода не только находится в глубине кристалла, но, выходит на поверхность кремниевой матрицы. Примесь p -типа располагается на n -подложке на площади, предусмотренной оксидной маской: примесь диффундирует в подложку после помещения кремниевой заготовки в диффузионную печь. В результате переход выходит на поверхность кристалла, причем радиус искривления перехода примерно равен глубине диффузии (по вертикали).

Анализ по одномерной модели *p-n*-перехода не учитывает два явления, приводящие к снижению пробивного напряжения диода. Во-первых, электрическое поле больше в окрестности искривления перехода, чем в средней части диода, где края ООЗ являются параллельными плоскостями. Во-вторых, максимальное электрическое поле, при котором пробой происходит, ниже на поверхности полупроводника из-за дефектов решетки в этой области, чем в толще материала.

Разработано большое число технологических приемов, преследующих цель снизить интенсивность электрического поля на поверхности полупроводникового прибора. Эти приемы создают граничные условия, которые снижают интенсивность поля и в местах искривления перехода, и там, где переход выходит на поверхность.

2.1.2. *pin*-диоды

В несимметрично легированном диоде приложенное обратное напряжение почти полностью удерживается слаболегированной n^- -областью. Мощные диоды в целях повышения допустимого напряжения на нем выполняют с вертикальной структурой диффузией p^+ -области в n^- -подложку. Поскольку n^- -подложка имеет большое сопротивление, возрастает и прямое падение на диоде. Можно было бы уменьшить толщину подложки в целях снижения этого падения напряжения, но в целях создания механической прочности конструкции она выполняется толщиной около 500 мкм.

Выполняя относительно тонкий слой ООЗ шириной 10...200 мкм с помощью n^- -слоя, расположенного между p^+ - и n^+ -слоями, как показано на рис. 2.2, можно понизить прямое падение напряжения на диоде. Если легировать эту n^- -область очень слабо, так, что она оказывается почти собственным полупроводником (i -область, от слова *intrinsic* — собственный), можно получить дальнейшее улучшение вольт-амперной характеристики (ВАХ) диода. Структура такого диода и электрическое поле в нем при обратном напряжении показаны на рис. 2.3. Из-за того, что распределение поля в данном случае является почти прямоугольным, ширина

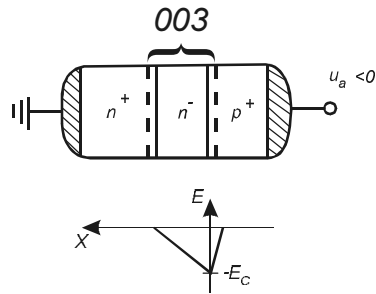


Рис. 2.2. Диод с тонким n -слоем и электрическое поле в нем при обратном напряжении.

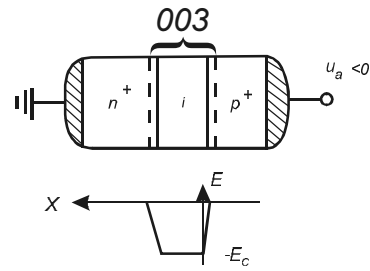


Рис. 2.3. Структура диода с тонким i -слоем и электрическое поле в нем.

i -области составляет половину n^- -области, показанной на рис. 2.2, при одних и тех же пробивных напряжениях.

Диод, показанный на рис. 2.3, называется *pin*-диодом, другое часто встречающееся его название — диод с тонкой базой. В реальном диоде область собственного полупроводника обычно n -типа (ν) или p -типа (π). Почти все мощные диоды имеют данную структуру.

Пример

Пробивное напряжение диода

Если концентрация примеси в центральном слое диода, показанном на рис. 2.3, составляет $N_D = 10^{14}/\text{см}^3$, каково соотношение между пробивным напряжением и шириной центрального слоя, который обозначим как W_ν ? Принимаем, что все напряжение приходится на ν область. Сначала определим производную поля в данной области, используя (2.1.5):

$$\frac{dE_\nu}{dx} = \frac{qN_D}{\epsilon_{s,i}} = \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{14} \cdot 10^2}{10,43 \cdot 10^{-11}} = 1,5 \cdot 10^7 \text{ В/см}^2,$$

коэффициент 10^2 — перевод m в cm . Следовательно:

$$E_\nu(x) = E_{p\nu} + 1,5 \cdot 10^7 x.$$

Когда в диоде происходит лавинный пробой, поле в $p\nu$ переходе ($E_{p\nu}$) равно $-E_c$, а напряжение пробоя определяется интегрированием последнего выражения:

$$U_{\text{проб}} = \int_0^{W_\nu} -E_\nu(x) dx = \int_0^{W_\nu} (E_c - 1,5 \cdot 10^7 x) dx = E_c W_\nu - 7,5 \cdot 10^6 W_\nu^2. \quad (2.1.6)$$

В последней формуле размерность W_ν — cm .

Для уровня легирования $10^{14}/\text{см}^3$ $E_c \approx 2 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ и при $W_\nu = 100 \text{ мкм}$ (10^{-2} см) получим $U_{\text{проб}} = 1250 \text{ В}$.

ВАХ *pin*-диода

Соотношение (2.1.1) для обычного диода с p - n -переходом основывалось на предположении, что низкий уровень инжекции оставался по обе стороны перехода. Оно несправедливо для i области *pin*-диода, поскольку в ней $n \cong n' \gg n_0$ и $p \cong p' \gg p_0$ при любом уровне инжекции. Штрихом обозначены концентрации избыточных носителей. Поскольку в этом случае общая концентрация носителей определяется

избыточной, говорят о высоком уровне инжекции в эту область. Сильно легированные p^+ - и n^+ -области остаются на низком уровне инжекции. Диффузией носителей в этих областях можно пренебречь. В p^+ -области основная составляющая тока — это ток дырок, проходящий под действием поля, а в n^+ -области — ток электронов. Эти потоки дырок и электронов направлены в i -область, где происходит рекомбинация.

Если пренебречь падением напряжения внутри собственной (i) области и предположить, что напряжение, приложенное к диоду (u_a), удерживается падениями напряжения на двух переходах ($u_{p,i} = u_{i,n} = u_a/2$), плотность тока (ток) в pin -диоде определяется соотношением, в которое входит гиперболический тангенс [59]:

$$J = \frac{2qL_a n_i}{\tau_a} \tanh\left(\frac{W_i}{2L_a}\right) \left(e^{qU_a/(2kT)} - 1\right) = J_s \left(e^{qU_a/(kT)} - 1\right), \quad (2.1.7)$$

где τ_a — время жизни, характеризующее скорость рекомбинации электронов и дырок в i -области при высоком уровне инжекции в ней; L_a — диффузионная длина, предполагаемая одинаковой для электронов и дырок; W_i — длина i -области (n - или p -типа).

При высоких плотностях тока в диоде предположение о малости диффузионных токов в p^+ - и n^+ -областях не остается справедливым. При возрастании тока через диод диффузионные токи в концевых областях становятся большей составляющей общего тока, при этом снижается инжекция в i -область. Проводимость этой области диода уменьшается, а поэтому падение напряжения в ней (u_i), до этого незначительное, теперь повышается, что приводит к увеличению прямого падения напряжения.

Дополнительное возрастание диффузионного тока связано с влиянием сильно легирования концевых областей диода (p^+ и n^+). Такое легирование выполняется для понижения сопротивления этих областей. При уровнях легирования $10^{17}/\text{см}^3$ или больше в концевых областях, что является обычным для мощных диодов, большое количество примесных атомов сужает ширину запрещенной зоны на величину ΔE_g . Происходит сужение запрещенной зоны, и этот эффект увеличивает концентрацию равновесных носителей. Теперь

$$n_0 p_0 = n_{iE}^2,$$

где n_{iE} — эффективная собственная концентрация носителей.

Собственная концентрация носителей n_i соотносится с n_{iE} следующим образом:

$$n_{iE}^2 = n_i^2 e^{\Delta E_g/(kT)}.$$

Поскольку теперь возрастает произведение $n_0 p_0$ ($n_{iE} > n_i$, в последнем выражении показатель экспоненты положительное число), концентрация и диффузионный ток неосновных носителей становятся выше, чем предсказывается обычным соотношением $n_0 p_0 = n_i^2$.

Если концевая область кремниевого pin -диода легируется до уровня $10^{19}/\text{см}^3$, значение ΔE_g составит 0,08 эВ. При комнатной температуре такое значение ΔE_g повысит произведение $n_0 p_0$:

$$n_{iE}^2 = (1,4 \cdot 10^{10})^2 e^{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,08 / (1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 298)} = 4,5 \cdot 10^{21} \gg n_i^2.$$

Когда плотность тока в диоде достигает очень больших значений, происходит уменьшение диффузионной длины L_a . Уменьшение L_a вызывается снижением подвижности носителей и уменьшением времени жизни τ_a ($L_a = \sqrt{D_a \tau_a}$, $D_a \sim \mu_a$, D_a — коэффициент диффузии).

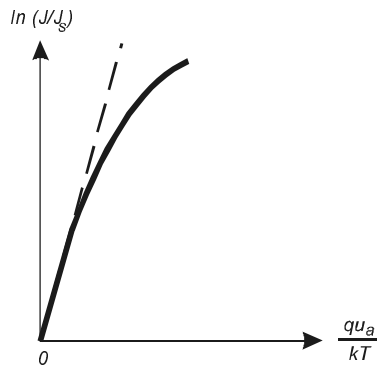


Рис. 2.4. Возрастание реального напряжения на *pin*-диоде при возрастании прямого тока по сравнению с зависимостью (2.1.7).

При возрастании тока оба фактора, приводящие к уменьшению L_a , приводят к возрастанию напряжения в *i*-области, поскольку

$$u_i \approx \frac{2kT}{q} \left(\frac{W_i}{2L_a} \right)^2 \quad (\text{для } W_i / 2 \leq L_a).$$

Изменение L_a и возрастание произведения $n_0 p_0$ приводят к изменению ВАХ-диода. Рисунок 2.4 показывает характерную зависимость для мощного диода, из которой видно, что увеличение плотности тока J (тока через диод) приводит к дополнительному возрастанию напряжения, которое не учитывается соотношением (2.1.7).

Что касается температурной зависимости ВАХ *pin*-диода, то из (2.1.7) следует, что ток пропорционален n_i . В свою очередь, зависимость n_i от температуры определяется соотношением:

$$n_i = CT^{3/2} e^{-E_g / (2kT)}, \quad (2.1.8)$$

где C — константа; E_g — ширина запрещенной зоны.

Равенство (2.1.8) получается в результате приравнивания скоростей тепловой генерации и рекомбинации носителей в равновесном состоянии.

Вследствие того, что n_i возрастает быстрее, чем экспонента в (2.1.7) снижается при повышении температуры T , плотность тока J растет с температурой для заданных L_a и τ_a . Поэтому при одном и том же токе происходит снижение прямого падения напряжения с ростом температуры.

Динамические свойства диода

Для упрощения анализа пренебрегаем емкостью диода. Основное внимание уделяется изменению избыточного заряда в нейтральных областях вне ООЗ. На переключение оказывает свое влияние *i*-область диода.

Восстановление диода в прямом направлении

Рассмотрим процесс включения диода, перехода его в открытое состояние, когда ток диода быстро изменяется от нуля до значения $I_{пр}$ (рис. 2.5). Как видно из рисунка, напряжение на диоде u_d вначале возрастает до значения $U_{пр.м}$, которое намного выше, чем прямое напряжение на диоде в статическом состоянии. Затем оно падает до статического значения $U_{пр}$, определяемого током $I_{пр}$. Рассмотренное явление называется прямым восстановлением диода, и параметр $U_{пр.м}$ (V_{fr}) называется напряжением прямого восстановления. Длительность процесса прямого восстановления носит название времени прямого восстановления $t_{пр.в}$ (t_{fr}). Выброс напряжения на диоде объясняется изменением концентрации носителей в *i*-области за время переходного процесса включения. Вначале избыточные носители в этой области отсутствуют. При прохождении прямого тока дырки дрейфуют через p^+ -область и инжектируются в *i*-область. Подобным образом электроны дрейфуют через n^- -область и инжектируются в *i*-область. Постепенно эти инжектированные носители накапливаются.

В момент t_1 , который соответствует очень малому времени от начала прохождения прямого тока, носители скапливаются у границ *i*-области, но не в ее центральной части. Некоторые из дырок, инжектированные в собственную область через p^+ -*i*-переход, добавляются к накопленным здесь носителям, а остальные движутся

через i -область, чтобы частично добавиться к накопленным носителям на i - n^+ -переходе. Подобным образом некоторые из электронов, инжектируемые в i - n^+ -переход, движутся через собственную область, чтобы добавиться к тем, которые уже накоплены на p^+ - i -переходе. В большей части i -области нет градиента носителей в данный момент времени, поэтому отсутствует диффузия и движение носителей в середине области может осуществляться только дрейфовым механизмом. Из-за дрейфа возрастает напряжение на диоде, что объясняется следующим. В рассматриваемый момент времени i -область еще не находится в состоянии высокого уровня инжекции, поэтому ее проводимость ($\sigma_i = q\mu_e n + q\mu_h p$) является низкой. В это же время через диод (и i -область) проходит ток I_{np} . Несмотря на то что i -область не является строго собственным проводником, а только слегка легируется электронами или дырками, ее сопротивление тем не менее является высоким по сравнению со значением, которое будет достигнуто при большом уровне инжекции, когда рассматриваемый переходный процесс закончится. Сопротивление i -области является причиной скачкообразного изменения напряжения на диоде и достижения значения $U_{np.M}$ в первый момент, что и показано на рис. 2.5.

С ростом времени увеличиваются концентрации носителей в середине i -области, что приводит к изменению ее проводимости, уменьшению ее сопротивления. Поэтому напряжение, приходящееся на i -область, снижается. При достижении концентрации носителей их установившегося значения устанавливается и напряжение на диоде. После окончания процесса включения диода заряд в середине i -области пропорционален прямому току ($Q \sim J_{np} \tau_a$). Следовательно, время, требуемое для создания заряда, и есть время прямого восстановления диода, и оно составляет примерно τ_a ($t_{fr} \approx \tau_a$).

Пример

Расчет напряжения прямого восстановления

Пусть рассматривается pvn диод, у которого центральная область легирована на уровне $N_D = 10^{14}/\text{см}^3$, и пробивное напряжение составляет 400 В. Допустим, площадь полупроводника составляет 1 см^2 , а его прямой ток изменяется скачком от 0 до 40 А. Чему равно напряжение $U_{np.M}$?

Из (2.1.6) находим, что при обратном напряжении 400 В ширина i -области (W_v) должна составлять около 20 мкм.

Сопротивление i (v)-области в начальный момент включения диода равно:

$$R_v = \frac{W_v}{q(\mu_e n + \mu_h p) S}; \quad n \approx N_D = 10^{14}/\text{см}^3;$$

$$p \approx \frac{n_i^2}{N_D} = \frac{(1,4 \cdot 10^{10})^2}{10^{14}} = 2 \cdot 10^6/\text{см}^3.$$

Подвижность электронов: $\mu_e = 1360 \text{ см}^2/(\text{Вс})$; подвижность дырок: $\mu_h = 490 \text{ см}^2/(\text{Вс})$.

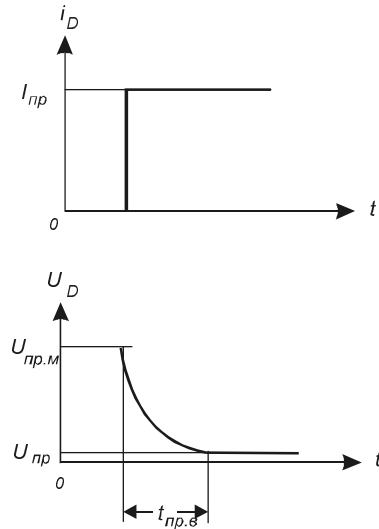


Рис. 2.5. Переход диода в открытое состояние.

$$R_v = \frac{20 \cdot 10^{-6} \cdot 10^2}{1,6 \cdot 10^{-19} (1360 \cdot 10^{14} + 490 \cdot 2 \cdot 10^6) \cdot 1} = 0,092 \text{ Ом.}$$

При $I_{np} = 40 \text{ А}$ падение напряжения на диоде составит:

$$U_{np.M} = I_{np} R_v = 40 \cdot 0,092 = 3,7 \text{ В.}$$

Обратное восстановление диода

Рассмотрим схему, показанную на рис. 2.6. На рис. 2.6, а, $Y1, Y2$ — усилители, управляющие ключами $K1$ и $K2$ от источника сигнала u . Пусть диод проводил прямой ток $I_{np} = U_n/R$, а при $t = 0$ ключи подключают диод к отрицательному напряжению $-U_n$. Вследствие избыточных зарядов в i -области и в диффузионных областях диод не может изменить свое состояние мгновенно, и переходы $p^+ - i$ и $i - n^+$ остаются прямо смещенными некоторое время после момента $t = 0$. Напряжение на диоде некоторое время остается больше нуля, при этом ток диода является отрицательным и равным $-U_n/R$. Этот обратный ток способствует устранению избыточного заряда до тех пор, пока концентрации носителей на краях ООЗ не станут равными нулю, и тогда один из переходов сможет выдерживать обратное напряжение, приложенное к диоду. Процесс носит название обратного восстановления диода. Рисунок 2.6, б, показывает изменение концентрации носителей в i -области, когда через диод проходит обратный ток. Сразу после момента $t = 0$ избыточные концентрации на краях еще остаются положительными, а следовательно, напряжения на переходах также положительны. Чтобы поддержать отрицательный ток, избыточные носители распределяются таким образом, чтобы у переходов в i -области образовался градиент концентрации другого знака, чем до момента $t = 0$. Поэтому дырки, диффундируя из i -области, инжектируются в p^+ -область и затем дрейфуют к омическому контакту. Аналогично электроны покидают i -область у $i - n^+$ -перехода и затем дрейфуют к другому контакту диода. Так продолжается до тех пор, пока избыточная концентрация носителей на краях ООЗ остается больше нуля, при этом $|U_n| \gg U_{np}$, а общий ток диода продолжает оставаться равным $-U_n/R$. Продолжающийся обратный ток восстановления удаляет избыточные носители в i -области, что и показывает рис. 2.6, б. После того как концентрации избыточных носителей на переходах достигают нуля, снижаются их градиенты концентраций, и ток диода не может больше оставаться на уровне $i_d = -U_n/R$. Как только ток диода начинает возрастать (оставаясь отрицательным по знаку), снижается напряжение на сопротивлении R . Теперь к переходу ООЗ приложено напряжение, возрастающее в отрицательном направлении, а ООЗ начинает расширяться. Динамика этого процесса приводит к тому, что ток почти экспоненциально изменяется до нуля, а напряжение на диоде снижается до $-U_n$, что показано на рис. 2.7.

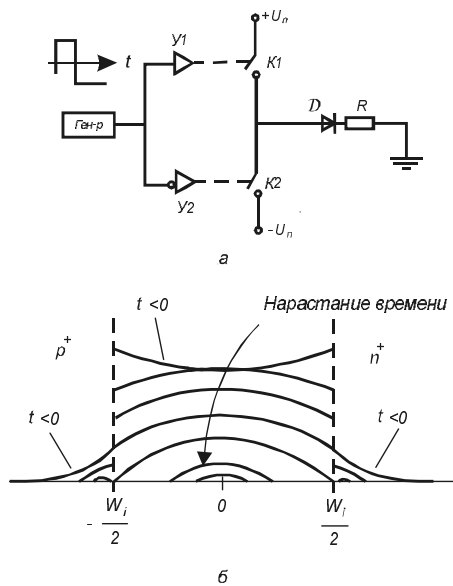


Рис. 2.6. Запирание диода (процесс обратного восстановления):

а — схема переключения диода из открытого состояния в запертое; б — изменение концентрации носителей в i -области.

В начале процесса обратного восстановления напряжение на диоде изменяется слабо, а небольшое снижение прямого напряжения происходит вследствие изменения знака падения напряжения в ООЗ, что связано с изменением направления тока. Длительность прохождения обратного тока, показанная на рис. 2.7, обозначается как t_{rr} — время обратного восстановления. Это время прямо пропорционально величине обратного тока $I_{обр}$ и заряду Q , который накоплен в i -области. Обратный ток не устраняется только изменением запасенного заряда. Он изменяется также вследствие рекомбинации носителей. Насколько велика доля рекомбинационного процесса в снижении обратного тока, зависит от соотношения между прямым и обратным токами ($I_{пр}/I_{обр}$). Начальный накопленный заряд $Q = I_{пр} \tau_a$. При $I_{обр} \gg I_{пр}$ почти весь заряд выносится из i -области за время много меньшее, чем τ_a , и только малая его часть исчезает из-за рекомбинации. В пределе, если $I_{обр} = 0$, заряд полностью исчезает в результате рекомбинации, и в этом случае $t_{rr} \cong \tau_a$.

Чем меньший заряд запасается в диоде при данном прямом токе, тем быстрее диод будет переключаться. Поскольку $Q = I_{пр} \tau_a$, возможность приобрести меньший заряд состоит в сокращении времени жизни τ_a . Однако при этом уменьшается длина L_a , что приводит к меньшей проводимости в i -области и большему значению прямого падения напряжения в ней u_i :

$$u_i \approx \frac{2kT}{q} \left(\frac{W_i}{2L_a} \right)^2 \quad (\text{для } W_i/2 \leq L_a).$$

Именно поэтому прямое падение напряжения $U_{пр}$ *pin*-диодов больше падения на обычном диоде.

Следует сказать, что реально, из-за наличия последовательно включенной с диодом индуктивности схемы, как правило паразитной, ток в диоде при его запирации не имеет отрицательного горизонтального участка, показанного на рис. 2.7. Наклон спада прямого тока влияет на значение максимального обратного тока диода (I_{RM}). Фирмы — изготовители диодов указывают значение тока I_{RM} для строго определенных значений $I_{пр}$ и $dI_{пр}/dt$.

2.1.3. Мощные диоды Шоттки

Созданию качественного омического контакта между полупроводником и металлом, определяющего сопротивление проходящему току, всегда уделялось большое внимание. С другой стороны, при очень плохом омическом контакте между полупроводником и металлом появляется возможность создания в нем выпрямительного эффекта. Однако создание такого контакта большой площади является такой же сложной задачей, как и создание хорошего омического контакта [40]. Диоды, в которых используется переход металл-полупроводник, называются диодами Шоттки. В таких диодах более предпочтительным оказывается применение n -типа полупроводника из-за более высокой подвижности электронов (μ_e) по сравнению с подвижностью дырок.

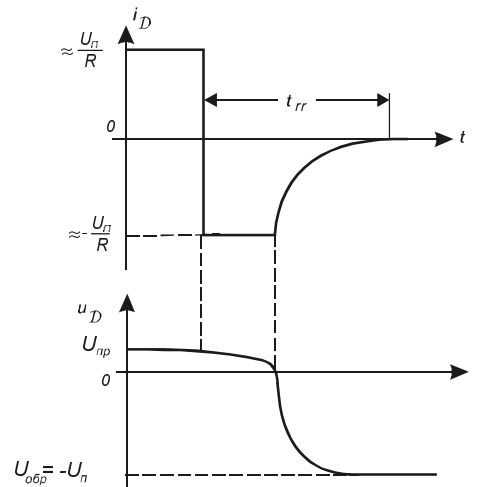


Рис. 2.7. Временные диаграммы при запирации диода.

Диоды Шоттки имеют два важных преимущества по сравнению с биполярными диодами. Во-первых, прямое падение напряжения в них при той же самой плотности тока на несколько десятых вольта меньше. Во-вторых, поскольку ток в диоде Шоттки проходит благодаря только механизму дрейфа, отсутствует необходимость накапливать и устранять избыточные носители, следовательно, исключаются явления возрастания прямого падения на диоде при его включении (прямого восстановления) и появления большого обратного тока при его выключении (обратного восстановления). По сравнению с биполярными диодами недостатком диодов Шоттки является их больший обратный ток.

Образование барьера Шоттки

Термоионная эмиссия является причиной прохождения тока в выпрямительном переходе от металла в полупроводник и обратно. Однако для выхода электрона из металла в полупроводник требуется другая энергия, чем для выхода электрона из металла в вакуум.

Когда электрон эмитируется из металлической поверхности, он должен обладать определенной энергией, чтобы преодолеть силу, стремящуюся удержать его в металле. Эта сила создается электрическим полем, появляющимся вследствие создания положительного заряда, который получается в металле после ухода электрона. Электрон с зарядом $-q$, ушедший из металлической поверхности, и созданное электрическое поле показаны на рис. 2.8, *a*. Окончательный выход электрона из металла происходит, когда электрон находится достаточно далеко от металлической поверхности. Полная энергия, требуемая для ухода электрона, называется работой выхода W_m металла:

$$W_m = \int_0^{\infty} F dx. \quad (2.1.9)$$

Эта энергия как функция расстояния от поверхности металла x показана на рис. 2.8, *b*. Из рисунка следует, что электроны должны преодолеть барьер высотой W_m для выхода в вакуум.

Когда в контакте с металлом находится полупроводник n -типа, электронная эмиссия происходит как из металла в полупроводник, так и обратно. Вследствие того, что свободные электроны в полупроводнике имеют более высокую энергию, чем электроны в выбранном для контакта металле, вначале больше электронов проходит в металл. Они оставляют в полупроводнике положительный пространственный заряд донорных атомов и создают компенсирующий отрицательный заряд на поверхности металла [8, 73]. Поле, созданное этим пространственным зарядом, противоположно полю, показанному на рис. 2.8, *a*, которое создано электроном, покинувшим металл; в силу этого минимальная энергия, требуемая для электрона, чтобы выйти из металла, уменьшается до значения W_m' (рис. 2.9). Явление понижения потенциального барьера до W_m' вследствие проявления электрического поля известно под названием эффекта Шоттки.

Влияние области объемного заряда показано на рис. 2.9, где одна из кривых энергии соответствует тепловому равновесию (напряжение на переходе $u_j = 0$). При больших значениях x эта кривая показывает уровень минимальной

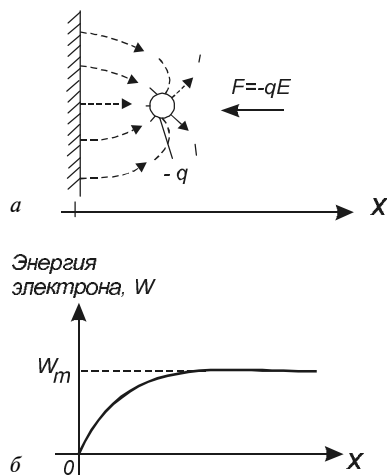
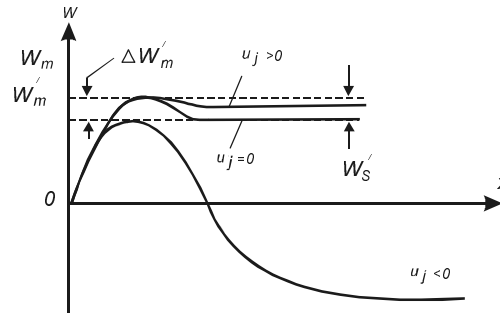


Рис. 2.8. Поле, созданное электроном, ушедшим из металла (*a*), и энергия, требуемая для его выхода (*b*).

Рис. 2.9. Влияние области объемного заряда при различных напряжениях на переходе.



энергии свободного электрона в полупроводнике. Рисунок 2.9 показывает также потенциальный барьер W'_s , который должен быть преодолен, чтобы электрон мог перейти из полупроводника в металл при $u_j = 0$. Высота данного барьера является функцией электрического поля, созданного в ООЗ.

Как только тепловое равновесие достигается, ООЗ растет, при этом значение W'_m снижается незначительно, а W'_s увеличивается существенно. Два потока носителей (из металла в полупроводник и обратно) становятся равными, и электрический ток через переход оказывается равным нулю.

Тот факт, что $W'_m > W'_s$, означает, что вероятность электронной эмиссии из металла намного ниже, чем из полупроводника. Однако в металле намного больше электронов, чем в полупроводнике, поэтому скорости эмиссионных потоков оказываются равными при значительном отличии двух потенциальных барьеров.

Прямое падение напряжения

Рассмотрим, каким образом изменяется поток электронов через барьер Шоттки под влиянием приложенного к переходу напряжения u_j . Так же, как и в биполярных диодах, u_j будет оказывать влияние на ширину ООЗ, которая полностью находится в полупроводнике. Если u_j больше нуля, то есть диод смещен в прямом направлении, первоначальное поле ООЗ уменьшается, а распределение энергии соответствует кривой на рис. 2.9 при $u_j > 0$. Потенциальный барьер для эмиссии электронов из полупроводника снизился существенно, но барьер для электронов, выходящих из металла, практически не изменился. Поэтому прямой ток — это зависимость от u_j и он полностью состоит из электронов, проходящих из полупроводника в металл.

ВАХ диода Шоттки, смещенного в прямом направлении, определяется зависимостью

$$J_{np} = J_0 (e^{q u_j / (kT)} - 1), \quad (2.1.10)$$

которая по форме совпадает с ВАХ, справедливой для диода с p - n -переходом. Однако ток (плотность) J_0 в данном случае отличается от обратного тока J_s из соотношения (2.1.1). Ток J_0 определяется следующим образом:

$$J_0 = AT^2 e^{-q W'_m / (kT)}. \quad (2.1.11)$$

Параметр A — константа, зависящая от свойств полупроводника. Ток J_0 , определяемый из (2.1.11), не годится для диода Шоттки, находящегося при обратном смещении.

Ток J_0 для диода Шоттки, находящегося при прямом смещении, обычно больше, чем J_s , на несколько порядков. Именно поэтому прямое падение на диоде Шоттки ниже на 0,23...0,34 В по сравнению с биполярным диодом при одной и той же плотности тока, что следует из (2.1.11).

Пример

Сравнение обратных токов и прямых напряжений диода Шоттки и диода с p - n -переходом

Значение параметра A для кремния равно примерно $120 \text{ A}/(\text{см}^2\text{K}^2)$, типовое значение высоты барьера W'_m для контакта Al—Si составляет 0,7 В при 25°C . Используя эти значения для температуры 25°C , из (2.1.11) получим:

$$J_0 = 120 \cdot 298^2 e^{(-1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,7 / (1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 298))} = 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ А/см}^2.$$

По сравнению с этим значением обратный ток биполярного диода на единицу площади при низком уровне инжекции, концентрациях примесей $N_D = N_A = 10^{16}/\text{см}^3$ и при длинах областей $W_n = W_p = 2,5 \text{ мкм}$ ($L_h \gg W_n$ и $L_e \gg W_p$) равен [8]:

$$J_s = \frac{qD_e n_i^2}{N_A W_p} + \frac{qD_h n_i^2}{N_D W_n} =$$

$$= \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 34 \cdot (1,4 \cdot 10^{10})^2}{10^{16} \cdot 2,5 \cdot 10^{-4}} + \frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 12 \cdot (1,4 \cdot 10^{10})^2}{10^{16} \cdot 2,5 \cdot 10^{-4}} = 5,8 \cdot 10^{-10} \text{ А/см}^2,$$

где D_e, D_h — коэффициенты диффузии для электронов и дырок соответственно.

При плотности тока 100 А/см^2 прямое падение напряжения на переходе диода Шоттки согласно (2.1.10) составит:

$$U_{j, \text{ш}} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{J_{\cdot p}}{J_0} + 1 \right) = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 298}{1,6 \cdot 10^{-19}} \ln \left(\frac{100}{1,6 \cdot 10^{-5}} + 1 \right) = 0,4 \text{ В.}$$

При этой же плотности тока напряжение на переходе биполярного диода равно

$$U_{i, pn} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{J_{\cdot p}}{J_s} + 1 \right) = \frac{1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 298}{1,6 \cdot 10^{-19}} \ln \left(\frac{100}{5,8 \cdot 10^{-10}} + 1 \right) = 0,67 \text{ В.}$$

При прямом смещении диода Шоттки к прямому падению напряжения на переходе (U_j) добавляется напряжение на самом полупроводнике. Сопротивление этой области содержит две составляющие: сопротивление слаболегированной области (высокоомной пленки — n^-), в которой ООЗ растет при обратном смещении, и сопротивление сильнолегированной (n^+) подложки. Для диода Шоттки с низким допустимым напряжением (<40 В) эти два сопротивления оказываются одного порядка, поскольку n^+ -область с высокой проводимостью значительно длиннее n^- -области. Для низковольтных диодов длины этих областей составляют примерно 500 и 5 мкм. Общее сопротивление кремния площадью 1 см^2 составит в таком случае $0,5 \dots 1 \text{ МОм}$, создавая падение напряжения в полупроводнике (носители перемещаются только под действием поля) $50 \dots 100 \text{ мВ}$ при токе 100 А .

Если диод Шоттки выполняется на допустимое обратное напряжение больше чем 40 В , сопротивление слаболегированной области (n^-) возрастает при этом очень быстро, поскольку для создания более высокого допустимого обратного напряжения требуется более протяженная слаболегированная область и еще более низкая концентрация носителей. В результате оба фактора приводят к возрастанию сопротивления n^- -области диода.

Большое сопротивление является одной из причин того, что обычные кремниевые диоды Шоттки не выполняются на напряжениях свыше 200 В .

Необходимо отметить, что самые последние достижения в области создания новых полупроводниковых материалов позволяют промышленно производить диоды Шоттки, имеющие значительно большее допустимое обратное напряжение. Примерами могут служить мощные диоды на основе арсенида галлия, а также на основе карбида кремния. Последний тип диодов при допустимом обратном напряжении 600 В имеет типовое значение прямого падения напряжения $1,7 \text{ В}$.

Температурная зависимость прямого падения напряжения

Прямое падение напряжения на диоде Шоттки зависит от температуры по двум причинам: соотношение между током и напряжением (2.1.10) имеет явно выраженную температурную зависимость; сопротивление области дрейфа в полупроводнике растет с температурой. Первый механизм определяет температурную зависимость прямого падения напряжения во всех диодах Шоттки, выполняемых на основе кремния.

Из (2.1.10) и (2.1.11) можно увидеть, как именно прямой ток и прямое напряжение зависят от температуры

$$J_{\text{пр}} \sim T^2 e^{(-q(W'_m - U_j) / (kT))}. \quad (2.1.12)$$

Поскольку $W'_m > U_j$ при прямом смещении, $J_{\text{пр}}$ растет с температурой, если U_j константа. Наоборот, если ток зафиксирован, U_j будет падать при возрастании температуры диода. Диоды Шоттки на основе карбида кремния имеют другую температурную зависимость: напряжение на диоде возрастает при увеличении температуры, если ток через диод зафиксирован.

Обратная ветвь ВАХ

Кривая энергии при обратном напряжении на диоде ($U_j < 0$) показана на рис. 2.9. При данном условии барьер потоку электронов сильно возрастает, фактически прекращая электронный поток от полупроводника к металлу. Важной особенностью данной диаграммы является то, что барьер электронам, покидающим металл, снизился от первоначального значения W'_m , поскольку существенно изменился слой поверхностного заряда, примыкающий к металлической поверхности. В основном обратный ток состоит из электронов, идущих от металла к полупроводнику. Вследствие того, что высота потенциального барьера зависит от напряжения, обратный ток является функцией обратного напряжения. Именно эта зависимость от приложенного напряжения приводит к тому, что обратный ток диода Шоттки намного больше тока J_0 , определяемого из формулы (2.1.11). Мощность, теряемая в диоде в результате прохождения обратного тока, является принципиальным фактором, определяющим допустимое обратное напряжение на диоде Шоттки.

Обратный ток зависит экспоненциально от высоты барьера W'_m , поэтому на него оказывает влияние даже его незначительное изменение. Электрическое поле растет с увеличением обратного напряжения, заставляя W'_m снижаться на величину $\Delta W'_m$. Соотношение между этим снижением высоты барьера и приложенным к переходу напряжением:

$$\Delta W'_m \approx \sqrt{\frac{q}{4\pi\epsilon_{si}}} \left(\frac{2qN_D |U_j|}{\epsilon_{si}} \right)^{1/4}. \quad (2.1.13)$$

Покажем, как изменяется обратный ток в диоде Шоттки при изменении обратного напряжения, заменив значение W'_m в (2.1.11) на фактическую высоту барьера $W'_m - \Delta W'_m$, которая устанавливается при обратном напряжении на диоде. Предварительно запишем соотношение (2.1.11) в виде:

$$J_0 = AT^2 e^{(-qW'_m / kT)} e^{(q\Delta W'_m / kT)}. \quad (2.1.14)$$

Положим $U_j = -40$ В, $N_D = 10^{15}$ см³, тогда из (2.1.13) при $\varepsilon_{st} = 11,8 \cdot 0,841 \cdot 10^{-11}$ Ф/м получим:

$$\Delta W'_m = \sqrt{\frac{1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^2}{4\pi \cdot 11,8 \cdot 0,841 \cdot 10^{-11}}} \cdot \left(\frac{2 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 10^{15} \cdot 40 \cdot 10^2}{11,8 \cdot 0,841 \cdot 10^{-11}} \right)^{0,25} = 0,038 \text{ В.}$$

Возрастание обратного тока при обратном напряжении на переходе определим из (2.1.14) для $T = 25^\circ\text{C}$, подставив в это выражение полученное значение $\Delta W'_m$:

$$\frac{J_0(U_j = -40 \text{ В})}{J_0} = e^{(q\Delta W'_m / kT)} = e^{(1,6 \cdot 10^{-19} \cdot 0,038 / (1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 298))} = 4,4.$$

Таким образом, уже при комнатной температуре увеличение обратного тока при напряжении -40 В на диоде по сравнению с коэффициентом J_0 составило 4,4 раза.

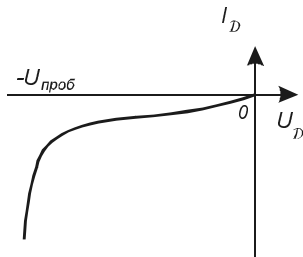


Рис. 2.10. Обратная ветвь ВАХ диода Шоттки.

На рис. 2.10 показана типовая характеристика диода Шоттки при обратном напряжении на нем. Из рисунка можно видеть монотонное возрастание обратного тока при росте отрицательного напряжения на диоде.

При увеличении обратного напряжения на диоде растет электрическое поле на переходе металл-полупроводник, которое при достижении некоторого значения приводит к лавинному пробую. Процесс этот аналогичен процессу в биполярном диоде. Лавинный ток в диоде Шоттки может повредить контакт металл-полупроводник. По этой причине все мощные диоды Шоттки имеют полевые или охранные кольца, окружающие металлический контакт.

Кольца представляют собой дополнительные p^+ диффузионные области, образующие с исходным полупроводником p - n -переходы, которые экранируют контакт металл-полупроводник от сильных полей, вызывающих пробой.

Процесс переключения

Диод Шоттки — это прибор, работающий на основных носителях (для исходного материала n -типа — на электронах). При его работе накапливается пренебрежимо малый избыточный заряд. Поэтому при переключении данного типа диода не проявляются эффекты возрастания прямого падения напряжения и появления времени восстановления обратного сопротивления. Однако в диоде Шоттки имеется емкость ООЗ, которая заряжается и разряжается при переключениях.

Выбор металла для создания выпрямительного контакта

Применяя различные металлы, можно изменять как прямую, так и обратную характеристику диода. В диодах Шоттки могут применяться серебро, хром, молибден, платина и вольфрам. Наименьшее падение напряжения на переходе позволяет получить хром, но обратный ток с использованием этого металла получается наибольшим. Поэтому хром не используется в диодах, рассчитанных на большой температурный диапазон работы. Вольфрам позволяет получать минимальный обратный ток [59, 73].

2.2. Биполярные транзисторы

2.2.1. Маломощные (сигнальные) транзисторы

На рис. 2.11 показана одномерная модель биполярного транзистора. Примесные концентрации в эмиттере, базе и коллекторе составляют $N_{DЭ}$, N_{AB} и N_{DK} соответственно. Ширина базовой области — W , а эмиттера и коллектора являются значительно большими, чем диффузионные длины этих областей. Обычно делаются допущения, что во всем устройстве только низкие уровни инжекции и напряжения приложены к двум ООЗ, а неосновные носители переносятся диффузией. Следовательно, известны концентрации избыточных носителей на краях каждого ООЗ в функции напряжения, приложенного к каждому переходу. При названных условиях можно решить диффузионное уравнение для концентрации носителей в каждой из нейтральных областей.

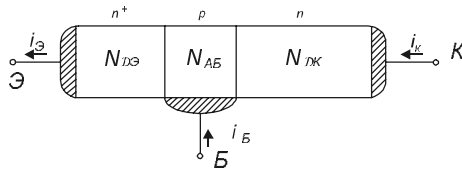


Рис. 2.11. Одномерная модель биполярного транзистора и направления токов в электродах.

Рисунок 2.12 показывает концентрации неосновных носителей при работе транзистора в активном прямом режиме (эмиттерный переход смещен в прямом направлении, а коллекторный — в обратном). Полагаем, что время жизни неосновных носителей в базе велико, или, другими словами, диффузионная длина неосновных носителей в базе L_B намного больше, чем ширина базы W . Имея распределение неосновных носителей по рис. 2.12, можно определить токи неосновных носителей на границах ООЗ, а затем суммировать их для получения общего тока через переход. Общий ток (электронов), проходящий справа налево, при $x = 0$ является эмиттерным током, а при $x = W$ — коллекторным. В соответствии с рис. 2.12 получим:

$$J_{Э} = J(0) = -qD_h \frac{dp}{dx} + qD_e \frac{dn}{dx} = \frac{qD_{Э}}{L_{Э}} (p_{Э}(0) - p_{Э_0}) + \frac{qD_B n_B(0)}{W}, \quad (2.2.1)$$

$$J_K = J(W) = -qD_h \frac{dp}{dx} + qD_e \frac{dn}{dx} = \frac{qD_K}{L_K} p_{K_0} + \frac{qD_B n_B(0)}{W}, \quad (2.2.2)$$

где $L_{Э}$, L_K — диффузионные длины неосновных носителей в эмиттере и коллекторе; $D_{Э}$, D_B , D_K — коэффициенты диффузии носителей в эмиттере, базе и коллекторе.

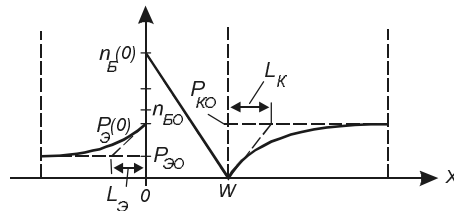


Рис. 2.12. Концентрации неосновных носителей при работе транзистора в активной области.

Направления токов $J_{\text{э}}$ и $J_{\text{к}}$ показаны на рис. 2.11. В (2.2.1) и (2.2.2) пренебрегается разницей между эмиттерным и коллекторным токами в результате рекомбинации заряда в базе. Тем самым допускается, что все электроны, инжектированные в базу, достигают коллектора. Хотя число потерянных носителей пренебрежимо мало по сравнению с общим числом электронов, проходящих от эмиттера к коллектору, все же требуются дырки для рекомбинации с этими электронами, и по этой причине дырочный ток рекомбинации может составлять значительную часть всего базового тока.

Каждая из трех составляющих базового тока соотносится с определенным физическим процессом. Первая — это скорость, с которой дырки инжектируются в эмиттер из базы. Эту компоненту, называемую инжекционной, приходится учитывать в мощных транзисторах. Вторая определяет скорость, с которой дырки инжектируются в базу из обратносмещенного коллекторного перехода. Эта составляющая пренебрежимо мала. Третья — скорость, с которой дырки обеспечивают рекомбинацию в базе.

Некоторые параметры биполярного транзистора

Отношение коллекторного тока к базовому называется коэффициентом передачи по току в схеме с общим эмиттером $h_{21\text{э}}$ (или β).

$$h_{21\text{э}} = \frac{i_{\text{к}}}{i_{\text{б}}}. \quad (2.2.3)$$

Отношение коллекторного тока к эмиттерному называется α ($h_{21\text{б}}$) — коэффициент передачи по току в схеме с общей базой:

$$\alpha = \frac{i_{\text{к}}}{i_{\text{э}}}. \quad (2.2.4)$$

Поскольку $i_{\text{б}} = i_{\text{э}} - i_{\text{к}}$, соотношение между двумя коэффициентами передачи

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha}. \quad (2.2.5)$$

В идеальном транзисторе нет базового тока и $h_{21\text{э}} \rightarrow \infty$. Существуют два механизма, порождающих ток базы. Можно назвать их дефектами идеального транзистора. Во-первых, это дефект рекомбинации $\delta_{\text{р}}$, который является результатом невозможности достижения нулевой ширины базы W или бесконечно большого времени жизни $\tau_{\text{б}}$. Во-вторых, это дефект эмиттера $\delta_{\text{э}}$, который отражает невозможность создания эмиттерного перехода, при смещении которого в прямом направлении не происходило бы встречной инжекции, то есть дырок в эмиттер. Оба названных дефекта идеального транзистора определяются как отношение соответствующей компоненты базового тока к току неосновных носителей, инжектированных в базу из эмиттера. Чем выше $h_{21\text{э}}$, тем ближе к нулю коэффициенты $\delta_{\text{р}}$ и $\delta_{\text{э}}$.

Модель Эберса—Молла

На рис. 2.13 представлена модель Эберса—Молла для n - p - n -транзистора. Она объединяет прямую модель, содержащую диод эмиттерного перехода и источник тока в коллекторе, а также обратную (инверсную) модель, содержащую диод коллекторного перехода и источник тока в эмиттере. Прямая модель описывает транзистор при смещении его эмиттера в прямом направлении, а инверсная — при прямом смещении его коллекторного перехода. Модель Эберса—Молла описывает поведение транзистора при большом сигнале для любых условий на его выводах.

Как правило, транзистор имеет сильнолегированную область эмиттера для улучшения коэффициента передачи при его прямом включении и слаболегированный

коллектор для того, чтобы выдерживать большие напряжения на переходе коллектора. По этой причине дефект эмиттера (δ_3) при инверсной работе (δ_{3i}) оказывается намного больше, чем при прямом включении транзистора. Коэффициент δ_R остается тем же самым как при прямом, так и при инверсном включении. В силу изменения δ_{3i} коэффициент передачи h_{21i} оказывается меньше единицы, а коэффициент α_i — намного меньше единицы.

Область насыщения

При работе транзистора в обычном (прямом) активном режиме большее значение базового тока приводит к большему значению коллекторного тока. Если в схеме с общим эмиттером коллекторный ток растет, напряжение коллектор—эмиттер при этом снижается, и достигается положение, при котором коллекторный переход

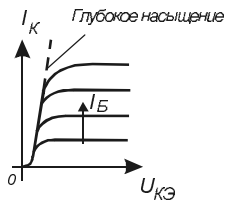


Рис. 2.14. Выходные характеристики биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером.

становится смещенным в прямом направлении (рис. 2.14). Это состояние, при котором и эмиттерный и коллекторный переходы смещены в прямом направлении, называется насыщением. Как только транзистор входит в насыщение из прямого активного режима, его базовый ток должен быть увеличен, чтобы соответствовать увеличенному заряду в базе и возрастанию инжекции неосновных носителей из базы в коллектор. Усиление транзистора при этом падает. Если базовый ток продолжает расти, рабочая точка на выходной характеристике транзистора достигает положения, при котором напряжение коллектор—эмиттер не может больше уменьшаться, поскольку оба диода переходов сильно смещены в прямом направлении. Эта точка носит название точки глубокого насыщения.

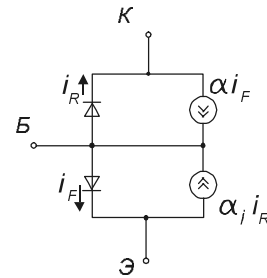


Рис. 2.13. Модель Эберса—Молла транзистора.

2.2.2. Мощные биполярные транзисторы

Структура мощного биполярного транзистора

В этом разделе рассматривается, каким образом большие значения токов и напряжений, требуемые от мощных транзисторов, влияют на их конструкцию и характеристики. На рис. 2.15 показаны два сечения мощного $n-p-n$ -транзистора. Такой транзистор является прибором с вертикальной структурой с коллектором на подложке и выводами базы и эмиттера сверху. Базовые и эмиттерные металлические дорожки, как показывает рис. 2.15, *a*, имеют гребенчатую структуру, которая позволяет выдерживать короткое расстояние между базовым контактом и центральной линией эмиттера, что необходимо в структуре мощного транзистора.

Коллектор транзистора имеет две области: слаболегированную n -область и сильнолегированную подложку. n -область коллектора слабее легируется, чем база (p -область), для того, чтобы заставить ООЗ коллекторного перехода расширяться главным образом в коллектор, а не в базу (рис. 2.15, *б*).

Когда транзистор включен (насыщен), вся n -область находится в состоянии высокой (сильной) инжекции и ток в ней проходит благодаря механизму дрейфа. По этой причине n -область иногда называют дрейфовой областью. Этой области нет в обычном (маломощном) транзисторе. При насыщении транзистора проводимость n -области должна изменяться таким образом, чтобы ее вклад в падение напряжения во включенном состоянии транзистора являлся бы незначительным. Это условие приводит к присутствию четырех явно выраженных режимов.

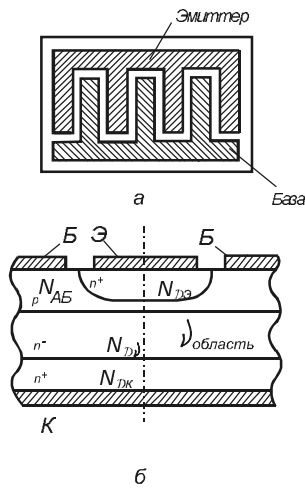


Рис. 2.15. Конструкция мощного биполярного транзистора.

Первым является режим отсечки (выключенного состояния). В этом режиме оба перехода смещены в обратном направлении, в v -области мало носителей и коллекторный ток приблизительно равен нулю. Вторым является активный режим, в котором коллекторный переход смещен в обратном направлении, в то время как эмиттерный — в прямом. Работа в этой области похожа на работу обычного транзистора, за исключением малых значений напряжения $U_{КБ}$, когда сопротивление v -области изменяется и становится существенно важным. Третий режим называется квази-насыщением, соответствует прямо смещенному $p\nu$ -переходу, когда происходит инжектирование избыточных носителей в v -область. Проводимость этой области частично модулируется (изменяется). Четвертый режим работы — глубокое насыщение — происходит, когда вся n -область изменила свою проводимость и напряжение $U_{КЭ}$ принимает свое наименьшее значение для заданного тока. Характеристики транзистора в каждом из четырех названных режимов показаны на рис. 2.16. Рассмотрим их подробнее.

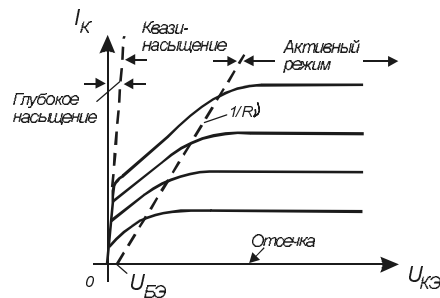


Рис. 2.16. Границы режимов мощного биполярного транзистора.

Режим отсечки

В режиме отсечки почти все напряжение коллектор—эмиттер приходится на коллекторный переход. Однако напряжение коллектор—эмиттер транзистора меньше напряжения лавинного пробоя коллекторного перехода.

Пусть в транзисторе эмиттер отключен и коллекторный переход смещен в обратном направлении. Обратная характеристика перехода идентична аналогичной характеристике pin -диода, то есть существует ток утечки, дырки проходят в базовую область, а электроны в коллекторную подложку. Напряжение лавинного пробоя коллекторного перехода определяется как $U_{КБ_0}$. При известной длине v -области W_v и известной допинговой концентрации носителей в этой области N_{Dv} можно определить $U_{КБ_0}$ аналогично тому, как это выполняется для pin -диода.

Напряжение пробоя коллектор—эмиттер

Если базовый вывод отключен, единственным источником основных носителей (дырок) для поддержания избыточного заряда в базе является ток утечки коллекторного перехода. При этом ток утечки действует как эмиттерный ток, создающий избыточный заряд в базе. Вследствие механизма действия транзистора этот эмит-

терный ток больше, чем условный базовый ток (а фактически это ток утечки в коллекторе), в $h_{21Э}$ раз, и, поскольку база отключена, эмиттерный ток увеличит коллекторный ток в то же число раз.

Данный эффект имеет место и при максимальном напряжении, которое может выдержать коллекторный переход. Когда коллекторное напряжение достаточно возросло, коллекторный ток возрастает неограниченно, хотя сам переход еще не находится в условиях лавинного пробоя. Это напряжение известно как напряжение пробоя $U_{КЭ_0 \text{ проб}}$. Коэффициент ударной ионизации M в p - n -переходе зависит от обратного напряжения коллектор—база $U_{КБ}$ и определяется полуэмпирическим соотношением [8]:

$$M(U_{КБ}) = \frac{1}{1 - (U_{КБ}/U_{КБ_0})^m}, \quad (2.2.6)$$

где коэффициент m равен 3 для перехода, полученного диффузией примесей в кремний p -типа.

Если коэффициент M принимает значение

$$M = \frac{1 + h_{21Э}}{h_{21Э}}, \quad (2.2.7)$$

произвольный ток коллектора может идти даже без тока в выводе базы. Значение $U_{КЭ}$, при котором выполняется равенство (2.2.7), и есть напряжение пробоя коллектор—эмиттер $U_{КЭ_0 \text{ проб}}$.

Напряжение $U_{КЭ_0 \text{ проб}}$ определяется из (2.2.7) и (2.2.6), если в последнем соотношении заменить $U_{КБ}$ фактически равным ему напряжением $U_{КЭ_0 \text{ проб}}$. Исключая M из (2.2.6) и (2.2.7), получим:

$$U_{КЭ_0 \text{ проб}} = U_{КБ_0} (1 + h_{21Э})^{-1/m}. \quad (2.2.8)$$

Если принять, что типичные значения $h_{21Э}$ для мощных n - p - n -транзисторов составляют 5...25, то $U_{КЭ_0 \text{ проб}}$ находится в пределах 0,55...0,34 от $U_{КБ_0}$.

Напряжение $U_{КБ_0}$ в реальной конструкции транзистора получается ниже, чем предсказывает одномерная модель, в то время как напряжение $U_{КЭ_0 \text{ проб}}$ не снижается в такой же степени.

Активный режим работы

Транзистор входит в область активного режима, когда эмиттерный переход смещен в прямом направлении и неосновные носители инжектируются в базу. Коллекторный переход при этом смещен в обратном направлении. При небольших значениях этого обратного напряжения v -область коллектора не обеднена носителями, тем не менее представляя собой область большого сопротивления коллекторному току.

Обозначив сопротивление v -области как R_v , определим:

$$R_v = \frac{W_v}{q\mu_e N_{Dv} S_v},$$

где S_v — площадь сечения v -области; $q\mu_e N_{Dv}$ — проводимость v -области (на единицу длины).

Коллекторный переход, то есть переход база — v -область, остается обратно смещенным, если

$$U_{КЭ} > I_c R_v + U_{БЭ}, \quad (2.2.9)$$

где $U_{БЭ}$ можно принять 0,7...0,8 В.

На плоскости $I_K - U_{кэ}$ границей между активным режимом и режимом квази-насыщения является прямая линия с наклоном $1/R_v$, пересекающая ось $U_{кэ}$ при значении $U_{кэ} = U_{бэ} = 0,7...0,8$ В. Эта прямая показана на рис. 2.16 пунктиром. Активный режим соответствует области между этой границей и осью $U_{кэ}$.

Режим квази-насыщения

Если ток базы i_b постоянен, а напряжение $U_{кэ}$ уменьшается от его значения на границе активного режима и режима квази-насыщения, коллекторный переход становится смещенным в прямом направлении. Вследствие низкой концентрации равновесных основных носителей в v -области эта область в непосредственной близости от коллекторного перехода быстро становится областью высокого уровня инжекции и проводимость ее изменяется. Сопротивление ее снижается в той части v -области, которая находится на уровне высокой инжекции.

Если обозначить ширину v -области, которая изменила свою проводимость вследствие инжекции, как x' , то уменьшенное значение сопротивления v -области можно определить, зная исходную ее ширину:

$$R'_v = \frac{W_v - x'}{W_v} R_v. \quad (2.2.10)$$

В силу высокого уровня инжекции распределение неосновных носителей в v -области в режиме квази-насыщения является линейным.

Если продолжить уменьшать $U_{кэ}$ в области квази-насыщения, напряжение U_v должно снижаться, поскольку U_v приближенно равно $U_{кэ}$, когда оба перехода смещены в прямом направлении. Снижение U_v сопровождается уменьшением как R'_v , так и $I_K(U_v = I_K R'_v)$. Если положить, что $I_{э} \approx I_K$, то коллекторный ток определяется градиентами концентраций неосновных носителей на n^+ - и p -краях эмиттерного перехода. Поэтому если I_K должен уменьшаться, то и градиент концентраций избыточных носителей в базе также должен уменьшаться. При этом высокий уровень инжекции распространяется дальше в v -область, что обуславливает уменьшение значения R_v .

При достижении x' значения W_v вся v -область имеет повышенную проводимость, и это предельное значение x' определяет границу между квази-насыщением и глубоким насыщением.

Вследствие снижения I_K , когда I_b остается постоянным, усиление по току $h_{21э}$ в области квази-насыщения снижается при уменьшении $U_{кэ}$. На границе между квази- и глубоким насыщением $h_{21э}$ значительно меньше, чем на границе между активным режимом и квази-насыщением.

Степень квази-насыщения, то есть той доли v -области, которая изменила свою проводимость, зависит от значения тока базы.

Режим глубокого насыщения

Увеличение базового тока при практически неизменном коллекторном переводит транзистор в режим глубокого насыщения. Распределение носителей для этого случая таково, что градиенты концентраций в базе и v -области остаются теми же, что и на границе режима квази-насыщения, однако уровни их возрастают.

Коллекторный ток остается постоянным, но дырочный ток, инжектируемый в эмиттер из базы, увеличивается в той же степени, как увеличивается концентрация избыточных электронов на левой границе ($-W_b$) базовой области. Кроме того, теперь граница между v -областью и n^+ -областью коллектора представляет собой переход, смещенный в прямом направлении. Поэтому дырки, изначально появляющиеся в виде базового тока, будут инжектироваться в n^+ -область коллектора. Следовательно, требуемый базовый ток быстро возрастает, как только транзистор заходит

дальше в область глубокого насыщения. В этой области работы транзистора сильно снижается коэффициент передачи $h_{21Э}$.

Поскольку усиление в режиме глубокого насыщения мало, сложно вводить транзистор в этот режим и необходимо знать $h_{21Э}$ в режиме квази-насыщения.

Существует глубокое различие между мощным и обычным (сигнальным) биполярными транзисторами. Обычный транзистор имеет коэффициент усиления 100...200, а в мощном транзисторе этот же коэффициент значительно меньше из-за более сильного допингового уровня в базе (значение N_{AB} очень высокое). Низкое базовое сопротивление, полученное из-за высокого значения N_{AB} , улучшает процессы переключения, но сильно снижает $h_{21Э}$.

Процессы переключения в мощных биполярных транзисторах

Переключение мощных транзисторов в преобразователях отлично от включения и выключения транзистора, работающего на активную нагрузку.

Обычно транзистор переключается, взаимодействуя с трансформатором и выпрямительными диодами, причем характер нагрузки, как правило, индуктивный. Близкой к таким процессам, если рассматривать обычное ШИМ-управление, является работа транзистора на индуктивно-активную нагрузку, заблокированную диодом. Такая работа транзистора имеет особенность, заключающуюся в том, что нагрузка за время переключения может рассматриваться как источник тока и, следовательно, ток в ней — неизменный за время переключения. Поэтому за время отпирания и возрастания тока от практически нулевого до значения, проходящего через нагрузку, все напряжение входного источника приложено к транзистору.

При обратном процессе — запираании транзистора — с самого начала уменьшения коллекторного тока и до окончания его изменения напряжение на силовых выводах транзистора опять равно входному.

Время изменения напряжения на коллекторе транзистора при переходе его через активную область определяется в основном эффективным временем жизни неравновесных носителей в базе, емкостью коллектор—база и током в базе (отпирющим или запирающим). Ток базы должен быть достаточно большим для ускорения процессов переключения, что создает сложности в построении цепи управления транзистором.

При выключении необходимо значительное время для устранения избыточных зарядов неосновных носителей сначала из коллектора, а затем из области базы.

Для биполярных транзисторов характерен пробой, называемый вторичным [40]. Такой пробой наблюдается при переключении транзистора, в частности при индуктивно-активном характере нагрузки. Через транзистор в этом случае проходит большой ток, и на нем поддерживается высокое напряжение. Вторичный пробой начинается при некотором (достаточно большом) напряжении коллектор—эмиттер ($U_{вт.проб}$), которое, в свою очередь, связано с критической напряженностью поля (E_c) в v -области коллектора. После этого напряжение коллектор—эмиттер снижается и устанавливается на определенном уровне, достаточно высоком. Большой ток коллектора и большое напряжение на транзисторе в этом режиме означают, что в транзисторе выделяется мощность, приводящая к его перегреву и разрушению кристалла.

2.3. Мощные полевые транзисторы

Существуют значительные различия между параметрами, конструкцией и технологией изготовления маломощных и мощных полевых транзисторов. Поскольку нас интересуют приложения транзисторов в области преобразовательной техники, мы

рассмотрим маломощный полевой транзистор с изолированным затвором только для того, чтобы подчеркнуть особенности мощных приборов.

2.3.1. Маломощные полевые транзисторы с изолированным затвором

Рисунок 2.17 показывает полевой транзистор (MOSFET — Metal — Oxide — Semiconductor — Field — Effect — Transistor) с горизонтальной геометрией. Термин «горизонтальный» (в противоположность вертикальному) отражает направление тока в канале между стоком (С) и истоком (И). Обе области — сток и исток — выполнены на основе сильнолегированного кремния n -типа (n^+), а подложка выполнена из относительно слаболегированного p -кремния. Затвор (З) представляет собой проводящую пластину, обычно выполняемую из поликремния, а в первых типах приборов она выполнялась из металла. Затвор электрически отделен от остального устройства оксидным изолятором (SiO_2). Структура устройства показывает, что ток между выводами стока и истока не может проходить, поскольку они изолированы друг от друга двумя встречно включенными диодами. Это как раз тот случай, когда транзистор выключен, при этом он может выдерживать напряжение между стоком и истоком в любой полярности, а ООЗ, удерживающая приложенное напряжение, расширяется главным образом в p -область.

Предположим, что сток и исток находятся под нулевым потенциалом, а положительное напряжение по отношению к истоку создано на затворе. Тогда в оксидном слое появляется электрическое поле, перпендикулярное плоскости затвора. Это поле создает положительный заряд, размещающийся на электроде затвора, и отрицательный заряд внутри p -области кремния. При низких напряжениях на затворе отрицательный заряд создается неподвижными акцепторными ионами, которые становятся заряженными при уходе дырок от поверхности SiO_2 . Таким образом, ООЗ растет в кремнии от поверхности SiO_2 .

Вследствие электрического поля в ООЗ потенциал в кремнии под оксидом выше, чем потенциал в нейтральной p -области. Поскольку кремний находится в термическом равновесии, соотношения между концентрацией носителей и потенциалом поля сохраняются:

$$n_0(x) = n_i e^{qW(x)/(kT)} \quad \text{и} \quad p_0(x) = n_i e^{-qW(x)/(kT)},$$

где x — расстояние от n^+ -области истока в направлении стока; $W(x)$ — потенциал поля.

Следовательно, хотя концентрация дырок уменьшается с увеличением потенциала, поскольку показатель экспоненты имеет отрицательный знак, концентрация электронов растет. Когда потенциал становится достаточно большим, то есть когда напряжение $U_{ЗИ}$ повышается, электронов становится заметно больше, чем дырок, и тонкий слой n -кремния, называемый каналом, создается как раз под сло-

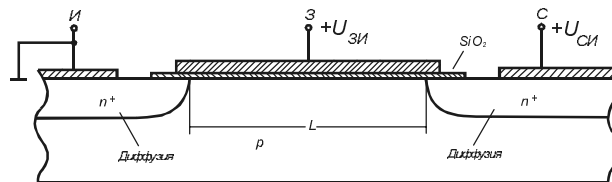


Рис. 2.17. Конструкция маломощного полевого транзистора с изолированным затвором.

ем окисла. Когда это происходит, больше не существует перехода между стоком и истоком. Теперь появляется структура, действующая как резистор и позволяющая проходить току. Поскольку концентрация электронов под SiO_2 еще мала, сопротивление этого резистора достаточно велико.

По мере дальнейшего повышения напряжения на затворе продолжает расти концентрация электронов в n -слое под SiO_2 . Когда концентрация электронов достигает начальной концентрации N_A , происходит изменение (инверсия) проводимости.

Начиная с этого значения напряжения, приложенного между затвором и истоком, называемого пороговым ($U_{\text{пор}}$), сопротивление канала n -типа быстро снижается при повышении напряжения на затворе. При $U_{\text{зи}} > U_{\text{пор}}$ концентрация электронов под SiO_2 становится значительно больше, чем N_A .

MOSFET, показанный на рис. 2.17, является n -канальным транзистором, работающим в режиме усиления. Термин «режим усиления» отражает факт усиления проводимости канала под действием приложенного напряжения.

В p -канальном MOSFET напряжение на затворе должно быть отрицательным по отношению к истоку, для того чтобы устройство могло проводить ток.

При предыдущем рассмотрении полагалось, что напряжение сток-исток ($U_{\text{си}}$) нулевое или оно пренебрежимо мало по сравнению с $U_{\text{пор}}$. Такое допущение приводит к тому, что распределение отрицательного заряда в канале не зависит от x . Полагая, что ток идет от стока к истоку, получаем, что напряжение на стороне стока канала должно быть выше, чем на стороне истока. По этой причине электрическое поле в SiO_2 будет слабее на стороне стока. Поэтому в данном случае проводимость канала изменяется с изменением x . Для $U_{\text{си}} < (U_{\text{зи}} - U_{\text{пор}})$ ток стока определяется значениями $U_{\text{зи}}$ и $U_{\text{си}}$:

$$i_c = \frac{\mu_e Z C_0}{L} \left[(U_{\text{зи}} - U_{\text{пор}}) U_{\text{си}} - \frac{U_{\text{си}}^2}{2} \right], \quad (2.3.1)$$

где C_0 — емкость SiO_2 на единицу площади; L — длина канала; Z — протяженность канала в направлении оси z . Если $U_{\text{си}} < (U_{\text{зи}} - U_{\text{пор}})$, приближенно можно считать, что ток стока должен расти пропорционально напряжению сток-исток.

При сделанном допущении запишем проводимость $i_c / U_{\text{си}}$:

$$g_k = \frac{\mu_e Z C_0}{L} (U_{\text{зи}} - U_{\text{пор}}).$$

При любом напряжении на затворе ток стока пропорционален напряжению сток-исток, поэтому данная область работы может быть названа линейной областью.

Когда напряжение $U_{\text{си}}$ достигает значения, при котором напряжение на стороне SiO_2 , близкой к стоку, снижается до $U_{\text{пор}}$, то есть когда выполняется равенство $U_{\text{си}} = (U_{\text{зи}} - U_{\text{пор}})$, плотность электронов на этом конце канала падает до нуля. Другими словами, область канала вблизи стока теперь не инвертирована. Дальнейшее увеличение $U_{\text{си}}$ поглощается ООЗ, которая растет между неинвертированной областью и стоком. Длина ООЗ все-таки очень мала по сравнению с расстоянием между диффузионными областями стока и истока. Поэтому длина канала остается равной L независимо от $U_{\text{си}}$. Концентрация электронов в канале и напряжение в канале от одного его конца до другого ($U_{\text{зи}} - U_{\text{пор}}$) не зависит от $U_{\text{си}}$. Когда $U_{\text{си}}$ превышает $(U_{\text{зи}} - U_{\text{пор}})$, ток, проходящий через канал, не зависит от напряжения сток-исток и определяется соотношением:

$$i_{\text{с.н.н}} = \frac{\mu_e Z C_0}{2L} (U_{\text{зи}} - U_{\text{пор}})^2. \quad (2.3.2)$$

Этот режим работы транзистора называется режимом насыщения. Ток стока зависит от напряжения на затворе, а не от тока в управляющем электроде, как было в биполярном транзисторе.

Для того чтобы пороговое напряжение имело фиксированное значение, важно подключать подложку транзистора к заведомо известному потенциалу.

Поскольку подложка образует два диода с p - n -переходом, ее подключают к более низкому потенциалу стока или истока. Обычно более низкий потенциал у истока, поэтому у полевого транзистора с изолированным затвором подложка подсоединена к нему, образуя короткое соединение исток-подложка.

2.3.2. Мощный полевой транзистор

Конструкция мощного полевого транзистора (MOSFET) — технология его изготовления и особенности работы, подробно рассматривались во многих публикациях, одной из первых была монография [29].

На рис. 2.18 показана вертикальная структура типового n -канального MOSFET. Такая структура выполняется методом двойной диффузии, которая заключается в следующем: на подложке n^+ -типа с введенным эпитаксиальным слоем n^- -типа проводят первую диффузию (бор — примесь p -типа). Затем диффузией донорной примеси (фосфор) создают исток с высокой концентрацией носителей n^+ -типа. Разновидностью структуры, показанной на рис. 2.18, является структура MOSFET с V-образной канавкой, которая применялась в первых типах транзисторов. Как видно из рис. 2.18, контакт стока расположен внизу, на дне кремниевой шайбы, а не в одной плоскости с затвором и истоком, как в маломощном полевом транзисторе. Такая структура позволяет создать максимальную площадь контактов стока и истока в целях снижения сопротивления выводов. Поликремниевый электрод затвора изолирован от металла истока, прилегающего к нему, слоем SiO_2 . Канал в мощном транзисторе формируется на поверхности p -областей снизу от оксида затвора, причем p -области соединены с истоком. Это подключение такое же, как в маломощном полевом транзисторе.

Слабелегированная область стока n -типа, свойственная мощному MOSFET, предназначена для роста ООЗ, позволяя тем самым прибору выдерживать высокое напряжение при его выключении. Часто эта слабелегированная область стока называется областью дрейфа. По мере роста ООЗ этот слой воздействует на область между двумя p -областями, обедняя ее носителями. Электрод затвора помогает своим полем воздействовать на указанную область. Особенность структуры мощного MOSFET заключается в том, что она предохраняет оксид затвора от воздействия большого напряжения, приложенного к стоку. Напряжение непосредственно под оксидом затвора обычно достигает значений всего 5...10 В по отношению к электроду затвора, хотя напряжение на стоке может составлять при этом сотни вольт. Поэтому поликремниевый затвор можно выполнить сравнительно тонким, что по-

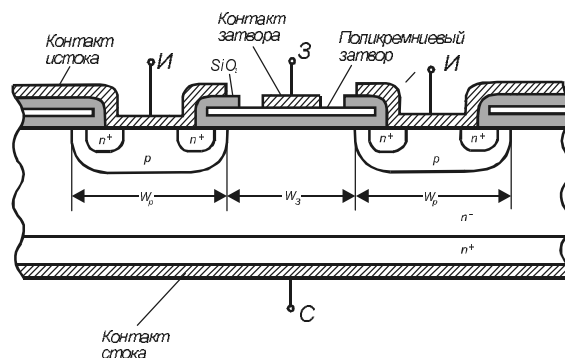


Рис. 2.18. Конструкция MOSFET с вертикальной структурой.

зволяет снижать как пороговое напряжение, так и энергию, затрачиваемую на управление MOSFET. В промышленно выпускаемых MOSFET p -области в плане выполняются в виде гексагональной или квадратной структуры.

Сопротивление транзистора MOSFET во включенном состоянии

По мере прохождения тока через протяженную область стока линии тока стягиваются в область между p -областями, которую принято называть шейной областью (neck region) [73].

Далее ток должен втягиваться в каналы, образуемые в p -областях на каждой стороне шейной области. Такое втягивание тока в результате должно было бы привести к большому сопротивлению, поскольку ток должен идти через постепенно уменьшающееся сечение n -области, чтобы достичь входа в канал. Но как раз область, непосредственно находящаяся под окислом затвора и между p -областями, имеет очень высокую концентрацию подвижных электронов, что приводит к намного большей проводимости этого участка по сравнению с остальной n -областью. Ток стока между p -областями стремится, следовательно, сначала идти вверх в слой высокой проводимости и только затем проходит горизонтально в канал.

Общее сопротивление сток-исток MOSFET ($R_{СИ}$) включает в себя четыре составляющие:

- 1) сопротивление слоя стока, включающее сопротивления n^+ и основной части n -области;
- 2) сопротивление шейной области;
- 3) сопротивление области, находящейся непосредственно под оксидным слоем затвора;
- 4) сопротивление канала.

Вся область стока и его шейная область легированы слабо, поэтому в транзисторах с напряжением сток-исток 400 В и выше первые две составляющие сопротивления $R_{СИ}$ обычно намного больше, чем третья и четвертая. Если же транзистор низковольтный, основная доля общего сопротивления $R_{СИ}$ — сопротивление канала.

Динамические свойства

Вследствие того, что MOSFET — это транзистор, работающий на основных носителях, в нем не накапливаются избыточные носители, которые определяют динамику биполярного транзистора. Динамика MOSFET определяется только окисным слоем затвора и емкостями ООЗ, а также сопротивлениями, которые ограничивают возможности заряда и разряда этих емкостей. На рис. 2.19 схематично показаны внутренние емкости транзистора с вертикальной структурой.

Между затвором и истоком находятся две емкости, включенные параллельно, образующие $C_{ЗИ}$. Одна из них появляется в результате металлизации истока, накрывающего поликремниевый затвор, но изолированного от него оксидным слоем (C_{s-poly}). Часть этой емкости появляется также в результате перекрытия поликремния и диффузионного слоя истока n^+ . Поэтому данная емкость оксидная, и ее значение не зависит от напряжения на ней. Вторая емкость, образующая $C_{ЗИ}$, это емкость между затвором и p -областью канала (C_{p-poly}). Вторая составляющая емкости $C_{ЗИ}$ — функция напряжения на затворе. Когда $U_{ЗИ} < U_{пор}$, с ростом напряжения на затворе эта емкость уменьшается, но превосходит емкость C_{s-poly} . Когда же напряжение на затворе превышает пороговое, емкость затвора определяется первой составляющей — оксидной, не зависящей от напряжения.

Между стоком и истоком существует емкость слоя пространственного заряда (ООЗ) $C_{СИ}$. Ее значение изменяется обратно пропорционально корню квадратно-

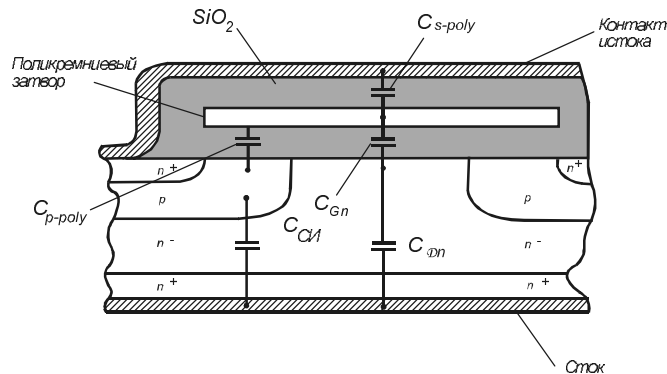


Рис. 2.19. Схематичное изображение внутренних емкостей MOSFET с вертикальной структурой.

му из напряжения $C_{си}$. Между стоком и затвором существует емкость $C_{сз}$, которая, в свою очередь, образуется последовательным соединением двух емкостей. Одна из них — C_{Gn} — это оксидная емкость, не зависящая от напряжения. Другая — C_{Dn} — это емкость ООЗ между стоком и шейной областью. С ростом напряжения на стоке эта емкость падает. При низких значениях $U_{си}$ ООЗ не расширяется в шейную область и $C_{сз} = C_{Gn}$. При более высоких напряжениях шейная область становится обедненной зарядами, поэтому последовательно с C_{Gn} появляется емкость C_{Dn} , уменьшающая общую емкость $C_{сз}$. При высоких значениях $U_{си}$ емкость $C_{сз}$ становится намного меньше, чем $C_{си}$.

Внутренний диод мощного транзистора с вертикальной структурой

Подключение p -областей транзистора к металлическому выводу истока, то есть соединение p -подложки с истоком, приводит к появлению внутреннего диода. Вертикальная структура транзистора (рис. 2.18) объясняет, почему внутренний диод близок к строению pin -диода. Важное различие между внутренним диодом и мощным pin -диодом заключается в том, что диод транзистора обычно не работает при большой плотности тока. На внутреннем диоде нет большого прямого напряжения вследствие того, что сопротивление растянутой области дрейфа мало благодаря значительной площади. Запирание внутреннего диода происходит медленнее, чем обычного pin -диода. Время t_{rr} порядка 100 нс, что, как правило, больше аналогичного параметра отдельных pin -диодов.

Паразитный биполярный транзистор в структуре MOSFET

Появление паразитного биполярного транзистора в вертикальной структуре (рис. 2.18) следует из технологии выполнения такого прибора. Проблемы, появляющиеся из-за внутреннего биполярного транзистора, заключаются в следующем. Хотя p -область MOSFET закорочена на его исток, существует горизонтально расположенный резистор в p -области между истоком и каналом. Сопротивление этого резистора, назовем его R_p , существует между базой и эмиттером паразитного биполярного транзистора. Оно является причиной, позволяющей биполярному транзистору включиться, если базовый ток, проходящий через R_p , достаточно большой, чтобы сместить в прямом направлении эмиттерный p - n -переход транзистора. Такая ситуация может произойти, когда скорость изменения напряжения на стоке является большой, что, в свою очередь, создает большие зарядные токи емкостей. Дру-

гой возможный случай, когда транзистор может открыться, — лавинный пробой прибора. Максимально сокращая W_p (ширину p -области), можно уменьшить сопротивление R_p .

2.4. Биполярный транзистор с изолированным затвором (IGBT)

В биполярном транзисторе с изолированным затвором соединены в одном кристалле по схеме составного мощный биполярный транзистор и управляющий MOSFET, что показано на рис. 2.20. Такой комбинированный транзистор сочетает простоту управления MOSFET с низким падением напряжения на единицу площади, что свойственно биполярному транзистору.

Обозначение IGBT (Isolated Gate Bipolar Transistor) на электрических схемах показано на рис. 2.21. Со времени промышленного выпуска первых типов IGBT в начале 80-х годов известны четыре поколения этих приборов.

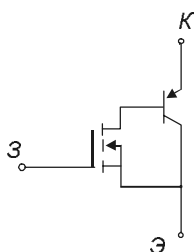


Рис. 2.20. Эквивалентная схема IGBT.

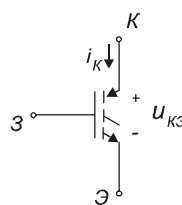


Рис. 2.21. Обозначение IGBT на электрических схемах.

Несмотря на недостатки, связанные с быстродействием, IGBT обеспечивают существенные преимущества во многих высоковольтных и высокоамперных применениях, таких как приводы, инверторы, устройства бесперебойного питания.

Структура IGBT похожа на структуру вертикального MOSFET за исключением того, что основой является сильнолегированный кремний p -типа. Между базой и коллектором биполярного транзистора подключается MOSFET. Интеграция в одном приборе двух устройств, а не использование их как отдельных (дискретных) имеет преимущество, заключающееся в том, что, когда IGBT находится во включенном состоянии, БТ также находится во включенном состоянии, и происходит изменение проводимости n -области, что сильно снижает сопротивление стока MOSFET.

Площадь, занимаемая MOSFET в IGBT, обычно очень мала. Время включения IGBT такое же, как аналогичный параметр биполярного транзистора (БТ) (вместе с временем задержки около 80 нс), а время выключения намного больше, чем у одиночного БТ, вследствие того, что в IGBT нет возможности ускорить процесс выключения созданием отрицательного базового тока. На рис. 2.22 показан процесс выключения IGBT, когда его нагрузка имеет индуктивно-активный характер и блокирована диодом. В начале своего изменения коллекторный ток снижается очень быстро, но затем медленно тянется к нулю. Начальный этап соответствует той части тока устройства, которая идет через MOSFET. Тянувшаяся (хвостовая) часть тока выключения тока IGBT (время t_i), по существу, являет-

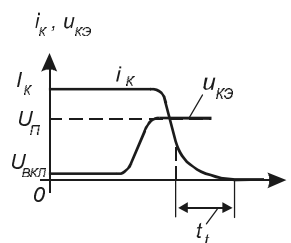


Рис. 2.22. Процесс выключения IGBT.

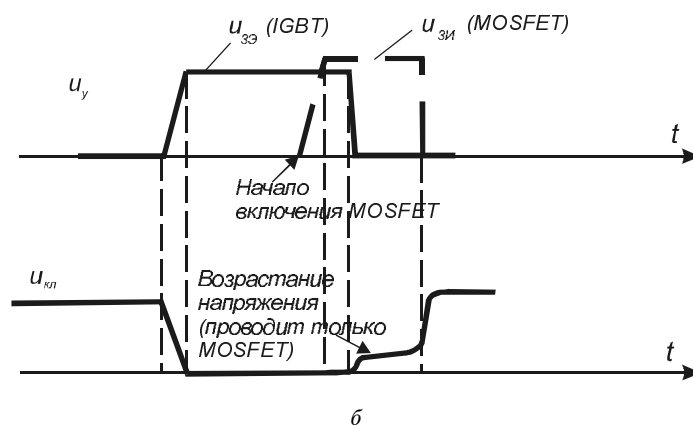
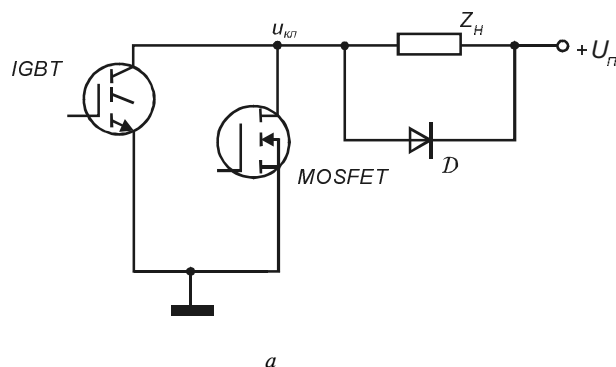


Рис. 2.23. Работа ключа, составленного из IGBT и MOSFET, на индуктивно-активную нагрузку:

a — схема; b — диаграммы управляющих сигналов и напряжения на ключе.

ся ток БТ при оборванной базе. Уменьшая время жизни неосновных носителей в базе БТ, можно добиться более быстрого выключения, но при этом возрастает падение на приборе во включенном состоянии. Параллельный тиристор, существующий в структуре IGBT, может самопроизвольно включаться, если ток прибора растет с очень большой скоростью или скорость подъема напряжения при выключении прибора слишком велика.

Известен довольно простой способ уменьшить время рассасывания носителей IGBT при его выключении (может составлять до 1,5 мкс) и время спада тока (до 1,2 мкс), что позволит вести работу ключа на более высоких частотах. Идея заключается в подсоединении к IGBT мощного полевого транзистора.

На рис. 2.23 показана схема, в которой ключ работает на индуктивно-активную нагрузку, блокированную диодом. MOSFET включается на короткое время, и начало его включения должно опережать спад управляющего напряжения $u_{зз}$. Ток нагрузки «перехватывается» полевым транзистором, благодаря чему сокращается время задержки (рассасывания носителей) в IGBT. После спада тока в IGBT некоторое время ток нагрузки проводит только MOSFET, и напряжение на открытом ключе несколько возрастает. После снятия отпирающего импульса на затворе MOSFET происходит быстрый спад тока, что позволяет уменьшить потери на выключение в схеме.

ГЛАВА 3

МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ И СЕРДЕЧНИКИ

3.1. Общие свойства магнитных материалов

Большинство известных материалов являются плохими проводниками магнитного потока, поскольку они имеют низкую магнитную проницаемость (μ). Если принять проницаемость вакуума за единицу, то такие немагнитные материалы, как воздух, картон, алюминий, медь имеют магнитную проницаемость такого же порядка. Для практически используемых магнитных сердечников применяют железо, никель, кобальт и их сплавы с магнитной проницаемостью, отличающейся в сотни тысяч раз.

Вдобавок к высокой проницаемости сердечник позволяет определенным образом направлять магнитный поток, при этом длина магнитного пути становится определенной, а поток сосредоточивается в сердечнике, за исключением воздушного пространства в непосредственной близости к обмоткам.

На рис. 3.1 показано действие внешней намагничивающей силы H (НС), медленно возрастающей от нуля, на полностью размагниченный ферромагнитный материал. Результирующая магнитная индукция B (плотность магнитного потока) — это функция НС. В начале индукция растет очень медленно до точки a , затем возрастает очень быстро до точки b , а затем почти останавливается в росте. Точка b — колено кривой, в точке c магнитный материал насыщается. Начиная с точки c магнитный материал ведет себя как воздух, другими словами, его магнитная проницаемость соизмерима с единицей.

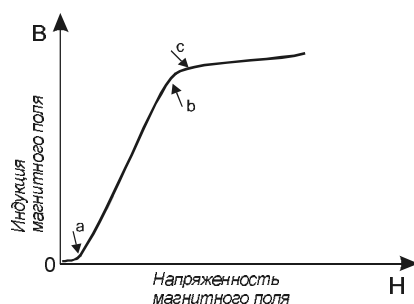


Рис. 3.1. Основная кривая намагничивания магнитного материала.

3.1.1. Гистерезис

Если магнитный материал подвергается полному циклу намагничивания и размагничивания, кривая перемагничивания выглядит, как показано на рис. 3.2. При полностью размагниченном материале начало движения происходит от точки 0. По мере возрастания H индукция B возрастает по пунктирной линии на рисунке до точки насыщения, где индукция равна B_s . При постепенном снижении H индукция перемещается к точке B_r , где H равно нулю, но сердечник еще намагничен. Поток

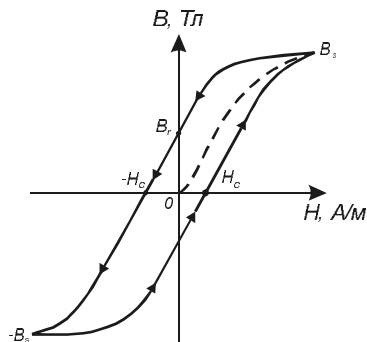


Рис. 3.2. Кривая перемагничивания.

в этой точке носит название остаточного потока, индукция при этом равна B_r . Теперь при снижении индукции меняется знак намагничивающей силы H . Намагничивающая сила, требуемая для уменьшения B_r до нуля, называется коэрцитивной силой (H_c). Практически намагничивание сердечника в работающем устройстве никогда не происходит по кривой начального намагничивания (пунктирная кривая на рис. 3.2), поскольку сердечник полностью не размагничен с самого начала процесса. Показанная на рис. 3.2 кривая называется также петлей гистерезиса.

Петля гистерезиса показывает энергию, теряемую в сердечнике. Площадь кривой гистерезиса — это энергия, теряемая в материале сердечника за один период. Если обмотка сердечника находится под переменным напряжением, потери на гистерезис зависят от частоты.

Динамическая петля гистерезиса

Потери на гистерезис это только часть потерь в материале сердечника, находящегося в переменном магнитном поле. Переменный поток наводит (индуцирует) внутри самого материала сердечника малые электрические токи, известные как вихревые. Величина этих токов зависит от частоты и индукции, а также от электрического сопротивления материала, толщины листа или ленты металлического сердечника. Увеличивая частоту, можно наблюдать, что кривая $B-H$ расширяется, что показано на рис. 3.3. Расширение петли гистерезиса обусловлено вихревыми токами, которые создаются магнитным потоком, проходящим через материал сердечника. Магнитный поток индуцирует напряжение и создает ток, проходящий вокруг силовой линии магнитного поля, как показано на рис. 3.4. Толщина металлического листа или ленты влияет на ток: чем толще металл, тем больше ток. Значение вихревого тока является также функцией индуцируемого в сердечнике напряжения и сопротивления магнитного материала. Вихревые токи можно уменьшить, приме-

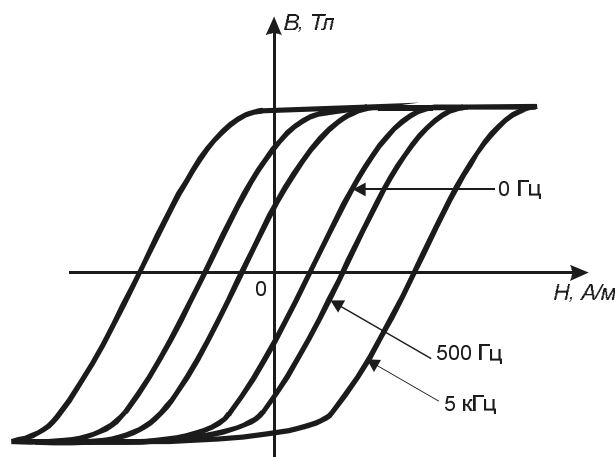


Рис. 3.3. Изменение кривой гистерезиса с ростом частоты.

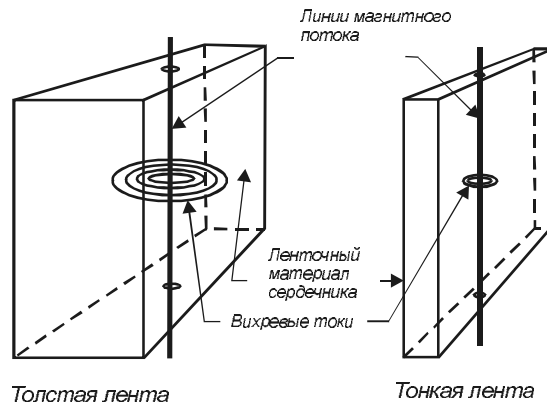


Рис. 3.4. Создание вихревого тока в магнитном материале.

няя в сердечнике металл меньшей толщины или магнитный материал с более высоким удельным сопротивлением. Если толщина ленты из электротехнической стали уменьшается, то уменьшается сопротивление вихревому току, при этом резко снижается наводимое напряжение. Поэтому уменьшается мощность, теряемая во всем сердечнике.

Общие потери в сердечнике представляют собой сумму потерь на гистерезис и вихревые токи. Обычно потери определяются через удельные потери материала (Вт/кг или Вт/см³), имеющего определенную толщину в случае сердечника из металла, работающего при заданных индукции и частоте.

3.1.2. Магнитная проницаемость

Магнитная проницаемость — это способность материала проводить поток. Значение магнитной проницаемости при данной индукции — это мера той легкости, с которой сердечник может быть намагничен до этой индукции. Мы часто для краткости будем говорить просто «проницаемость». Определяется проницаемость как отношение индукции B к намагничивающей силе H :

$$\mu_a = \frac{B}{H} \left[\frac{\text{Тл} \cdot \text{м}}{\text{А}} = \frac{\text{Гн}}{\text{м}} \right],$$

где индекс a означает, что проницаемость абсолютная.

Рисунок 3.5 показывает, что наклон кривой намагничивания в каждой точке определяет проницаемость в этой точке. Проницаемость может быть показана в виде графика рядом с кривой намагничивания, что видно из рис. 3.6. Значение проницаемости является константой, и ее значение фиксировано для данного значения B или H .

Существуют несколько определений проницаемости, каждая из них имеет свой индекс у буквы μ :

μ_0 — абсолютная магнитная проницаемость вакуума или магнитная постоянная ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м);

μ_i — начальная проницаемость (рис. 3.7) — наклон в начале кривой намагничивания. Измеряется при очень малых индукциях;

μ_Δ — проницаемость приращения (рис. 3.8) — наклон кривой намагничивания для конечных значений вблизи предельной индукции при постоянной составляющей намагничивающей силы;

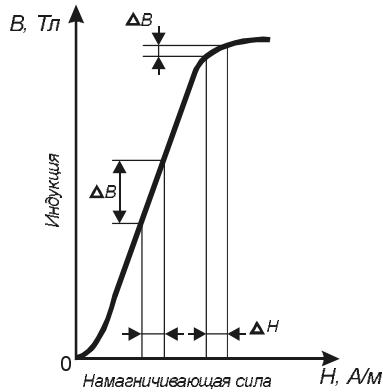


Рис. 3.5. Проницаемость в разных точках кривой намагничивания.

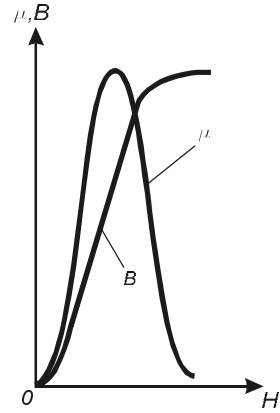


Рис. 3.6. Проницаемость в зависимости от напряженности магнитного поля.

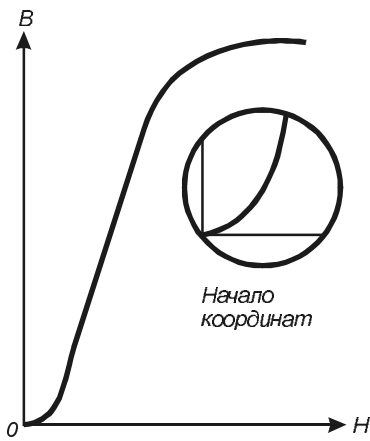


Рис. 3.7. Начальная проницаемость магнитного материала.

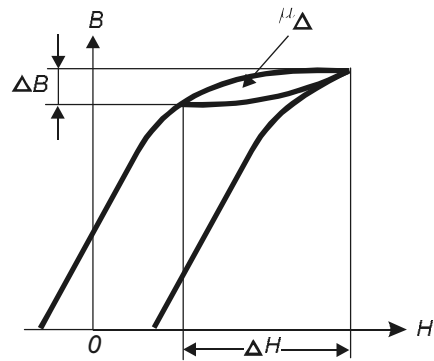


Рис. 3.8. Проницаемость приращения.

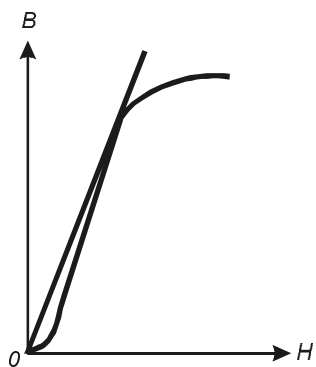


Рис. 3.9. Максимальная проницаемость.

μ_e — эффективная проницаемость. Если магнитная цепь не является однородной (например, содержит воздушный зазор), то эффективная проницаемость определяется как проницаемость воображаемой однородной структуры, создающая индуктивность, эквивалентную структуре с воздушным зазором;

μ — относительная проницаемость — проницаемость материала по отношению к проницаемости вакуума (относительная проницаемость вакуума в системе СИ—1);

μ_{max} — максимальная проницаемость (рис. 3.9) — наклон прямой линии, проведенной из начала координат и проходящей через колено кривой намагничивания.

3.1.3. Сопротивление магнитному потоку

Магнитный поток, создаваемый в материале магнитодвижущей силой (МДС), зависит от сопротивления материала магнитному потоку. Это магнитное сопротивление сердечника, в свою очередь, зависит от структуры материала, от физических размеров сердечника и напоминает сопротивление электрическому току. Соотношение между МДС, потоком и магнитным сопротивлением в магнитной цепи аналогично сопротивлению между ЭДС, током и сопротивлением в электрической цепи, как показано на рис. 3.10.

Плохой проводник потока имеет высокое магнитное сопротивление R . Чем оно больше, тем большая МДС требуется для получения заданного магнитного потока. Электрическое сопротивление определяется его длиной l , сечением $S_{\text{пр}}$ и удельным сопротивлением ρ , представляющим собой сопротивление на единицу длины проводника сечением 1 мм^2 . Для нахождения сопротивления медного провода любой длины или сечения необходимо определить сопротивление всей длины проводника сечением 1 мм^2 и разделить его на сечение данного проводника:

$$R = \frac{\rho l}{S_{\text{пр}}}. \quad (3.1.1)$$

Для магнитной цепи $1/\mu_a$ аналогично ρ это отношение можно назвать удельным магнитным сопротивлением цепи. Магнитное сопротивление R_m магнитной цепи определяется следующим образом:

$$R_m = \frac{l_{\text{ср}}}{\mu \mu_0 S_c}, \quad (3.1.2)$$

где $l_{\text{ср}}$ — средняя длина магнитной силовой линии, м; S_c — сечение сердечника (м^2); μ — относительная проницаемость магнитного материала.

Из (3.1.2) следует, что высокопроницаемый материал — это материал, имеющий низкое магнитное сопротивление для данного значения $l_{\text{ср}}$ и сечения сердечника S_c . Если воздушный зазор включается в магнитную цепь (рис. 3.11), в которую входит сердечник, например, из электротехнической стали, почти все магнитное сопротивление цепи определяется воздушным зазором.

Изменение длины воздушного зазора, следовательно, изменяет магнитное сопротивление цепи, что широко используется в практике. Общее магнитное со-

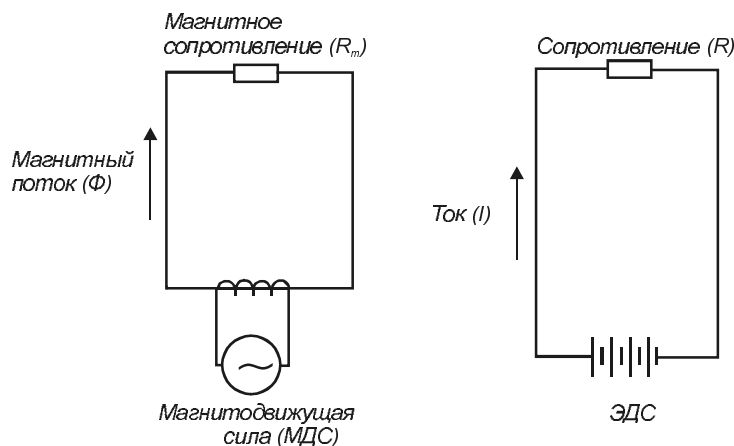


Рис. 3.10. Аналогия между магнитной и электрической цепями.

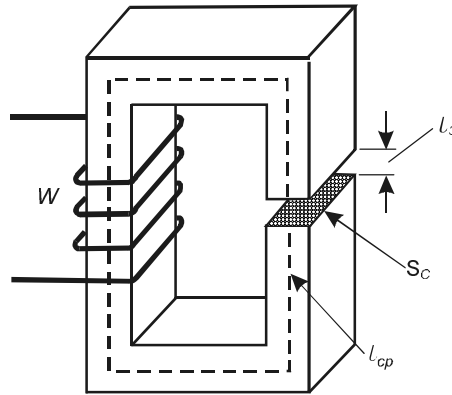


Рис. 3.11. Магнитная цепь сердечника с воздушным зазором.

противление сердечника — это сумма сопротивления магнитного материала (собственно сердечника) и магнитного сопротивления воздушного зазора. Мы можем представить, что два резистора последовательно включены в одну электрическую цепь.

Выражение для расчета магнитного сопротивления воздушного зазора

$$R_3 = \frac{1}{\mu\mu_0} \frac{l_3}{S_c}. \quad (3.1.3)$$

Поскольку для воздуха $\mu \approx 1$, получим:

$$R_3 = \frac{1}{\mu_0} \frac{l_3}{S_c}, \quad (3.1.4)$$

где l_3 — длина зазора, м; S_c — сечение сердечника, м²; μ_0 — магнитная постоянная ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м).

Общее магнитное сопротивление цепи, показанной на рис. 3.11, поэтому равно:

$$R_0 = R_m + R_3 = \frac{l_{cp}}{\mu\mu_0 S_c} + \frac{l_3}{\mu_0 S_c}, \quad (3.1.5)$$

где

$$\mu = \frac{\mu_a}{\mu_0} = \frac{B}{\mu_0 H}. \quad (3.1.6)$$

Сопротивление воздушного зазора выше сопротивления магнитного материала даже в том случае, если зазор является малым. Например, кремниевое железо имеет относительно малую проницаемость порядка 4000, а железо с добавками никеля — выше 100 000. Поэтому, как следует из (3.1.5), общее магнитное сопротивление цепи зависит главным образом от зазора.

После расчета общего магнитного сопротивления можно определить эффективную проницаемость μ_c :

$$R_0 = \frac{l_0}{\mu_c S_c}; \quad (3.1.7)$$

$$l_0 = l_3 + l_{cp}, \quad (3.1.8)$$

где l_{cp} — средняя длина магнитной силовой линии в сердечнике; l_0 — полная длина средней магнитной силовой линии.

Из (3.1.5) и (3.1.7) после преобразований получим

$$\frac{l_0}{\mu_e} = \frac{l_3}{\mu_0} + \frac{l_{cp}}{\mu\mu_0},$$

откуда

$$\mu_e = \frac{l_0}{l_3/\mu_0 + l_{cp}/(\mu\mu_0)}$$

или, используя (3.1.8),

$$\mu_e = \frac{l_3 + l_{cp}}{l_3/\mu_0 + l_{cp}/\mu\mu_0}.$$

Если $l_3 \ll l_{cp}$, из последнего выражения можно получить

$$\mu_e = \frac{\mu\mu_0}{1 + \mu \frac{l_3}{l_{cp}}}. \quad (3.1.9)$$

Соотношение (3.1.9) показывает, что эффективная проницаемость (абсолютная) снижается с увеличением зазора. Магнитное сопротивление при этом согласно (3.1.7) возрастает.

3.1.4. Магнитодвижущая сила и напряженность магнитного поля

Широко используются две величины при рассмотрении намагничивания магнитных материалов: МДС и напряженность магнитного поля H . Не следует путать магнитодвижущую силу и напряженность. Одна из них является причиной (МДС), другая следствием (H). МДС определяется выражением

$$\text{МДС} = IW, \text{ (А)} \quad (3.1.10)$$

где I — ток обмотки сердечника, А; W — число витков обмотки.

Напряженность магнитного поля — это МДС, приходящаяся на единицу длины магнитного потока:

$$H = \frac{\text{МДС}}{l_{cp}} = \frac{IW}{l_{cp}} \left[\frac{\text{А}}{\text{м}} \right]. \quad (3.1.11)$$

Напряженность магнитного поля H можно выразить в эрстедах (Э), когда применяется система СГСМ (CGS):

$$1 \text{ Э} = \frac{1}{4\pi} \cdot 10^3 \text{ А/м}.$$

Индукцию магнитного поля B в сердечнике можно выразить через магнитный поток или через напряженность магнитного поля H :

$$B = \frac{\Phi}{S_c} = \mu_a H, \quad (3.1.12)$$

где Φ — магнитный поток (Вб).

3.2. Выбор магнитных материалов

В настоящее время существует большое количество магнитных материалов, применяемых в преобразовательной технике. Основными материалами являются:

- электротехнические стали;
- магнитодиэлектрики (мо-пермаллой, диэлектрики с высоким значением магнитного потока насыщения, кул- $M\mu$ (Kool- $M\mu$));
- аморфное железо;
- ферриты.

Важнейшими параметрами магнитного материала, используемого в преобразовательных устройствах, являются:

- B_s — индукция насыщения;
- B_r — остаточная индукция (при $H = 0$);
- μ_a — абсолютная магнитная проницаемость;
- $P_{уд}$ — удельные потери, определяемые для фиксированных значений амплитуды индукции и частоты; $P_{уд}$ показывает потери на единицу объема или массы материала;
- H_c — коэрцитивная сила;
- прямоугольность петли гистерезиса (B_r/B_s);
- точка Кюри (температура, при которой материал теряет магнитные свойства).

Большинство магнитных материалов имеет форму петли гистерезиса близкую к прямоугольной. Только ферриты, применяемые в выходных каскадах преобразователей, имеют явно выраженную непрямоугольную форму петли, для которой отношение B_r/B_s может быть 0,5 или меньше. Материалы, обеспечивающие наибольшее значение индукции, позволяют создавать трансформаторы и дроссели наименьших размеров; выбор будет в пользу этих материалов, если размеры являются важнейшей характеристикой электромагнитного компонента. К сожалению, материал сердечника, обеспечивающий наименьшие размеры, может иметь и наибольшие удельные потери. С другой стороны, материалы, позволяющие получать минимальные потери в сердечнике, не позволяют инженеру получить малые размеры трансформатора или дросселя. Поэтому разработчик должен делать выбор между допустимыми размерами трансформатора (дросселя) и потерями, которые еще могут быть приемлемыми. Правильный выбор магнитного материала основывается на достижении наилучшего значения наиболее критичного или важного для разработки параметра и допустимых значений других параметров. И все-таки в большинстве случаев инженеры выбирают в качестве главного параметра, главной характеристики трансформатора (дросселя) его размеры, выбирая магнитный материал сердечника с приемлемыми показателями по потерям. Поэтому разные рабочие частоты преобразователей определяют выбор разных материалов.

3.2.1. Влияние воздушного зазора в сердечнике

Воздушный зазор, введенный в сердечник, оказывает на него заметное действие, приводя к изменению наклона петли гистерезиса и уменьшению магнитной проницаемости материалов с высоким значением μ .

Рисунок 3.12 позволяет сравнить петли гистерезиса в сердечнике без зазора (*a*) и в сердечнике с зазором (*b*). Индукция насыщения осталась прежней, а остаточная индукция (B_r) и напряженность магнитного поля (H) при введении воздушного зазора изменились значительно.

Представим, что в схеме, показанной на рис. 3.13, ключ K разомкнут и, следовательно, нагрузка R отсоединена от вторичной обмотки W_2 .

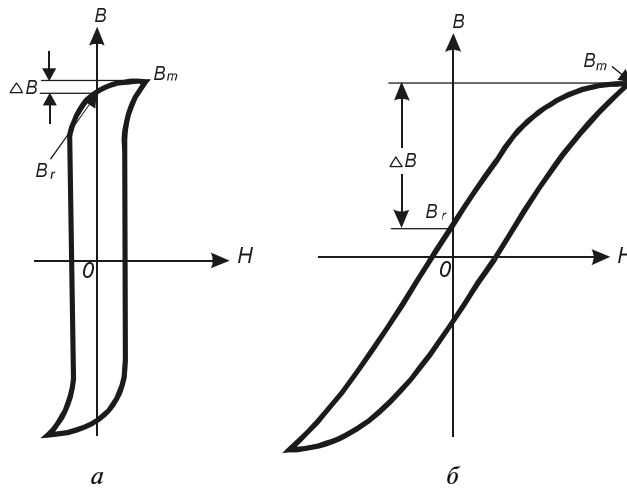


Рис. 3.12. Сравнение петель гистерезиса в сердечнике без зазора (а) и в сердечнике с зазором (б).

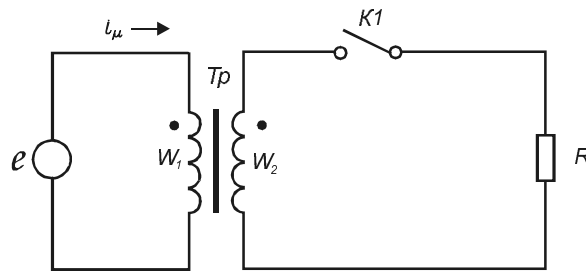


Рис. 3.13. Трансформатор с подмагничиванием вследствие прохождения постоянной составляющей тока через вторичную обмотку.

ЭДС e — периодическая функция с определенной частотой без постоянной составляющей. ЭДС может иметь любую форму, например синусоидальную, трапециевидную, прямоугольную импульсную или импульсную с паузами. В рассматриваемом случае через первичную обмотку проходит ток намагничивания трансформатора i_μ , значение которого зависит от индуктивности намагничивания. Теперь предположим, что ключ периодически замыкается, например в интервалах времени, когда потенциал начала вторичной обмотки (начало показано точкой) положителен. В этом случае через W_2 проходит ток, содержащий постоянную составляющую (I_-). Эта составляющая тока не проходит через первичную обмотку, которая имеет среднее (постоянное) значение тока равное нулю. Постоянный ток, проходящий только через вторичную обмотку, создает постоянную НС, и, следовательно, в сердечнике создана постоянная напряженность поля H_- . В результате появляется постоянная составляющая индукции B_- .

Предположим, что в общем случае сердечник содержит воздушный зазор и эквивалентная проницаемость равна μ_e . Тогда

$$B_- = \mu_e H_-.$$

Подставим в последнее соотношение μ_e из (3.1.9) и значение H_- , определенное током I_- :

$$B_{\pm} = \frac{\mu\mu_0}{1 + \mu \frac{l_3}{l_{cp}}} \cdot \frac{I_{\pm}W_2}{l_0} = \frac{\mu\mu_0 \cdot l_{cp}}{l_{cp} + \mu l_3} \frac{I_{\pm}W_2}{l_0} \approx \frac{\mu\mu_0}{l_{cp} + \mu l_3} I_{\pm}W_2. \quad (3.2.1)$$

Из (3.2.1) можно видеть, как влияет зазор (длина l_3) на постоянную составляющую индукции B_{\pm} . Чем больше l_3 , тем меньше B_{\pm} при одном и том же токе I_{\pm} .

На сердечник в схеме 3.13 воздействует и переменная составляющая индукции.

Изменение индукции под действием ЭДС, приложенной к обмотке W_1 , определяется из соотношения:

$$e = W_1 S_c \frac{dB}{dt}.$$

За половину периода e происходит приращение индукции ΔB :

$$\Delta B = \frac{1}{W_1 S_c} \int_0^{T/2} e dt = \frac{T}{2W_1 S_c} \cdot E_{cp}. \quad (3.2.2)$$

Соотношение (3.2.2) показывает, что приращение индукции ΔB определяется средним значением за половину периода ЭДС, приложенной к обмотке трансформатора или дросселя. Для любой формы ЭДС можно установить связь между ее действующим значением за полупериод и средним. Отношение этих значений принято называть коэффициентом формы K_{ϕ} . Например, для синусоиды

$$K_{\phi} = \frac{E_m / \sqrt{2}}{2E_m / \pi} = 1,11,$$

а для прямоугольной ЭДС без паузы в полупериоде $K_{\phi} = 1$. Таким образом, приращение индукции ΔB соотносится с действующим значением приложенной ЭДС следующим образом:

$$\Delta B = \frac{E_{\partial}}{2K_{\phi} f W_1 S_c}. \quad (3.2.3)$$

Принимая амплитуду переменной составляющей индукции равной половине приращения ΔB , получим из (3.2.3):

$$B_{\pm} = \frac{E_{\partial}}{4f K_{\phi} f W_1 S_c}. \quad (3.2.4)$$

Максимальное значение индукции в сердечнике, находящемся под воздействием постоянного и переменного магнитного полей, равно

$$B_m = B_{\pm} + B_{\pm}.$$

Если сумма B_{\pm} и B_{\pm} смещает рабочую точку на кривой гистерезиса в область насыщения, то абсолютная проницаемость и эквивалентная проницаемость сердечника с воздушным зазором снижаются. Поэтому уменьшается индуктивность первичной обмотки и возрастает намагничивающий ток i_{μ} . При введении воздушного зазора происходит снижение постоянного потока и индукции B_{\pm} , что позволяет избежать насыщения сердечника. Введение воздушного зазора имеет и отрицательную сторону — увеличивается ток намагничивания, что в некоторых случаях может вызвать нежелательные последствия для ключей, работающих в преобразователе. В последующих параграфах данной главы рассматриваются свойства магнитных материалов, применяемых в настоящее время в преобразовательной технике.

3.3. Аморфное железо и сплавы на основе кобальта

В данном параграфе рассматриваются современные магнитные материалы из металла, применяемые в самых различных узлах преобразователей. Их использование позволяет получать отличные характеристики устройств, часто недостижимые ранее.

3.3.1. Аморфное железо

Аморфные сплавы на основе железа используются в сердечниках в виде сверхтонкой ленты (22...25 мкм).

Аморфные сплавы характеризуются высоким значением индукции насыщения B_s и сравнительно малыми удельными потерями. Эти сердечники позволяют создавать энергоемкие устройства, которые по совокупности характеристик превосходят магнитные материалы из электротехнической стали. Высокие значения температур точки Кюри (395°C) и окружающей температуры в работающем блоке (150°C) также относятся к достоинствам сердечников из аморфных сплавов. Основное их применение — дроссели в различных узлах преобразователей. Следует отметить две разновидности сердечников из аморфного железа:

- 1) с распределенным воздушным зазором;
- 2) разрезные стержневые (С- или U-образные).

Сердечники с распределенным воздушным зазором выполняются кольцевой формы, типовая петля гистерезиса, снятая на постоянном токе, представлена на рис. 3.14. Форма петли гистерезиса достигается отжигом материала в поперечном магнитном поле. Большое значение индукции насыщения (примерно 1,5 Тл) в сочетании с достаточно высокой проницаемостью позволяет уменьшить требуемое число витков, что, в свою очередь, приведет к значительному снижению размеров дросселя. Немаловажными свойствами являются также невысокие удельные потери и способность сердечников работать при больших значениях постоянного (подмагничивающего) тока.

Например, компания Hitachi-Metals выпускает сердечники с относительной проницаемостью 245 и 270.

На рис. 3.15, а, б, показана проницаемость кольцевых сердечников с распределенным зазором в процентах от номинального значения в зависимости от подмагничивания постоянным током. Пунктиром показана проницаемость, соответствующая

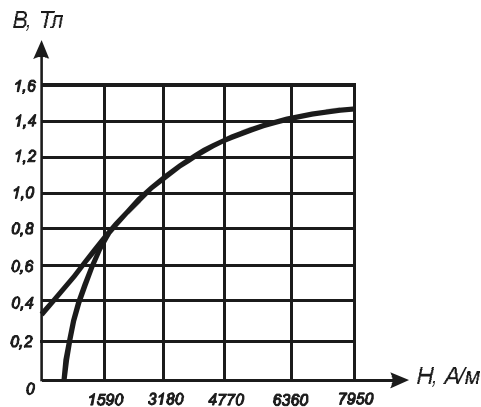


Рис. 3.14. Петля гистерезиса сердечника из аморфного железа с распределенным воздушным зазором.

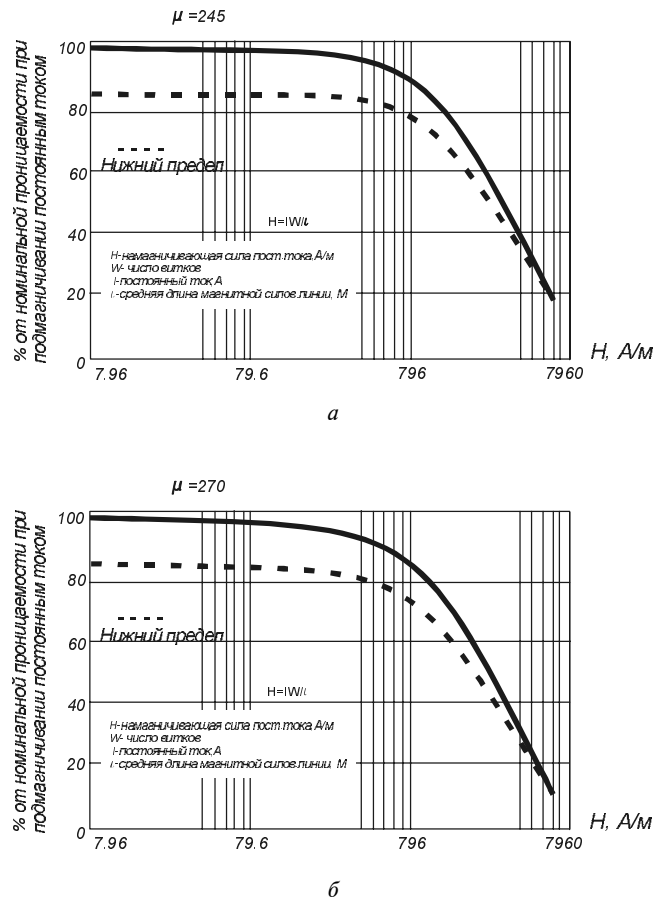


Рис. 3.15. Проницаемость сердечников из аморфного железа с распределенным зазором в зависимости от подмагничивания:
 а — $\mu = 245$; б — $\mu = 270$.

ющая нижнему пределу допуска. Напряженность магнитного поля H определяется для каждого типоразмера сердечника из соотношения

$$H = \frac{I_0 W}{l_{cp}} \left[\frac{A}{M} \right],$$

где I_0 — постоянный ток в обмотке, А; W — число витков обмотки; l_{cp} — средняя длина магнитной силовой линии сердечника, м.

Удельные потери (Вт/кг) сердечников с распределенным зазором в зависимости от амплитуды переменной составляющей индукции (B_m) и частоты показаны на рис. 3.16, а, б.

Помимо графических зависимостей, для расчетов удельных потерь могут быть использованы следующие соотношения:

- аморфное железо с проницаемостью 245:

$$P_{уд} = 275 f B_m^{2,6} + 0,114 f^2 B_m^2 \left[\frac{Вт}{кг} \right]; \quad (3.3.1)$$

- аморфное железо с проницаемостью 270:

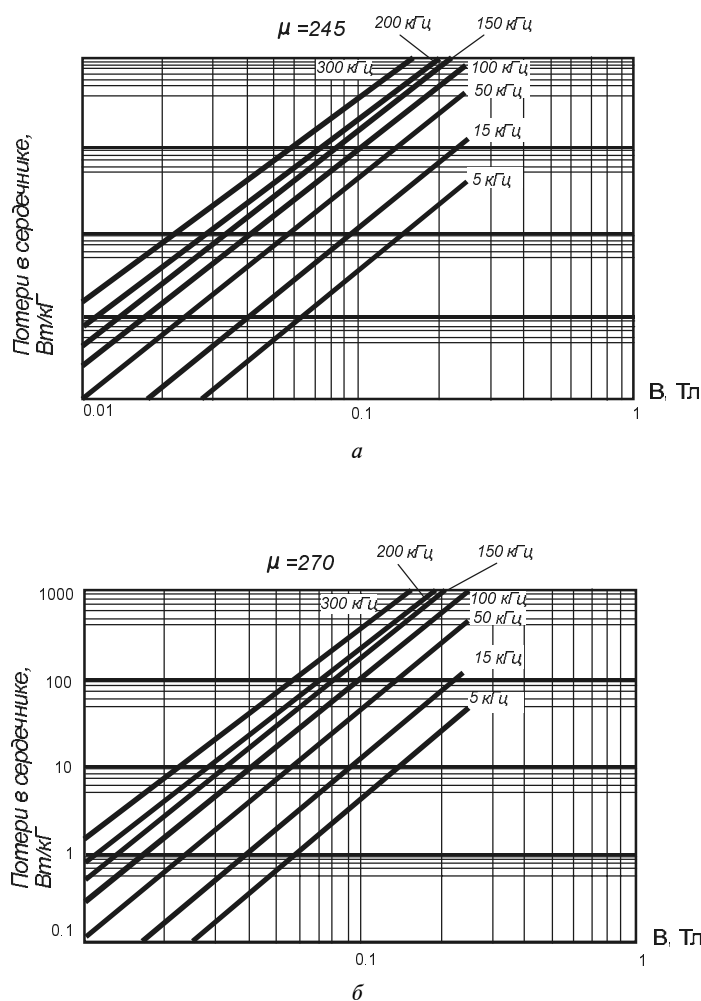


Рис. 3.16. Удельные потери в сердечниках из аморфного железа с распределенным зазором:

$a - \mu = 245$; $b - \mu = 270$.

$$P_{\text{уд}} = 316 f B_{\sim}^{2,6} + 0,114 f^2 B_{\sim}^2 \left[\frac{\text{Вт}}{\text{кг}} \right]. \quad (3.3.2)$$

В (3.3.1) и (3.3.2) размерность B_{\sim} — Тл, f — кГц.

Проницаемость аморфного железа с распределенным зазором слабо снижается с ростом частоты: при частоте 1 МГц проницаемость составляет 98% от первоначальной, измеренной на постоянном токе.

С повышением температуры проницаемость возрастает, увеличиваясь примерно на 15% при 100°C по сравнению с проницаемостью при 20°C.

Разрезным сердечникам стержневого типа (С- или U-типа), которые выполняются из аморфного сплава, свойственна прямоугольная форма кривой перемагничивания с индукцией насыщения около 1,56 Тл. Отжиг в продольном магнитном поле обеспечивает лучшую прямоугольность петли при малом значении коэрцитивной силы $H_c \approx 3$ А/м. При отжиге без магнитного поля прямоугольность петли гистерезиса составляет примерно 80%, а коэрцитивная сила — около 8 А/м.

Использование в стержневом сердечнике воздушного зазора позволяет получать различную эффективную проницаемость, зависящую от длины зазора. Тонкая лента (толщина 25 мкм) позволяет иметь низкие потери в сердечнике дросселя. В целом по сравнению с обычным кремниевым железом разрезные сердечники из аморфного сплава обеспечивают следующие преимущества: меньшая масса и размеры, меньшие потери и меньший перегрев. Удельные потери в разрезных сердечниках в зависимости от амплитуды переменной составляющей индукции и рабочей частоты показаны на рис. 3.17.

Эти же потери могут быть представлены зависимостью

$$P_{уд} = 6,5 f^{1,51} B_c^{1,74}, \quad (3.3.3)$$

где $[B_c]$ — Тл; $[f]$ — кГц.

Как говорилось, эффективная проницаемость разрезного сердечника из аморфного сплава (РСАС) и, соответственно, его индуктивность могут варьироваться в зависимости от длины зазора. На рис. 3.18 показана зависимость индуктивнос-

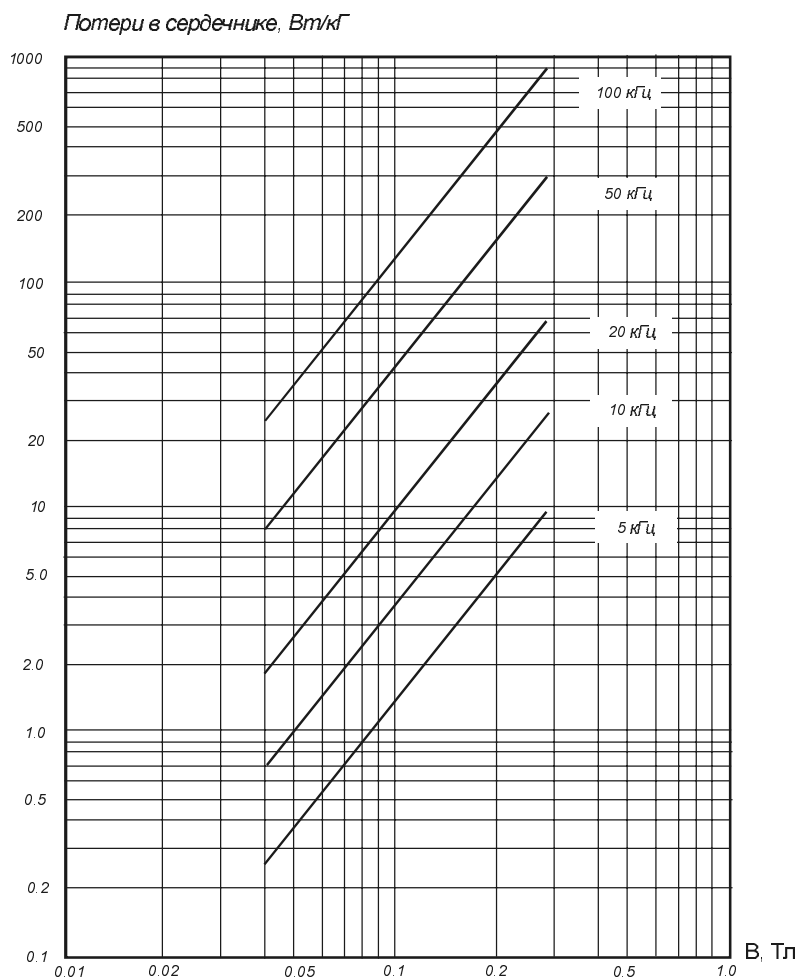


Рис. 3.17. Удельные потери в разрезных сердечниках из аморфного железа.

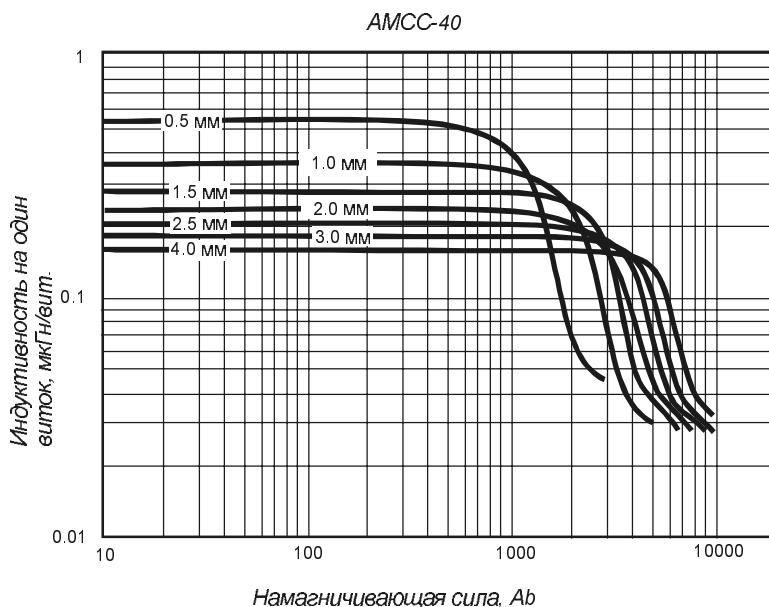


Рис. 3.18. Зависимость индуктивности, отнесенной к одному витку, от намагничивающей силы для разрезного сердечника АМСС-40.

ти, отнесенной к одному витку (этот параметр обычно обозначается A_l), от намагничивающей силы (ампер-витки) для одного сердечника из ряда, выпускаемого компанией Hitachi-Metals — АМСС-40, с основными параметрами, указанными в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Обозначение сердечника	a , мм	b , мм	c , мм	d , мм	e , мм	f , мм	$l_{ср}$, см	S_c , см ²	Масса, г	Объем, см ³	S_0 , см ²	$S_c S_0$, см ⁴
АМСС-40	13	15	56	35	41	82	19,9	3,71	530	73,8	8,4	31,2

Обозначения размеров РСАС, указанных в таблице 3.1, даны на рис. 3.19.

Рисунок 3.18 оценивает изменение индуктивности обмотки, расположенной на РСАС (следовательно, и эквивалентной проницаемости), в зависимости от зазора. Можно видеть, что при меньшем зазоре обеспечивается большая индуктивность (проницаемость) при малом подмагничивании; с другой стороны, увеличение зазора позволяет удерживать индуктивность (проницаемость) на заданном уровне до большего значения намагничивающей силы. Кривые, подобные тем, что показаны на рис. 3.18, позволяют оценить работу сердечника в конкретных условиях.

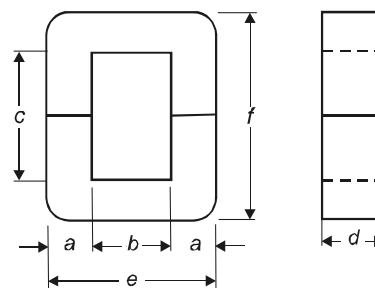


Рис. 3.19. Обозначения размеров разрезного сердечника из аморфного железа.