

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

На правах рукописи

ГУСИН Дмитрий Вадимович

Теория и моделирование биполярных полупроводниковых
переключателей силовой микроэлектроники

01.04.10 – физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
лауреат Государственной премии,
доктор физико-математических наук, профессор
Горбатюк А. В.

Санкт-Петербург – 2012

Оглавление

Введение	5
Актуальность темы	5
Цель и задачи диссертационной работы	6
Объект и методологическая база исследования.....	7
Научная новизна.....	8
Научная и практическая значимость.....	9
Научные положения, выносимые на защиту	8
Апробация работы	10
Публикации, включенные в диссертационную работу	10
Структура и объем работы	11
Глава 1 Современные проблемы мощной полупроводниковой электроники	12
1.1 Биполярные переключатели с распределенными микрозатворами	12
1.2 Области безопасной работы	21
1.3 Неоднородности динамических переменных в сильноточных инжекционных структурах	26
1.4 Динамический лавинный пробой.....	29
1.5 Методы исследования механизмов электрической перегрузки.....	39
1.6 Уточнение задач диссертации и планирование их решения	43
Глава 2 Одномерные аналитические модели переходных процессов	47
2.1 Оценочное определение предельной коммутируемой мощности,.....	47
ограниченной началом динамического пробоя.....	47
2.1.1 Возможные варианты структур БПМЗ.....	47
2.1.2 Основные соотношения модели начальной стадии пробоя.....	49
2.1.3 Анализ ограничений по коммутируемой мощности.....	54
2.2 Обобщенная аналитическая модель процесса запираания биполярного переключателя.....	58
2.2.1 Начальное состояние прямой проводимости	59
2.2.2 Динамика перехода в блокирующее состояние	62
2.2.2.1 Предварительные замечания.....	62
2.2.2.2 Область объемного заряда.....	63
2.2.2.3 Динамика профиля электронно-дырочной плазмы.....	67
2.2.2.4 Взаимодействие биполярного переключателя с внешней цепью	70

2.2.3	О самоподдерживающемся лавинном пробое.....	71
2.3	Увеличение рабочей частоты биполярных переключателей	75
2.4	Выводы по главе 2	82
Глава 3	Динамическое перераспределение тока	84
3.1	Введение.....	84
3.2	Экспериментальные наблюдения	85
3.3	Постановка задачи о динамической локализации тока.....	88
3.3.1	Иерархия физических масштабов.....	88
3.3.2	Распределение тока между параллельными бистабильными подсистемами.....	92
3.4	Структура и основные соотношения модели.....	94
3.4.1	Начальное состояние прямой проводимости	94
3.4.2	Динамика процесса неоднородного выключения.....	95
3.4.2.1	Эволюция распределений поля и плазмы	95
3.4.2.2	Взаимодействие подсистем ячеек между собой через распределенный затвор	96
3.5	Подготовка исходных данных и процедура выполнения расчетов.....	98
3.6	Полученные результаты и их обсуждение	101
3.6.1	Область безопасной работы НМТ в цепи с омической нагрузкой.....	101
3.6.2	Область безопасной работы НМТ в цепи инвертора напряжения.....	110
3.7	Выводы по главе 3	118
Глава 4	Имитационное моделирование переходных процессов при выходе за границы области безопасной работы	120
4.1	Задачи, решаемые в настоящей главе	120
4.2	Статические и динамические характеристики встречно-параллельного диода в составе переключающего силового модуля.....	121
4.2.1	Специфические требования к встречно-параллельным диодам	121
4.2.2	Исходные данные и методы расчетов.....	123
4.2.3	Базовый вариант диодной структуры	125
4.2.4	Влияние легирования и времени жизни на характеристики диода	129
4.2.5	Основные результаты	133
4.3	Механизмы неоднородного запираания тока и предельные ограничения по электрической перегрузке в зависимости от режима управления затвором.....	134
4.3.1	Геометрии приборных структур и предварительный анализ	134
4.3.2	Режим выключения шунтированием эмиттеров.....	138
4.3.3	Режим выключения с внешним источником запирающего напряжения.....	149

4.3.4	Каскодный режим выключения	150
4.3.5	Сравнительный анализ по предельному коммутируемому току	156
4.4	Выводы по главе 4	158
Заключение.....		161
Список использованных источников		164

Введение

Актуальность темы

Развитие технологий, обеспечивающих максимальную эффективность передачи и использования электроэнергии, основано на все более широком внедрении электронных преобразовательных устройств во многие области современной техники. Такие устройства в настоящее время обеспечивают преобразование не менее половины всей вырабатываемой в промышленно развитых странах электроэнергии, в частности, выпрямление и инвертирование напряжения в промышленных и тяговых частотных электроприводах, компенсацию реактивной мощности и другие задачи в управляемых системах электропередачи переменного тока, соединение энергосистем между собой при помощи вставок и линий электропередач постоянного тока. Диапазон мощностей, охватываемых преобразовательной техникой, превышает более 6 порядков величины. Для маломощных электроприводов и вторичных источников питания характерны мощности в единицы кВт, тяговые и крупномасштабные промышленные электроприводы имеют мощности в единицы и десятки МВт, а мощность преобразовательных установок на объектах электроэнергетики достигает нескольких ГВт.

Определяющую роль в эффективности преобразования электроэнергии играют параметры мощных полупроводниковых приборов – ключевых компонентов всех современных преобразовательных устройств. Основные требования, предъявляемые к ним, заключаются в способности пропускать большие токи (десятки и сотни ампер на один прибор) при минимальном падении напряжения, блокировать высокие напряжения (несколько киловольт) в запертом состоянии с минимальными токами утечки и осуществлять управляемую коммутацию с как можно меньшими потерями энергии. Выполнение последнего условия позволяет повысить рабочую частоту преобразователя и сократить его габариты и стоимость, в частности, за счет уменьшения номиналов присутствующих в схеме пассивных компонентов.

В наибольшей степени перечисленным требованиям удовлетворяют новые приборы транзисторного и тиристорного типов, производимые на основе гибридных полупроводниковых технологий – биполярных и МДП (металл-диэлектрик-полупроводник). В настоящее время они активно внедряются в силовую электротехнику для частотного преобразования электроэнергии. Интегральные структуры (чипы) таких приборов имеют рабочую площадь от долей до единиц см^2 и содержат большое число (10^2 – 10^5) почти одинаковых элементарных ячеек, распределенных по площади чипа с поперечным шагом 10–20 мкм. Верхний пре-

дел плотности коммутируемой мощности для приборов типовых конструкций на сегодня составляет 150–200 кВт/см².

Актуальными задачами дальнейшего совершенствования биполярных переключателей являются повышение максимальной коммутируемой мощности, а также расширение области их безопасной работы (ОБР) по токам и напряжениям. Физические механизмы, ограничивающие ОБР, включают в себя целый ряд существенно нелинейных эффектов – электрический пробой, пространственная неустойчивость распределения тока, его сосредоточение на малых участках рабочей площади и т. д. В условиях неизбежного статистического разброса параметров (например, времен жизни носителей) между ячейками реальной приборной структуры и неравномерного размещения элементов распределенного затвора на ее рабочей площади эти эффекты характеризуются выраженной поперечной неоднородностью и становятся доминирующими в развитии аварийных сценариев переходного процесса выключения.

Улучшение характеристик биполярных переключающих приборов сопряжено с максимальным использованием физических свойств материалов и режимов функционирования, основанных на инжекционных процессах в условиях сильных электрических полей $\sim (1-2) \cdot 10^5$ В/см и высоких плотностей токов ~ 100 А/см². Закономерности развития таких процессов и свойственные им неустойчивости представляют существенный интерес для физики полупроводников с фундаментальной точки зрения. Их теоретическое понимание требуется и для решения актуальной проблемы определения количественных границ ОБР при разработке новых приборных структур. Без адекватных теоретических представлений невозможно эффективно планировать полномасштабные численные и натурные эксперименты и интерпретировать их результаты, физически обосновывать выбор структур и режимов, указывать направления их дальнейшей оптимизации. Существующие приближенные аналитические модели не обеспечивают удовлетворительного решения таких задач для современных интегральных конструкций приборов с неизбежно присутствующими технологическими и конструктивными несовершенствами. Неполный характер носят и сведения о влиянии последних на ограничения ОБР в различных режимах управления затвором, реализуемых в биполярных переключателях. Таким образом, развитие теоретического базиса мощной полупроводниковой электроники представляется актуальным направлением в физике полупроводников и полупроводниковых приборов. В целом, при очевидной невозможности построения общей замкнутой аналитической теории, охватывающей все типы приборных структур и режимов их работы, получение исчерпывающей информации о механизмах ограничений ОБР обеспечивается только совместным использованием экспериментальных, теоретических и основанных на численном моделировании исследовательских методов.

Цель и задачи диссертационной работы

Основной целью диссертационной работы является исследование механизмов электрической перегрузки современных мощных биполярных переключающих приборов и определение границ их безопасной работы, обусловленных этими механизмами.

Для достижения поставленной цели в работе решаются следующие задачи:

- представление исследуемых приборов силовой микроэлектроники – биполярных полупроводниковых переключателей с распределенными микрозатворами (БПМЗ) – как класса управляемых распределенных динамических систем с инжекционной модуляцией проводимости и выявление общих закономерностей переходных процессов в таких системах;
- анализ начальной стадии динамического лавинного пробоя (ДЛП) при выключении по затвору и определение границ ОБР, обусловленных входением в ДЛП;
- разработка обобщенной нестационарной модели запираания биполярного переключателя с технологическими неоднородностями параметров структуры и конструктивно неэквивалентным расположением управляемых ячеек в его интегральном чипе;
- нахождение ограничений по рабочей частоте переключения исследуемых приборов и предложение возможных способов их расширения;
- проверка адекватности разработанной теории при помощи средств численного моделирования с имитационной полнотой описания электрофизических процессов в приборных структурах;
- исследование и сравнительный анализ реализуемых режимов запираания биполярного переключателя на примере интегрального тиристора с внешним полевым управлением и доминирующих механизмов ограничения ОБР в каждом из режимов.

Объект и методологическая база исследования

Объектом исследования настоящей работы является комплекс физических процессов, происходящих в БПМЗ и определяющих границы их ОБР в условиях электрической перегрузки при реализации различных режимов управления затвором и функционирования внешних цепей.

Поэтапное решение поставленных задач основывается на теоретическом базисе физики полупроводников и полупроводниковых приборов, привлечении методов математической физики и электротехники, использовании алгоритмов вычислительной математики.

План работы предусматривает построение и использование одномерных аналитических моделей, квазиодномерных приближенных аналитико-численных моделей, а также вы-

полнение полномасштабных численных экспериментов, основанных на применении современных программных средств двумерного и трехмерного имитационного компьютерного моделирования.

Надежность и достоверность результатов достигаются адекватным выбором фундаментального теоретического базиса, логической корректностью и целостностью построений, использованием средств имитационного моделирования с апробированными наборами физических моделей и вычислительных алгоритмов, совместным применением различных взаимодополняющих исследовательских стратегий и взаимной проверкой адекватности получаемых результатов, согласованием выводов, полученных из теоретических моделей, с выводами численных экспериментов и данными измерений.

Научная новизна

Научная новизна работы обусловлена созданием оригинального комплекса теоретических моделей механизмов электрической перегрузки биполярных переключателей, приводящей к аварийной локализации тока на стадии выключения по затвору. В этих моделях впервые согласованно учтены два нелинейных эффекта: зависимость инжекционной электронной составляющей тока в полевом домене от экстракционной дырочной компоненты через локальное смещение катодного эмиттера и возникновение генерационного электронного тока в приколлекторном слое лавинного умножения. В совокупности оба этих эффекта играют критическую роль в развитии опасных локализаций тока в процессе выключения.

В диссертационной работе впервые проведена классификация аварийных сценариев запираания в интегральных приборных структурах с конструктивными и технологическими несовершенствами различных масштабов на основе разработанной обобщенной аналитической модели. Установлены ограничения по предельному коммутируемому току в каскадном режиме запираания, вызванные ранее не наблюдавшимся эффектом взаимодействия ячеек через распределенный электрод катода и сильно зависящим от пространственного масштаба конструктивной неоднородности.

Научная и практическая значимость

С использованием построенного в работе теоретического аппарата указаны пути повышения плотности коммутируемой мощности и рабочей частоты переключения путем выбора приборных структур, предусматривающих выведение основных носителей из базы при выключении по затвору. Разработана методология нахождения количественных границ ОБР

биполярного переключателя с различными типами несовершенств приборной структуры. Выполнено исследование эффектов динамической локализации тока в условиях лавинного пробоя и регенеративного отпирания управляемого эмиттера, на основании результатов которого обоснованы практические рекомендации по выбору режима управления затвором интегрального тиристора. С помощью разработанного расчетно-теоретического базиса оценена эффективность методов повышения коммутируемого тока тиристорных чипов и нового класса силовых переключающих модулей на их основе.

Расчеты статических и динамических характеристик встречно-параллельного диода в силовом модуле и нахождение ограничений по коммутируемому току интегрального тиристорного чипа были использованы при подготовке производства силовых полупроводниковых модулей с полевым управлением в ЗАО «ВЗПП-Микрон» (г. Воронеж) и могут применяться также на других предприятиях электронной промышленности. Результаты соответствующих разделов диссертационной работы вошли в научно-технические отчеты по НИОКР, выполненной в федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук (ФТИ им. А. Ф. Иоффе) в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007-2013 годы».

Научные положения, выносимые на защиту

1. Область безопасной работы биполярного переключателя по отношению к началу динамического лавинного пробоя имеет наиболее широкие границы по коммутируемому току для таких структур с буферными слоями, при выключении которых из слаболегированной базы экстрагируются основные носители с меньшими коэффициентами ударной ионизации.
2. В структурах с буферными слоями, выключаемых в условиях экстракции основных носителей из слаболегированной базы, величина переходных тепловых потерь ниже по сравнению со структурами, выключаемыми в условиях экстракции неосновных носителей. Относительное различие плотности энергии потерь для указанных типов приборных структур возрастает с увеличением легирования базы.
3. Эффекты перераспределения и локализации тока в пространственно-неоднородной структуре биполярного переключателя с технологическим разбросом параметров могут быть адекватно описаны путем представления ее в виде связанных по напряжению подсистем неодинаковой рабочей площади с различающимися параметрами управляемых ячеек и их электрических связей с внешними выводами интегрального чипа.

4. Ограничение области безопасной работы интегрального тиристора с неидеально-идентичными управляемыми ячейками, запираемого путем шунтирования эмиттеров по внешней управляющей цепи, определяется:
 - 4.1. Со стороны низких напряжений – невозможностью перевода всех управляемых ячеек в режим отсечки инжекции непосредственно в момент включения шунтирующей цепи;
 - 4.2. Со стороны высоких напряжений – эффектом регенеративного включения катодного эмиттера малой группы управляемых ячеек, инициируемым в процессе ее запираания в условиях динамического лавинного пробоя.
5. Для безопасной реализации каскодного режима выключения интегрального тиристора величина обратного смещения управляемого эмиттерного перехода в подсистеме с наибольшей рабочей площадью, определяемая эффективным сопротивлением распределенных электродов затвора и масштабным фактором отношения площадей подсистем, не должна достигать напряжения пробоя этого перехода.

Апробация работы

Результаты исследований, составляющих основу диссертационной работы, докладывались и обсуждались на следующих научных мероприятиях: международной зимней школе ФТИ им. А. Ф. Иоффе по физике полупроводников (Зеленогорск, С.-Петербург, Россия, 2009 г.), Международной конференции-семинаре по микро- и нанотехнологиям и электронным приборам EDM'2011 (Эрлагол, республика Алтай, Россия, 2011 г.), Международной научно-практической конференции «XL Неделя науки СПбГПУ» (С.-Петербург, Россия, 2011 г.), XIX Уральской международной зимней школе по физике полупроводников UIWSPS-2012 (Екатеринбург – Новоуральск, Россия, 2012 г.), а также на конкурсе научных работ Отделения твердотельной электроники ФТИ им. А. Ф. Иоффе (2010 г.) и научных семинарах в Санкт-петербургском государственном политехническом университете и Санкт-Петербургском государственном электротехническом университете «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина).

Публикации, включенные в диссертационную работу

Основное содержание диссертации изложено в шести публикациях, в том числе, в пяти статьях в журналах из утвержденного ВАК Минобрнауки России Перечня российских рецензируемых научных журналов, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученых степеней доктора и кандидата наук.

1. А. В. Горбатюк, И. В. Грехов, Д. В. Гусин. Биполярные переключатели с распределенными микрозатворами. Условия вхождения в динамический пробой при выключении // Журнал технической физики. – 2009. – Т. 79. – Вып. 10. – С. 80–88.
2. А. В. Горбатюк, И. В. Грехов, Д. В. Гусин. Динамическая локализация тока при выключении мощных биполярных переключателей с микрозатворами // Физика и техника полупроводников. – 2010. – Т. 44. – Вып. 11. – С. 1577–1583.
3. А. В. Горбатюк, И. В. Грехов, Д. В. Гусин. О возможности увеличения рабочей частоты мощных биполярных переключателей с распределенными микрозатворами // Письма в Журнал технической физики. – 2010. – Т. 36. – Вып. 20. – С. 35–42.
4. А. В. Горбатюк, И. В. Грехов, Д. В. Гусин, Б. В. Иванов. Статические и динамические характеристики встречно-параллельного диода в составе переключающего силового модуля // Электротехника. – 2010. – В. 11. – С. 53–61.
5. А. В. Горбатюк, И. В. Грехов, Д. В. Гусин. Эффекты локализации тока в мощных биполярных переключателях с микрозатворами при неидеальной связи управляемых элементов // Журнал технической физики. – 2012. – Т. 82. – Вып. 5. – С. 57–65.
6. D. V. Gusin, A. V. Gorbatyuk, and I. V. Grekhov. Dynamic current localization in power bipolar switches with imperfect interconnections of controlled cells // Proceedings of the 12th International Conference and Seminar on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices EDM'2011 (Erlagol, Russia, 2011). – ISBN 978-5-7782-1708-9. – P. 132–136.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и списка использованных источников. Общий объем работы составляет 175 страниц текста, включая 73 рисунка, 6 таблиц и библиографический список из 132 наименований.

Глава 1 Современные проблемы мощной полупроводниковой электроники

1.1 Биполярные переключатели с распределенными микрозатворами

Становление мощной полупроводниковой электроники как научно-технического направления на стыке областей физики полупроводников, полупроводниковых приборов и электротехники произошло во второй половине XX в. Уже в начальном периоде ее развития была отмечена существующая и в настоящее время тенденция к увеличению мощности единичных приборов и устройств, что, как правило, отражается на снижении затрат на единицу преобразуемой или потребляемой энергии [1]. Выявлен и значительный потенциал в повышении энергоэффективности экономики в целом за счет расширения областей применения энергосберегающих преобразовательных устройств, через которые уже сегодня проходит не менее 50 % [2–4] всей вырабатываемой в промышленно развитых странах электроэнергии.

Исторически первыми активными приборами мощной полупроводниковой электроники стали биполярные транзисторы и созданные вскоре после них бистабильные переключатели на основе четырехслойных $p-n-p-n$ -структур [5], названные впоследствии тиристорами. Широкомасштабное их внедрение в мощные источники питания, преобразователи для электроприводов и линий электропередач [6] началось еще в 60-е гг. XX в. Тогда же были определены и ограничения на пути улучшения параметров этих приборов и расширения области их применения. Для биполярных транзисторов с плотностью коллекторного тока ~ 10 А/см² и блокируемым напряжением ~ 1 кВ был необходим мощный источник базового управляющего тока. Силовые высоковольтные тиристоры, рассчитанные на токи ~ 1 кА, имели большую рабочую площадь приборных структур (до десятков см²), что ограничивало их быстродействие из-за малой области первоначального включения и медленного распространения включенного состояния. В результате время включения лежало в субмикросекундном диапазоне, выключение по управляющему электроду было невозможно, а время выключения при уменьшении анодного тока ниже порогового значения достигало нескольких десятков микросекунд. С другой стороны, лучшими динамическими характеристиками обладали мощные вертикальные МДП-транзисторы с изолированными затворами, первые разработки которых были выполнены в 1970-е гг. Напряжение блокировки таких транзисторов в настоящее время достигает 1,0–1,7 кВ. Энергия в управляющей цепи расходуется только на перезарядку емкости затвора МДП-структуры при переходных процессах, тогда как в

статических условиях, для поддержания блокирующего и включенного состояний, энергозатраты практически равны нулю. Однако в открытом состоянии отсутствует концентрационная модуляция проводимости n - или p -слоя, играющего роль последовательного с каналом омического сопротивления. Поскольку напряжение блокировки увеличивается с толщиной этого слоя, то допустимые плотности тока весьма ограничены при больших напряжениях. И наоборот, для достижения высоких показателей по току напряжение блокировки не может быть высоким.

Совмещение биполярной и МДП-структур в одном приборе привело к созданию в 1980-е гг. биполярного транзистора с изолированным затвором (БТИЗ, или IGBT – от англ. Insulated Gate Bipolar Transistor), сочетавшего в себе преимущества [7] как биполярных приборов – инжекционную модуляцию проводимости, так и полевых – реализацию потенциального управления переключением. Конструкция первого IGBT была подобна n -канальному МДП-транзистору с затвором в форме V-образной канавки, в котором область стока была заменена слоем p -типа [8,9] с анодным контактом. Весь прибор состоял из нескольких тысяч распределенных по катодной грани n -канальных МДП-транзисторов и p^+ -шунтов, примыкающих к одному общему высоковольтному p - n - p -транзистору. Высокие блокируемые напряжения современных IGBT (до 6,5 кВ у кремниевых приборов) обеспечиваются за счет большой толщины слаболегированной базы (до 400–500 мкм), а требуемая величина тока включенного состояния в сочетании с высокими динамическими характеристиками – за счет параллельного соединения множества идентичных управляемых ячеек в одном полупроводниковом кристалле. Фактически IGBT представляют собой силовые интегральные схемы, состоящие из 10^4 – 10^5 ячеек при ширине каждой из них ~ 10 мкм и длине затвора в единицы или десятые доли микрон. Полупроводниковая структура отдельной ячейки схематически представлена на рис. 1. Принцип работы IGBT состоит в следующем. При смещении затвора относительно катода, меньшем порогового значения, прибор в целом находится в запертом состоянии: прикатодный МДП-транзистор закрыт, сильнолегированная p -область у катода (p^+ -шунт) поглощает появляющиеся за счет тепловой генерации дырки, а электроны рекомбинируют в n -базе. При подаче на затвор смещения, превышающего пороговое значение, в тонком p -слое под окислом образуется инверсный n -канал. В результате область стока МДП-транзистора фактически превращается в виртуальный эмиттер электронов, а все пространство между анодом и катодом IGBT – в n^+ - n - n' - p^+ -диод с малым падением напряжения. При подаче на затвор отрицательного смещения канал перекрывается, а дырки из n -базы экстрагируются через p^+ -шунт в катод. Прибор вновь переходит в закрытое состояние. Коммутируемая IGBT мощность (равная произведению тока включенного состояния на статическое блокируемое напряжение) сегодня достигает нескольких МВт, время включения – 10 нс,

время выключения – 100–500 нс. Многочисленные работы посвящены оптимизации существующих и разработке новых вариантов конструкций IGBT [10–13].

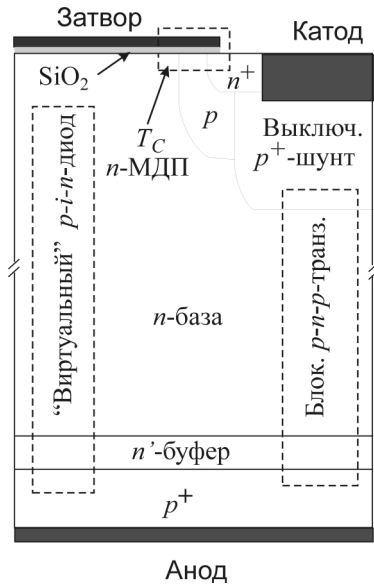


Рис. 1 — Поперечное сечение структуры управляемой ячейки IGBT

На основе высоковольтной $p-n-p-n$ -структуры и пары МДП-транзисторов (n - и p -канального), использующих в качестве подложек слои p -базы и n -эмиттера тиристора, может быть построен тиристор с МДП-управлением (МСТ [14] – от англ. MOS Controlled Thyristor). Структура управляемой ячейки такого тиристора приведена на рис. 2, а. Первый из полевых транзисторов при подаче на затвор смещения выше порогового значения соединяет слои n^+ -эмиттера и слаболегированной n -базы через индуцированный n -канал. При этом между катодом и анодом образуется виртуальная структура диодного типа $n^+-n-n'-p^+$, и прибор включается. В дальнейшем проводящее состояние поддерживается так же, как в обычном тиристоре. Если же затвор смещается отрицательно, то возникает p -канал, шунтирующий n^+-p -эмиттерный переход тиристора, вследствие чего p -база оказывается соединенной с катодом. Инжекция электронов прекращается, дырки из n -базы через p -слой и образовавшийся канал выводятся в катодный электрод, в n -базе формируется область объемного заряда (ООЗ), напряжение на которой растет, а ток через тиристор снижается. В результате прибор переходит в выключенное, блокирующее состояние. Иной разновидностью тиристора с полевым управлением является тиристор с МДП-управляемым эмиттером (EST [15,16] – от англ. Emitter Switched Thyristor, рис. 2, б); в его структуре катодный эмиттер основного тиристора не связан непосредственно с источником электронов и находится под «плавающим» потенциалом. После первичного включения по механизму IGBT контур тока переходит в основной тиристор. При этом n -канал играет роль балластного сопротивления.

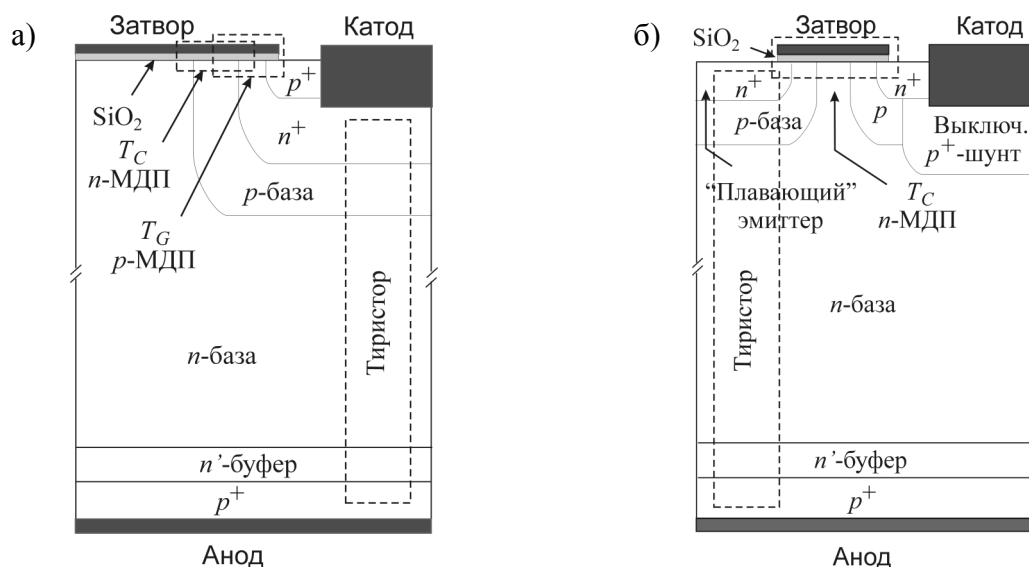


Рис. 2 — Поперечные сечения структур управляемых ячеек тиристоров с полевым управлением: а) с управляемым дивертором, б) с управляемым эмиттером

Рассмотренные выше силовые биполярные переключатели сходны в том, что высоковольтная биполярная структура как в транзисторном, так и в тиристорном вариантах выполняется монолитно с управляющими сильноточными полевыми транзисторами. Тем самым, управление процессами инжекции и экстракции носителей в каждой элементарной ячейке обеспечивается своим МДП-элементом, а внешний интерфейс представляет собой вывод затвора с большим входным сопротивлением. Возможен и иной способ управления проводимостью ячеек – при помощи дискретных активных компонентов, расположенных в одном гибридном модуле вместе с чипом силового биполярного переключателя. Анализ существующих на настоящий момент решений, предлагаемых ведущими производителями, свидетельствует о том, что данная концепция построения гибридных силовых модулей [17–19] развивается параллельно с дальнейшим совершенствованием монолитных интегральных схем с МДП-затворами типа IGBT [20,21]. При этом в качестве биполярных переключателей в таких модулях используются приборы тиристорного типа, обладающие, благодаря двойной инжекции во включенном состоянии, меньшими остаточными напряжениями и способные работать при большей плотности тока по сравнению с IGBT-транзисторами. Все они являются результатами развития идеи запираемого тиристора (3Т, или GTO – от англ. Gate Turn-off Thyristor) – двухоперационного бистабильного прибора с токовым управлением процессами выключения и включения. Отличительной особенностью запираемого тиристора является возможность выключения при положительном напряжении между анодом и катодом, осуществляемого мощным отрицательным импульсом тока через распределенный по поверхности прибора управляющий электрод (затвор). Феноменологический анализ процесса запираания на основе двухтранзисторной аналогии [5] и влияния параметров структуры на характери-

стики выключения был впервые выполнен в работе [22]. Там же приводятся и первые экспериментальные результаты – выключаемый ток силового запираемого тиристора во второй половине 1960-х гг. составлял 10 А. В дальнейшем выключаемый ток был доведен до 1–3 кА, а блокируемое напряжение – до 4,5 кВ [23]. С целью увеличения однородности управления большой рабочей площадью полупроводниковые структуры имеют разветвленные катодные эмиттеры и управляющие электроды, в то время как модулируемая по проводимости толщина слаболегированной n -базы остается технологически однородной в поперечном направлении (рис. 3). Контакты к n^+ -эмиттерам и p -базе соединяются параллельно и подключаются к внешним выводам катода (K) и затвора (G).

Процесс выключения запираемого тиристора по затвору начинается после подачи отрицательного управляющего импульса тока, достаточного для того, чтобы вывести накопленный в p -базе заряд и прервать регенеративную токовую связь [24] между катодным и анодным биполярными транзисторами в тиристорной структуре. Максимальное значение тока управления $I_{G\max}$ обычно ниже анодного тока $I_A^{(0)}$ включенного состояния [4,24].

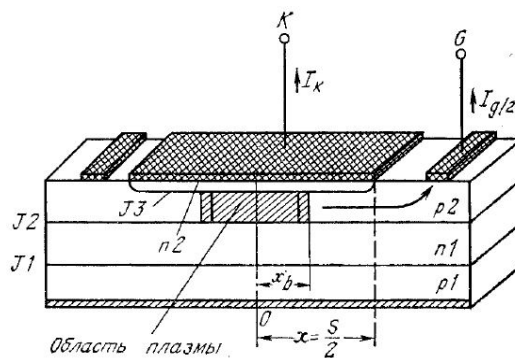


Рис. 3 — Поперечное сечение участка структуры запираемого тиристора. Источник: [25]

Количественная характеристика возможных режимов работы всех типов двухоперационных полупроводниковых переключателей дается коэффициентом выключения

$$\beta = \frac{I_A^{(0)}}{I_{G\max}}. \quad (1.1)$$

Исследованы различные способы повышения этого коэффициента с целью снижения энергетических потерь в управляющей цепи и достижения тем самым большего КПД системы в целом. Однако здесь приходится учитывать ряд других ограничений, обусловленных допустимой величиной тепловых потерь (определяемых, главным образом, переходными потерями на стадии выключения и статическими потерями во включенном состоянии). Кроме того, для безопасного осуществления операций включения и выключения по затвору необходимо ограничивать скорости нарастания анодного тока и напряжения соответственно, что требует

введения дополнительных пассивных компонентов, увеличивает сложность и стоимость устройств и создает значительные технические трудности при последовательном соединении GTO в высоковольтных схемах. По этим причинам GTO постепенно уступили место IGBT в системах средней мощности (до единиц МВт) и напряжения (1,0–4,5 кВ). Освоение более высоких напряжений связано с дальнейшим совершенствованием переключателей на основе современных модификаций тиристорных структур, допускающих запираение с единичным коэффициентом β без использования мощного источника тока, сравнимого с током нагрузки. Осуществление условия $\beta = 1$ означает полное прерывание инжекции электронов катодным эмиттером до начала обратного восстановления блокирующего коллекторного перехода. Существует множество способов реализации режимов запираения с $\beta = 1$ в гибридных силовых модулях на основе тиристорных чипов [26,27]. Такие чипы изготавливаются по микроэлектронной технологии и отличаются от традиционных асимметричных GTO значительно меньшими характерными поперечными размерами ячеек (а вместе с ними, и ширинами катодных эмиттеров), составляющими 10–20 мкм. Уменьшенная ширина тиристорной ячейки позволяет достичь лучшей управляемости (более высокого быстродействия при включении и меньшего падения напряжения на p -базе при протекании тангенциального тока под эмиттером при выключении), а гибридная интеграция биполярного переключателя с управляющими полевыми транзисторами и другими компонентами позволяет использовать в производстве отдельные независимые технологические циклы, отработанные соответственно для изготовления высоковольтных биполярных и сильноточных быстродействующих МДП-структур. Простейшим способом перевода эмиттеров всех тиристорных ячеек чипа в режим отсечки инжекции является их шунтирование по внешней цепи затвора с помощью мощного низковольтного МДП-транзистора [17,27]. Возможно и приложение отрицательного смещения к катодному эмиттерному переходу от внешнего источника напряжения [18]. Наконец, ток катода может быть прерван последовательно включенным в катодную цепь МДП-транзистором [28–30] и коммутирован в шунтирующую цепь затвора. Реализация перечисленных выше режимов в различных конструкциях приборов схематически показана на рис. 4. В каждой управляемой ячейке выделена биполярная часть с тиристорной структурой (см. рис. 4, а, б, в, д, е, а также рис. 5), представленной двумя связанными транзисторами [5] – катодным T_{npn} и анодным T_{pnp} . МДП-транзисторы, управляющие процессами инжекции и экстракции носителей в биполярной части, встроены в силовой модуль путем гибридной интеграции (рис. 4, б, в) или выполнены монолитно (рис. 4, г, д, е) с биполярной частью.

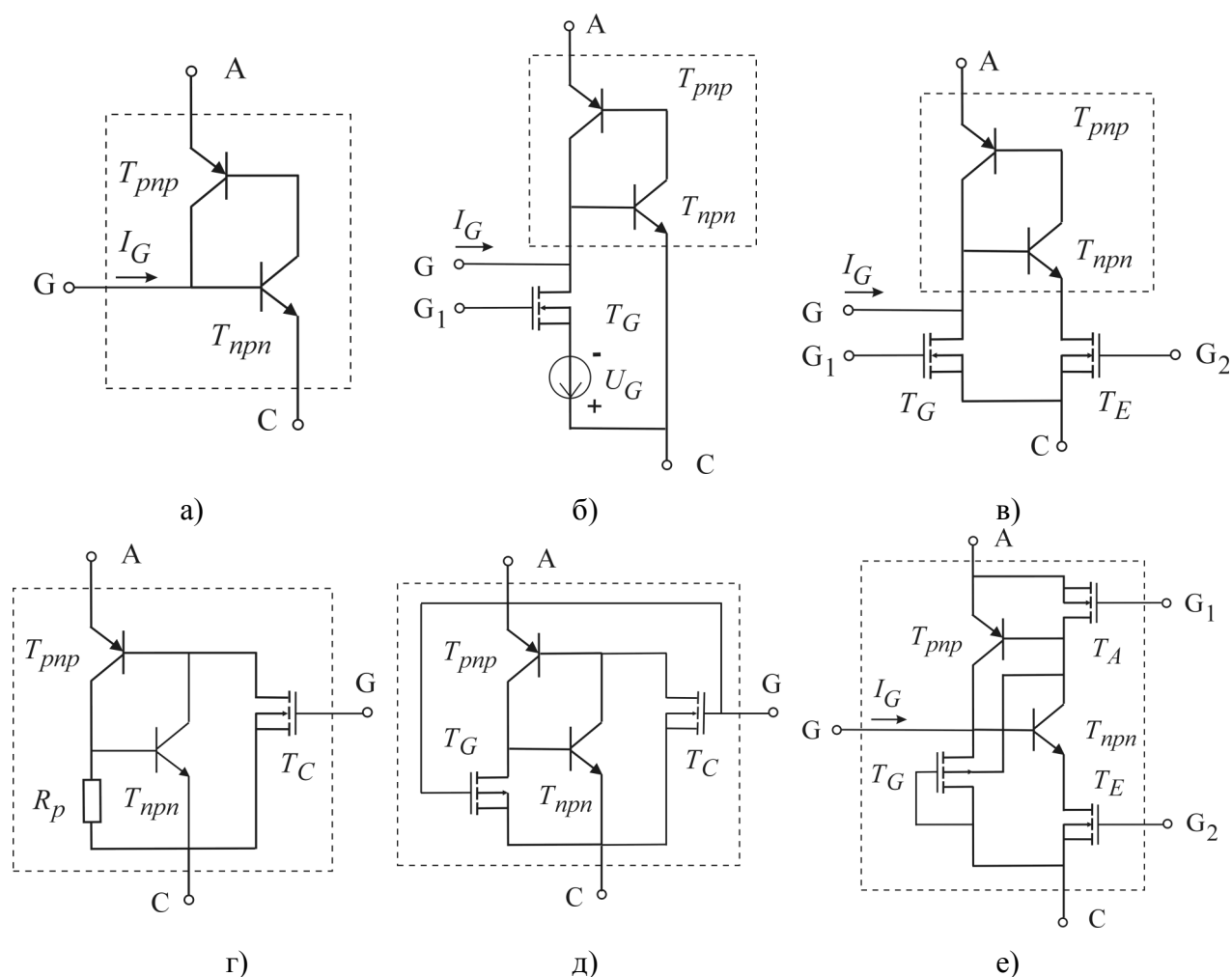


Рис. 4 — Эквивалентные схемы управляемых ячеек различных типов современных биполярных переключающих приборов: запираемых тиристоров классической конструкции (а), с интегрированным управлением (б), с каскодным выключением (в); биполярного транзистора с изолированными затворами (г); тиристора с катодным дивертором с МДП-управлением (д); тиристора с каскодным n -канальным МДП-транзистором, а также катодным и анодным диверторами (е)

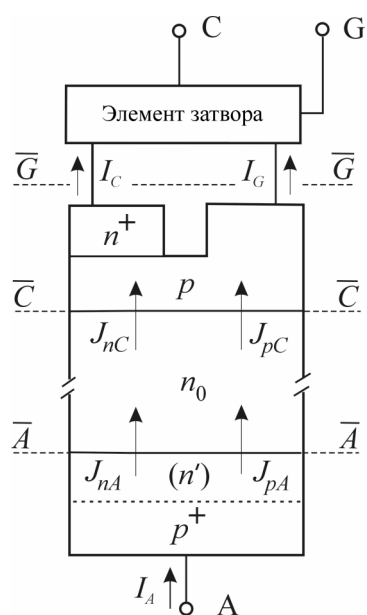


Рис. 5 — Поперечное сечение управляемой ячейки биполярного переключателя с распределенными микрозатворами: сверху — управляющий элемент затвора, снизу — биполярная часть структуры

Общая характеристика механизма включения всех рассмотренных выше типов биполярных приборов состоит в возникновении «виртуального» распределенного электронного эмиттера при подаче соответствующего управляющего воздействия на вывод затвора. В процессе выключения по затвору неосновные носители выводятся из слаболегированной n -базы в катод через канал дивертора, в качестве которого выступает пассивный шунт (p^+ -слой с сопротивлением R_p в случае IGBT, рис. 1 и 4, г) или активный элемент – МДП-транзистор (рис. 4, в, д, е), шунтирующий катодный (а также, в некоторых конструкциях, и анодный) эмиттерный переход биполярного переключателя. Отличие гибридной интеграции от монолитной здесь состоит лишь в том, что в первом случае управление модуляцией проводимости в биполярной части осуществляется внешними быстродействующими активными компонентами, соединенными со всеми ячейками (или группами ячеек) чипа биполярного переключателя. Отмеченные выше общие черты переходных процессов из включенного состояния в выключенное и обратно позволяют сделать обобщение и отнести все рассмотренные типы биполярных приборов ключевого типа к классу биполярных переключателей с распределенными микрозатворами (БПМЗ).

Структура управляемой ячейки БПМЗ (рис. 5) содержит биполярную часть (рассчитанную на блокирование заданного напряжения в запертом состоянии) транзисторного или тиристорного типов и примыкающий к ней через интерфейс $\bar{G}-\bar{G}$ затвор. Представленный здесь в обобщенном виде, в конкретной реализации БПМЗ он может содержать пассивные шунты, диоды, интегральные или дискретные полевые транзисторы. Функция затвора состоит в управлении через интерфейс $\bar{G}-\bar{G}$ токами инжекции электронов I_C и экстракции дырок I_G и, тем самым, инжекционной модуляцией проводимости биполярной части прибора. В частности, для приведенной структуры вида $p^+-n'-n_0-p-n^+$, затвор открывает или запирает инжекцию электронов из управляемого катодного эмиттера, и, соответственно, запирает или открывает экстракцию дырок. Независимо от конкретной конструкции затвора, мы в дальнейшем будем называть инжектирующие элементы эмиттерами, а экстрагирующие – диверторами. Данное представление справедливо, в том числе, и для всех рассмотренных выше режимов управления затвором в гибридных тиристорных модулях.

Через интерфейсы $\bar{A}-\bar{A}$ и $\bar{C}-\bar{C}$ на рис. 5 обозначены соответственно анодная и катодная границы слаболегированной n -базы, общей для всей интегральной схемы, а через С, А и G – внешние контакты катода, анода и драйвера (цепи управления) затвора в данной управляемой ячейке.

Переход от сосредоточенного к распределенному управлению инжекцией и экстракцией в сильноточных биполярных полупроводниковых приборах является на настоящий момент главным направлением в разработке современных переключателей больших токов, вне-

дряемых в устройства частотного преобразования электроэнергии. Достигнутые к 2010 г. максимальные величины коммутируемых токов I_{mcc} и блокируемых напряжений U_{st} силовых полупроводниковых приборов приведены на следующей диаграмме (рис. 6, [4,7,31]).

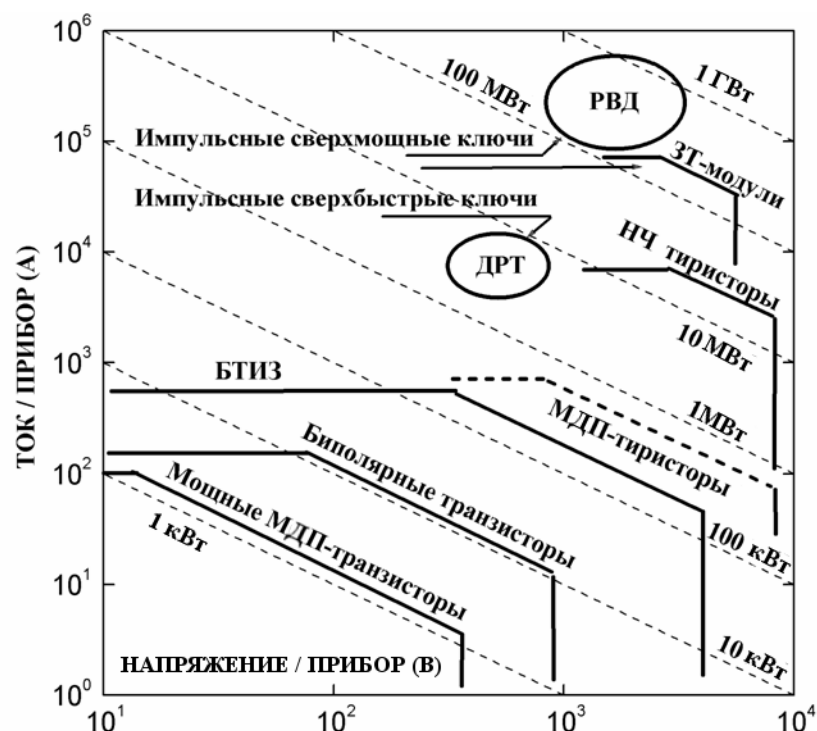


Рис. 6 — Предельные показатели токов и напряжений полупроводниковых ключей

В преобразовательной технике средней мощности доминируют биполярные транзисторы с изолированными затворами (произведение $I_{mcc}U_{st}$ достигает 2–3 МВт). Запираемые тиристоры и гибридные тиристорные модули с интегрированным управлением способны работать в области более высоких блокируемых напряжений [32], по сравнению с выпускаемыми IGBT, и коммутировать мощность в десятки МВт на прибор, однако имеют более жесткие ограничения по рабочей частоте. Области применения данных приборов – мощные электроприводы на транспорте и в промышленности, управляемые системы электропередач переменного тока (FACTS – от англ. Flexible Alternating Current Transmission System) в электроэнергетике. Сравнимые коммутируемые мощности при блокируемых напряжениях до 10 кВ достигнуты низкочастотными тиристорами, на основе которых строятся преобразователи высоковольтных электропередач постоянного тока. Наиболее мощными из полупроводниковых приборов до настоящего времени остаются реверсивно-включаемые диодисторы (РВД, $I_{mcc}U_{st} \sim 1$ ГВт [33]), области применения которых – импульсные генераторы в системах питания сверхмощных лазеров, ускорителей, других крупномасштабных исследовательских установок, а также ряда электротехнологических комплексов промышленного назначения. Импульсная мощность порядка 10 МВт коммутируется сверхбыстродействующими диодны-

ми размыкателями тока (ДРТ) и приборами на эффекте субнаносекундного лавинного пробоя высоковольтных p – n -переходов. Наконец, следует отметить разработки силовых полупроводниковых приборов на широкозонных материалах (прежде всего, карбиде кремния 4H-SiC и гетероструктурах на основе нитридов галлия и алюминия GaN/AlGaN), перспективных как для мощной импульсной, так и для высокочастотной и высоковольтной преобразовательной аппаратуры [34].

1.2 Области безопасной работы

Максимально допустимые величины коммутируемых токов и рабочих напряжений полупроводниковых переключателей, вообще говоря, находятся в зависимости от реализуемых режимов функционирования как управляющей, так и силовой цепей. При этом критически важны для надежной работы прибора не только сами величины I_{mcc} и U_{st} (характеризующие стационарные состояния БПМЗ – проводящее и блокирующее), но и траектории в плоскости ток – напряжение, описывающие взаимосвязь мгновенных значений I и U в переходных процессах включения и выключения. Положения таких траекторий переходных процессов в координатах $I - U$, динамическое прохождение которых не приводит к безусловному отказу – необратимому выходу прибора из строя, определяют его область безопасной работы (ОБР). Для обеспечения безопасного выключения по затвору траектория должна оставаться в пределах ОБР при обратном смещении – RBSOA (от англ. Reverse Biased Safe Operating Area). При включении, а также в проводящем состоянии в условиях короткого замыкания в силовой цепи существенна ОБР при прямом смещении – FBSOA (от англ. Forward Biased Safe Operating Area). Обратное или прямое смещения здесь относятся к блокирующему коллекторному переходу. Границы указанных областей технически выражают ряд фундаментальных ограничений, присущих применяемым материалам, конструкциям и физическим механизмам функционирования приборов. Анализ факторов, совместное действие которых приводит к этим ограничениям, чрезвычайно актуален при поиске новых конструкций и материалов для БПМЗ с все более высокими эксплуатационными параметрами. Он также необходим при определении практической величины запаса по электрической перегрузке, связанной с выходом за пределы областей безопасной работы. Исследование ограничений ОБР для различных классов силовых приборов выполнялось в ряде работ, например, в [35–39], а соответствующий обзор можно найти в монографиях [4,7]. Далее будут изложены и критически оценены достигнутые к настоящему времени результаты исследований в данном направлении, а предварительно следует более подробно рассмотреть типы и режимы функ-

ционирования внешних цепей, определяющие взаимное расположение границ областей безопасной работы и $I - U$ -траекторий в переходных процессах.

Наиболее распространенным приложением БПМЗ в преобразовательной технике являются инверторы напряжения, предназначенные для формирования на нагрузке (как правило, обмотках статора асинхронного электродвигателя, обладающих большой индуктивностью) переменного синусоидального напряжения, получаемого из постоянного напряжения U_{st} источника питания. Простейший двухуровневый вариант мостовой схемы трехфазного инвертора на IGBT-транзисторах приведен на рис. 7. Управление силовыми ключами $S_1 - S_6$ осуществляется по закону [40] широтно-импульсной модуляции (ШИМ), позволяющей сформировать выходное напряжение требуемой амплитуды и частоты.

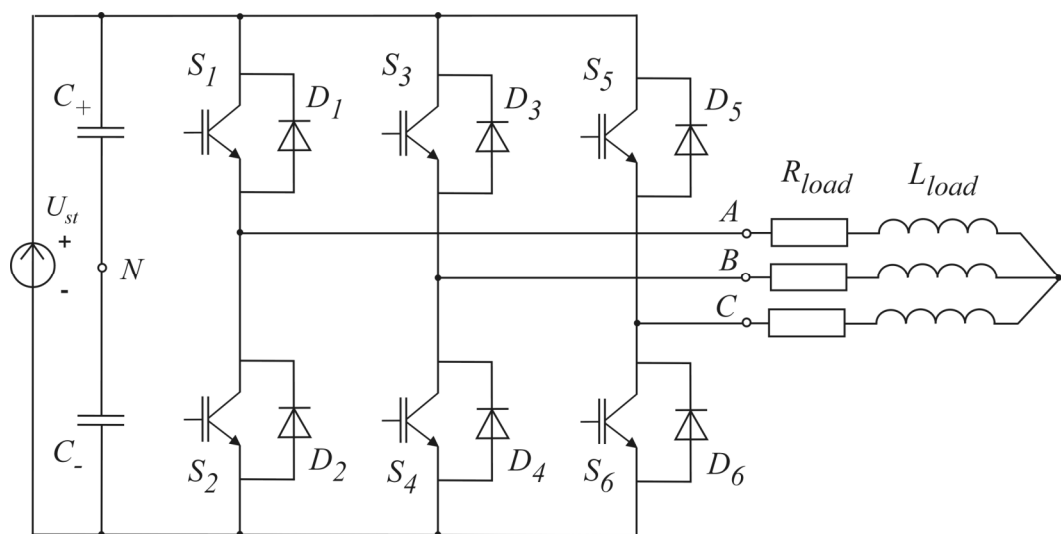


Рис. 7 — Трехфазная схема инвертора напряжения с активно-индуктивной нагрузкой

Для теоретического анализа переходных процессов в БПМЗ и встречно-параллельном быстродействующем диоде свободного хода на протяжении одного периода ШИМ и при проведении измерений или испытаний с единичными образцами приборов целесообразно использовать эквивалентную схему (рис. 8) с силовым ключом из одного плеча моста и диодом из другого плеча моста. В течение одного периода модуляции (выбираемого, как правило, значительно меньшим по сравнению с периодом выходного напряжения инвертора) допустимо считать ток индуктивной нагрузки мало изменяющимся, и рассматривать лишь его перераспределение между ключом S и диодом D_F . В таком случае исследуемый биполярный переключатель S функционирует как прерыватель источника постоянного тока I_{load} . Переходу его в проводящее состояние сопутствует обратное восстановление диода, и наоборот, процесс запираания ключа сопровождается изменением полярности напряжения на диоде с обратного на прямое смещение. В схему введена также паразитная индуктивность L_s , зависящая от конструкций как самих силовых переключающих модулей, так и внешних элемен-

тов силовых цепей, а также от их взаимного расположения. Траектории включения и выключения для любого прибора класса БПМЗ в рассматриваемой цепи показаны схематически на рис. 9 (кривые *1-ON* и *1-OFF* соответственно). Отметим, что приведенная схема пригодна для моделирования частотной работы БПМЗ не только в инверторе напряжения, но и в более широком классе устройств, формирующих требуемый временной закон изменения напряжения и тока на индуктивной нагрузке.

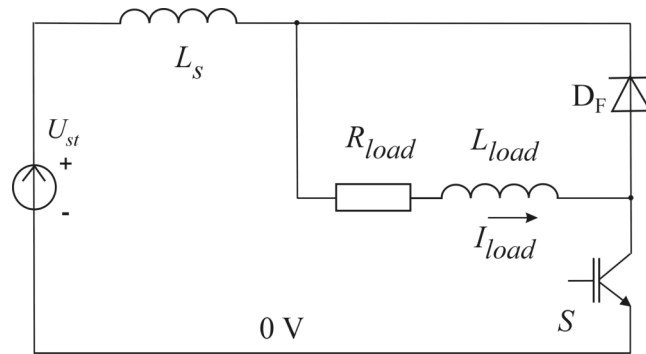


Рис. 8 — Эквивалентная схема для анализа процессов переключения в силовом ключе S и диоде D_F

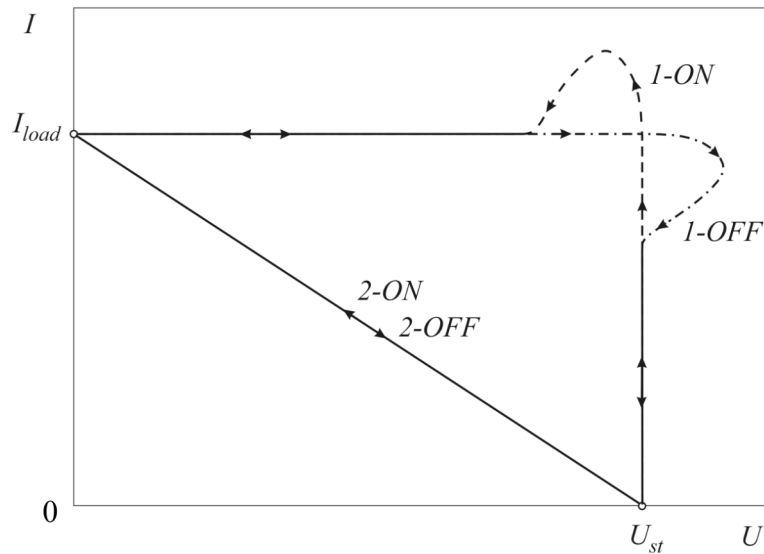


Рис. 9 — Связи тока и напряжения в переходных процессах переключения БПМЗ в эквивалентной схеме инвертора с индуктивной нагрузкой (кривые *1-ON*, *1-OFF*) и в схеме с омической нагрузкой (*2-ON*, *2-OFF*)

С целью упрощения анализа допустимо пренебречь малым омическим сопротивлением нагрузки R_{load} и считать диод идеальным. При сделанных допущениях процесс выключения состоит из следующих двух стадий. С момента подачи запирающего импульса на затвор БПМЗ анодный ток $I_A(t)$ остается постоянным ($I_A = I_{load}$) до тех пор, пока анодное напряжение не превысит напряжения источника U_{st} . Когда же $U(t) > U_{st}$, происходит ответвление тока в диод свободного хода:

$$\begin{aligned} L_s \frac{dI_A}{dt} &= U_{st} - U(t), \\ I_{load} &= I_A(t) + I_D(t), \end{aligned} \quad (1.2)$$

причем скорости спада тока ключа и нарастания тока диода равны по абсолютной величине. Наличие паразитной индуктивности приводит к перенапряжению $U(t) > U_{st}$ в течение некоторого периода времени после открытия диода, увеличивая риск выхода за пределы области безопасной работы RBSOA (как правило, характеризующейся тем, что ее верхняя граница по току снижается с ростом напряжения). Поскольку граница этой области по напряжению заведомо не превосходит статического блокируемого значения U_{st}^{av} , то при заданных значениях тока I_{load} и индуктивности L_s напряжение источника должно быть ниже U_{st}^{av} . Например, для производимого фирмой “Hitachi” IGBT-модуля [41] с $U_{st}^{av} = 6,5$ кВ при $I_{load} = 1$ кА и $L_s \leq 300$ нГн установлено ограничение $U_{st} \leq 4,4$ кВ. Если по горизонтальной оси отложить максимальное анодное напряжение U_{max} , то значению $U_{max} = U_{st}^{av}$ будет, очевидно, соответствовать нулевой ток нагрузки, а с уменьшением U_{max} допустимый ток нагрузки увеличится. Приведенный пример показывает, что ОБР при работе в конкретном типе схемы удобно изображать не как область безопасных траекторий, а как область, ограниченную критическими значениями тока и напряжения в начальном и конечном состояниях соответственно. Такое ее представление используется далее и в настоящей работе.

В процессе включения БПМЗ скорость нарастания анодного тока переключателя определяет скорость спада прямого тока диода и динамику его обратного восстановления. Через некоторое время ток диода меняет знак на противоположный и может по абсолютной величине превышать ток нагрузки, протекавший через диод перед началом его запираания. Поэтому данный процесс сопровождается токовой перегрузкой БПМЗ и весьма вероятным выходом за границы ОБР при прямом смещении. С наибольшим риском выхода из строя связана такая перегрузка для переключателей, прямая вольтамперная характеристика (ВАХ) которых не имеет насыщения (рис. 10).

Для того, чтобы акцентировать внимание на физических процессах в приборных структурах при работе вблизи границ ОБР и при выходе за них, может рассматриваться упрощенный случай силовой цепи с источником напряжения U_{st} и нагрузкой с чисто активным сопротивлением R_{load} . При этом напряжение анод-катод связано с протекающим анодным током простейшей линейной зависимостью

$$U(I_A, I_A^{(0)}) = U_{st} \left(1 - \frac{I_A}{I_A^{(0)}} \right). \quad (1.3)$$

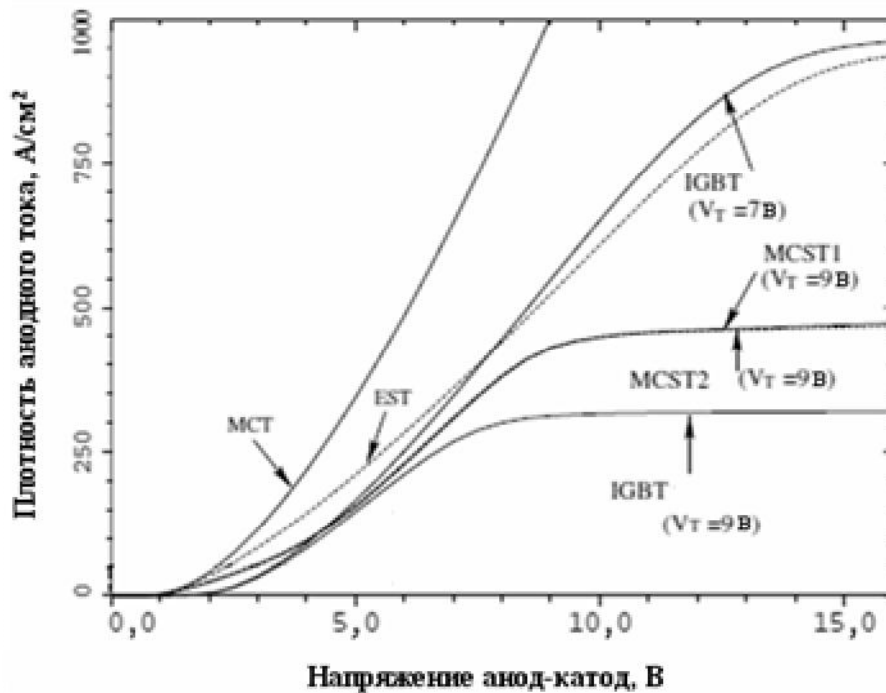


Рис. 10 — Прямые ВАХ для разных приборов класса БПМЗ по данным работы [16] для различных типов приборов со временем жизни в базе 30 мкс при напряжении на затворе +15 В. Насыщение характеристик в области больших токов имеется у биполярных транзисторов с изолированными затворами (IGBT), тиристоров с МДП-управляемыми эмиттерами различных конструкций (EST, MCST1, MCST2). Насыщение характеристик отсутствует у классических запираемых тиристоров и тиристоров с МДП-управляемыми диверторами (MCT)

Через $I_A^{(0)} = I_{load}$ в (1.3) обозначен анодный ток во включенном состоянии БПМЗ, а через I_A — текущее значение тока в переходном процессе. Здесь дополнительно предполагается малость остаточного падения напряжения на включенном приборе по сравнению с текущим напряжением U , что справедливо на протяжении всего процесса запираания, за исключением пренебрежимо малого интервала времени (не более 10–20 нс) после начала запираания, когда обратное восстановление блокирующего перехода еще не началось. Введенная величина $I_A^{(0)}$ может варьироваться в широких пределах путем изменения сопротивления нагрузки, согласно условию $U_{st} = R_{load} I_A^{(0)}$. Переходные процессы в биполярном переключателе, работающем в такой цепи, характеризуются одновременным изменением тока и напряжения (рис. 9, линии 2-ON, 2-OFF) в силу их жесткой линейной связи согласно (1.3). Поэтому в рассматриваемой цепи на стадиях включения и выключения БПМЗ не возникают специфические для схемы инвертора токовые перегрузки и перенапряжения. Граница ОБР в этом случае может интерпретироваться как соотношение между допустимыми величинами прямого выключаемого тока и блокируемого напряжения. Для избегания возможного выхода траектории в координатах $I - U$ за пределы ОБР необходимо ограничивать ток $I_A^{(0)}$, если задано рабочее напряжение $U_{st} \leq U_{st}^{av}$.

1.3 Неоднородности динамических переменных в сильноточных инжекционных структурах

Разработка мощных полупроводниковых переключателей класса БПМЗ позволила распространить управляющее воздействие на большую рабочую площадь прибора¹, необходимую для коммутации больших токов, и при этом обеспечить высокие динамические характеристики за счет уменьшения поперечных размеров ячеек и использования быстродействующих активных элементов для управления инжекцией и экстракцией носителей. Кроме того, переход от дискретных силовых приборов к интегральным микросхемам сделал актуальной разработку «интеллектуальных» силовых модулей, системы управления которыми на аппаратном или программном уровне адаптируют управляющие воздействия в соответствии с текущими значениями ряда электрических и тепловых параметров в элементарных ячейках и реализуют встроенные функции защиты от перенапряжения, токовой перегрузки, превышения рабочей температуры и т. д. Достигнутые результаты, однако, отстают от возрастающих потребностей многих приложений, таких как преобразовательные установки транспортных средств с гибридным приводом и систем FACTS. Диапазон токов, напряжений и удельных коммутируемых мощностей в этих областях техники постоянно расширяется, выходя за допустимые значения для существующих на настоящий момент приборов, поэтому активно ведущиеся исследования и разработки в области силовой электроники направлены на максимально полное использование физических свойств полупроводниковых материалов. Сосредоточение большой энергии в элементах силовых цепей и тенденция приближения к экстремальным режимам работы, обусловленным физическими параметрами материала, существенно усиливают опасность не вполне детерминированных отклонений и перегрузок, способных привести к отказу прибора или его аварии с выводом из строя как самого переключателя, так и всей преобразовательной установки. Под условным отказом понимается выход некоторых характеристик прибора за установленные границы, происходящий в процессе эксплуатации. В частности, к такому отказу приводит рост утечек (превышающих заданную в технических условиях величину) в блокирующем состоянии из-за ускорения тепловой генерации носителей в структуре при повышении температуры кристалла. Данное изменение характеристик прибора в принципе может быть зафиксировано системой защиты силового модуля, предотвращающей, тем самым, развитие аварийного режима с безусловным отказом – выходом прибора из строя. Конечной стадией этого сценария при выходе за границы ОБР является разрушение приборной структуры (локальное расплавление материала и (или) его

¹ до 100 см² для современных мощных приборов тиристорного типа, таких как ГТО и запираемые тиристоры с интегрированным управлением [18]

повреждение из-за механических напряжений, вызванных высокими градиентами температуры) при возникновении очага с высокой плотностью тепловыделения. В то же время, иницирование такого сценария в большинстве случаев происходит под влиянием чисто электронных механизмов в изотермических условиях [7]. Основную роль при этом играют:

- 1) транспортные процессы в биполярной части каждой из управляемых ячеек (представляющей собой многослойную полупроводниковую структуру, специфически неоднородную в направлении, перпендикулярном к слоям, и квазиоднородную по двум другим направлениям [42]);
- 2) взаимодействия ячеек через распределенные по поверхности пластины электроды анода, катода и затвора, связанные с внешними источниками силового тока или напряжения, а также управляющих воздействий.

Исследование неоднородностей рабочих неравновесных параметров среды как в стационарных состояниях, так и в переходных процессах является существенным для понимания и предсказания предельных ограничений безопасных режимов работы БПМЗ.

Распределения параметров полупроводниковой среды (в частности, концентраций свободных носителей, напряженности электрического поля) в биполярных структурах по нормали к слоям обусловлены технологическими профилями легирования приборной структуры и действующими механизмами взаимосвязи электронных и дырочных компонент тока. При этом могут реализовываться несколько состояний [42]:

- 1) включенное состояние, в котором базовая n -область каждой управляемой ячейки БПМЗ заполнена электронно-дырочной плазмой с типичным (для силовых интегральных схем) порядком концентрации 10^{16} см^{-3} [43], коллекторный переход смещен в прямом направлении, и прибор в целом подобен $p-i-n$ -диоду в проводящем состоянии;
- 2) выключенное состояние, когда система подобна обратносмещенному диоду: внешнее приложенное напряжение $U \sim 1 \text{ кВ}$ блокируется ООЗ коллекторного перехода, проникающей в слаболегированную n -базу на глубину 100–500 мкм (для случая кремния);
- 3) переходные состояния, в которых область объемного заряда коллектора соседствует с квазинейтральной плазмой в n -базе; такие расслоения рабочего пространства на плазменную область и область пространственного заряда имеют место в переходных процессах включения и выключения. Характерной особенностью таких состояний является сочетание высокого напряжения и большого тока ($U \sim 1 \text{ кВ}$ и $J \sim 100 \text{ А/см}^2$ соответственно).

Наряду с рассмотренными концентрационно-полевыми расслоениями по нормали к слоям, в приборных структурах силовой микроэлектроники могут возникать и неоднородности рабочих параметров полупроводниковой среды в поперечных направлениях. Такие неоднородности обусловлены взаимодействиями различных участков рабочей площади инте-

гальной схемы посредством объемных потоковых и полевых связей, а также через распределенные по поверхности кристалла электроды. При неизменных полных токах внешних выводов становится возможным перераспределение плотности тока по площади структуры с превышением средней ее величины в десятки-сотни раз с соответствующей аварийной локализацией выделения тепла. Тем самым, эффекты локализации тока обуславливают ограничения характеристик диодов [44,45] и всех биполярных переключающих приборов [37,38,46], основной принцип построения которых предусматривает как можно более однородную по площади модуляцию проводимости и достижение за счет этого высокой полной коммутируемой мощности. Для рассмотрения источников и механизмов развития неоднородностей плотности тока в интегральной структуре БПМЗ удобно выделить модулируемую по проводимости слаболегированную базу как объект управления и примыкающий к ней катодный транзистор с дискретно-распределенным затвором как быстродействующую управляющую оболочку. В таком представлении основные источники неоднородностей связываются:

- 1) со специфическими свойствами управляющей подсистемы – ее пространственной дискретностью (обусловленной параметрами используемой планарной технологии интегральных схем), динамическими характеристиками (временами задержки распространения управляющего воздействия к различным ячейкам), а также электрически неэквивалентными положениями управляемых ячеек в интегральной схеме;
- 2) с различиями параметров полупроводниковых структур ячеек [38] из-за несовершенства планарной технологии (например, с разбросом времен жизни носителей в слаболегированной базе, коэффициентов инжекции анодного и катодного эмиттеров);
- 3) со специфическими свойствами четырехслойных $p-n-p-n$ -структур (относящихся к системам с S -образной статической ВАХ) – неустойчивостью однородного распределения тока с формированием шнуров тока [47] на участке характеристики с отрицательным дифференциальным сопротивлением (ОДС), а также с возникновением [48] такого участка в условиях лавинного пробоя блокирующего $p-n$ -перехода.

Степень влияния динамических неоднородностей рабочих параметров среды, вызванных перечисленными выше факторами, на положения границ ОБР зависит, прежде всего, от соотношения количественных масштабов опасных (способных привести к отказу прибора) неоднородностей таких параметров и соответствующих масштабов их изменения в номинальных режимах работы БПМЗ и диодов. Наиболее критичными в отношении развития опасных локализаций тока являются стадии включения и выключения, связанные с динамическим прохождением состояний с одновременно высокими значениями U и J . На стадии включения неоднородность распределения тока является результатом неодновременного перехода различных участков структуры в проводящее состояние. Данная проблема, особенно

актуальная для тиристорных структур с большой рабочей площадью, рассматривалась на феноменологическом уровне в работах [49,50]. Для тиристоров с сосредоточенным электродом управления неудовлетворительные (для большинства современных приложений) динамические характеристики процесса включения определялись ограниченной скоростью распространения включенного состояния. С разработкой приборов тиристорного и транзисторного типов с распределенными микрозатворами данное ограничение перестало быть определяющим благодаря уменьшению поперечных размеров управляемых ячеек до нескольких единиц-десятков микрон. С другой стороны, комплекс эффектов локализации тока на стадии выключения продолжает оставаться важнейшим фундаментальным фактором, препятствующим дальнейшему увеличению коммутируемой единичным прибором мощности, особенно при переходе к более высоким рабочим напряжениям (в диапазоне 4,5–6,5 кВ для производимых ныне БПМЗ и выше для перспективных высоковольтных приборов).

1.4 Динамический лавинный пробой

Стадия размыкания тока протекает в условиях рассасывания предварительно накопленной электронно-дырочной плазмы в базе блокирующего p – n -перехода и образования там области сильного поля. Наличие одновременно больших величин тока и напряжения, во-первых, приводит к возрастанию вносимых на этом временном интервале тепловых потерь, а во-вторых, способствует увеличению напряженности поля в области пространственного заряда и возникновению динамического лавинного пробоя (ДЛП) при выключении БПМЗ по затвору. Это явление имеет место при протекании тока через ООЗ и проявляется при напряжениях, меньших блокируемого напряжения в статических условиях, которое, в свою очередь, не должно превосходить напряжения статического лавинного пробоя для данного прибора. Последнее может быть найдено с помощью сравнительно простых расчетов при известных зависимостях коэффициентов ударной ионизации от поля [25,51].

Сам факт снижения порога динамического пробоя по напряжению относительно статического был впервые обнаружен при восстановлении высоковольтного диода со слаболегированной n -базой [52]. Вскоре в работе [53] было показано теоретически, что такой эффект возможен благодаря сильным искажениям электрического поля распределенными зарядами экстрагируемых неосновных носителей (дырок), совпадающими по знаку с зарядами ионизированных доноров базовой области. Это облегчает достижение больших локальных полей $\sim 2 \cdot 10^5$ В/см в области объемного заряда и развитие лавинного пробоя там, где распределение поля вдоль направления протекания тока имеет максимум. Проблемы динамического лавинного пробоя приборов класса БПМЗ интенсивно изучались еще на этапе их первичных раз-

работок [54]. Результатом этого периода явилось промышленное освоение IGBT с рабочим напряжением до 2–3 кВ, которые приблизительно к 2000 г. вытеснили полупроводниковые переключатели всех других типов из преобразовательной техники малой и средней мощности. Тем не менее, исследование ДЛП остается актуальным и в настоящее время, поскольку этот эффект обуславливает принципиальные ограничения на пути освоения более высоких мощностей и увеличения рабочего напряжения выше 3–5 кВ. Появление новых конструкций БПМЗ и начало освоения широкозонных полупроводниковых материалов (4H-SiC, GaN) также способствуют возрастанию интереса к лавинному пробоя и связанным с ним явлениям. Известные аналитические критерии ДЛП (см., например, [53]), основывающиеся на условии обращения в единицу ионизационного интеграла, неприменимы для практического нахождения предельной коммутируемой мощности: согласно этому условию в момент начала пробоя ток стремится к бесконечности, тогда как в технике ток всегда ограничен. В то же время имеются данные, основанные на экспериментах и численном моделировании [46], показывающие, что опасность разрушения прибора возникает уже на той стадии ДЛП, когда ток генерированных лавинным умножением носителей мал по сравнению с полным током в ООЗ, и коэффициент размножения составляет всего несколько единиц. При этом степень локализации плотности тока и тепла достигает 20, а абсолютная величина плотности тепловыделения – $2,6 \cdot 10^8$ Вт/см³, что и приводит к быстрому локальному росту температуры (со скоростью ~ 150 К/мкс) и, в конечном счете, к повреждению приборной структуры. Возможным объяснением такой локализации является появление участка характеристики с ОДС в условиях однородного по рабочей площади пробоя. Генерируемые ударной ионизацией электроны деформируют распределение электрического поля вдоль *n*-базы, что приводит к некоторому снижению напряжения на ООЗ и возникновению слабо выраженного ОДС. При анализе механизма разрушения приборов в условиях ДЛП в [46] указывается на сходство в динамике переходных процессов выключения биполярных переключателей (конкретно, 3Т с каскодным выключением) и обратного восстановления высоковольтных диодов, не имеющих, в отличие от БПМЗ, специфической конструктивной неоднородности в поперечном направлении, и обладающих меньшей рабочей площадью.

Следует, однако, отметить, что сделанные в [46] заключения представляются не бесспорными. Во-первых, известны расчетно-теоретические работы [38,55,56], согласно которым динамическое перераспределение тока на стадии запираания БПМЗ инициируется именно малым случайным технологическим разбросом параметров структур (на фоне их конструктивной поперечной дискретности в виде чередующихся эмиттерных и базовых участков), а в эволюции такого перераспределения в опасную локализацию тока критическую роль играет ДЛП. Во-вторых, малое ОДС, возникающее согласно [46] при плотностях тока в сотни

А/см^2 , должно соответствовать весьма большому времени нарастания поперечной неоднородности тока. Однако количественные оценки и сравнения этого времени с длительностью стадии однородного запираания в [46] не выполнялись. Наконец, имеются надежные доказательства того, что неустойчивость и шнурование тока могут иметь место и в системах с положительным дифференциальным сопротивлением [57]. В работе [58] было показано, что порог неустойчивости тока при квазистатическом лавинном пробое p^+-n -переходов понижается для поперечных флуктуаций плотности тока с длиной волны, меньшей толщины ООЗ. Однородный по площади перехода пробой становится неустойчивым при плотностях тока $J \ll J_{ds} = qN_0v_s$ (здесь q – абсолютная величина заряда электрона, N_0 – концентрация доноров в n -слое, v_s – скорость насыщенного дрейфа электронов). В механизме такой неустойчивости определяющим является численное различие зависимостей коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок от поля. Подчеркнем, что рассмотренная неустойчивость возникает в условиях положительного дифференциального сопротивления однородной ВАХ. Недавно возможность развития такой неустойчивости [59] была принципиально доказана и для режимов с большими токами. Тем не менее, следует констатировать, что строгой теории для указания практических условий возникновения ДЛП в биполярных приборах в настоящее время не существует.

В связи с потребностями преобразовательной техники в полупроводниковых переключателях, обладающих все более высокими блокируемым напряжением и коммутируемой мощностью в расчете на один прибор, в последние 10–15 лет было выполнено большое число прикладных расчетно-теоретических и экспериментальных работ. В основном они посвящены какому-либо конкретному представителю класса БПМЗ и, более того, определенной конструкции прибора [37,38,55,60–63]. Вследствие такого подхода результаты не обладают достаточной общностью для построения универсальной физической картины тех явлений, которые определяют ограничения ОБР. Ниже производится обзор современных представлений об эффектах ДЛП на основе двух работ, посвященных соответственно МСТ и IGBT.

Влияние различных эффектов электрической перегрузки, в том числе связанных с динамическим пробоем, на границы ОБР тиристоров с МДП-управлением, изучалось в [37]. Для анализа условий безопасного выключения в работе предложена простая аналитическая одномерная модель прианодного p^+-n-p -транзистора в тиристорной структуре. На основе представлений о динамическом коэффициенте усиления этого транзистора по току сформулировано соотношение между падением напряжения V на ООЗ и плотностью тока J в условиях ДЛП. Электрическое поле в плоскости коллектора считалось постоянным и равным критической величине E_c , числовое значение которой, однако, в тексте работы не приводится. Токовые зависимости коэффициента усиления p^+-n-p -транзистора $\alpha(J)$ экстрагировались

авторами [37] из данных компьютерного моделирования – при больших плотностях тока $J = 10^2 - 10^3$ А/см² эти зависимости не поддаются аналитическому описанию. Достигалось качественное и количественное согласование расчетных кривых $J(V)$, ограничивающих область RBSOA по условию динамического пробоя, с результатами имитационного моделирования (рис. 11). Найденные ограничения имеют вид падающих зависимостей критического тока (который еще может быть выключен без вхождения в ДЛП) от рабочего напряжения эквивалентной схемы инвертора (см. рис. 8). Со стороны низких напряжений (кривая «Latch-up» на рис. 11) область ограничена свойствами затвора – способностью шунтировать управляемый эмиттерный переход тиристора с подавлением инжекции из него. Соответствующий предельный выключаемый ток зависит, таким образом, от проводимости диверторного канала управляемой ячейки МСТ.

Выход за пределы области безопасной работы проиллюстрирован в [37] на примере кремниевого МСТ со слаболегированной базой p -типа (далее – Р-МСТ) при выключении индуктивной нагрузки. При напряжении источника 400 В и начальной плотности тока $J^{(0)} = 600$ А/см² прибор выключается за 4 мкс, происходит полное восстановление блокирующего состояния. В случае $J^{(0)} = 800$ А/см² при том же напряжении источника состояние блокировки не достигается, а напряжение на тиристоре насыщается на уровне $U_s = 350$ В. Генерированных за счет лавинного умножения носителей оказывается достаточно для поддержания тока, и расширение области объемного заряда останавливается. Таким образом, тиристор переходит в стационарное состояние с падением напряжения U_s и плотностью тока $J \leq J^{(0)}$.

Построенная упрощенная аналитическая модель режима ДЛП позволила исследовать границы ОБР путем анализа характеристик прианодных транзисторов в терминах динамического коэффициента усиления по току [37]. Выявлено, что для $p-n-p$ -транзистора в тиристорной ячейке N-МСТ (прибор со слаболегированной базой n -типа) имеют место меньшие значения α , чем для $n-p-n$ -транзистора в ячейке Р-МСТ при тех же плотностях тока.

В силу указанного обстоятельства приборы типа N-МСТ обладают более широкой ОБР по условию динамического пробоя, так что форма результирующей области RBSOA приближается к прямоугольной (рис. 12). Показано также, что у N-МСТ более высокое (в рассмотренном варианте – на 50 %) статическое блокируемое напряжение при одних и тех же концентрациях легирующих примесей (легирование соответственно p - или n -базы $5 \cdot 10^{13}$ см⁻³, толщина базы 400 мкм, один вариант структуры получается из другого только инвертированием профиля легирования). Следует отметить, что процессы выключения в обоих вариантах предусматривают экстракцию неосновных носителей из слаболегированной базы.

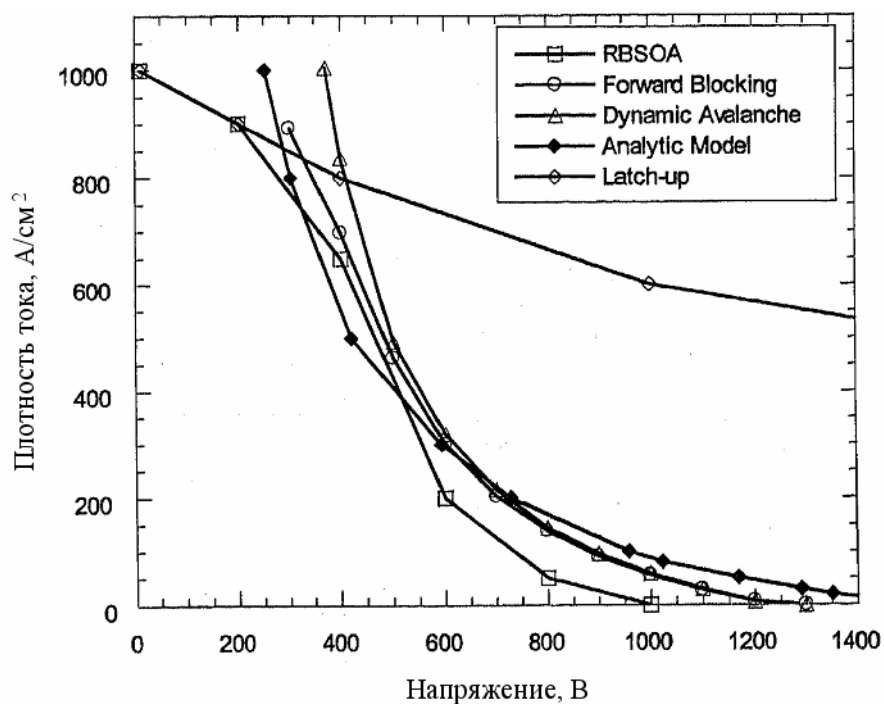


Рис. 11 — Границы ОБР для МСТ со слаболегированной базой p -типа. Показаны ограничения, связанные с ДЛП (высокие напряжения) и с «защелкиванием» затвора (низкие напряжения и большие токи) согласно данным работы [37]

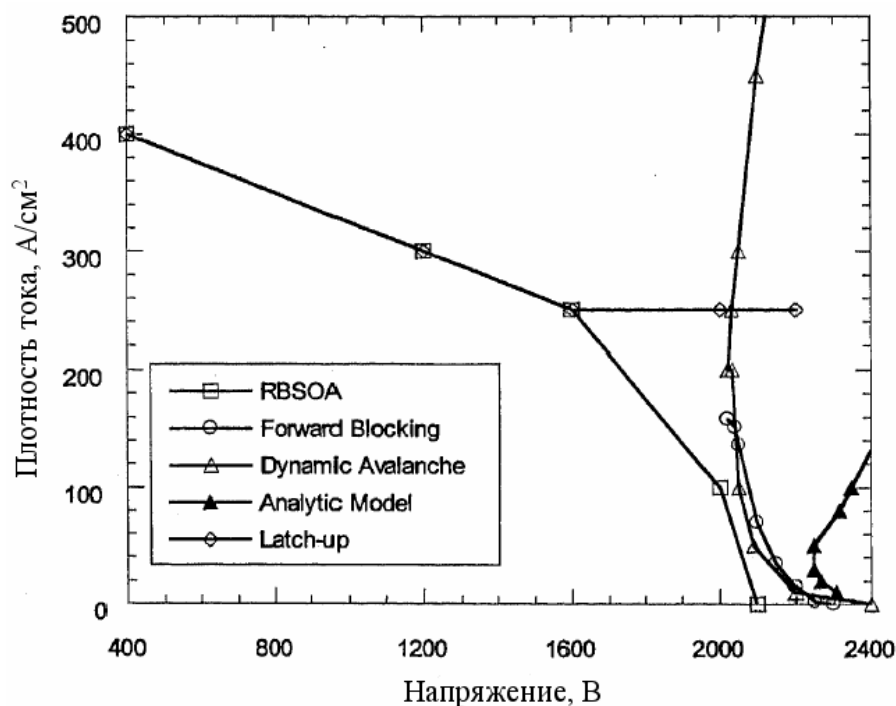


Рис. 12 — Границы ОБР для МСТ со слаболегированной базой n -типа согласно данным работы [37]

Выключение высоковольтных (4,5 кВ) кремниевых IGBT в условиях динамического пробоя исследовалось в работах [63,64]. Основой предложенной одномерной аналитической модели процесса выключения IGBT является уравнение динамики избыточного заряда в n -

базе, дополненное связью напряжения на области объемного заряда коллектора с ее толщиной и плотностью тока. Целесообразно перечислить исходные положения данной модели: высокий уровень инжекции и высокие (по сравнению с длительностью стадий нарастания напряжения и спада тока) времена жизни носителей в n -базе и буферном n -слое; равенство максимального электрического поля фиксированному критическому значению E_c в условиях ДЛП; насыщенный дрейф носителей в ООЗ при равенстве скоростей дрейфа электронов и дырок: $v_{ns} = v_{ps} = v_s$. При таких предположениях уравнения модели допускают аналитические решения, с помощью которых в [63] описаны последовательные стадии:

- 1) протекания прямого тока через прибор в присутствии инжекции электронов через открытый канал МДП-транзистора;
- 2) экстракции дырок при перекрытом канале МДП-транзистора;
- 3) генерации электронной компоненты тока в ООЗ из-за лавинного умножения, возникающего при достижении критического поля E_c в плоскости коллектора;
- 4) спада коллекторного тока после окончания расширения ООЗ вглубь базы.

Подтверждение справедливости сделанных предположений и определение входящих в аналитическую модель параметров осуществлялись путем сравнения результатов расчета по модели с экспериментальными данными и результатами численного моделирования. Структура исследуемого прибора [64] имела специальную траншейную конфигурацию затвора (рис. 13), обеспечивающую повышенную концентрацию инжектированных носителей у катодной границы базы (по сравнению с исходной структурой рис. 1) и за счет этого – меньшее остаточное напряжение во включенном состоянии, что особенно актуально для IGBT с высокими блокируемыми напряжениями (4,5, 6,5 кВ). Базовый n -слой имел толщину 450 мкм и легирование $N_d = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а буферный n' -слой – 50 мкм и $4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ соответственно, что обеспечивало блокируемое напряжение 4,5 кВ. При работе в схеме (см. рис. 8) с напряжением источника $U_{st} = 2,5 \text{ кВ}$ и паразитной индуктивностью $L_s = 8,4 \text{ мкГн} \cdot \text{см}^2$ (значение приведено к рабочей площади транзисторного чипа) ожидалось выключение тока плотностью 80 А/см^2 в пределах ОБР, не приводящее к выходу прибора из строя по причине развития ДЛП. Аналитический критерий ДЛП был выражен из условия $E_{max} = E_c$ в отсутствие тока канала при текущих значениях напряжения V_C и плотности тока J_C :

$$V_C = \frac{1}{2} \frac{E_c^2}{q N_d + \frac{J_c}{\varepsilon v_s}}. \quad (1.4)$$

Здесь и далее ε – абсолютная (с учетом электрической постоянной ε_0) диэлектрическая проницаемость полупроводника. Данному соотношению отвечает гипербола в координатах $V_C - J_C$ (рис. 14), пересечение которой с траекторией переходного процесса означает вхожде-

ние в динамический пробой при запертом МДП-транзисторе. Условие отсутствия инжекционного электронного тока в базе, т. е. условие перекрытия канала этого транзистора, соблюдалось лишь при наименьшем значении удельного сопротивления в цепи затвора $R_G = 1,2 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$; соответствующая точка на траектории показана верхней стрелкой.

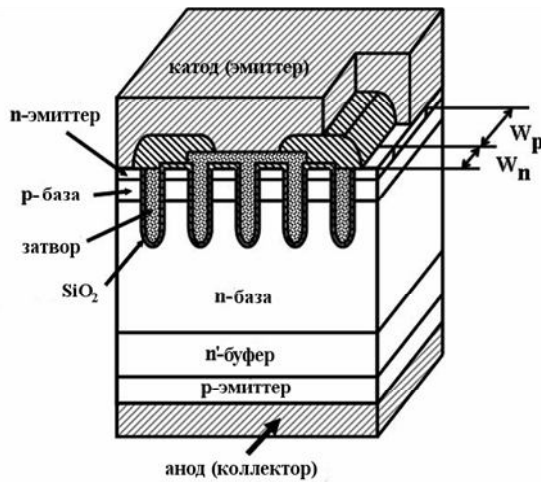


Рис. 13 — Модифицированная структура управляемой ячейки IGBT.
Источник: [64]

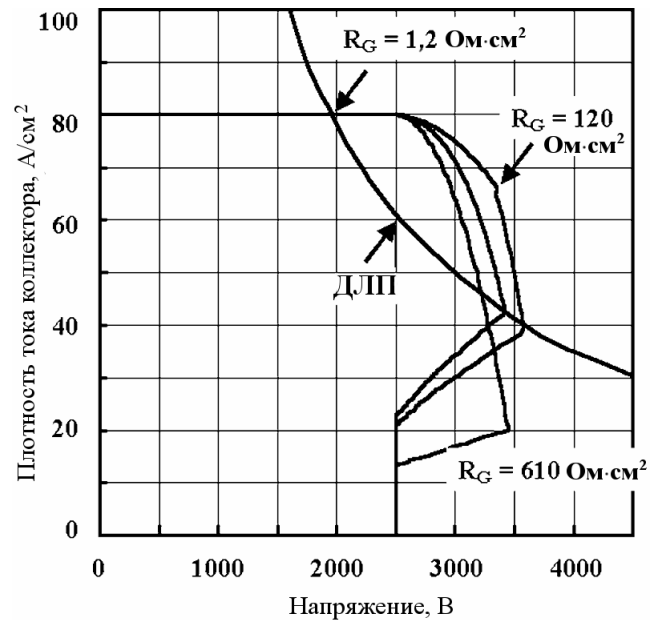


Рис. 14 — Траектории выключения в зависимости от сопротивления R_G и условия вхождения в ДЛП. Источник: [63]

Напряженность поля E_c в режиме пробоя задавалась равной величине $1,75 \cdot 10^5 \text{ В/см}$, найденной из данных имитационного моделирования. Анализ траекторий процесса выключения показывает, что с увеличением сопротивления затвора динамический пробой начинался при все более высоких напряжениях (нижняя стрелка, вхождение в ДЛП при $R_G = 120 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$), правее линии, определяемой уравнением (1.4). При $R_G = 610 \text{ Ом}\cdot\text{см}^2$ достижение критического поля пробоя E_c полностью подавлялось за счет контролируемого инжекционного электронного тока. Из построенной модели легко сделать вывод, что минимальное значение R_G для подавления динамического пробоя растет с увеличением как плотности коллекторного тока J_C , так и паразитной индуктивности L_s . Очевидно также, что ценой предлагаемого способа преодоления ограничения по динамическому пробую является значительный рост переходных тепловых потерь на стадии выключения – при плотности тока 80 А/см^2 интегральная величина этих потерь по данным [63] возрастает на 50 %.

При анализе переходных процессов вблизи границ ОБР большой интерес представляет характерное время τ_d развития аварии, в сравнении с характерной длительностью соответствующего процесса с успешным достижением состояния блокировки. Данные работ [63,64]

не позволяют точно определить τ_d . Тем не менее, по результатам экспериментов [64], разрушение прибора вследствие экстремальной локализации тока и тепловыделения происходило менее чем через 100 нс после вхождения в ДЛП согласно приведенному выражению (1.4), в знаменателе которого необходимо добавить отвечающее току затвора слагаемое $-2J_G/\epsilon v_s$.

К условию ДЛП вида (1.4) приводит и аналитическая модель [65] выключения IGBT, основанная на тех же предположениях. Экспериментальные данные в этой работе были получены для случая токовой перегрузки силового модуля с напряжением блокировки 1,2 кВ и сопоставлены с данными двумерного численного моделирования. Интересно отметить, что удельное сопротивление затвора в данной работе варьировалось, как и в [63], однако увеличение R_G проявлялось лишь в росте длительности стадии задержки (перед нарастанием анодного напряжения) при неизменной величине перенапряжения ΔV_{ce} . Так что о влиянии R_G на условие возникновения ДЛП делать выводы по представленным в [65] данным не представляется возможным. Критическое поле E_c при построении модели принималось равным $2,0 \cdot 10^5$ В/см; между тем, максимальное значение E в режиме пробоя по данным численного эксперимента было отмечено на уровне $2,7 \cdot 10^5$ В/см. Более ценным, на наш взгляд, представляется термодинамический анализ работы [65], проведенный с целью оценки превышения температуры кристалла в процессе выключения с ДЛП. Источник дополнительного тепла, выделяющегося на протяжении стадии с лавинным пробоем, считался расположенным у катодной границы базы в пределах 15 мкм по глубине от p^+-n -перехода. Решение нестационарной трехмерной задачи теплопроводности методом конечных элементов показало, что за время 200 нс (в течение которого действовало лавинное умножение) генерация тепла при плотности мощности потерь 350 кВт/см² способна вызвать повышение температуры кристалла от 373 до 417 К. Такой перегрев для кремниевого прибора, очевидно, приведет к росту утечек в блокирующем состоянии и должен быть своевременно обнаружен системой управления и защиты. Необходимо заметить, что в цитированной работе речь шла о приборе с блокируемым напряжением 1,2 кВ. Сделанные выводы о тепловой перегрузке не могут быть непосредственно обобщены на высоковольтные IGBT и тиристоры.

Экспериментально наблюдавшееся в работах [46,54,64] быстрое развитие локализаций тока, приводящих к выходу БПМЗ из строя с повреждением структуры, иллюстрирует потенциальную опасность даже приближения к обусловленным эффектами ДЛП границам ОБР. В особенности это относится к приборным структурам большой рабочей площади, состоящим, как правило, из десятков и сотен тысяч элементарных управляемых ячеек. В силу изложенных выше причин ячейки в таких структурах не могут считаться строго идентичными. Такие неоднородности структур способны инициировать неоднородную по площади модуляцию проводимости и приводить к выраженным локализациям тока. Теоретические мо-

дели, описывающие эти процессы, в литературе отсутствуют. Проблема существенно усложняется в диапазоне полей $(1,5-2,0) \cdot 10^5$ В/см, когда начинается интенсивная ударная ионизация. В этой связи необходимо обратить внимание на работы [66–68], в которых предлагается режим выключения с «самоограничением перенапряжения». Он предусматривает, что после прерывания тока канала IGBT кратковременно переходит в состояние самоподдерживающегося лавинного пробоя, когда протекающий ток в ООЗ полностью обусловлен генерируемыми ударной ионизацией носителями. Скорость нарастания напряжения на ООЗ в этот период снижается из-за интенсивного лавинного умножения в сильном поле. Достигнутое напряжение $U \approx V_{SSCM}$ сравнимо с максимальным статическим блокируемым значением или даже превышает его. Физическая интерпретация подобного режима была высказана на примере IGBT еще в работе [69]. Впоследствии было предложено использовать его и для IGCT [68]. В рассматриваемых работах содержатся утверждения о реализации прямоугольной области RBSOA, ограниченной по напряжению величиной $V_{SSCM} < U_{st}^{av}$. Прямоугольные границы этой области в интервале напряжений $0 \leq U \leq U_{st}^{av}$ приводятся и в спецификации [70] на IGBT-модули производства фирмы “ABB”. Однако к данным результатам следует отнестись критически, с учетом обсуждавшейся выше динамической локализации (ДЛ) тока, с высокой вероятностью возникающей при перекрытии биполярных инжекционных каналов большой площади в условиях динамического пробоя коллекторного перехода. В цитированных работах не обсуждается устойчивость такого режима в отношении развития ДЛ тока – не указывается инкремент нарастания возмущения и не проводится подробный физический анализ факторов, способных демпфировать неустойчивость. Отсутствуют какие-либо аналитические модели и оценки безопасной для прибора величины электрической перегрузки. На настоящий момент нам не известно о фактах реальной эксплуатации биполярных переключателей транзисторного или тиристорного типов в рекомендованных авторами [66–68] режимах.

В отсутствие строгой теории обсуждаемого комплекса явлений в некоторых работах (например, [38]) даются упрощенные аналитические оценки условий вхождения в ДЛП, сводящиеся к указанию предела по коммутируемой мощности. Для получения такой оценки допустимо не учитывать конкретный тип прибора и особенности его конструкции и рассматривать лишь процесс обратного восстановления блокирующего $p-n_0$ -перехода. Из уравнения Пуассона в ООЗ следует соотношение

$$U_{br}^{dyn} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon E_c^2}{qN_{eff}}, \quad (1.5)$$

где U_{br}^{dyn} – напряжение на ООЗ перехода при вхождении в пробой, E_c – критическое поле (примем его равным $2 \cdot 10^5$ В/см), а N_{eff} – полная концентрация зарядов (примеси N_d и подвижных носителей)

$$N_{eff} = N_d + \frac{J_p - J_n}{qv_{ps}}. \quad (1.6)$$

Поскольку рассматривается только начальная стадия пробоя, то во втором слагаемом допустимо оставить только ток экстрагируемых носителей, т. е. дырочную компоненту $J_p = J$, и пренебречь электронной компонентой. Для того чтобы экстрагируемые дырки могли деформировать распределение поля в обедненной области, необходимы как минимум сравнимые величины плотности токов J и $J_{ds} = qN_d v_{ps}$. В высоковольтных структурах со слаболегированной базой при оценочном расчете допустимо пренебречь первым слагаемым в (1.6), и в результате получается следующая связь мгновенных значений плотности тока и напряжения:

$$U_{br}^{dyn} = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon E_c^2 v_{ps}}{J}. \quad (1.7)$$

Плотность мощности, определяемая как произведение плотности тока J на напряжение U , таким образом, при вхождении в пробой составляет

$$P_{max}^{av} = \frac{1}{2} \varepsilon E_c^2 v_{ps} \approx 200 \text{ кВт/см}^2. \quad (1.8)$$

Итак, найдена не зависящая от легирования базы критическая плотность мощности, отвечающая достижению порогового электрического поля E_c у блокирующего перехода. На основании выполненных выше простых вычислений и с учетом имеющихся литературных данных, можно сделать следующие выводы. Во-первых, проведенный расчет применим лишь к БПМЗ-структурам без буферного слоя в слаболегированной базе, а использованные допущения – только когда концентрация подвижных носителей в слое пространственного заряда блокирующего p – n -перехода многократно превышает концентрацию легирования базы. Во-вторых, неоднозначность в итоговый результат вносит выбор величины порогового поля, в то время как для эффективной лавинной генерации необходимо не только сильное поле, но и достаточная толщина слоя умножения. Корректный учет данного обстоятельства требует введения ионизационных интегралов с нелинейными зависимостями коэффициентов ударной ионизации обоих типов носителей от поля (в локальном приближении). Известны предложения по созданию БПМЗ с новыми типами структур, в которых через диверторный канал экстрагируются из базы основные носители [71]. Существующих аналитических моделей недостаточно для определения границ по коммутируемой мощности, обусловленных вхождением в ДЛП в таких структурах. Наконец, к самому значению $P_{max}^{av} \approx 200 \text{ кВт/см}^2$ (1.8)

следует относиться как к грубо приближенному – известны и оценки в 250 кВт/см^2 [7,46], сделанные на основе тех же исходных положений.

В заключение настоящего параграфа следует охарактеризовать направления исследований проблемы ДПП для быстродействующих высоковольтных p^+-n-n^+ -диодов в силовых переключающих модулях [4,7]. Несмотря на то, что оценочный критерий (1.8) остается справедливым и для диодов, известны экспериментальные данные [72–74] по восстановлению диодов без их разрушения при плотности мощности до 800 кВт/см^2 , что существенно выше предсказываемого критерием. Объяснения безопасности такого режима функционирования диодов основываются на следующих доводах:

- 1) в очагах с высокой плотностью тока $J \sim 10^3 \text{ А/см}^2$ происходит более быстрое выведение накопленных носителей из плазменной области базы, по сравнению с остальным участками структуры;
- 2) уменьшение коэффициентов ударной ионизации носителей с ростом локальной температуры ослабляет лавинное умножение на тех участках структуры, где произошло сосредоточение тока и тепловыделения, и приводит к пространственному перемещению шнуров тока [45];
- 3) генерируемые в слое умножения $p-n$ -перехода электроны частично компенсируют положительный объемный заряд экстрагируемых дырок и донорных примесей [75], на основании чего следует ожидать насыщения коэффициента размножения при достижении генерируемым электронным током величины дырочного тока.

Справедливость этих утверждений лишь для идеальных структур без поперечных неоднородностей (наибольшее значение среди которых имеют технологические флуктуации параметров и краевые эффекты) не позволяет считать имеющиеся теоретические представления удовлетворительными для предсказания границ ОБР. Возможным подходом [76–78] к нахождению предела разрушения диода из-за ДПП является анализ условия начала лавинного пробоя $n-n^+$ -перехода, вызываемого преимущественно электронами благодаря их более высокому коэффициенту ударной ионизации. Вхождению в пробой соответствует достижение ионизационным интегралом значения 0,3, что влечет за собой локализацию тока с возрастанием J на несколько порядков с постоянной времени в несколько наносекунд.

1.5 Методы исследования механизмов электрической перегрузки

Адекватное и исчерпывающее теоретическое описание процесса перекрытия инжекционного токового канала БПМЗ в условиях лавинного умножения возможно только в рамках нестационарной пространственно-распределенной задачи, с решением вопроса о попе-

речной устойчивости однородного распределения тока по рабочей площади структуры. При этом локализации тока, со временем достигающие опасных масштабов, не сводятся к слабым отклонениям от однородного распределения, в связи с чем разработанные для малых возмущений методы анализа в данном случае неприменимы. В отсутствие замкнутой аналитической теории широко применяемым инструментом для исследования условий ДЛП и определения границ ОБР биполярных переключающих приборов и высоковольтных диодов является компьютерное моделирование. При таком подходе описание переходного процесса строят путем численного нахождения частных решений системы нестационарных неоднородных уравнений, выражающих фундаментальные закономерности неравновесных электрофизических процессов в полупроводниковых структурах. Эти уравнения представляют собой результат усреднения законов физической кинетики и электродинамики и в наиболее простом и распространенном локальном приближении содержат в качестве неизвестных функций концентрации свободных носителей $n(\mathbf{r}, t)$, $p(\mathbf{r}, t)$ и потенциал $\varphi(\mathbf{r}, t)$:

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \operatorname{div} \mathbf{j}_p + G - R, \end{cases} \quad (1.9a)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \operatorname{div} \mathbf{j}_n + G - R, \end{cases} \quad (1.9б)$$

$$\begin{cases} \nabla^2 \varphi = \frac{q}{\varepsilon} (n - p + N_A^- - N_D^+). \end{cases} \quad (1.9в)$$

Здесь через G и R обозначены темпы генерации и рекомбинации носителей, учитывающие все возможные каналы этих процессов, в том числе тепловую генерацию, ударную ионизацию, рекомбинацию Шокли-Рида и Оже, излучательную рекомбинацию (с физическими параметрами конкретного полупроводникового материала). Входящие в приведенные уравнения непрерывности плотности токов электронов и дырок в диффузионно-дрейфовом приближении имеют следующий вид:

$$\mathbf{j}_p = q p \mu_p(\mathbf{E}) \mathbf{E} - q D_p \nabla p, \quad (1.10a)$$

$$\mathbf{j}_n = q n \mu_n(\mathbf{E}) \mathbf{E} + q D_n \nabla n, \quad (1.10б)$$

где $\mu_{p,n}(\mathbf{E})$ – подвижности дырок и электронов, учитывающие всевозможные процессы их рассеяния на примесных центрах, фононах и друг на друге и зависящие, вообще говоря, от многих параметров (в частности, электрического поля, температуры, концентраций примесей), $D_{p,n}$ – коэффициенты диффузии дырок и электронов соответственно. Система уравнений (1.9) должна решаться в двух- или трехмерной пространственной области координат, задаваемой геометрией конкретной конструкции прибора. Технологические распределения концентраций легирующих примесей и параметры полупроводниковых материалов вводятся через правые части уравнений (N_A^- , N_D^+ , $\mu_{p,n}$ и т. д.). Конструкция прибора определяет и по-

становку граничных условий для системы (1.9). Условия для первых двух уравнений предусматривают равенство нулю нормальных компонент плотностей токов (1.10) на свободных границах и интегральные связи с полными токами электродов

$$\int_{S_{A,C,G}} \mathbf{j}|_{A,C,G} d\mathbf{s} = I_{A,C,G} \quad (1.11)$$

на соответствующих поверхностях анода, катода и затвора управляемой ячейки или прибора в целом, в зависимости от постановки задачи. Граничные условия для потенциала сводятся к заданным потенциалам электродов, если контакты к полупроводнику считаются идеальными. В свою очередь, на уровне электрической цепи (внешнем по отношению к данному прибору), в которую включен биполярный переключатель, токи $I_{A,C,G}$ связаны с разностями потенциалов $U_{A,C,G}$ в соответствии с видом и законом функционирования данной цепи. Например, для анодного тока и напряжения U_{AC} справедливы уравнения (1.2) или (1.3) в цепях с индуктивной (рис. 8) или омической нагрузкой соответственно. Дополняет перечисленные связи условие электрической нейтральности прибора в целом:

$$I_A + I_C + I_G = 0. \quad (1.12)$$

Рассматриваемая цепь может содержать как другие физически моделируемые приборы, так и элементы с заданными законами связи токов и напряжений (источники напряжения и тока, резисторы, конденсаторы и т. д.), а также диоды и транзисторы с заданными компактными аналитическими моделями характеристик. Алгебраические и интегро-дифференциальные уравнения данного – системного – уровня аналогичны уравнениям, решаемым в программных симуляторах электрических цепей типа SPICE (от англ. Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis).

С целью учета эффектов беспорядка – флуктуаций технологических параметров (концентраций примесей, толщин слоев, времен жизни и подвижностей носителей) и возможных дефектов полупроводниковой структуры – в систему (1.9) вводятся:

- 1) зависящие от пространственных координат отклонения соответствующих параметров ($\delta N_{A,D}$, δh , $\delta \tau_{n,p}$, $\delta \mu_{n,p}$) на фоне заданных технологией и конструкцией их распределений;
- 2) отклонения неравновесных динамических переменных, описывающих состояние полупроводниковой среды (δn , δp , $\delta \phi$ и т. д.) и электрической цепи (δI , δU и т. д.).

В общем случае не накладывается никаких ограничений по малости указанных отклонений.

Предварительно находятся стационарные решения сформулированной системы уравнений только для физически моделируемых приборов при фиксированных состояниях системы, сводящихся к заданным токам электродов и (или) их потенциалам. Тем самым, генерируются начальные условия для нахождения нестационарных решений, характеризующих

(на имитационном уровне полноты описания) искомую реакцию всех исследуемых объектов на определенное изменение интегральных условий.

Основным способом получения частных решений обсуждаемой пространственно-распределенной системы интегро-дифференциальных уравнений [42] является численное моделирование. Оно базируется на приближенных методах решения систем нелинейных нестационарных уравнений, использующих схемы Ньютона или Гуммеля [79]. В первой схеме на каждой итерации решается полная линеаризованная система из всех сформулированных уравнений. Во второй осуществляется попеременное последовательное решение входящих в линеаризованную систему уравнений – непрерывности и Пуассона. В свою очередь, решение уравнений на каждой итерации основано на методе конечных элементов (МКЭ). Вычислительная схема нахождения решения должна допускать наличие нескольких масштабов пространственных координат и времени, изменение независимых переменных и искомых функций в широких пределах – более 10 порядков по концентрациям подвижных носителей (от $\sim 10^0$ до $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$) и более 6 порядков по потенциалу (от значений, меньших 10^{-3} В , до больших 10^3 В). Усложнению задачи способствуют нелинейности коэффициентов в (1.10) и особенно функций в правых частях (1.9), необходимость учета в ряде случаев их локальных температурных зависимостей вместе с тепловой динамикой исследуемой распределенной системы. Организация такого полномасштабного численного эксперимента осуществляется компьютерными системами автоматизированного проектирования и приборно-технологического моделирования [80,81].

В связи с физической неустойчивостью и неоднозначностью поведения системы, которую представляет собой любой биполярный полупроводниковый прибор переключающего типа, при численном моделировании приходится сталкиваться с процедурными проблемами – решением жестких, плохо обусловленных систем уравнений, расходимостью и вычислительной неустойчивостью численных схем, выбором начальных приближений. Поэтому решение вопроса об адекватности такого описания требует, с одной стороны, сравнения результатов расчета с экспериментальными данными, а с другой – предварительного аналитического структурирования системы, сводящегося к выделению в ней пространственных функциональных подсистем с однозначными характеристиками [42]. Для такого структурирования, в свою очередь, целесообразно построение более простых (по сравнению с только что изложенной), но структурно полных теоретических моделей, не требующих решения пространственно-распределенной задачи в приведенной выше формулировке. Подобные модели в любом случае должны являться следствиями этой фундаментальной системы законов и связей, сделанными со строго оговоренными допущениями, но описывать какую-либо операцию или аспект функционирования прибора.

Мотивацию создания таких моделей в настоящей диссертационной работе поясняет следующий пример. Исследование путем имитационного моделирования факторов, лимитирующих ОБР биполярного переключателя, предусматривает предварительный анализ его включенного состояния и последующее моделирование переходного процесса запираания. Для выполнения этих этапов необходимо сначала исчерпывающим образом описать конкретную конструкцию прибора, обоснованно выбрать и задать большое число параметров используемых физических моделей. Проведенный после этого комплекс расчетов даст набор численных массивов со значениями интересующих нас локальных пространственных и глобальных переменных в заданные моменты времени. Весь этот большой объем информации будет соответствовать одному изначально заданному набору параметров, в том числе, например, току включенного состояния и напряжению источника. Необходимо провести интерпретацию полученных данных и выработать оценку, согласно которой рассчитанную траекторию переходного процесса вместе с эволюцией совокупности динамических переменных следует считать безопасными для данного прибора. Здесь необходимо иметь систему критериев, выработка которых является подчас самостоятельной задачей. Получение исчерпывающей информации о влиянии параметров структуры или начальных условий на режим работы БПМЗ потребует выполнения цикла таких расчетов с соответствующим увеличением объема подлежащих интерпретации данных. Именно поэтому создание упрощенной и компактной теоретической модели процесса выключения БПМЗ по затвору является чрезвычайно актуальным. С ее помощью облегчается задача планирования полномасштабных численных расчетов и интерпретации их результатов, структурируется все множество сценариев переходного процесса с количественным разграничением их по тому или иному критерию, например, основанному на относительной степени локализации тока. Дополнительный аргумент в пользу разработки такой модели состоит в практической невозможности непосредственного наблюдения неравновесных процессов, происходящих в полупроводниковой структуре работающего в реальных условиях прибора. Здесь совместное применение упрощенных моделей и численных экспериментов способствует и развитию физических представлений о закономерностях поведения распределенной активной рабочей среды переключающего прибора, и совершенствованию расчетно-теоретического базиса силовой электроники.

1.6 Уточнение задач диссертации и планирование их решения

Проведенный в настоящей главе обзор показывает, что анализ комбинированных механизмов ограничения ОБР современных приборов силовой микроэлектроники является актуальным направлением исследовательской работы. Существующий на сегодня набор

средств остается, вообще говоря, неполным и неудовлетворительным для решения возникающих на этом направлении задач, особенно при разработке новых конструкций приборов, освоении новых полупроводниковых материалов, указании направлений поиска более эффективных и безопасных режимов работы.

При проведении оптимизации существующих структур и технологий желаемый результат обычно достигается путем серии расчетов и натурных экспериментов с последующим их сравнением. Для этой цели на прежних этапах развития полупроводниковой электроники было создано множество специализированных аналитических моделей, однако со временем разработчики силовых приборов перешли к использованию средств приборно-технологического моделирования. В качестве примера можно привести историю разработки IGBT на рубеже XX–XXI вв., подробный обзор моделей функционирования которых выполнен в [82].

Вместе с тем, отмеченные тенденции приближения к экстремальным режимам работы и наиболее полного использования физических свойств материалов [31,83], а также известная способность сильно неравновесных сред обнаруживать в экстремальных условиях ряд дополнительных свойств, возникновение которых заранее трудно предсказать [84–86], требуют более сложного, комплексного подхода с всесторонним анализом запаса по электрической перегрузке. Для решения возникающих здесь задач, понимания и анализа результатов численных экспериментов, быстрой экспертной оценки новых предложений по конструкциям и материалам, существующие компактные теоретические модели оказываются в большинстве своем непригодными. В одних случаях они, будучи построенными для теоретического сопровождения конкретной серии численных расчетов, ограничены по применимости [37,46]. В других – возникает неопределенность в выборе параметров [38], хотя и менее многочисленных по сравнению с существующими программными пакетами [80,81]. Наконец, не были построены нестационарные аналитические модели ДЛ тока в структурах с технологическими неоднородностями параметров или неэквивалентными положениями ячеек в интегральных схемах. Очевидна и необходимость обобщения теоретических критериев вхождения в ДЛП на более широкий круг задач.

Основной целью настоящей диссертационной работы является исследование механизмов электрической перегрузки современных мощных биполярных переключающих приборов и определение границ их безопасной работы, обусловленных этими механизмами. Для достижения поставленной цели создается комплекс теоретических моделей и основанных на них расчетных методик, после чего выполняется проверка их адекватности. Последовательное решение задач диссертационной работы организовано следующим образом.

Во второй главе строится аналитическая модель начальной стадии ДЛП и на ее основе – универсальная методика для анализа условий вхождения в ДЛП. Она позволяет проводить оценочное сравнение возможных вариантов структур по предельной коммутируемой мощности без решения нестационарной пространственно-распределенной задачи.

Далее развивается нестационарная обобщенная аналитическая модель процесса выключения БПМЗ. Предпосылками к ее созданию служат разработанные ранее одномерные модели запираания тиристорных структур [87–90], допускающие распространение на все приборы класса БПМЗ. Основным подходом, применявшимся при построении таких моделей, является выделение в слаболегированной n -базе прибора слоя квазинейтральной электронно-дырочной плазмы и области сильного поля. В плазменном слое, сформировавшемся под действием двойной инжекции во включенном состоянии, осуществляется амбиполярная диффузия и дрейф носителей. При выключении тиристора током управления происходит отеснение плазмы вглубь базы и расширение области (домена) сильного поля. Недавно в [90] было показано, что для режима работы ЗТ в схеме с индуктивной нагрузкой существенна динамическая перестройка переходного слоя между областями сильного поля и плазмы. В настоящей работе также учитывается этот переходный слой и производится обобщение модели на случай биполярного состава тока в домене. Дырочная компонента тока обусловлена экстракцией неосновных носителей из базы, а электронная возникает из-за не полностью запертой инжекции из управляемого эмиттера и ударной ионизации в локализованном у коллектора слое умножения.

В конце главы 2 представлена разработанная на основе созданной обобщенной одномерной модели запираания расчетная методика определения переходных тепловых потерь в БПМЗ и с помощью нее даются рекомендации по увеличению рабочей частоты путем перехода к альтернативным конструкциям.

Проблемам ДЛ тока посвящены третья и четвертая главы диссертации. В главе 3 после краткого обсуждения физических предпосылок ДЛ тока и качественного анализа фазовых траекторий переходных процессов управляемого включения и выключения параллельно соединенных бистабильных приборов приводятся основные соотношения аналитико-численной модели выключения неидеальных БПМЗ-структур. Присущие им технологический разброс параметров и конструктивные неоднородности описываются путем представления всего ансамбля элементарных ячеек несколькими подсистемами с различающимися площадями и параметрами. Такой прием, ранее использовавшийся только в работах [38,55] по численному моделированию, впервые применяется при построении теоретического аппарата для описания перераспределения тока. Последовательно рассматриваются случаи работы биполярного переключателя в цепях с чисто омической и индуктивной нагрузкой. Иссле-

дуются критические режимы запираания с локальным достижением предельной плотности выключаемого тока. На основе проведенных расчетов формулируются заключения о границах ОБР для неидеальных приборных структур.

Применение средств имитационного моделирования к исследованию режимов электрической перегрузки БПМЗ реализовано в главе 4. Излагаются способы постановки задач моделирования стационарного состояния, процессов включения и выключения на примере интегрального тиристора с внешним полевым управлением, для двух вариантов силовой цепи – с омической и индуктивной нагрузкой. Во втором варианте рассматривается функционирование тиристора совместно с быстродействующим встречно-параллельным диодом, выбор параметров которого с целью оптимизации статических и динамических характеристик выполняется предварительно. Исследуется ДЛ тока в интегральном тиристоре при разбросе параметров приборных ячеек и наличии конструктивных несовершенств в различных режимах запираания – с шунтированием эмиттеров, с отрицательным смещением затвора и с каскодным прерыванием тока катода. Для каждого из этих режимов находятся и сравниваются количественные значения максимального коммутируемого тока при аварийной токовой перегрузке, а для последнего режима – дополнительно исследуется роль масштаба конструктивной неоднородности приборного чипа в ограничении ОБР. Производится интерпретация полученных данных и проверка адекватности построенных в предыдущих главах теоретических моделей.

В Заключении приводится расширенный перечень результатов работы.

Глава 2 Одномерные аналитические модели переходных процессов

2.1 Оценочное определение предельной коммутируемой мощности, ограниченной началом динамического пробоя

Ограничение области безопасной работы по коммутируемому току (а значит, и по мощности), обусловленное эффектами динамического пробоя, является фундаментальным физическим фактором, определяющим характеристики выключения всех биполярных инжекционных приборов – диодов и управляемых двухоперационных переключателей различных типов. Последние в предыдущей главе были объединены в общий класс биполярных переключателей с распределенными микрозатворами на основании ряда универсальных для такого класса атрибутов, выявленных в физических механизмах переключения. Нахождение приближенных количественных ориентиров в отношении границ области безопасной работы для приборов данного класса сводится к двум задачам. Во-первых, требуется создать компактную, но обоснованную на фундаментальном уровне методику, позволяющую сформулировать критерий начала динамического лавинного пробоя. На основании изложенных в первой главе результатов, особый интерес представляет ранняя стадия пробоя (когда генерируемые при лавинном умножении заряды еще малы на фоне суммы зарядов ионов примеси в базе и носителей, выводимых током экстракции), на которой уже возможно развитие быстронарастающих опасных отклонений от однородного распределения тока. Во-вторых, необходимо рассмотреть возможные варианты построения многослойных структур биполярных переключателей (по типу проводимости слаболегированной базы и расположению управляемых эмиттеров и диверторов БПМЗ) и проанализировать их с точки зрения предельной коммутируемой мощности по условию начала ДПП. Решению этих задач и посвящен первый параграф данной главы.

2.1.1 Возможные варианты структур БПМЗ

Для высоковольтных применений в преобразовательной технике наиболее перспективны биполярные приборные структуры с буферными слоями. В таких структурах обедненная область с сильным электрическим полем в блокирующем выключенном состоянии обычно занимает всю толщину слаболегированной базы, и тем самым, в статических услови-

ях реализуется ее полный полевой прокол. При этом возможны (рис. 15, [91]) четыре комбинации типа затвора (управление катодным или анодным эмиттером) и типа проводимости слаболегированной базы (n - или p - тип). В тех случаях, когда из базы экстрагируются неосновные носители, заряды последних складываются с зарядами ионизованной примеси в ООЗ, поэтому при наличии тока экстракции максимальная напряженность поля будет выше, чем в состоянии статической блокировки при одном и том же напряжении на этой области (практически равном полному напряжению на структуре). Соответственно, условия для начала ДЛП будут возникать при меньших напряжениях, чем порог статического пробоя. Если же при выключении экстрагируются основные носители, то следует ожидать меньшей величины дивергенции электрического поля в домене, чем в случае неосновных носителей, при одинаковом максимальном поле. Поэтому и ДЛП будет возникать при более высоких напряжениях. Эта рекомендация может быть осуществлена путем создания модифицированных структур, в которых меняются роли прилегающих к слаболегированному базовому слою слоев более сильного легирования. Всего имеются четыре возможных варианта структур.

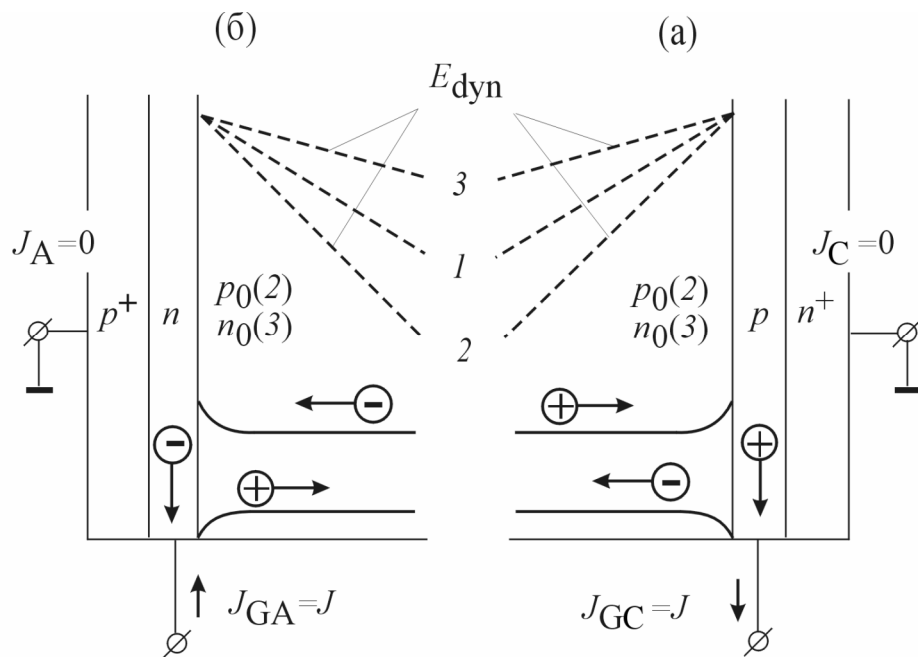


Рис. 15 — Возможные комбинации типа затвора и типа экстрагируемых носителей. Условия единичного коэффициента управления: для катодного затвора (а) $J_C = 0$, для анодного затвора (б) $J_A = 0$. Штриховыми линиями показаны: 1 – распределение поля при $J = 0$; 2 – при экстракции неосновных носителей; 3 – при экстракции основных носителей

1. Базовая структура: $p^+-n'-n_0-p-n^+$ с затвором у катодного эмиттера, и экстракцией дырок из n_0 -базы (рис. 15, фрагмент (а), случай 2). Такая структура используется во всех промышленно освоенных кремниевых приборах тиристорного и транзисторного типов.
2. Структура типа $p^+-n-p_0-p'-n^+$ с затвором у анодного эмиттера (рис. 15, фрагмент (б), слу-

- чай 2). Она является основной для разрабатываемых тириستоров на карбиде кремния 4H-SiC [34,92,93]. При выключении происходит экстракция электронов из p_0 -базы.
3. Модифицированная структура $p^+-n-p_0-p'-n^+$, имеющая затвор у катода, примыкающий к буферному p' -слою (рис. 15, (а), случай 3). В этом случае из p_0 -базы в катодный затвор экстрагируются дырки.
 4. Модифицированная структура $p^+-n'-n_0-p-n^+$ с затвором у анода, в которой, как и в п.3, при выключении происходит экстракция основных носителей — в данном случае электронов из n_0 -базы. Данный вариант схематически изображен на рис. 15 (б), случай 3.

В первых двух вариантах коллекторный переход расположен со стороны затвора, а в последних двух — на удаленной от затвора границе базы. В этом случае максимум поля в процессе перехода к состоянию блокировки смещается от того края базы, где расположен затвор, в плоскость коллектора.

2.1.2 Основные соотношения модели начальной стадии пробоя

При описании стадии начала ДПП в данном параграфе мы будем предполагать, что напряженность электрического поля на большей части ООЗ значительно превышает уровень, при котором насыщаются скорости дрейфа электронов (для кремния поле насыщения $E_{ns} = 8 \cdot 10^3$ В/см) и дырок ($E_{ps} = bE_{ns}$, где $b = 3$ — отношение подвижностей электронов и дырок в слабых полях, когда скорость дрейфа линейно зависит от поля). Время пролета носителей через сильнополевую область составляет единицы наносекунд, поэтому рекомбинация и диффузия в ней пренебрежимо малы. Высоковольтные биполярные структуры имеют большое отношение толщины модулируемого по проводимости слоя (толщина слаболегированной базы в кремниевых приборах составляет обычно от 200 до 500 мкм) к ширине управляемой ячейки (10–30 мкм), поэтому приближения одномерной модели инжекции и экстракции зарядов выполняются с достаточной точностью. С учетом описанных допущений, а также в пренебрежении токами смещения, токи проводимости считаются постоянными по координате y (вдоль базы). Тогда концентрации свободных дырок p и электронов n связаны с соответствующими плотностями токов:

$$p = \frac{J_p}{qv_{ps}}, \quad n = \frac{J_n}{qv_{ns}}. \quad (2.1)$$

В номинальном режиме управления БПМЗ затвор полностью прерывает инжекцию носителей из управляемого им эмиттера еще до момента возникновения домена сильного поля (режим с единичным коэффициентом управления β). Особенности работы биполярных переключателей при нарушении данного условия и возникающие при этом эффекты будут

подробно исследованы в последующих главах. Равенство нулю инжекционных токов катодного или анодного эмиттеров (в зависимости от типа затвора) обозначено на рис. 15. При этом, в сделанных предположениях, плотность тока экстракции (J_p или J_n) может быть приравнена к полному току в цепи нагрузки, приведенному к площади прибора $J = I/S$, на протяжении всего анализируемого периода процесса выключения, включая начальную стадию ДЛП. Тогда уравнение Пуассона для локального потенциала $\phi(y)$ в ООЗ имеет вид:

$$-\frac{d^2\phi}{dy^2} = \frac{dE}{dy} = \frac{\pm J \pm qN_0v_s}{\epsilon v_s}, \quad (2.2)$$

где v_s – насыщенная скорость дрейфа экстрагируемых носителей, N_0 – уровень легирования модулируемого базового слоя. Выбор знаков в (2.2) и последующих выражениях определяется типами свободных и встроенных зарядов.

Решения уравнения Пуассона для структур с буферным слоем зависят от того, занимает ли полевой домен только часть базового слоя при данных напряжении и плотности тока, или имеет место полный полевой прокол этого слоя и толщина домена равна толщине базы w_0 . В первом случае поле на границе между доменом и плазмой считается равным нулю. При этом имеют место следующие взаимосвязи между мгновенными значениями толщины домена w_F , напряжения U_F , максимального поля E_F и плотности экстракционного тока J :

$$w_F = \frac{E_F \epsilon v_s}{J \pm qN_0v_s}; \quad (2.3)$$

$$E_F = \sqrt{\frac{2U_F (J \pm qN_0v_s)}{\epsilon v_s}}. \quad (2.4)$$

Условие полевого прокола базы начинает выполняться при $w_F = w_0$, что дает для напряжения прокола

$$U_{pt} = \frac{J \pm qN_0v_s}{2\epsilon v_s} w_0^2. \quad (2.5)$$

Во втором случае, при наличии прокола $U_F > U_{pt}$, зависимость мгновенного значения максимального поля от напряжения и тока принимает вид

$$E_F = \frac{U_F + U_{pt}}{w_0}. \quad (2.6)$$

В частности, для напряжения статической блокировки $U_{st} = U_F (J = 0)$ из выражений (2.2) и (2.4) определяется зависимость максимального поля в ООЗ от этого напряжения

$$E_{st} = \begin{cases} \sqrt{\frac{2qN_0U_{st}}{\varepsilon}}, & U_{st} \leq U_{pt} \\ \frac{U_{st} + U_{pt}}{w_0}, & U_{st} > U_{pt} \end{cases} \quad (2.7)$$

Мгновенное значение напряжения на домене зависит от характера цепи нагрузки. Для упрощения последующего анализа в данном параграфе рассматривается только случай с омической нагрузкой. При этом напряжение на приборе $U \approx U_F$ линейно зависит от плотности протекающего тока (согласно соотношению (1.3), записанному для плотностей тока – начальной $J^{(0)} = U_{st}/R_{load}$ и текущей J). Из соотношений (2.2), (2.4) и (2.6) определяется зависимость максимального поля в домене от мгновенного значения плотности тока:

$$E_F = \begin{cases} \sqrt{\frac{2U_{st}(J^{(0)} - J)(J \pm qN_0v_s)}{\varepsilon v_s J^{(0)}}}, & U_F \leq U_{pt} \\ \frac{1}{w_0} \left[U_{st} \left(1 - \frac{J}{J^{(0)}} \right) + U_{pt}(J) \right], & U_F > U_{pt} \end{cases} \quad (2.8)$$

При анализе начальной стадии пробоя в принятом выше приближении о малости плотности свободных зарядов, порождаемых лавинной генерацией, по сравнению с суммарной плотностью зарядов примеси и экстрагируемых носителей, мы не учитываем дополнительные искажения поля этими зарядами и полагаем, что в области умножения, расположенной вблизи плоскости максимального поля, дивергенция поля определяется плотностью тока в толще базы и равна $E'(J, J^{(0)}, N_0) = (J \pm qN_0v_s)/\varepsilon v_s$. При этом лавинные компоненты токов представляются через ионизационные интегралы I_p, I_n для случаев, когда пробой инициируется, соответственно, дырочным или электронным экстракционными токами:

$$I_p(J, J_0, N_0) = \int_0^{w_F} \alpha_p \exp \left[- \int_0^y (\alpha_p - \alpha_n) dy' \right] dy; \quad (2.9a)$$

$$I_n(J, J_0, N_0) = \int_0^{w_F} \alpha_n \exp \left[- \int_y^{w_F} (\alpha_n - \alpha_p) dy' \right] dy. \quad (2.9б)$$

Коэффициенты ударной ионизации для дырок и электронов даются выражениями

$$\alpha_{p,n} = \alpha_{p,n}^\infty \exp \left[-E_{p,n}^\infty / E(y) \right] \approx \alpha_{p,n}^\infty \exp \left[-E_{p,n}^\infty / E_F (1 - yE'_y / E_F) \right], \quad (2.10)$$

в которых использована линейная аппроксимация поля в окрестности максимума. В формулу (2.10) входят максимальное поле в домене E_F (2.6) и эмпирические параметры материала $\alpha_{p,n}^\infty$ и $E_{p,n}^\infty$. Верхние пределы интегрирования в (2.9a) и (2.9б) равны толщине домена w_F (2.3) при отсутствии полевого прокола и w_0 в противном случае.

Сформулируем условие начала ДЛП как условие перехода от убывания со временем суммарной (включающей и лавинную составляющую) плотности тока J_Σ в плоскости максимального поля к ее возрастанию. Данное условие основывается на качественных результатах работы [59] и не предполагает сохранения однородности плотности тока по площади структуры, допуская малые неоднородные флуктуации (вида $J_{p,n}I_{p,n}$) в слоях с наиболее интенсивным лавинным умножением. Полная плотность тока выражается следующим образом:

$$J_{\Sigma p,n} = J_{p,n} \left(1 + I_{p,n} \left(J, J^{(0)}, N_0 \right) \right), \quad (2.11)$$

где $J_{p,n}$ – однородная по площади плотность тока в глубине базы (индексы соответствуют случаям экстракции из нее дырок и электронов). Продифференцировав J_Σ по времени и учитывая, что на стадии выключения $dJ/dt < 0$, получим критерий начала пробоя в виде условия изменения знака производной dJ_Σ/dJ с положительного на отрицательный. При заданном рабочем статическом напряжении U_{st} (которое должно быть меньше напряжения статического пробоя) наименьшее значение параметра $J^{(0)}$, при котором существует точка перегиба зависимости $J_\Sigma(J)$, и есть критическая начальная плотность тока, определяющая вхождение переключателя в динамический пробой. Найденная таким образом критическая комбинация напряжения U_{st}^{cr} и начальной плотности тока $J^{(0)cr}$ соответствует точке на границе ОБР по отношению к началу ДЛП. Предельная коммутируемая мощность пропорциональна току включенного состояния и напряжению блокировки. Вхождение в ДЛП ограничивает ее величину, приведенную к рабочей площади структуры, на уровне $P_{\max}^{av} = U_{st}^{cr} J^{(0)cr}$.

Пример зависимости $J_\Sigma(J)$ при различных плотностях тока J_0 приведен на рис. 16 для случая кремниевого БПМЗ с базой n_0 -типа и затвором со стороны катода, при выключении экстрагирующим дырки ($J = J_p$). При фиксированном напряжении $U_{st} = 4$ кВ переход от монотонной зависимости $J_\Sigma(J)$ к немонотонной происходит при $J^{(0)} = J^{(0)cr}$:

$$J^{(0)cr} = \min \left(J^{(0)} \left| \frac{dJ_\Sigma}{dJ} = 0, \frac{d^2 J_\Sigma}{dJ^2} = 0 \right. \right); \quad P_{\max}^{av} = U_{st} J^{(0)cr}. \quad (2.12)$$

В построенную модель входят всего 9 параметров. Физические свойства материала определяются величинами диэлектрической проницаемости ϵ , насыщенной скоростью дрейфа v_s экстрагируемых носителей, параметрами в формулах для коэффициентов ударной ионизации (2.10). Толщина базы w_0 , концентрация и тип легирующей примеси в этой базе ($N_0 = N_d$ или $N_0 = N_a$), а также тип затвора (катодный или анодный) определяют исследуемую структуру. Оставшиеся два параметра характеризуют внешнюю цепь: питающее напряжение U_{st} и приведенное к единице рабочей площади прибора сопротивление нагрузки, задающее начальную плотность тока $J^{(0)}$.

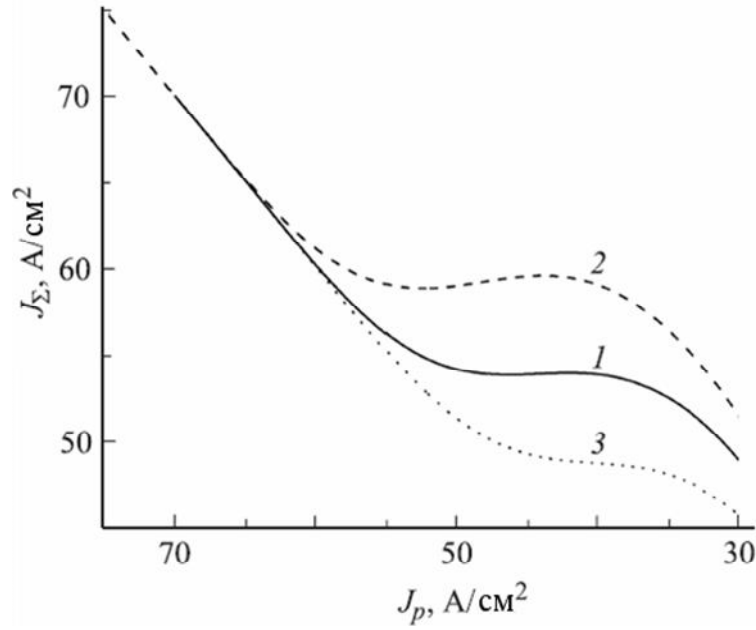


Рис. 16 — Траектории процессов выключения при различных значениях начальной плотности тока: 1 — $J^{(0)} = J^{(0)cr}$, 2 — $J^{(0)} > J^{(0)cr}$, 3 — $J^{(0)} < J^{(0)cr}$

Следует отметить, что приближение насыщенной скорости дрейфа может быть неверным, когда пробой начинается при плотности экстракционного тока $J \sim qN_0v_s$. В этом случае следует использовать выражения для скорости дрейфа, зависящей от напряженности поля, для конкретного материала и типа носителей. Для большинства применяемых полупроводников такие зависимости установлены эмпирически [94,95] и аппроксимируются выражениями вида

$$v(E) = \mu_0 E \left[1 + \left(\frac{\mu_0 E}{v_s} \right)^v \right]^{-1/v}, \quad (2.13)$$

со своими значениями подвижностей в слабых полях μ_0 , насыщенных скоростей дрейфа v_s и показателей степени v для каждого типа носителей в данном материале. При подстановке зависимостей (2.13) вместо констант v_{ps} и v_{ns} в (2.1) правая часть уравнения Пуассона (2.2) будет содержать полную плотность заряда

$$\rho(E, J) = \frac{J}{\mu_0 E} \left[1 + \left(\frac{\mu_0 E}{v_s} \right)^v \right]^{1/v} \pm qN_0. \quad (2.14)$$

Уравнение Пуассона при этом интегрируется в квадратурах, и в результате получаются следующие параметрические зависимости толщины домена и падения напряжения на нем от максимального поля E_F :

$$w_F(J, E_F) = \int_0^{E_F} \frac{dE}{dE/dy} = \int_0^{E_F} \frac{\varepsilon dE}{\rho(E, J)}; \quad (2.15)$$

$$U_F(J, E_F) = \int_0^{E_F} \frac{EdE}{dE/dy} = \int_0^{E_F} \frac{\varepsilon EdE}{\rho(E, J)}. \quad (2.16)$$

Дальнейшие вычисления производятся аналогично описанной выше процедуре.

2.1.3 Анализ ограничений по коммутируемой мощности

Приведенные ниже результаты расчетов для всех четырех вариантов структур биполярных переключателей выражают зависимости предельной коммутируемой мощности от уровня легирования базы N_0 , а также границы области безопасной работы, определяемые вхождением в ДЛП. Исследовались случаи как кремниевых, так и карбид-кремниевых (на основе политипа 4H-SiC) приборных структур. Значения базовых параметров этих материалов, использованные при вычислениях, взяты из работ [51] и [96,97] соответственно. Для карбида кремния, проявляющего выраженную анизотропию электрофизических свойств, использованы параметры моделей ударной ионизации для кристаллографических направлений $\langle 0001 \rangle$. Выбранные параметры непосредственно применимы для эпитаксиальных структур, выращенных на подложках с ориентацией (0001).

Таблица 1 — Параметры материалов Si и 4H-SiC

Материал	$\alpha_n^\infty, \text{см}^{-1}$	$E_n^\infty, \text{В/см}$	$\alpha_p^\infty, \text{см}^{-1}$	$E_p^\infty, \text{В/см}$	$\varepsilon, \text{Ф/см}$	$v_{ns}, \text{см/с}$	$v_{ps}, \text{см/с}$
Si	$6,30 \cdot 10^5$	$1,23 \cdot 10^6$	$1,74 \cdot 10^6$	$2,18 \cdot 10^6$	$1,04 \cdot 10^{-12}$	$1,07 \cdot 10^7$	$8,37 \cdot 10^6$
4H-SiC	$1,76 \cdot 10^8$	$3,30 \cdot 10^7$	$3,41 \cdot 10^8$	$2,50 \cdot 10^7$	$8,55 \cdot 10^{-13}$	$2,0 \cdot 10^7$	$2,0 \cdot 10^7$

Область изменения рабочих напряжений для БПМЗ, работающего в цепи с омической нагрузкой, всегда ограничена сверху напряжением статического пробоя U_{st}^{av} блокирующего $p-n_0$ или p_0-n -перехода коллектора, положение которого, как уже отмечалось, может совпадать (при экстракции неосновных носителей) или не совпадать (при экстракции основных носителей) с плоскостью максимального поля вблизи затвора. Напряжение статического пробоя оценивалось с помощью условия (2.12) п. 2.1.2, анализируемого в пределе малых токов экстракции неосновных носителей. Вычисления производились путем нахождения максимальных значений U_{st} при снижении пробных значений $J^{(0)}$ до величин $\sim 1-10 \text{ мкА/см}^2$, когда их дальнейшее уменьшение приводило к изменению U_{st} менее чем на 0,1 %. Найденное таким способом U_{st} и считалось искомым напряжением статического пробоя. Обнаружено заметное различие этой величины для случаев $p-n_0$ и p_0-n -переходов. При этом для кремния пробойное напряжение перехода первого типа на несколько процентов ниже, чем второго,

тогда как для материала 4H-SiC имеет место обратное соотношение. Это объясняется тем, что в процессе лавинного умножения [51] более активную роль играют те носители, которые имеют более низкие значения параметра E_n^∞ в экспоненциальной формуле (2.10) для коэффициента ударной ионизации.

При вычислении предельной мощности рабочее напряжение выбиралось с запасом по статическому пробую: $U_{st} = 0,9U_{st}^{av}$.

На рис. 17 показаны расчетные зависимости предельной коммутируемой мощности кремниевым переключателем с толщиной базы 450 мкм. Для каждого значения концентрации легирующих примесей определялось напряжение статического пробоя, задавалось уменьшенное значение рабочего напряжения U_{st} , после чего численно находилась критическая плотность тока.

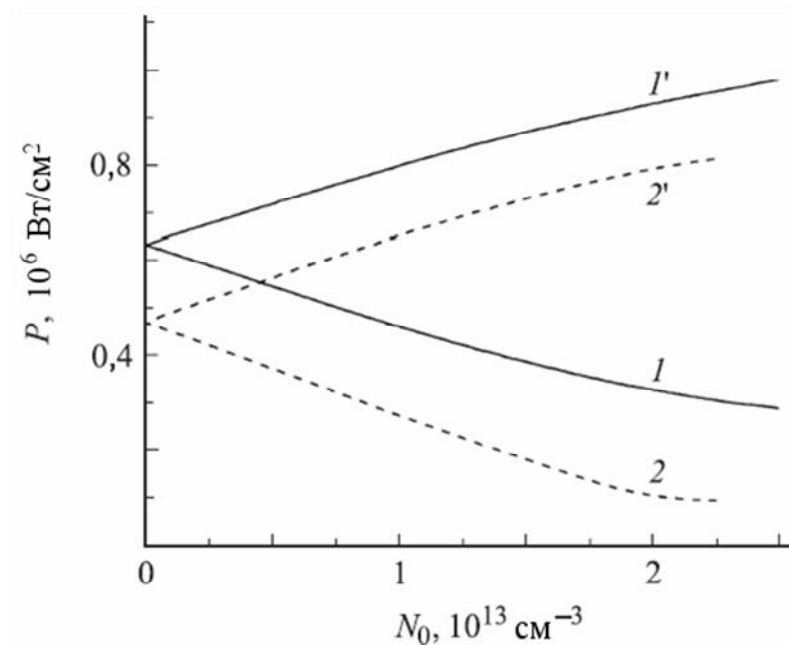


Рис. 17 — Предельная плотность коммутируемой мощности кремниевых приборов в зависимости от уровня и типа легирования базы, а также типа экстрагируемых носителей

Расчеты показывают, что для интервала концентраций легирования выше $4,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ варианты кремниевых структур, в которых при выключении экстрагируются неосновные носители (кривые 1, 2), характеризуются меньшей предельной мощностью, чем те, где экстрагируются основные носители (1', 2'). Так, при $N_a = 2,25 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ в случае экстракции электронов из p_0 -базы (2) предельная мощность составляет всего $\approx 100 \text{ кВт/см}^2$ (хотя при экстракции дырок из n_0 -базы (1) эта величина возрастает до 290 кВт/см^2). Но при реализации условий экстракции основных носителей предел $P_{\max}$ значительно возрастает. В частности, для $p^+-n-n_0-p-n^+$ -структуры (2') с анодным затвором (выводящим электроны) при легирова-

нии $2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ $P_{\max} \approx 810 \text{ кВт/см}^2$, а для $p^+-n-p_0-p-n^+$ -структуры (I') при том же легировании значение $P_{\max}$ может быть увеличено до 980 кВт/см^2 .

Границы ОБР для кремниевой структуры, рассчитанной на напряжение переключения 5–6 кВ, с параметрами $w_0 = 450 \text{ мкм}$ и $N_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, представлены на рис. 18, а. Случаю экстракции дырок из n_0 -базы соответствуют кривые 1, их экстракции из p_0 -базы – кривые 2. Соответственно, кривые 3 относятся к случаям экстракции электронов из p_0 -базы, а кривые 4 – экстракции электронов из n_0 -базы. Независимо от конструкций и типов экстрагируемых носителей, пороговые значения $J^{(0)}(U_{st})$, указывающие на начало ДЛП, монотонно увеличиваются со снижением рабочего напряжения. В области больших напряжений наблюдается плавное снижение кривых, иллюстрирующих случаи экстракции неосновных носителей, до приближающихся к нулю значений в точках с некоторым напряжением, которое принято за напряжение статического пробоя. В соответствии с проведенным выше обсуждением особенностей $p-n_0$ и p_0-n -переходов, отметим также, что величина статического напряжения пробоя для кремниевых БПМЗ с $p-n_0$ -переходом, экстрагирующим дырки, всегда меньше, чем у приборов с p_0-n -переходом, экстрагирующим электроны.

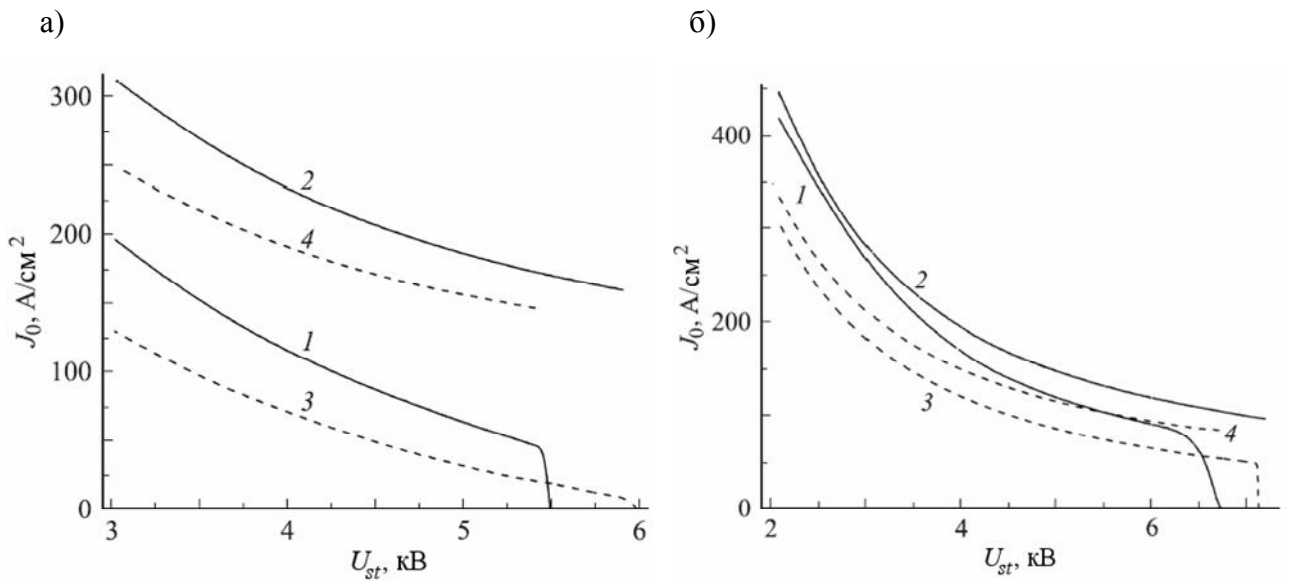


Рис. 18 — Границы ОБР для кремниевых приборов при рабочих напряжениях $U_{st} \leq U_{st}^{av}$ для различных концентраций легирования базы: $N_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (а) и $N_0 = 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (б)

Наиболее высоким критическим током обладают структуры с p_0 -базой и экстракцией дырок (кривые 2 на рис. 18). В данном примере концентрации подвижных носителей сравнимы с уровнем легирования базы, поэтому условия пробоя сильно зависят от того, являются носители основными или неосновными. В структуре с уменьшенным до $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ легированием базы влияние типа носителя ослабевает (рис. 18, б), так как вклады зарядов основных и неосновных носителей в пространственный заряд домена уравниваются. В этом случае ос-

новную роль играет соотношение коэффициентов ударной ионизации. Соответственно наибольший критический ток – в варианте с экстракцией дырок из p_0 -базы.

Далее приведем результаты расчета границ ОБР 4H-SiC-прибора с легированием базовой области $7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и ее толщиной 20 мкм (рис. 19). Обозначения кривых, соответствующих четырем вариантам конструкции прибора, те же, что и на рис. 18. В случае карбида кремния критические плотности токов на границах области безопасной работы более чем на 2 порядка выше, чем для кремния ($\sim 100 \text{ кА/см}^2$ против 300 А/см^2). Тип экстрагируемого носителя относительно типа легирования не оказывает существенного влияния на положение границы ОБР, так как концентрация свободных носителей в полевом домене $p, n \sim J^{(0)}/(qv_s)$ более чем на порядок превышает концентрацию ионизованной примеси $N_0 = 7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Это аналогично случаю слабого легирования базы для кремниевого прибора. Однако в отличие от кремния, в карбид-кремниевом приборе более высокий критический ток включенного состояния реализуется в варианте экстракции электронов, независимо от того, выступают ли они основными или неосновными носителями. Решающую роль здесь играет меньший коэффициент ударной ионизации [96,97] у электронов по сравнению с дырками.

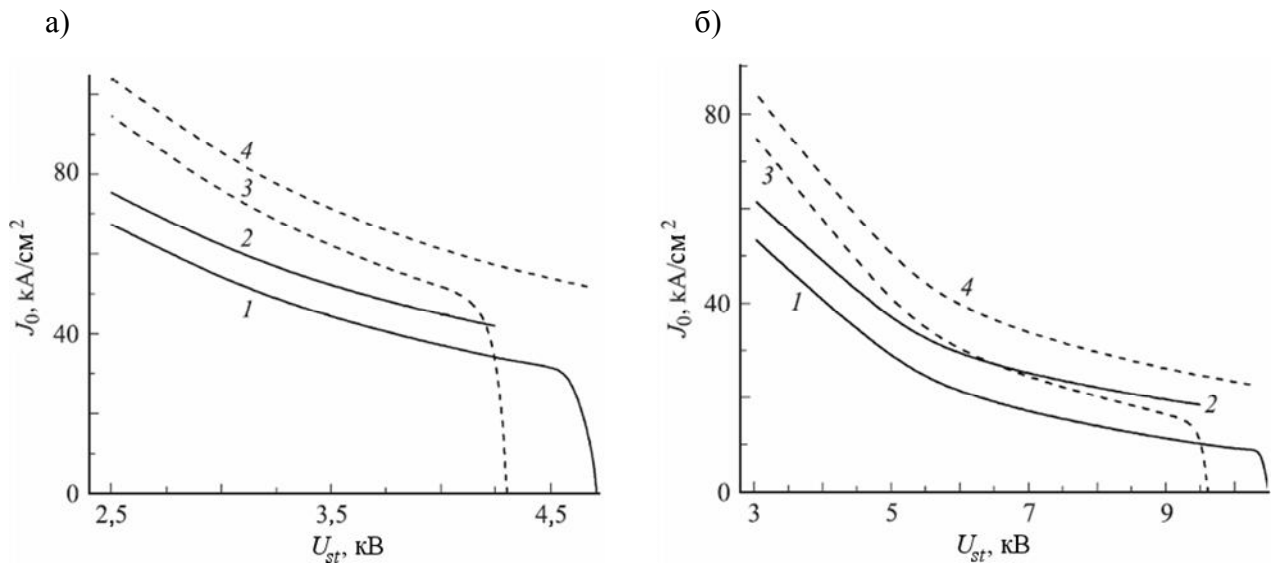


Рис. 19 — Границы ОБР для карбид-кремниевых приборов при рабочих напряжениях $U_{st} \leq U_{st}^{av}$ для различных толщин базы: $w_0 = 20 \text{ мкм}$ (а) и $w_0 = 50 \text{ мкм}$ (б)

Построенная в настоящем параграфе универсальная методика определения условий вхождения в ДПП позволяет оперативно проводить оценки и сравнения величин предельной коммутируемой мощности и границ области безопасной работы при реализации экстракции неосновных и основных носителей в процессе выключения биполярных переключателей и тем самым, обоснованно выбирать дизайн полупроводниковой структуры при разработке

прибора. Следует отметить, что нахождение с ее помощью предельных уровней коммутируемой мощности и границ ОБР не требует задания критического поля лавинного пробоя.

Проведенный анализ показывает, что для структур, в которых при выключении выводятся основные носители, и при этом менее активные при ударной ионизации, предельная плотность коммутируемой мощности выше (по сравнению со случаем структур с экстракцией неосновных носителей) почти в 10 раз даже для кремния, а для карбида кремния – достигает значений порядка 200 МВт/см^2 , играющих роль верхнего теоретического предела плотности коммутируемой мощности по отношению к ДПП.

2.2 Обобщенная аналитическая модель процесса запираания биполярного переключателя

Исследование динамического перераспределения тока, имеющего непосредственное влияние на границы ОБР мощных биполярных переключателей с микроструктурами, требует обстоятельного совершенствования теоретических представлений о переходных процессах выключения этого класса приборов. Для этого необходимо построение иерархии моделей, предусматривающей описание системы на всех уровнях от фундаментального физического (нестационарные инжекционно-экстракционные процессы в полупроводниковой структуре) до электротехнического (взаимодействия прибора с внешними цепями и режимы работы этих цепей). Данным требованиям наиболее просто удовлетворить, если воспользоваться обобщенным представлением всех разновидностей современных силовых биполярных приборов как членов класса БПМЗ. Выделение в модулируемом по проводимости базовом слое прибора областей сильного поля и квазинейтральной электронно-дырочной плазмы (см. рис. 20 в п. 2.2.2) позволило сформулировать уравнения нелинейной динамики этих областей в одномерном приближении (оправданном в пределах биполярной части единичной управляемой ячейки) и тем самым построить сравнительно простые приближенные аналитические модели [87–90] процесса запираания. При дальнейшем развитии моделей, основанных на таком представлении, весьма актуален последовательный учет как можно большего числа физических явлений и режимных факторов, действующих в номинальных и критических предаварийных условиях работы реального прибора. К ним следует отнести следующие явления, в своей совокупности не учтенные ни в одной из существующих теорий: ударная ионизация и нелинейные зависимости скоростей дрейфа в сильных электрических полях, а также взаимосвязи токов и напряжений на всех электродах, соответствующие законам функционирования внешних цепей и влияющие при этом на текущие физические условия в самой полупроводниковой структуре. Построение обобщенной одномерной нестационарной модели обратного

восстановления биполярных переключателей класса БПМЗ при реализации различных режимов управления затвором является основной задачей настоящего параграфа.

2.2.1 Начальное состояние прямой проводимости

Описание процесса выключения требует задания начальных условий для концентраций носителей в модулируемом базовом слое, получаемых путем предварительного анализа стационарного включенного состояния. Расчет стационарных распределений концентраций электронно-дырочной плазмы основывается на известных моделях двойной инжекции, изложенных, например, в монографии [98]. Для силовых биполярных частотных интегральных микросхем типичные значения концентраций инжектированных носителей лежат в диапазоне 10^{16} – 10^{17} см⁻³, оправданном с точки зрения компромисса между статическими и переходными тепловыми потерями [12,99]. При таких порядках концентраций эффекты электронно-дырочного рассеяния (ЭДР) и оже-рекомбинации пренебрежимо малы, и стационарное распределение плазмы $p^{(0)}(y)$ по глубине базы описывается уравнением амбиполярной диффузии с учетом только рекомбинации Шокли-Рида в условиях высокого уровня инжекции (ВУИ):

$$\frac{d^2 p^{(0)}}{dy^2} = \frac{p^{(0)}(y)}{L_h^2}. \quad (2.17)$$

Координатная ось y совпадает с продольной осью управляемой приборной ячейки, причем на катодной границе слаболегированной базы принято $y = 0$, а на анодной – $y = w_0$. Через L_h обозначена амбиполярная диффузионная длина в базе, зависящая от шокли-ридовского времени жизни τ_h при ВУИ. Она определяется как $L_h = \sqrt{D_h \tau_h}$, где $D_h = 2bD_p / (b+1)$ – коэффициент амбиполярной диффузии, D_p – коэффициент диффузии дырок, $b = \mu_{n0} / \mu_{p0}$ – отношение подвижностей электронов и дырок в слабых полях. Решение (2.17) хорошо известно и имеет вид

$$p^{(0)}(y) = p_{\min} \operatorname{ch}[(y - y_{\min}) / L_h]. \quad (2.18)$$

В силу квазинейтральности плазмы с ВУИ данному распределению подчиняются концентрации и электронов, и дырок. Параметры $y_{\min}$ и $p_{\min}$ определяют координату минимума распределения и соответствующую ей минимальную концентрацию при заданной стационарной плотности полного тока $J^{(0)}$. Для их вычисления требуются граничные условия для концентраций носителей и их градиентов на краях базы и смежных с ней слоев. В рассматриваемой нами задаче эти условия удобно сформулировать, используя представления для плотностей токов электронов и дырок в амбиполярном диффузионно-дрейфовом приближении (при выборе знаков диффузионных слагаемых учитывается, что ось y направлена противоположно вектору полной плотности тока $J^{(0)}$):

$$J_n = \frac{b}{b+1} J^{(0)} - qD_h \frac{dp^{(0)}}{dy}, \quad J_p = \frac{J^{(0)}}{b+1} + qD_h \frac{dp^{(0)}}{dy}. \quad (2.19)$$

Значения этих компонент тока на каждой из границ базы определяются инжекционными способностями соответствующих эмиттеров, количественно выражаемых коэффициентами инжекции $\gamma_C = J_n/J^{(0)}$ и $\gamma_A = J_p/J^{(0)}$. Данные коэффициенты, вообще говоря, зависят от плотности тока. Для адекватного описания такой зависимости [98] следует учитывать нелинейные по граничным концентрациям плазмы утечки инжектированных носителей из базовой области с ВУИ в прилегающие сильнолегированные слои с низким уровнем инжекции. При использовании упрощающего приближения резких p – n -переходов (т. е. ступенчатого профиля распределения примесей в материале) получающиеся соотношения записываются следующим образом:

$$-qD_h \left. \frac{dp^{(0)}}{dy} \right|_{y=0} = \gamma_p^d J^{(0)} - J_{sp} \left(\frac{p^{(0)}(0)}{n_{i0}} \right)^2; \quad (2.20a)$$

$$qD_h \left. \frac{dp^{(0)}}{dy} \right|_{y=w_0} = \gamma_n^d J^{(0)} - J_{sn} \left(\frac{p^{(0)}(w_0)}{n_{i0}} \right)^2. \quad (2.20б)$$

Здесь $\gamma_p^d = 1/(b+1)$ и $\gamma_n^d = b/(b+1)$ – доли дырочной и электронной компонент тока в плазме, n_{i0} – собственная концентрация носителей. Второй член в правой части каждого из уравнений (2.20) описывает утечку в прилегающий к базе сильнолегированный слой в приближении Флетчера [100], квадратично растущую с увеличением граничной концентрации. Плотности токов утечки зависят также от комбинации параметров эмиттерных слоев, причем величины J_{sp} , J_{sn} имеют смысл плотностей токов насыщения катодного и анодного эмиттеров соответственно:

$$J_{sp} = \frac{qn_{i0}^2 D_p^C \exp(\Delta E_g^C / kT)}{L_p^C N_D} \operatorname{cth} \left(\frac{l_C}{L_p^C} \right). \quad (2.21)$$

Аналогичное выражение с параметрами D_n^A , ΔE_g^A , l_A , L_n^A и N_A справедливо и для плотности тока насыщения J_{sn} анодного эмиттера. В (2.21) учтены существенно значимые для прямой ВАХ прибора [98] эффекты сильного легирования эмиттерного слоя:

- 1) эффективное сужение ширины запрещенной зоны ΔE_g^C ;
- 2) снижение времени жизни неосновных носителей τ_p^C в эмиттере;
- 3) зависимости коэффициента диффузии неосновных носителей D_p^C и их диффузионной

длины $L_p^C = \sqrt{D_p^C \tau_p^C}$ от концентрации донорной примеси N_D .

В настоящей работе при количественном описании перечисленных эффектов использованы известные аппроксимирующие выражения (верхние индексы C и A , обозначающие конкретный тип эмиттера, опущены):

- 1) для эффективной ширины запрещенной зоны

$$E_{g\text{ eff}} = E_{g0} - \Delta E_g = E_{g0} - E_{ref} \left[\ln \left(\frac{N_t}{N_{ref}} \right) + \sqrt{\left(\ln \left(\frac{N_t}{N_{ref}} \right) \right)^2 + 0,5} \right], \quad (2.22)$$

где E_{g0} – ширина зоны собственного полупроводника, N_t – полная концентрация легирующих примесей в эмиттере, N_{ref} – параметр модели [101];

- 2) для времен жизни неосновных носителей при низком уровне инжекции

$$\tau = \left(\tau_{SRH}^{-1} + \tau_A^{-1} \right)^{-1}, \quad (2.23)$$

$$\tau_{SRH} = \frac{\tau_{\max}}{1 + \left(N_t / N_{ref_s} \right)^\gamma}, \quad (2.24)$$

$$\tau_A = \left(CN^2 \right)^{-1} \quad (2.25)$$

со следующими параметрами: $\tau_{\max}$ – время жизни по Шокли-Риду в нелегированном материале, N_{ref_s} – эмпирическое значение пороговой концентрации эмпирической модели снижения времени жизни [102,103], γ – поправочный коэффициент этой модели, C – коэффициент оже-рекомбинации для данного типа носителей (дырок для катодного эмиттера, где $N = N_D$, или электронов для анодного эмиттера, где $N = N_A$);

- 3) для подвижностей согласно модели Мазетти [104]

$$\mu = \mu_{\min 1} \exp \left(-\frac{P_c}{N_t} \right) + \frac{\mu_{\max} - \mu_{\min 2}}{1 + \left(N_t / C_r \right)^\alpha} - \frac{\mu_1}{1 + \left(C_s / N_t \right)^\beta}, \quad (2.26)$$

через которые по соотношению Эйнштейна $D = \mu kT / q$ (здесь k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура полупроводникового кристалла) определяются коэффициенты диффузии в пренебрежении ЭДР.

Численные значения параметров в (2.22)–(2.26) приняты равными соответствующим значениям в [81] в целях последующего корректного сравнения результатов расчетов и имитационного моделирования средствами программного пакета Sentaurus Device, набор физических моделей и параметров которого калиброван для решения интересующего нас класса задач. Через l_C и l_A выше обозначены толщины эмиттерных слоев, N_D и N_A – концентрации ионизованных доноров и акцепторов в них (в приближении резких переходов). Искомые параметры распределения плазмы $y_{\min}$ и $p_{\min}$ находятся после расчета токов насыщения эмиттеров, подстановки (2.18) в граничные условия и совместного решения пары уравнений (2.20).

Анализ включенного состояния упрощается, когда нелинейные утечки в (2.20) пренебрежимо малы. Граничные условия тогда задаются в следующей форме:

$$-qD_h \left. \frac{dp^{(0)}}{dy} \right|_{y=0} = (\gamma_{C\text{ eff}} - \gamma_n^d) J^{(0)}, \quad (2.27a)$$

$$qD_h \left. \frac{dp^{(0)}}{dy} \right|_{y=w_0} = (\gamma_{A\text{ eff}} - \gamma_p^d) J^{(0)}. \quad (2.27b)$$

Введенные эффективные коэффициенты инжекции $\gamma_{C\text{ eff}}$ и $\gamma_{A\text{ eff}}$ на границах базы в этом случае полагаются постоянными и технологически заданными величинами. Подстановка решения (2.18) при соблюдении условий $\Delta\gamma_A = \gamma_{A\text{ eff}} - \gamma_p^d \geq 0$ и $\Delta\gamma_C = \gamma_{C\text{ eff}} - \gamma_n^d \geq 0$ (причем $\Delta\gamma_A$ и $\Delta\gamma_C$ не должны быть равны нулю одновременно) приводит (см., например, [105]) к явным выражениям для параметров стационарного распределения плазмы:

$$y_{\min} = L_h \operatorname{arsh} \left(\frac{\operatorname{sh}^2(w_0/L_h)}{(\operatorname{ch}(w_0/L_h) + \Delta\gamma_A/\Delta\gamma_C)^2 - \operatorname{sh}^2(w_0/L_h)} \right)^{1/2}; \quad (2.28)$$

$$p_{\min} = \frac{L_h J^{(0)} \Delta\gamma_C}{qD_h \operatorname{sh}(y_{\min}/L_h)}. \quad (2.29)$$

2.2.2 Динамика перехода в блокирующее состояние

2.2.2.1 Предварительные замечания

В целях определенности в дальнейших построениях рассматривается типичный вариант приборной структуры вида $p^+-(n')-n_0-p-n^+$ с затвором у катодного эмиттера, если тип структуры специально не оговаривается. Наличие буферного n' -слоя у анодной границы n_0 -базы также будет особо отмечено.

Заслуживающие основного внимания процессы происходят в n_0 -базе. В исходном включенном состоянии на катодной границе $\bar{C}$ этой базы соотношение электронной и дырочной компонент плотности тока (2.19) полностью определяется сформулированными выше граничными условиями. После подачи на затвор выключающего импульса при реализации номинального режима работы состав тока на этой границе базы меняется практически скачкообразно (плотность тока экстракции дырок J_G на границе с p -базой достигает значения $J^{(0)}$). Лишь при таких условиях обеспечивается полное и быстрое прекращение инжекции в управляемых эмиттерах всех элементарных ячеек прибора еще до появления обратного смещения коллектора и зарождения в базе домена сильного поля F . Однако, имея в виду широ-

кое разнообразие нерегулярных предаварийных сценариев, нам необходимо предусмотреть возможность описания режимов с не полностью запертым катодным эмиттером.

Длительности стадий рассасывания избыточных носителей в тонкой p -базе, а также зарождения ООЗ коллекторного перехода в n_0 -базе обычно не превышают нескольких десятков наносекунд. Поэтому далее ими допустимо пренебрегать и рассматривать последующий и наиболее существенный в отношении границ ОБР этап процесса запирания с выводением накопленной плазмы из n_0 -базы (рис. 20) и восстановлением блокирующей способности прибора. Ниже формулируются законы временной эволюции домена сильного поля (ООЗ) F , квазинейтрального плазменного «резервуара» P и переходного слоя D между ними, описывающие концентрационно-полевую динамику в приборной структуре на этом этапе.

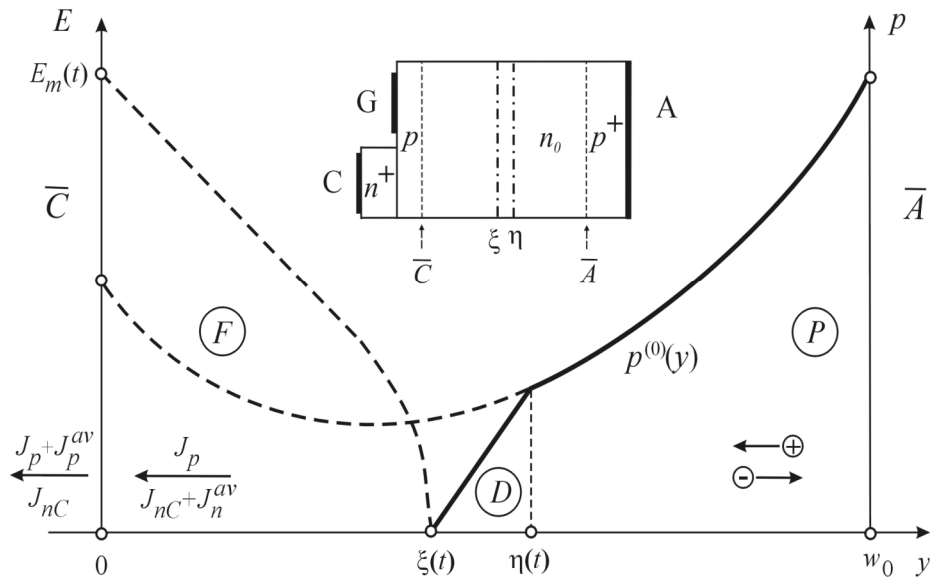


Рис. 20 — Распределения электрического поля и концентраций плазмы и биполярный состав токов в n_0 -базе управляемой ячейки биполярного переключателя в процессе вывода накопленной плазмы. На вставке — схематическое поперечное сечение управляемой ячейки

2.2.2.2 Область объемного заряда

Длительность стадии запирания современных биполярных переключателей, работающих в частотных преобразователях, не превышает величин порядка 10 мкс. Диффузия носителей через всю толщину базы, равно как и через область объемного заряда на стадии выключения, пренебрежимо мала: характерное время сквозной диффузии $w_0^2/2D_h$ обычно превышает время выключения в 5–10 раз. В сильных полях ООЗ (на большей части домена превышающих поле насыщения скорости дырок $E_{ps} = 2 \cdot 10^4$ В/см) время пролета благодаря дрейфу составляет единицы наносекунд, следовательно, в области F и рекомбинация также незначительна. Наконец, при характерных плотностях протекающего через F полного тока

$J \sim 10\text{--}100 \text{ А/см}^2$ плотность тока смещения $\varepsilon dE/dt \sim 0,1\text{--}1 \text{ А/см}^2 \ll J$ (токи проводимости и смещения были бы одного порядка при изменении электрического поля на $5 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ за 10 нс , что в существующих переключателях рассматриваемого класса никогда не реализуется). Поэтому токами смещения допустимо пренебречь. На основании этих выводов (сделанных также в предыдущем параграфе в п. 2.1.2) распределение электрического поля в области F может быть адекватно описано в квазистатическом приближении. Полная плотность зарядов в этой области базы, содержащая вклады концентраций ионизированных доноров N_d и свободных дырок p , а также порождаемых при лавинном умножении или инжекции из катодных эмиттеров свободных электронов n , выражается тогда через плотности дырочной и электронной компонент полного тока проводимости:

$$\rho = qN_d + \frac{J_p}{v_p(E)} - \frac{J_n}{v_n(E)}. \quad (2.30)$$

Отличия нашей модели от ранних подходов [87–90,106] состоят в следующем. Во-первых, совместно учитываются оба критически важных (в отношении ограничений ОБР) фактора, приводящие к появлению электронной компоненты тока в области F , – ударная ионизация и инжекция электронов из катода. Во-вторых, для адекватного описания распределения поля на большей части этой области в условиях биполярного состава тока учитываются нелинейные феноменологические зависимости скоростей дрейфа носителей от локальной напряженности поля. Они аппроксимируются выражениями вида (2.13), в которых показатель степени ν равен 1,109 для электронов и 1,213 для дырок для случая кремния при комнатной температуре [95]. При построении и реализации аналитической модели мы полагаем значения этого параметра равными единице для обоих типов носителей, так что формула (2.13) принимает более простой вид $v_{p,n}(E) = \mu_{p0,n0}E / (1 + \mu_{p0,n0}E / v_{ps,ns})$. Такое упрощающее предположение уже использовалось, например, в работе [88] и др., тем не менее, совместный учет ненасыщенного дрейфа и биполярного состава тока в рамках единой модели запираания биполярного переключателя ранее не проводился.

Рассмотрим более подробно граничные условия для уравнения Пуассона (1.9в) и входящие в выражение для плотности заряда (2.30) величины. Введем новую систему координат $y' = \xi - y$, в которой катодная граница базы находится в точке $y' = \xi$, а граница ООЗ – в точке $y' = 0$. В последующем рассмотрении соблюдение квазинейтральности, благодаря ВУИ, предполагается как в самой плазменной области P , так и в переходном слое D ($\xi - \eta \leq y' \leq 0$). Поэтому, в пренебрежении длиной экранирования ($\lambda_D \ll |\eta - \xi|$), зададим на границе областей F и D условие $E|_{y'=0} = 0$. На противоположной границе F , в плоскости коллектора, напря-

женность поля обозначим через $E_m(t) = E|_{y'=\xi(t)}$. Далее, поскольку ударная ионизация возможна только в слое M с $E \geq 1,5 \cdot 10^5$ В/см, существенно более тонком, чем толщина домена F , искажением поля за счет генерируемых лавинным умножением электронов в первом приближении допустимо пренебречь. Тогда ударно-ионизационная компонента тока J_n^{av} , порождаемая в M -слое, фактически переносится в граничное условие в точке $y' = \xi$, где суммируется с инжекционной компонентой J_{nC} . Вычисление же тока генерации целесообразно выполнять через ионизационный интеграл I^{av} [25], распространяя его на всю толщину области объемного заряда F . При сделанных предположениях значения J_p и J_n являются постоянными по координате в пределах этой области. Пользуясь этим, выпишем плотность электронного тока в точке $y' = 0$ ($y = \xi$ на рис. 20), необходимую для последующих построений:

$$J_{n\xi} = J_{nC} + J_n^{av} = \alpha_1 J_C + (J_{p\xi} + J_{n\xi}) I^{av} = \gamma_C \beta_p J_C + J \alpha_{eff}^\infty \int_0^\xi \exp\left(-\frac{E_{eff}^\infty}{E(y')}\right) dy'. \quad (2.31)$$

В данном выражении $\alpha_1 = \gamma_C \beta_p$ – коэффициент передачи по току катодного n^+p-n -транзистора (γ_C – коэффициент инжекции катодного эмиттера при текущем значении плотности тока катода J_C , β_p – коэффициент переноса электронов через p -базу, определяемый обычным образом [25,88] в диффузионном приближении как $\text{ch}^{-1}(w_p/L_n) \approx 1$), $J_{p\xi} + J_{n\xi} = J$ – сумма дырочной и электронной компонент, равная в каждой точке полной плотности тока J . Оставшиеся параметры в последнем слагаемом (2.31) связаны с моделью ударной ионизации. Считается, что в этом процессе доминирующую роль играют дырки, экстрагируемые через затвор при выключении БПМЗ. Однако чтобы учесть и вклад электронов (плотность их тока даже в предаварийных режимах остается меньшей [46], чем дырочного тока, но в кремнии участием электронов в ударной ионизации благоприятствует меньший параметр E_n^∞ по сравнению с E_p^∞ – см. таблицу 1 в п. 2.1.3), используются одинаковые для обоих типов носителей эффективные значения параметров α_{eff}^∞ и E_{eff}^∞ (их численные значения приводятся ниже).

Отметим, что все плотности токов, входящие в (2.31) и последующие соотношения, определяются по отношению к площади сечения биполярной части управляемой ячейки.

Далее перейдем к нахождению электрического поля в области F . Решение этой задачи следует из соотношений (2.13), (2.30) и сформулированных выше граничных условий:

$$\frac{\varepsilon E dE}{AE + B} = dy'. \quad (2.32)$$

Данное уравнение позволяет найти [88,107] форму распределения $E(y')$ в любой точке F при произвольном соотношении плотностей токов J и $J_{n\xi}$, входящих в (2.32) через коэффициенты

$A = qN_d + [J - J_{n\xi} / \gamma_n^E] / v_{ps}$ и $B = [J - J_{n\xi} / \gamma_n^d] / \mu_{p0}$, где $\gamma_n^E = b_E / (b_E + 1)$, $b_E = v_{ns} / v_{ps}$. Однако в данном случае нас интересуют не сами распределения, а интегральные величины – толщина домена $w_F = \xi$ и падение напряжения на нем U_F как функции времени. Для их нахождения проинтегрируем (2.32) от 0 до ξ (см. также (2.15), (2.16)):

$$\xi = \frac{\varepsilon E_m}{A} - \frac{\varepsilon B}{A^2} \ln \left(1 + \frac{A}{B} E_m \right); \quad (2.33)$$

$$U_F = \frac{\varepsilon B^2}{A^3} \left[\frac{A^2}{B^2} \frac{E_m^2}{2} - \frac{A}{B} E_m + \ln \left(1 + \frac{A}{B} E_m \right) \right] \approx U_A. \quad (2.34)$$

Таким образом, получаются трансцендентные связи напряжения, толщины домена и плотностей токов в нем, параметрически зависящие от максимального поля E_m . Электронная компонента $J_{n\xi}$ остается пока неопределенной, так как сама зависит от распределения поля через интеграл ионизации в (2.31). Чтобы вычислить последний, аппроксимируем поле (рис. 21) линейной зависимостью $\tilde{E}(y')$ с теми же значениями поля E_m и его производной dE/dy' в точке ξ , что и у точного решения уравнения (2.32):

$$E(y') \approx \tilde{E}(y') = E_m + (y' - \xi) \frac{dE}{dy'} \Big|_{y'=\xi} = E_m + (y' - \xi) \frac{AE_m + B}{\varepsilon E_m}. \quad (2.35)$$

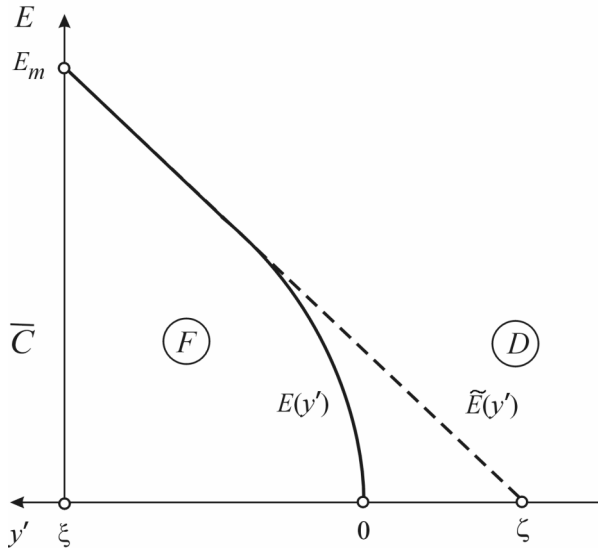


Рис. 21 — К вычислению ионизационного интеграла

Основной вклад в интеграл дает слой M с максимальным полем у коллектора, т. е. вблизи границы $y' = \xi$. В области ненасыщенного дрейфа носителей, где профиль $E(y')$ отличается от линейного $\tilde{E}(y')$, напряженности поля $E \leq (2-5) \cdot 10^4$ В/см заведомо малы для ударной ионизации. Поэтому без ущерба для точности вычисления ионизационного интеграла, изменим нижний предел интегрирования, взяв вместо 0 точку ζ такую, в которой выполняется усло-

вие $\tilde{E}(\zeta) = E_m + (dE/dy')|_{y'=\zeta}(\zeta - \xi) = 0$. После подстановки линейной функции (2.35) в интеграл (2.31) и простых преобразований подынтегрального выражения и пределов интегрирования получим:

$$I^{av} = \alpha_{eff}^{\infty} E_{eff}^{\infty} \frac{\varepsilon E_m}{AE_m + B} \int_0^{E_m/E_{eff}^{\infty}} \exp\left(-\frac{1}{u}\right) du. \quad (2.36)$$

Используем теперь тождество, связанное с интегральной показательной функцией

$$\int_0^x \exp\left(-\frac{1}{u}\right) du = x \exp\left(-\frac{1}{x}\right) - \int_{1/x}^{+\infty} \frac{\exp(-z)}{z} dz \quad (2.37)$$

и преобразуем (2.36) к виду

$$\int_{E_{eff}^{\infty}/E_m}^{+\infty} \frac{\exp(-z)}{z} dz = \frac{E_m}{E_{eff}^{\infty}} \exp\left(-\frac{E_{eff}^{\infty}}{E_m}\right) - \frac{AE_m + B}{\varepsilon \alpha_{eff}^{\infty} E_{eff}^{\infty} E_m} I^{av}. \quad (2.38)$$

Продифференцируем это равенство по времени с учетом временных зависимостей всех входящих в него величин – I^{av} , E_m , A и B (последние две зависят от времени через токи J и $J_{n\xi}$ согласно определениям на с. 66). В результате получим

$$\begin{aligned} \frac{dI^{av}}{dt} = & \left\{ -I^{av} \left[\left(\frac{dJ}{dt} - \frac{1}{\gamma_n^E} \frac{dJ_{n\xi}}{dt} \right) \frac{1}{v_{ps}} + \frac{1}{E_m^2} \left(\left(\frac{dJ}{dt} - \frac{1}{\gamma_n^d} \frac{dJ_{n\xi}}{dt} \right) \frac{E_m}{\mu_{p0}} + \left(\frac{J - J_{n\xi}/\gamma_n^d}{\mu_{p0}} \right) \frac{dE_m}{dt} \right) \right] + \right. \\ & \left. + \varepsilon \alpha_{eff}^{\infty} \frac{dE_m}{dt} \exp\left(-\frac{E_{eff}^{\infty}}{E_m}\right) \right\} / \left\{ qN_d + \frac{J - J_{n\xi}/\gamma_n^E}{v_{ps}} + \frac{J - J_{n\xi}/\gamma_n^d}{\mu_{p0} E_m} \right\} \end{aligned} \quad (2.39)$$

Это уравнение первого порядка для интеграла ионизации I^{av} , разрешенное относительно производной, записывается в виде $dI^{av}/dt = f(I^{av}, E_m, A, B)$ и численно интегрируется в составе формулируемой далее полной системы уравнений. Таким образом, использованный подход позволил уйти от пространственных зависимостей переменных в области F и оперировать связями зависящих только от времени величин – плотностей полного и инжекционного токов, максимального поля в домене, напряжением на нем и координатой его подвижной границы.

2.2.2.3 Динамика профиля электронно-дырочной плазмы

На этапе оттеснения плазмы расширяющейся ООЗ в n_0 -базе (рис. 20) граница $\xi(t)$ перемещается вглубь базы при неизменном (соответствующем начальному профилю $p^{(0)}(y)$) распределении концентраций $n \approx p$ в пределах $\eta(t) \leq y \leq w_0$. При этом в интервале $\xi(t) \leq y \leq \eta(t)$ происходит перестройка диффузионного слоя D , где концентрация изменяется от ну-

левого (на фоне ВУИ) значения в точке $y = \xi(t)$ до значения $p_\eta = p^{(0)}(\eta(t))$. В плазме осуществляется чисто дрейфовый перенос с квазиравновесным отношением подвижностей b ; сквозная диффузия через n_0 -базу на рассматриваемых временах переходных процессов (несколько микросекунд) несущественна. Описываемые процессы сопровождаются нарастанием напряжения на структуре, с большой точностью равного $U_F \approx U_A$.

Изменение концентрации плазмы в переходном слое D аппроксимируем линейной зависимостью:

$$p(y) = (y - \xi) \frac{dp}{dy} \Big|_{y=\xi}, \quad p_\eta = (\eta - \xi) \frac{dp}{dy} \Big|_{y=\xi}, \quad (2.40)$$

и, поскольку в этом слое предполагается соблюдение ВУИ и постоянства компонент тока,

$$J_n(y) = \gamma_n^d J - qD_h \frac{dp}{dy} = \gamma_n^d J - qD_h \frac{p_\eta}{\eta - \xi} = J_{n\xi}. \quad (2.41)$$

Переписывая последнее равенство, получаем используемую далее связь положений лидирующей и отстающей границ

$$\eta - \xi = \frac{qD_h p_\eta}{\gamma_n^d J - J_{n\xi}}. \quad (2.42)$$

Рассмотрим теперь баланс заряда одного типа носителей, например, электронов, в переходном слое. Последующие рассуждения обобщают модель работы [90] посредством учета электронной составляющей полного тока, наличие которой влияет на скорости движения границ $\eta(t)$ и $\xi(t)$ и через них – на динамику выключения БПМЗ. Длительность первой стадии оттеснения плазмы, когда движутся обе границы, как правило, меньше времени жизни в базе τ_h , в связи с чем рекомбинацию в этот период допустимо считать несущественной. Скорость изменения абсолютной величины заряда электронов Q в слоях D и P (рис. 22, а) обусловлена втеканием компоненты тока $\gamma_n^d J$ со стороны анода, вытеканием компоненты $J_{n\xi}$ в сторону катода (направления всех токов указываются в соответствии с общепринятым правилом) и, наконец, смещением левой границы слоя D :

$$\frac{dQ}{dt} = -\gamma_n^d J + J_{n\xi} + qp_\eta \frac{d\xi}{dt}. \quad (2.43)$$

Входящая сюда скорость движения границы ξ выражается через скорость фронта переходного слоя; для получения этой связи продифференцируем (2.42) по времени:

$$\left(1 - \frac{qD_h \left(\frac{dp^{(0)}}{dy} \right) \Big|_{y=\eta}}{\gamma_n^d J - J_{n\xi}} \right) \frac{d\eta}{dt} + \frac{qD_h p_\eta \left(\gamma_n^d \frac{dJ}{dt} - \frac{dJ_{n\xi}}{dt} \right)}{(\gamma_n^d J - J_{n\xi})^2} = \frac{d\xi}{dt}. \quad (2.44)$$

С другой стороны, дифференциал dQ может быть выражен, исходя из геометрических соображений [90], как изменение площади переходного слоя при приращениях от ξ , η к $\xi + d\xi$, $\eta + d\eta$ (здесь учитываются только линейные по $d\xi$ и $d\eta$ слагаемые). После приравнивания этого дифференциала, деленного на dt , и правой части (2.43), исключив $d\xi/dt$ согласно (2.44), имеем:

$$qp_\eta \left(1 - \frac{1}{2} \frac{qD_h}{\gamma_n^d J - J_{n\xi}} \frac{dp^{(0)}}{dy} \Big|_{y=\eta} \right) \frac{d\eta}{dt} + \frac{q^2 p_\eta^2 \gamma_n^d D_p \left(\gamma_n^d \frac{dJ}{dt} - \frac{dJ_{n\xi}}{dt} \right)}{(\gamma_n^d J - J_{n\xi})^2} = \gamma_n^d J - J_{n\xi}^{av}. \quad (2.45)$$

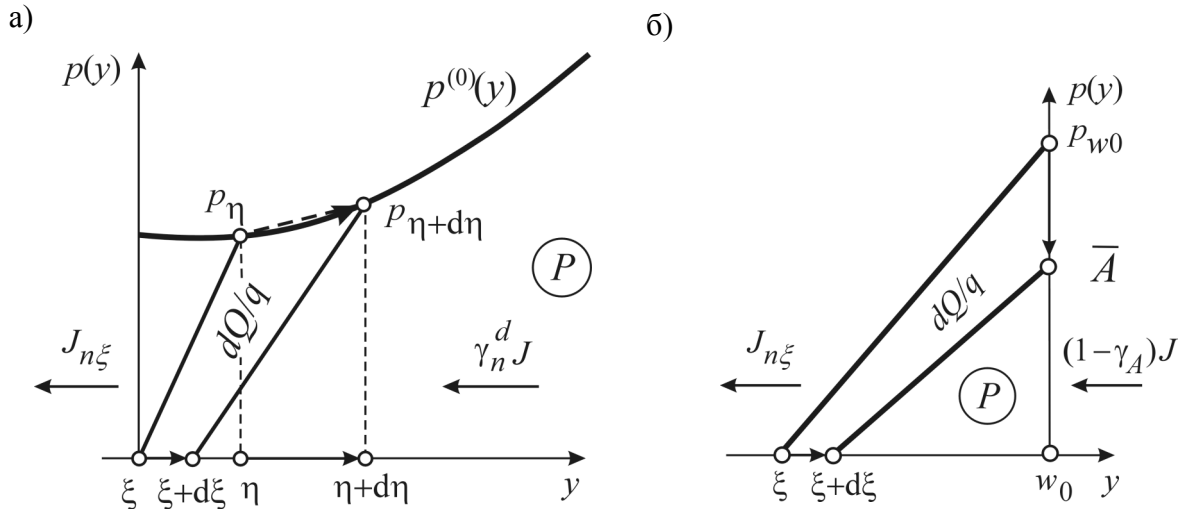


Рис. 22 — К описанию процесса оттеснения остаточной плазмы:
а) первая стадия $\xi(t) < \eta(t) < w_0$, б) вторая стадия $\xi(t) \leq w_0$, $\eta = w_0$

После того, как фронт переходного слоя достигает анодной границы базы (положения $\eta = w_0$), наступает вторая стадия оттеснения плазмы. Расширение ООЗ с ростом напряжения на приборе продолжается за счет трансформации области остаточной плазмы (рис. 22, б), сопровождающейся смещением ее границы ξ . Изменение концентрации плазмы теперь происходит за счет утечки носителей в прилегающий эмиттерный слой, рекомбинации и возможного поступления электронов за счет продолжающейся ударной ионизации и (или) инжекции. Уравнение, описывающее этот процесс, легко получить с помощью зарядового приближения, считая концентрацию плазмы линейно изменяющейся от 0 до p_w в интервале координат $\xi(t) \leq y \leq w_0$.

Действительно, скорость изменения остаточного заряда, с одной стороны, равна

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{Q}{\tau_h} - (1 - \gamma_A) J + J_{n\xi}, \quad (2.46)$$

а с другой –

$$\frac{dQ}{dt} = \frac{1}{2D_h} \frac{d}{dt} \left[(\gamma_n^d J - J_{n\xi})(w_0 - \xi)^2 \right]. \quad (2.47)$$

Приравнивая правые части этих уравнений, получаем

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{w_0 - \xi}{2\tau_h} + \frac{(w_0 - \xi)(\gamma_n^d dJ/dt - dJ_{n\xi}/dt)}{2(\gamma_n^d J - J_{n\xi})} + \frac{D_h}{w_0 - \xi} \cdot \frac{J(1 - \gamma_A) - J_{n\xi}}{\gamma_n^d J - J_{n\xi}}. \quad (2.48)$$

Данное уравнение и описывает завершающую стадию оттеснения плазмы. Коэффициент передачи анодного транзистора γ_A , вообще говоря, изменяется со спадом тока в течение процесса выключения. Его определение зависит от того, какой слой прилегает к анодной границе базы $y = w_0$ и какие физические условия в нем реализуются. В общем случае должны использоваться граничные условия как на границе базы и буферного n' -слоя, так и на границе последнего и p^+ -эмиттера, причем в n' - и p^+ -слоях реализуется низкий уровень инжекции, а в оставшейся треугольной области – высокий. В случае же структуры без n' -слоя, если исключается полевой прокол, допустимо считать $\gamma_A \approx 1$.

После полного рассасывания заряда в n_0 -базе еще должен быть удален заряд из буферного слоя. Длительность этой стадии (для структур с n' -слоем) при $U_A > U_{pt}$ (2.5) оценивается по следующей формуле, известной из теории биполярных транзисторов:

$$\tau_{n'} = \left(\tau_p^{-1} + \frac{2D_p}{w_{n'}^2} \right)^{-1}. \quad (2.49)$$

Здесь τ_p и D_p – время жизни и коэффициент диффузии неосновных носителей в n' -слое, $w_{n'}$ – его толщина.

2.2.2.4 Взаимодействие биполярного переключателя с внешней цепью

Полная нестационарная система, описывающая выключение БПМЗ, содержит, помимо уравнений пп. 2.2.2.2 и 2.2.2.3 для динамических переменных в полупроводниковой структуре переключателя, еще уравнения связи интегральных величин токов его электродов с напряжениями на них. Две основных эквивалентных схемы силовых цепей, в которых работают переключатели класса БПМЗ, были рассмотрены выше в параграфе 1.2. Там же были приведены уравнения, связывающие напряжения и токи электродов анода и катода для случаев цепи с индуктивной (рис. 7, уравнения (1.2)) и омической (рис. 8, (1.3)) нагрузкой. В рамках настоящей главы интегральная схема БПМЗ рассматривается как совокупность идентичных управляемых ячеек, физические параметры которых одинаковы, а электрические связи ячеек через участки распределенных электродов идеальны (не имеют паразитных сопротивлений, индуктивностей). Поэтому в качестве I_A в уравнения (1.2) или (1.3) входит умно-

женная на площадь сечения биполярной части единичной ячейки плотность анодного тока J .

Что же касается соотношения токов и потенциалов катода и затвора, то связь этих величин задается в зависимости от типа и конструкции затвора, а также реализуемого режима запираания. В случае коэффициента запираания β , равного 1, т. е. в номинальных режимах работы современных частотных биполярных переключателей (IGBT, IGCT, MCT), инжекционная компонента $J_C = 0$, и электронный ток в домене F (2.31) возникает только за счет лавинной генерации. Рассмотрение переходных процессов в настоящей главе ограничивается этим случаем. Нарушение условия $\beta = 1$ соответствует режимам с незапертым управляемым эмиттером; при этом между плотностью тока катода и смещением эмиттерного перехода существует обусловленная инжекцией нелинейная связь. Ее влияние на возникновение ДЛ тока и вызванные ею ограничения ОБР подробно исследуется в следующих двух главах настоящей работы.

2.2.3 О самоподдерживающемся лавинном пробое

При значительном вкладе ударно-ионизационной компоненты J_n^{av} из (2.31) в полную плотность тока J генерируемые лавинным умножением носители способны поддерживать конечную величину тока анода, протекающего через ООЗ и область остаточной плазмы. В этом режиме полный заряд в базе остается неизменным в течение сколь угодно большого времени. Тем самым, устанавливается новое стационарное состояние с конечным током через прибор при неполной блокировке приложенного напряжения. Связь этого тока с анодным напряжением при реализации такого состояния, которое уместно назвать самоподдерживающимся лавинным пробоем, получается из стационарных решений выведенных выше основных уравнений модели. Для второй, более длительной стадии оттеснения плазмы, такое решение находится при условии $dQ/dt = 0$ (см. (2.46), (2.47)), с помощью которого находится и стационарное положение границы ξ_s .

Получающееся уравнение имеет вид

$$I^{av} \left(1 + \frac{(w_0 - \xi)^2}{2D_h} \right) = \frac{(w_0 - \xi)^2}{2D_h} \gamma_n^d + 1 - \gamma_A. \quad (2.50)$$

Поскольку при заданной внешней цепи (для простоты рассматривается случай омической нагрузки) плотность тока J явно выражается через ξ , а интеграл ионизации I^{av} (2.38) также выражается через J , ξ и самого себя, полученное уравнение представляет собой трансцендентное уравнение относительно стационарного значения ξ_s (рис. 23). По этому значению

находятся ток и напряжение на структуре в режиме стационарного самоподдерживающегося пробоя (что соответствует точке пересечения статической ВАХ и линии нагрузки).

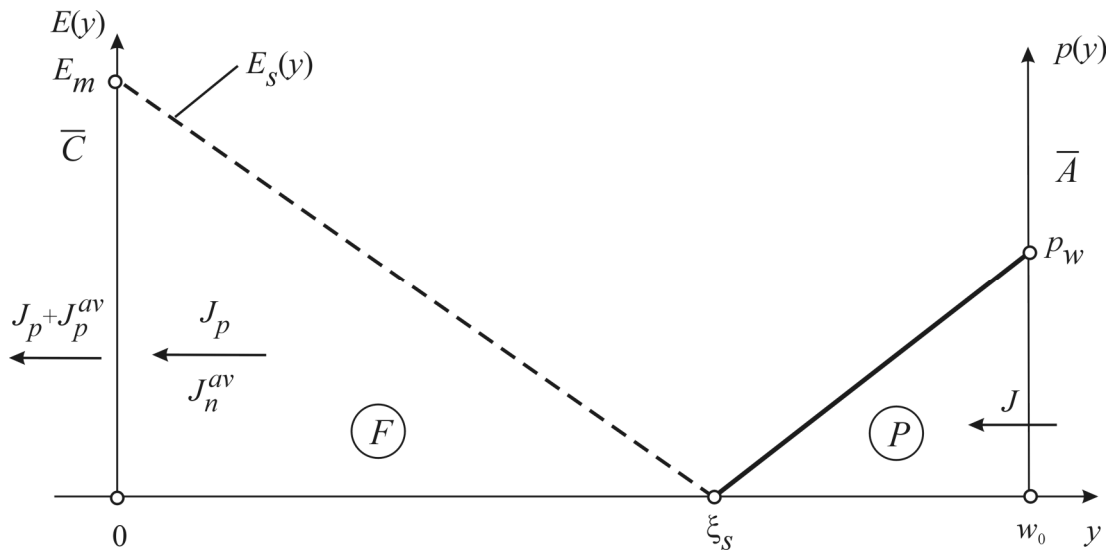


Рис. 23 — Распределения электрического поля и концентраций плазмы в n_0 -базе управляемой ячейки биполярного переключателя в режиме самоподдерживающегося лавинного пробоя, возникшего на завершающей стадии процесса выключения

Исследование ограничения ОБР биполярного переключателя со стороны высоких напряжений, обусловленного рассматриваемым эффектом, основывалось на численном нахождении стационарных решений полной системы уравнений п. 2.2.2. Выполнялось совместное решение уравнений (2.31), (2.33), (2.34), описывающих связь максимального электрического поля в домене с координатой его границы и плотностями полного и ионизационного токов, (2.39) для интеграла ионизации, (2.48) для границы $\xi(t)$ на второй (завершающей) стадии выключения, и, наконец, (1.3) для связи полного тока с анодным напряжением в цепи с источником напряжения U_{st} и омической нагрузкой $R = U_{st}/I^{(0)}$. Получаемые временные зависимости (см., например, кривые на рис. 24, б, рассчитанные для случая $J^{(0)} = 80 \text{ А/см}^2$ и $U_{st} = 3,3 \text{ кВ}$) демонстрируют на начальной стадии ($0 \leq t \leq 7,5 \text{ мкс}$) стандартную динамику выключения БПМЗ в схеме с омической нагрузкой. Однако через 8 мкс после начала запираания анодный ток стабилизируется на уровне $1,3 \text{ А/см}^2$, а вместе с ним перестает изменяться и анодное напряжение. Результаты, представленные на рис. 24, а, свидетельствуют о том, что после прохождения лидирующей границей переходного слоя всей толщины n -базы, экстракция остаточных зарядов и расширение ООЗ замедляются. При $t \geq 8 \text{ мкс}$ решения уже совпадают со стационарными; они удовлетворяют и уравнению (2.50), являющемуся следствием (2.48) при нулевой производной $d\xi/dt$. В момент $t = 30 \text{ мкс}$ (по истечении времени, существенно большего длительности переходного процесса, рис. 25, б) напряжение $U = 3244,4 \text{ В}$, плотность

полного тока $J = 1,348 \text{ А/см}^2$, в том числе лавинной компоненты – $J_n^{av} = 1,011 \text{ А/см}^2$, что составляет 74,9 % от полной величины. Таким образом, не достигается состояние полной блокировки напряжения источника, и в установившемся режиме через переключатель протекает ток и рассеивается мощность $UJ = 4,373 \cdot 10^3 \text{ Вт}$ с 1 см^2 рабочей площади. Такое состояние, очевидно, недопустимо в практической эксплуатации прибора.

Для определения критического тока необходимо, например, потребовать, чтобы через некоторое время t_s (много большее времени переходного процесса t_{OFF} , определяемого по уровням 0,1 и 0,9 от начального значения $J^{(0)}$) после начала запирающего напряжения плотность тока J была не менее J_{s0} , а на следующем интервале длительностью t_s относительное изменение J не превосходило заданную малую величину (например, 1 %).

Расчет по данной методике определения критического тока (см. работу [108], где подробно описана процедура расчета и указаны использованные параметры приборной структуры) позволяет установить, что стационарный пробой ограничивает ОБР прибора при малых токах и высоких напряжениях. Критический ток резко растет с понижением рабочего напряжения (при $U_{st} < 3,21 \text{ кВ}$). На рис. 24, а показаны траектории движения границ ξ , η , а на рис. 24, б – плотности токов J и $J_{n\xi} = J_n^{av}$ а также напряжение на домене U в интервале времени $0 \leq t \leq 15 \text{ мкс}$ для случая, когда начальное значение $J_A^{(0)} = 80 \text{ А/см}^2$, а напряжение источника $U_{st} = 3,3 \text{ кВ}$. При этом оцениваемое по уровням 0,1–0,9 время выключения составляет $t_{OFF} = 4 \text{ мкс}$, однако из представленных результатов видно, что блокирующее состояние не достигается, и прибор переходит в новое состояние с постоянным ненулевым анодным током.

Обыкновенный статический лавинный пробой p – n -перехода при постоянном напряжении U_{st}^{av} (см. параграф 2.1) может быть проанализирован подобным образом как ДЛП в предельном случае малых токов.

Заметим, что даже при исключении вхождения в самоподдерживающийся лавинный пробой, переходный процесс при высоких напряжениях обнаруживает характерные черты эффектов ДЛП – возрастание электронной компоненты тока и увеличение длительности первой стадии оттеснения плазмы, протекающий при еще большой плотности прямого тока и уже высоком анодном напряжении. Более длительное запирающее напряжение в таких условиях с необходимостью ведет и к возрастанию энергии переходных потерь за каждую операцию выключения. При частотной работе это существенно снижает [105] быстродействие прибора, а если уровень тепловых потерь не ограничивается (например, путем уменьшения амплитудного значения тока включенного состояния) – функционирование прибора сопровождается ростом температуры кристалла и связанным с этим ростом термогенерационных утечек на стадиях блокировки напряжения. Чтобы количественно оценить и спрогнозировать влияние парамет-

ров приборной структуры и начальных условий на динамические потери на стадии выключения, в следующем параграфе формулируется и с помощью построенной выше модели решается общая задача расчета переходных потерь в различных типах конструкций интегральных силовых биполярных микросхем класса БПМЗ.

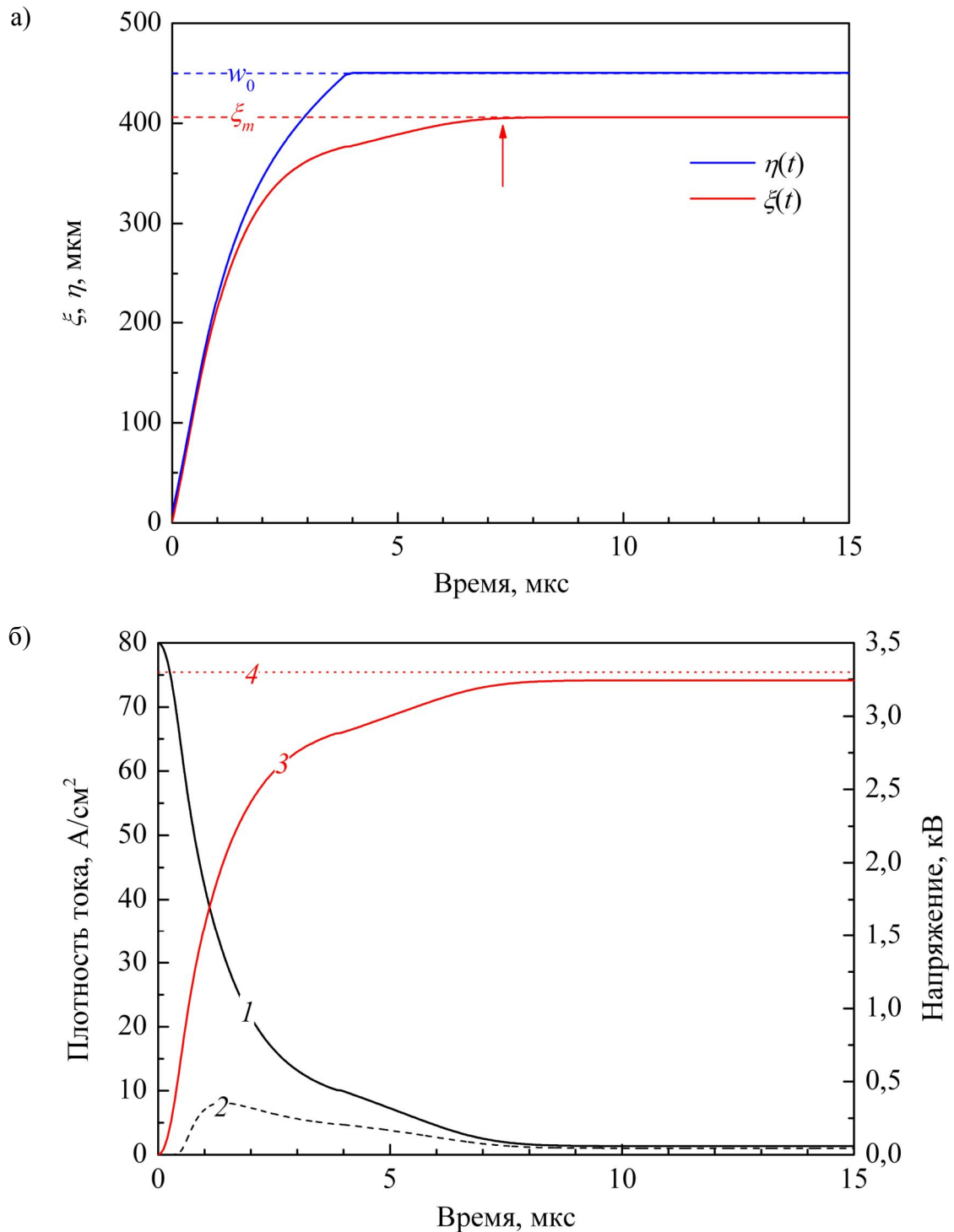


Рис. 24 — Установление режима самоподдерживающегося лавинного пробоя на завершающей стадии процесса выключения: а) траектории движения лидирующей и отстающей границ переходного слоя D , стрелкой показан момент перехода к стационарному режиму; б) переходные характеристики: плотностей полного (I) и ударно-ионизационного токов (2) и напряжений (анодного — 3 и источника — 4)

2.3 Увеличение рабочей частоты биполярных переключателей

Максимальная величина плотности коммутируемой мощности $P_{\max}^{av}$, обусловленная вхождением в ДПП на стадии восстановления биполярных переключателей, является верхним пределом коммутируемой мощности, превышение которого связано с выходом за границы ОБР и влечет за собой, как правило, аварийное разрушение прибора. Реализуемые в эксплуатации величины мощности оказываются ниже $P_{\max}^{av}$ из-за тепловых ограничений, устанавливающих жесткие (особенно для высоковольтных БПМЗ) границы по выключаемому току при заданной рабочей частоте переключения f . Так, у приборов со статическим блокируемым напряжением в диапазоне 1,5–3 кВ коммутируемая мощность достигает $P_{\max} = 100$ кВт/см² при циклической работе на частотах в несколько кГц. Тем не менее, для приборов с $U_{st}^{av} = 3\text{--}5$ кВ и выше увеличение частоты коммутации выше $f_{\max} = 1$ кГц при существующих параметрах систем охлаждения представляется невозможными из-за сильного роста энергии тепловых потерь W_{OFF} на стадии выключения. Причины этих ограничений детально обсуждались в работах [16,43,105]. Дело в том, что для восстановления блокирующей способности биполярного переключателя необходимо осуществить полное рассасывание избыточного заряда электронно-дырочной плазмы, накопленного в слаболегированной базе в исходном включенном состоянии. Поскольку повышение блокируемого напряжения U_{st}^{av} возможно только при увеличении толщины базы (что отчасти верно и для структур с буферным слоем), то будут одновременно действовать два фактора, увеличивающие потери W_{OFF} . Во-первых, будут возрастать полная величина накопленного заряда и длительность стадии выключения. Во-вторых, увеличится толщина ООЗ, через которую осуществляется выведение одной из зарядовых компонент плазмы (в БПМЗ с катодными затворами – дырок), следовательно, вырастет и напряжение на этой области.

Физические предпосылки обсуждаемых ограничений, как уже упоминалось, весьма хорошо изучены, причем существенным является то, что их природа одинакова для всех разновидностей биполярных переключателей, в частности, запираемых тиристоров всех типов, биполярных транзисторов с изолированными затворами. Возможности дальнейшего увеличения U_{st}^{av} или $f_{\max}$ для распространенных кремниевых БПМЗ за счет их оптимизации весьма ограничены [109] и, кроме того, сопряжены с усложнением и удорожанием технологии [64].

В настоящем параграфе мы покажем, что имеется, однако, возможность многократного повышения $f_{\max}$ при использовании ряда альтернативных вариантов структур, обсуждавшихся выше в параграфе 2.1. Рассмотрим снова кремниевый БПМЗ с катодным затвором, биполярная $n^+p-n_0-n'-p^+$ -часть структуры элементарной ячейки которого показана на рис.

25, а. При положительном смещении анод-катод во включенном состоянии такой структуры реализуются условия $J_A \simeq J_C \gg J_G$. Тогда распределение концентрации плазмы (см. п. 2.2.1) вдоль n_0 -базы имеет форму, показанную на рис. 25, б пунктирной кривой $p^{(0)}(y)$. Выключение структуры в номинальном режиме происходит при быстром срабатывании затвора, перекрывающего инжекцию электронов эмиттером: $J_G \rightarrow J_A$, $J_C \rightarrow 0$. При этом процесс выключения протекает так, как было описано в п. 2.2.2: в прилегающей к катоду части базы образуется ООЗ F , через которую из плазмы экстрагируются дырки, а граница ξ между плазмой и областью F отодвигается к аноду. Заметим, что описанный механизм не зависит от типа легирования высокоомной базы (ВБ). Различия возникают только для формы распределения поля $E(y)$ в области F . Так, в классическом случае с ВБ n -типа (рис. 25, в) заряды дырок и встроенных ионизованных доноров совпадают, поле в ООЗ изначально (кривые 1 и 2) имеет более высокую дивергенцию, чем в конечном, блокирующем состоянии (3). Максимум E при этом всегда остается в призатворной части базы. Если же ВБ имеет p -тип проводимости, то в ООЗ происходит частичная взаимная компенсация зарядов дырок и встроенных акцепторов. В этом случае дивергенция поля на начальных стадиях существенно ниже, чем в предыдущем случае (количественно данный эффект объясняется в рамках теории п. 2.2.2.2). Этот факт может быть использован и для снижения интеграла переходных потерь W_{OFF} .

Заметим, что смена типа легирования ВБ допустима только в приборных структурах с буферным слоем. В них положение максимума поля $E(y)$ после момента полного полевого прокола базы перемещается к ее анодной границе. Эта особенность может существенно замедлять последующую операцию включения при работе в частотных режимах, поэтому обсуждаемая здесь концепция построения БПМЗ может быть реализована только в случае достижения полного статического полевого прокола базы.

Для количественной оценки эффективности предложенной идеи об изменении типа легирования базы далее формулируется аналитико-численная модель. Она основывается на обобщенной модели процесса выключения, построенной выше в настоящей главе и отличается от известных ранее тем, что в ней учитывается зависимость скорости дрейфа дырок от поля $v_p = \mu_{p0} E \left(1 + \mu_p E / v_{ps}\right)^{-1}$ во всем допустимом интервале полей $0 < E < E_c$ (здесь E_c – критическое поле статического лавинного пробоя для кремния). Такой учет, как обсуждалось выше, обеспечивает более корректное описание динамики ООЗ в базе n -типа при биполярном составе тока в ней. Здесь же, поскольку предполагается исследовать случай с совпадающими типами проводимости базы и экстрагируемых носителей, учет такой зависимости совершенно необходим [107] для получения адекватных экспериментальным данным результатов. Итак, снова выпишем уравнение Пуассона для поля в слое F :

$$\varepsilon \frac{dE}{dy'} = \pm qN_0 + \frac{J_p}{v_p(E)} - \frac{J_n}{v_n(E)}. \quad (2.51)$$

Чтобы сконцентрироваться на количественном анализе переходных потерь при выключении и не усложнять его эффектами ДЛП, здесь мы сделаем предположение, что на всей стадии выключения максимальное поле в области F не превышает критическую величину E_c . Ток нагрузки и напряжение источника выберем таким образом, чтобы и в динамических условиях электронная ударно-ионизационная компонента в (2.51) была пренебрежимо мала по сравнению с дырочной. Мы также будем продолжать считать выполненным условие $\beta = 1$. Таким образом, в (2.51) следует оставить только первых два слагаемых в правой части. Знак «+» перед первым слагаемым с концентрацией примеси N_0 выбирается в случае базы n -типа, «-» – в случае базы p -типа.

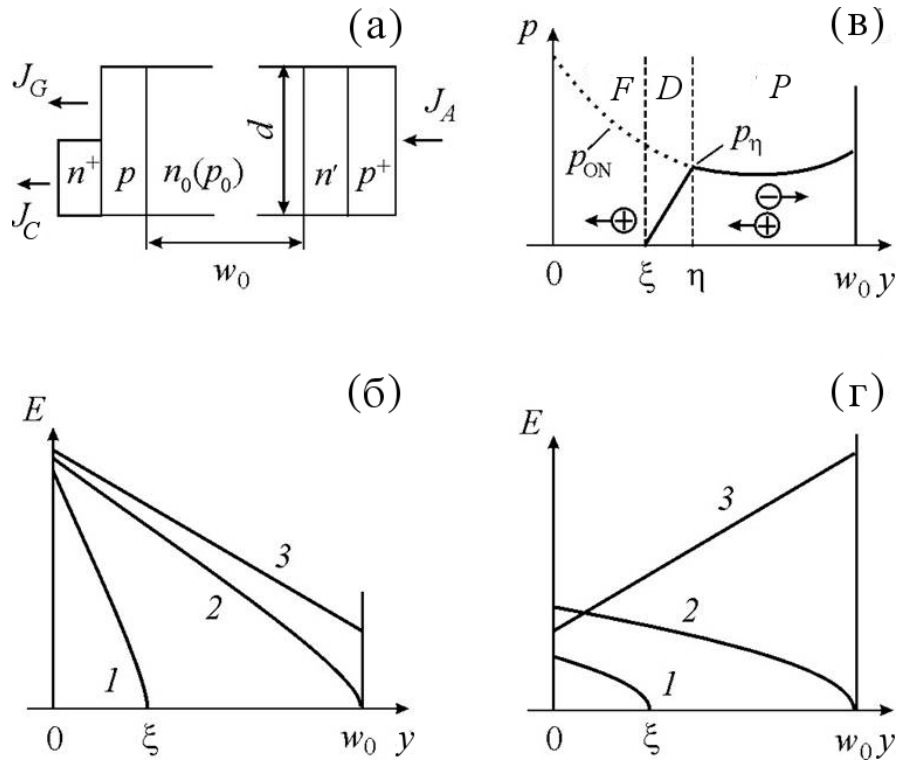


Рис. 25 — К описанию процесса отеснения плазмы областью сильного поля: а) геометрия единичной ячейки БПМЗ с катодным затвором; б) распределения концентрации плазмы в начальный (пунктирная линия) и в промежуточный (сплошная линия) моменты времени; в) и г) — профили поля в структурах $n^+-p-n_0-n'-p^+$ и $n^+-p'-p_0-n-p^+$ соответственно на начальной стадии процесса выключения (1), в момент прокола ВВ (2) и по достижении стационарного состояния блокировки (3)

Решение уравнения (2.51) и находимые с его помощью связи плотности тока J , толщины ООЗ и напряжения на ней являются частными случаями результатов п. 2.2.2.2. Здесь их удобно представить в нормированной форме:

$$\frac{y'}{y^*} = \frac{E}{E^*} - \ln\left(1 + \frac{E}{E^*}\right); \quad (2.52)$$

$$\xi = y^* \left[\frac{E_m}{E^*} - \ln\left(1 + \frac{E}{E^*}\right) \right]; \quad (2.53)$$

$$U_F = y^* \left[\frac{E_m^2}{2E^*} - E_m + E^* \ln\left(1 + \frac{E}{E^*}\right) \right], \quad (2.54)$$

где $E^* = v_{ps} b J \mu_{p0}^{-1} (J \pm q N_0 v_{ps})^{-1}$, $y^* = \varepsilon v_{ps}^2 b J \mu_{p0}^{-1} (J \pm q N_0 v_{ps})^{-2}$. Отклонение дрейфа от насыщенного проявляется при ширине области F , сравнимой с характерной шириной y^* . В качестве начального условия для процесса выключения задается, согласно п. 2.2.1, стационарное распределение (2.18) концентраций инжектированной плазмы в ВБ при $0 \leq y \leq w_0$. Эффективности эмиттеров мы здесь считаем заданными технологически и характеризуемыми коэффициентами инжекции $\gamma_{A,C}$. Поэтому параметры распределения плазмы $p_{\min}$ и $y_{\min}$ определяются из граничных условий (2.27). Процесс оттеснения плазмы описывается по модели п. 2.2.2.3 (без учета паразитной электронной компоненты плотности тока). Поскольку приборная структура в обоих вариантах имеет буферный слой (БС) того же типа проводимости, что и ВБ, и процесс оттеснения плазмы в ВБ завершается ее полным полевым проколом, то динамика выключения на последующей стадии рассасывания избыточного заряда в БС должна рассматриваться отдельно. Однако, в силу соотношения (2.49) для длительности этой стадии, при толщине БС в несколько микрон (обычно $w_{n'} < 10$ мкм), она составляет не более 10 нс. В связи с этим, в отношении интегральных тепловых потерь эта стадия не существенна (как несущественны и начальные стадии экстракции носителей из тонкой базы и формирования ООЗ в ВБ). Энергию потерь W_{OFF} за всю операцию выключения можно считать тогда равной интегралу от рассеиваемой мощности JU_F , выделяемой до момента полевого прокола.

Результаты последующих расчетов представлены с целью сравнения двух вариантов структур БПМЗ с катодным затвором и ВБ n - и p -типов проводимости. В качестве начального профиля концентрации плазмы задавалось «оптимизированное» распределение [43, 105] с максимумом со стороны затвора и минимумом – с противоположной стороны, для чего эффективные коэффициенты инжекции на границах ВБ выбирались равными $\gamma_C = 0,87$ и $\gamma_A = 0,25$. Время жизни при ВУИ – 20 мкс. Для простоты рассматривалась работа БПМЗ в цепи с омической нагрузкой R и источником напряжения U_{st} .

На рис. 26 представлены временные зависимости плотности тока и интеграла потерь для структур с ВБ базой n - и p -типов (кривые 1, 2 и 1', 2' соответственно) при одинаковых концентрациях примеси $N_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и толщинах базы $w_0 = 500$ мкм. Нестационарные расчеты проводились с одинаковым начальным условием (плотность анодного тока во вклю-

ченном состоянии $J^{(0)} = 50 \text{ А/см}^2$) и прекращались при достижении полевого прокола ВБ. Максимальное напряжение статической блокировки такой структуры, оцениваемое по максимально допустимому полю коллектора $E_c = 1,8 \cdot 10^5 \text{ В/см}$, составляет $U_{st}^{av} = 5 \text{ кВ}$ (данный результат хорошо согласуется с данными, полученными по аналитической модели в параграфе 2.1). Согласно приведенным данным, в структуре с p -базой прокол достигается раньше, чем в структуре с n -базой (соответственно через 3,3 и 5,5 мкс после начала запираания). Интегральные тепловые потери W_{OFF} в первом случае составляют $105,9 \text{ мДж/см}^2$, а во втором – $204,4 \text{ мДж/см}^2$, т. е. выше в 1,93 раза.

Здесь уместно отметить, что в структуре $n^+-p'-p_0-n-p^+$ с ВБ p -типа в процессе экстракции избыточных основных носителей максимальное поле всегда ниже, чем при экстракции неосновных носителей в традиционной структуре $n^+-p-n_0-n'-p^+$ с ВБ n -типа (следует из результатов пп. 2.1.1, 2.1.2). В последнем случае поле в плоскости коллектора в динамических условиях достигает $1,88 \cdot 10^5 \text{ В/см}$, тогда как в первом (ВБ p -типа) остается ниже $1,0 \cdot 10^5 \text{ В/см}$. Поэтому выполненный здесь расчет без учета ударной ионизации дает даже заниженное различие в величинах переходных потерь – наличие ионизационной компоненты в (2.31) может увеличить длительность процесса оттеснения плазмы и, следовательно, привести к дополнительному росту динамических потерь.

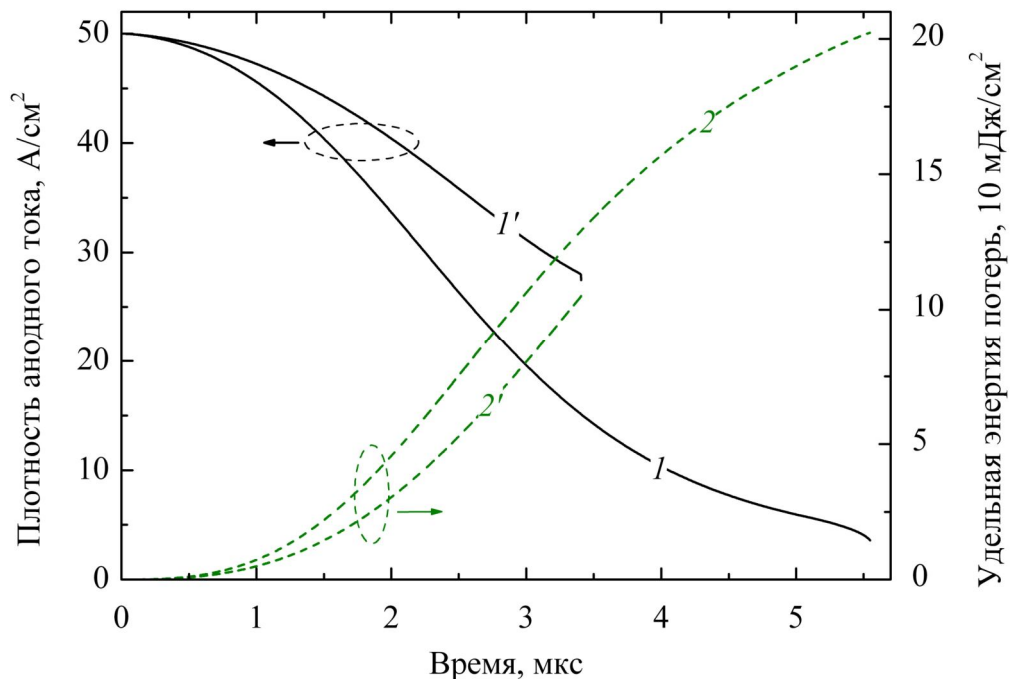


Рис. 26 — Временные зависимости плотности тока (I, I') и мгновенной величины плотности интегральных потерь ($2, 2'$) при выключении БПМЗ в режиме полной отсечки инжекции электронов для случаев с базой n -типа ($1, 2$) и p -типа ($1', 2'$)

С целью определения величины ошибки при нахождении потерь, были выполнены также расчеты по полной модели параграфа 2.2, т. е. с учетом вклада ударно-ионизационного тока. Параметры для эффективных коэффициентов ударной ионизации ($\alpha_{eff}^{\infty} = 1,15 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$, $E_{eff}^{\infty} = 1,70 \cdot 10^6 \text{ В/см}$) для обоих вариантов структур полагались одинаковыми, поскольку в обоих случаях пробой инициируется только дырочным током экстрагируемых носителей.

Как и ожидалось, для второго, модифицированного варианта, включение ударной ионизации не привело к изменению длительности стадии запираания до момента прокола и энергии потерь за эту стадию. В то же время, в первом варианте структуры за счет вхождения в ДПП максимальное поле ограничивалось на уровне $1,78 \cdot 10^5 \text{ В/см}$, но процесс выключения до прокола протекал за 6,5 мкс. Плотность энергии потерь составила $W_{OFF} = 270,8 \text{ мДж/см}^2$, что уже в 2,56 раза больше, чем для структуры с базой p -типа.

Далее мы исследуем, как величина W_{OFF} при экстракции неосновных и основных носителей зависит от концентрации легирования ВБ N_0 (равной N_d в первом случае и N_a во втором). Для сравнения рассматриваются такие соотношения исходных данных ($N_{d,a}$, w_0 , U_{st}), при которых в состоянии статической блокировки поле в максимуме всегда равно $E_{\max} = E_c = 1,8 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ (предельно допустимое по отношению к статическому пробое), а в минимуме $E_{\min} = 2 \cdot 10^4 \text{ В/см}$, т. е. обеспечивает насыщение скорости дрейфа дырок (см. вставку к рис. 27). Плотность начального тока во всех расчетах полагалась равной $J^{(0)} = 50 \text{ А/см}^2$.

На рис. 27 сплошными линиями 2 и 2' показаны расчетные зависимости величин интегральных потерь за одну операцию выключения для структур с базой n_0 - и p_0 -типа соответственно. Найденные значения W_{OFF} для всех U_{st} вычислены при задании параметров $N_{d,a}$ и w_0 в соответствии с указанным выше условием для блокирующего состояния. Полученные результаты демонстрируют зависимость относительного выигрыша в величине интегральных потерь (при переходе от структуры с экстракцией дырок из n_0 -базы к структуре с экстракцией дырок из p_0 -базы) от уровня легирования (соответственно, от максимального напряжения блокировки U_{st}): наиболее сильное различие потерь имеет место у структур с высоким уровнем легирования N_0 . С уменьшением N_0 и повышением напряжения блокировки различие в величине потерь снижается (от 3,5 раз при $N_0 = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ до 1,7 раз при $1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$).

Оценка предельной рабочей частоты БПМЗ при работе в частотном преобразователе с ШИМ выполнялась так же, как в предшествующей работе [105]. При этом коэффициент заполнения (величина, обратная к скважности импульсов) полагался равным 50 %, а статические тепловые потери за полупериод – равными переходным потерям за операцию выключения. Тогда предельная рабочая частота при известной средней рассеиваемой мощности P_{out} , отводимой системой охлаждения с 1 см^2 площади, может быть оценена как

$$f_{\max} = P_{\text{out}} / 2W_{\text{OFF}} \cdot \quad (2.55)$$

Для кремниевых приборов верхняя оценка плотности отводимой мощности при двустороннем охлаждении полупроводниковой пластины равна $P_{\text{out}} \sim 200 \text{ Вт/см}^2$.

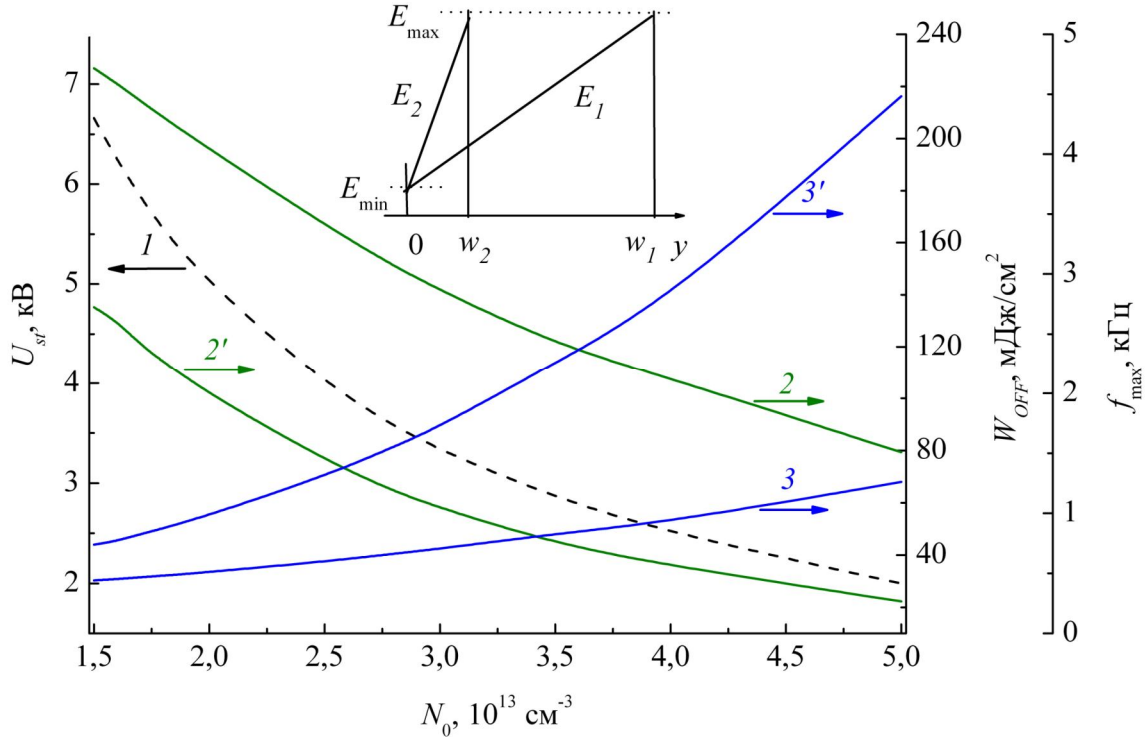


Рис. 27 — Зависимости рабочего напряжения U_{st} (1), интегральной плотности потерь за одну операцию выключения W_{OFF} (2, 2') и рабочей частоты переключения $f_{\max}$ (3, 3') для БПМЗ с концентрацией легирования ВБ N_0 и типом базы n_0 или p_0 .

На вставке — к пояснению связи параметров w_0 и U_{st} при фиксированных минимальном и максимальном полях в ООЗ

Рассчитанные выходные параметры БПМЗ (напряжения статической блокировки U_{st} , мощности потерь W_{OFF} и предельной частоты $f_{\max}$ по (2.55)) от концентрации легирования ВБ показаны на рис. 27. Видно, в частности, что для прибора с $N_0 = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (с $U_{\text{st}} = 5 \text{ кВ}$) потери за одну операцию при смене легирования ВБ с n - на p -тип могут быть снижены от 200 до 90 мДж/см², а рабочая частота переключения соответственно повышена с 0,5 кГц (кривая 3) до 1,0 кГц (кривая 3'). При усилении легирования до $N_0 = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (со снижением U_{st} до 2 кВ) частота увеличивается с 1,75 до 4,5 кГц. В области высоких рабочих напряжений (4–5 кВ) при заданном начальном токе $J^{(0)}$ начинают проявляться эффекты вхождения в ДЛП (см. границы ОБР в п. 2.1.3). В соответствии со сделанным выше замечанием, в этом диапазоне напряжений (и, соответственно, концентраций легирования базы N_0) относительное различие в величинах потерь дополнительно увеличивается по сравнению с представленным на рис. 27.

2.4 Выводы по главе 2

Построенная в параграфе 2.1 компактная аналитическая модель позволила провести сравнительный анализ всевозможных вариантов структур биполярных переключателей с микрозатворами в отношении предельной коммутируемой мощности и границ области их безопасной работы, обусловленных входением в динамический лавинный пробой на стадии выключения по затвору. Установлено, в частности, что для случая кремниевых приборов наибольшим выключаемым током при одном и том же рабочем напряжении обладают структуры, где из p_0 -базы экстрагируются дырки (рис. 18). Показано кратное различие в предельных плотностях выключаемого тока – от 1,5 до 4 раз при смене типа структуры с $n^+p-n_0-n'-p^+$ на $n^+p'-p_0-n-p^+$ и типа затвора с катодного на анодный. Исследовано, какой из факторов, в зависимости от концентрации легирования базы, доминирует во влиянии на положение границ области безопасной работы:

- 1) соотношение типов экстрагируемых носителей и затвора;
- 2) соотношение коэффициентов ударной ионизации экстрагируемых носителей.

Когда концентрации подвижных носителей сравнимы с уровнем легирования базы, условие начала пробоя сильно зависит от того, являются носители основными или неосновными. В структуре с пониженным легированием базы вклады зарядов основных и неосновных носителей в пространственный заряд уравниваются. В результате влияние типа носителя ослабевает, и доминирующим в определении границы области безопасной работы становится соотношение коэффициентов ударной ионизации электронов и дырок в данном материале. Последний фактор оказывается преобладающим для карбид-кремниевых структур, где наибольшие величины коммутируемой мощности и критического выключаемого тока реализуются в вариантах с экстракцией электронов.

Предсказания, полученные с помощью модели параграфа 2.1, ценны не только количественными оценками границ ОБР по условию входения в динамический пробой. Они также привели к постановке задачи о выборе типа структуры биполярного переключателя с точки зрения минимизации переходных тепловых потерь за операцию выключения. Был указан путь к снижению переходных потерь, основанный на переходе к новому типу структуры с экстракцией основных носителей при выключении. Справедливость этих качественных представлений была подтверждена количественными расчетами в параграфе 2.3 с помощью обобщенной модели процесса запираания БПМЗ, предложенной в параграфе 2.2. Ее отличительная особенность состоит в совместном учете биполярного состава тока в области объемного заряда (за счет ударной ионизации и инжекции) и эволюции формы распределения электрического поля в ней (в том числе, в условиях ненасыщенного дрейфа носителей) при

различных соотношениях концентраций связанных и свободных зарядов обоих знаков. Кроме того, возможно описание динамики выключения БПМЗ при любом типе эквивалентной схемы силовой цепи. Построенная расчетная модель требует задания относительно небольшого числа параметров и может быть рекомендована в качестве альтернативы существующим компактным моделям силовых полупроводниковых приборов в средствах моделирования электрических цепей. В особенности это относится к случаям, когда производится моделирование работы цепей с вновь разрабатываемыми переключающими приборами, для которых отсутствуют численные базы данных электрических характеристик.

Таким образом, по результатам настоящей главы следует сформулировать следующие научные положения:

1. Область безопасной работы биполярного переключателя по отношению к началу динамического лавинного пробоя имеет наиболее широкие границы по коммутлируемому току для таких структур с буферными слоями, при выключении которых из слаболегированной базы экстрагируются основные носители с меньшими коэффициентами ударной ионизации.
2. В структурах с буферными слоями, выключаемых в условиях экстракции основных носителей из слаболегированной базы, величина переходных тепловых потерь ниже по сравнению со структурами, выключаемыми в условиях экстракции неосновных носителей. Относительное различие плотности энергии потерь для указанных типов приборных структур возрастает с увеличением легирования базы.

Результаты настоящей главы диссертации опубликованы в работах [91,108,110].

Глава 3 Динамическое перераспределение тока

3.1 Введение

Физические предпосылки поперечных динамических неоднородностей плотности тока (как и других параметров рабочей среды – концентраций носителей, напряженности электрического поля и т. д.) обсуждались в главе 1 настоящей работы. В параграфе 1.3 было указано, что применительно к полупроводниковым приборам класса БПМЗ такие неоднородности могут быть связаны с действием нескольких факторов – статистическим поперечным разбросом технологических параметров приборной структуры из-за несовершенства планарной технологии, конструктивными особенностями большинства мощных полупроводниковых приборов – дискретностью управляющей подсистемы и возможными неоднородностями ее управляющих воздействий при включении и выключении. В качестве условия развития неоднородностей тока в его выраженные локализации отмечалась принципиальная неустойчивость инжекционных процессов [42,88] в условиях одновременно больших плотностей тока ($\sim 100 \text{ А/см}^2$) и напряженностей поля ($\sim 10^5 \text{ В/см}$). Перечисленные возможные причины динамического перераспределения тока требуют детального исследования с указанием критических величин технологических и конструктивных неоднородностей и степени их влияния на ограничения ОБР во всем многообразии реализуемых технических режимов функционирования БПМЗ. В параграфах 1.4, 1.5 отмечалась невозможность исчерпывающего решения обширного многоуровневого комплекса проблем в такой постановке с помощью имеющихся на настоящий момент средств. Поэтому особое научное и практическое значение приобретают модели с прозрачной структурой и аналитической постановкой задачи, выявляющие роль ДЛ тока под действием различных факторов в ограничении ОБР, указывающие направления оптимизации приборных структур и режимов, пути повышения коммутируемой мощности и расширения границ ОБР.

В настоящей главе будет показано, как использование разработанных аналитико-численных моделей совместно с рядом приближенных построений, моделирующих пространственно-неоднородную структуру реальных биполярных переключающих приборов силовой микроэлектроники, позволяет количественно исследовать и характеризовать опасные сценарии переходных процессов с динамическим перераспределением тока.

3.2 Экспериментальные наблюдения

Современные приборы класса БПМЗ выпускаются в виде интегральных схем с большим числом (десятки-сотни тысяч) управляемых ячеек, соединенных параллельно через сильноточные электроды с внешними выводами прибора и размещенных в высоковольтных герметических корпусах. Используемые при этом конструктивные решения [111] делают практически невозможным прямое экспериментальное исследование электрофизических процессов в отдельных управляемых ячейках. В частности, сильно затруднено прямое наблюдение локализаций тока на ранних стадиях развития, когда внешние характеристики прибора еще не отклоняются от номинальных. В литературе имеется лишь незначительное число работ [112–115], посвященных такому наблюдению; во всех работах, за исключением последней [115], исследуемым прибором является запираемый тиристор. Локальная величина плотности тока регистрируется методом инфракрасной микроскопии, пространственное разрешение которой составляет несколько десятков микрон, а временное – 1 мкс. В результате возможно наблюдение процесса выключения с множественной локализацией тока и взаимодействием очагов локализации друг с другом. Однако об исследованиях распределения тока по различным сечениям полупроводниковых структур управляемых ячеек БПМЗ, которые могли бы, в том числе, зафиксировать ранние стадии ДЛ тока, на настоящий момент неизвестно. Существенным является и то, что электрические измерения в реальной интегральной схеме могут искажать распределение тока по ячейкам и поэтому также не способны обеспечить получение одновременно достоверной и полной информации.

В сложившейся ситуации экспериментальное определение границ области безопасной работы осуществляется с помощью разрушающего метода – находится наибольшая критическая величина тока, при которой прибор выключается без аварийного разрушения структуры. Применительно к классическим запираемым тиристорам такие эксперименты проводились ранее и обнаружили необычный эффект пространственно-периодического теплового разрушения структуры [116]. В данной работе внимание сосредоточено на силовых биполярных переключателях тиристорного и транзисторного типов, изготавливаемых в виде интегральных схем по микроэлектронной технологии.

Для последующего обсуждения результатов расчетов и моделирования в настоящем параграфе приводятся экспериментальные переходные характеристики безопасного (рис. 28, а) и аварийного (рис. 28, б) процессов выключения мощного интегрального тиристора с внешним полевым управлением [26,27]. Тиристорные чипы были изготовлены в ЗАО «ВЗПП-Микрон» (г. Воронеж), измерения проводились в лаборатории Мощных полупроводниковых приборов ФТИ им. А. Ф. Иоффе.

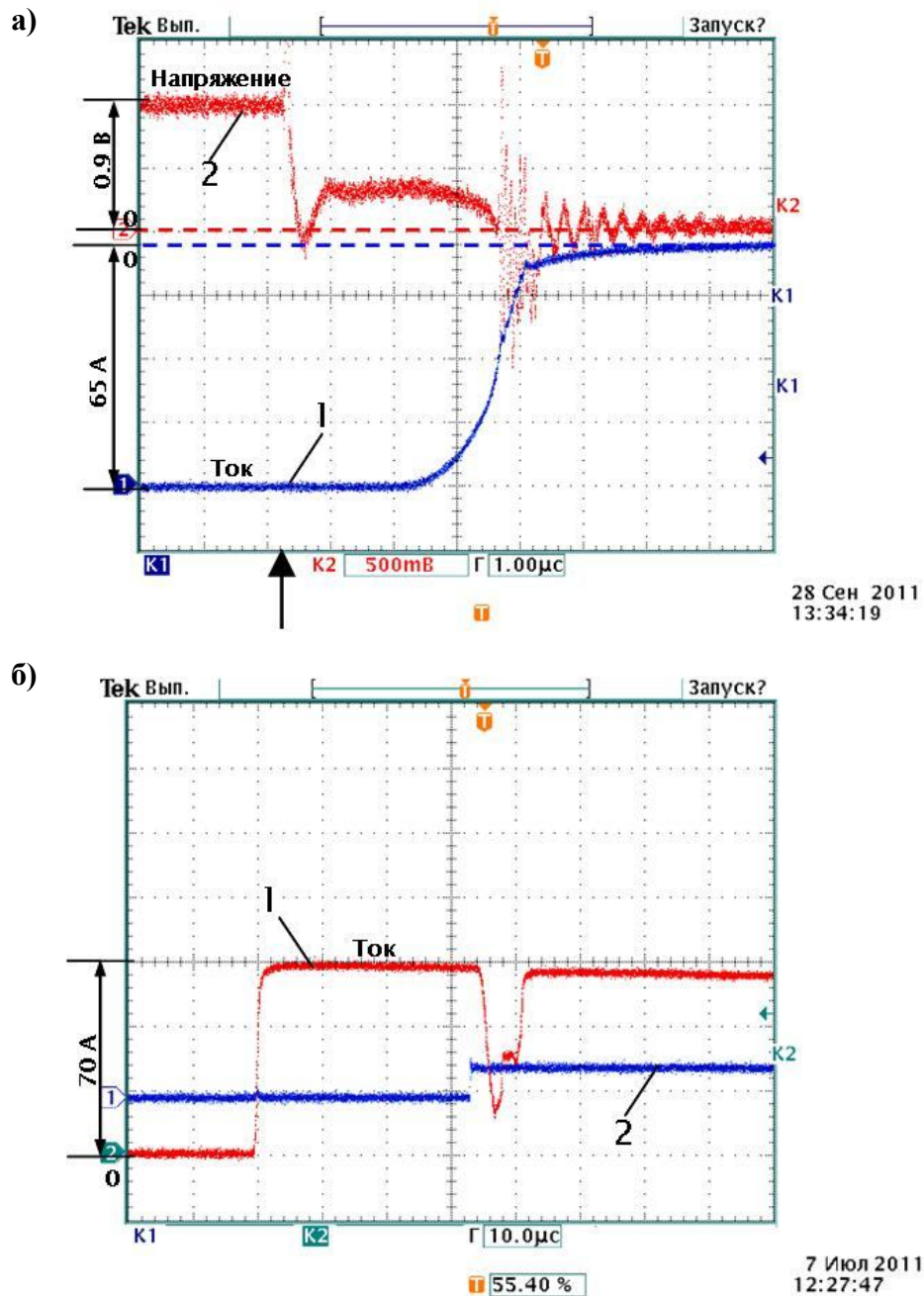


Рис. 28 — Переходные характеристики выключения интегрального тиристорного чипа (получены с помощью осциллографа Tektronix TDS3052B): а) $I_A^{(0)} = 65$ А, 1 – анодный ток, 2 – напряжение на затворе тиристора U_{GE} , стрелкой показан момент включения шунтирующей цепи с транзистором T_G ; б) $I_A^{(0)} = 70$ А, 1 – анодный ток, 2 – напряжение на затворе транзистора T_G

Структура интегрального чипа образца имеет общий коллекторный p – n_0 -переход и систему распределенных с шагом ~ 10 – 20 мкм n^+ -эмиттерных и p -базовых полос встречно-штыревой конфигурации [27] с катодной стороны пластины (рис. 29), к которым созданы омические контакты электродов катода С и затвора G такой же конфигурации. Последние соединены металлическими шинами с соответствующими внешними выводами чипа. В цепь между этими выводами (С и G) включался внешний мощный низковольтный МДП-

транзистор T_G , и запираение прибора производилось по схеме, изображенной на рис. 4, б, при нулевом напряжении U_G , т. е. фактически путем «короткого замыкания» всех эмиттеров микротиристорного (МТ) чипа. МДП-транзистор в шунтирующей цепи обладал сопротивлением канала на линейном участке выходной характеристики $R_{DSon} = 5$ мОм. Рабочая площадь чипа составляла $0,45 \text{ см}^2$. Измерения проводились при работе МТ в схеме с омической нагрузкой, при напряжении источника $U_{st} = 1,5 \text{ кВ}$ и плотностях тока $J_A^{(0)}$ до 150 А/см^2 .

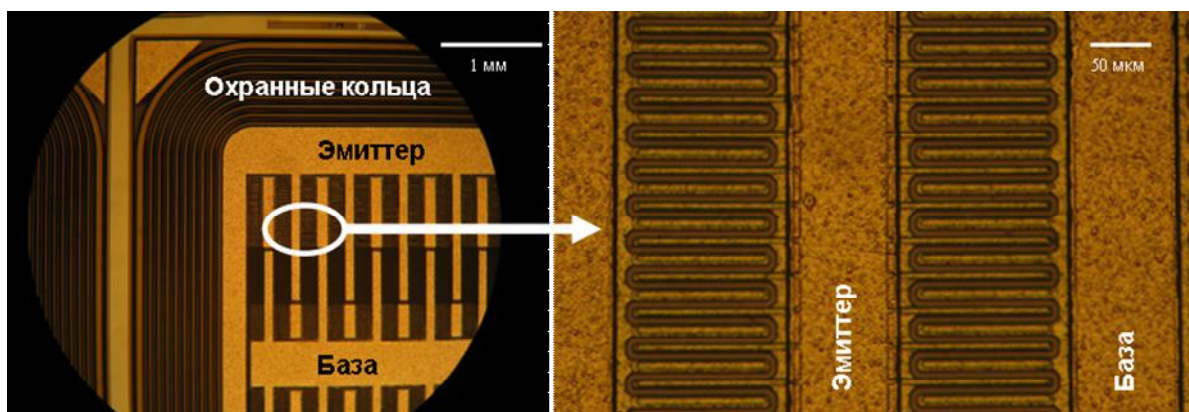


Рис. 29 — Катодная сторона чипа интегрального тиристора с эмиттерными и базовыми шинами и системой охранных колец

На рис. 30 приведена фотография катодной стороны чипа с характерными разрушениями металлизации и нижележащих полупроводниковых слоев из-за сосредоточения большого тока на малом участке рабочей площади.

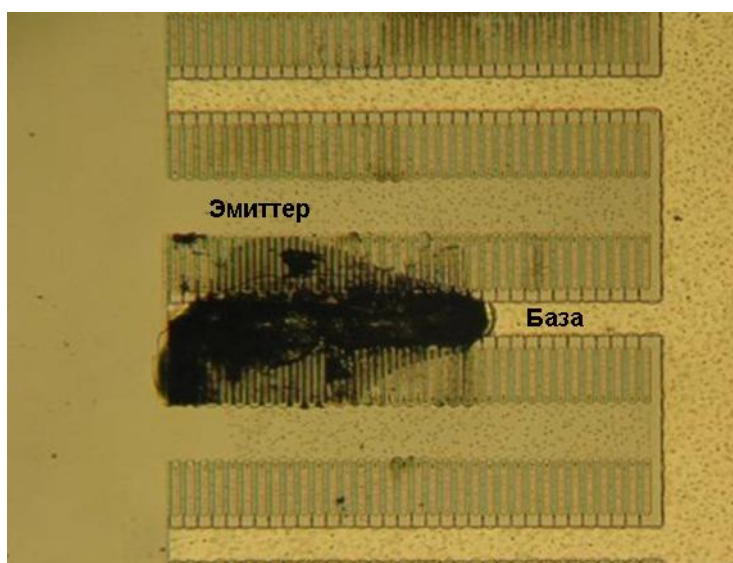


Рис. 30 — Последствия аварийной локализации тока при выключении интегрального тиристора за пределами ОБР

Первичное разрушение было зарегистрировано в области соединения двух перпендикулярных эмиттерных шин. Такой его характер предположительно связывается с тем, что дырки из электронно-дырочной плазмы, накопленной под эмиттерными шинами при протекании прямого тока, при выключении выводятся через базовые электроды, ближние к этим шинам, создавая там повышенную плотность тока и инициируя динамический пробой. Наряду с таким весьма очевидным механизмом, аварийный выход из строя с возникновением ДЛ тока и тепла мог быть также инициирован электрически неэквивалентными положениями тиристорных ячеек чипа при конечных омических сопротивлениях распределенных базовых электродов и шин.

3.3 Постановка задачи о динамической локализации тока

3.3.1 Иерархия физических масштабов

В связи с большим числом используемых вариантов структур интегральных схем класса БПМЗ и большим набором встречающихся в них технологических и конструктивных несовершенств, при исследовании реальных структур приходится сталкиваться с многообразием физических масштабов. Сама по себе структура БПМЗ (см., например, рис. 29) является многомасштабной: ширина единичной управляемой ячейки современных приборов обычно составляет 5–20 мкм, длина межсоединений различного уровня в интегральном чипе может составлять от 100 мкм до ~ 1 см, полная толщина полупроводниковой структуры более 100 мкм (для кремниевых приборов). При этом в ней могут присутствовать технологические неоднородности разных типов с различными пространственными масштабами, в зависимости от конкретного технологического процесса изготовления прибора. Из процессов, «ответственных» за возникновение таких неоднородностей, следует отметить фотолитографию (способную вносить непредусмотренные конструкцией посторонние включения, проколы и другие дефекты), ионную имплантацию, диффузию при неравномерном поперечном распределении температуры, радиационные методы [117–119] создания профильных распределений рекомбинационных центров с глубокими уровнями для регулирования времен жизни. Точное измерение величины и пространственного масштаба неоднородностей, вносимых этими процессами, затруднительно. То же относится и к случаям неэквивалентного размещения элементов распределенного затвора на рабочей площади полупроводниковой пластины и возникающей при этом неоднородности управляющих воздействий [38]. Кроме того, имеют место чисто конструктивные факторы – в высоковольтных структурах краевые, периферийные ячейки могут обладать сниженной блокирующей способностью по сравнению с остальными.

С учетом вышесказанного, приближенное описание динамики всего ансамбля неидеально-идентичных ячеек, а значит, динамики интегрального прибора как целого, целесообразно строить на основе представления этого ансамбля в виде системы из конкурирующих групп [38,55] управляемых ячеек, в пределах каждой группы считаемых идентичными по параметрам и геометрическим размерам. Эти группы с различными количествами ячеек, далее называемые подсистемами, отличаются друг от друга:

- 1) технологическими параметрами ячеек – временами жизни носителей, толщинами слоев и концентрациями примесей в них (в частности, в сильнолегированных эмиттерах),
- 2) параметрами электрических связей ячеек группы с внешними выводами интегрального чипа как целого.

Первый тип несовершенств структуры – поперечные технологические неоднородности параметров, проявляющиеся как в стационарных состояниях, так и в переходных процессах переключения. Например, группа ячеек с повышенными временами жизни обладает во включенном состоянии большей концентрацией накопленной в ВБ электронно-дырочной плазмы, а значит, при параллельном соединении всех ячеек чипа, и большей плотностью тока. В процессе выключения по затвору в такой подсистеме должна осуществляться экстракция большего избыточного заряда, что способно приводить к динамическому перераспределению тока. Упрощенные модельные представления для систем с таким разбросом ячеек были развиты для запираемого тиристора в работе [56] (в предположении о нормальном распределении времен задержки выключения его элементарных ячеек) и для МСТ в [120], однако для решения поставленных в настоящей работе задач они являются чрезмерными идеализациями. Второй тип несовершенств – различие по параметрам межсоединений – отвечает случаю БПМЗ с неидеальными связями ячеек, вызывающими несинхронную и неодинаковую по величине модуляцию проводимости в ячейках разных подсистем.

Вполне наглядным для приближенного количественного рассмотрения эффектов локализации тока в неидеальной структуре БПМЗ представляется разбиение всего ансамбля ячеек на основную подсистему S_0 из N_0 элементарных ячеек и подсистему S' с числом ячеек $N_1 \ll N_0$ и рабочей площадью A_1 , в N раз меньшей площади A_0 у S_0 . При таком разбиении малая подсистема моделирует группу ячеек с наибольшими отклонениями параметров (перечисленных выше в пункте 1) от своих средних значений. Тем самым, в реализовавшемся статистическом распределении таких отклонений выделяется область со значениями выше некоторого порога, и ячейки, параметры которых удовлетворяют этому условию, относятся к «возмущенной» подсистеме S' , а оставшиеся ячейки чипа (в количестве N_0) составляют подсистему S_0 .

Критерий проводимого разбиения управляется масштабным фактором N . Локализованной, но малой по величине неоднородности параметров структуры, сопоставляется величина $N \sim 10^1 - 10^4 \gg 1$. Значениями N в таком диапазоне (в зависимости от используемой технологии регулирования времени жизни) могут быть описаны, например, случаи повышенного времени жизни τ_h на участке структуры, значительно меньшем ее полной рабочей площади A_Σ . В таком случае усредненное по A_Σ значение τ_h принимается равным значению этого параметра в основной подсистеме S_0 , совпадающему с номинальным проектным значением τ_{h0} . Во всех ячейках подсистемы S' время жизни полагается равным $\tau_{h1} = \tau_{h0} + \Delta\tau_h$.

Несовершенствам второго типа следует приписать меньшую величину масштабного фактора $N \sim 1 - 10$; примером здесь является использовавшаяся в экспериментах конструкция со встречно-штыревыми распределенными электродами катода и затвора, в которой различные участки структуры имеют принципиально неодинаковые сопротивления цепи затвора. К подсистеме S' относятся периферийные тиристорные ячейки, удаленные от внешнего вывода G , для которых наиболее существенно последовательное сопротивление цепи затвора R_g .

Следует отметить, что в реальной конструкции могут присутствовать несовершенства обоих типов, и, в то время как для второго типа несовершенств разбиение на группы детерминировано, для первого типа оно зависит от реализации случайного технологического разброса параметров полупроводниковой структуры. Следовательно, возможно взаимное перекрытие групп ячеек, образованных при разбиении с учетом каждого из двух факторов по отдельности, а значит, либо частичная компенсация влияния неоднородностей на физическую картину процессов в БПМЗ, либо взаимное усиление такого влияния. Очевидно, для анализа возникающего здесь большого числа частных случаев требуется обобщенная модель, позволяющая учитывать технологические и конструкционные неоднородности с различными масштабами и допускающая разбиение интегральной схемы БПМЗ на произвольное число подсистем управляемых ячеек. Построение такой модели и является основной задачей данной главы диссертации.

В связи с тем, что управляемые ячейки в пределах каждой подсистемы считаются тождественными, эти подсистемы (S_0 и S' для рассмотренного выше простейшего случая) условно изображаются как две дискретные приборные ячейки биполярного переключателя, соединенные параллельно. Плотности полных токов в них обозначены через J_0 и J_1 соответственно. Анодный электрод во всех БПМЗ со структурой $p^+ - n' - n_0 - p - n^+$ с катодным управляемым эмиттером является общим для всех ячеек и соединяется с внешним выводом А. Выводы катода С и цепи управления G соединены с системой распределенных электродов на поверхности полупроводниковой пластины, последовательные сопротивления которых для подсистемы S' обозначены через R_{c1} и R_{g1} соответственно. В результате представление не-

идеальной структуры биполярного переключателя с микрозатворами (в данном случае – интегрального запираемого тиристора с внешним полевым управлением) приобретает вид, показанный на рис. 31.

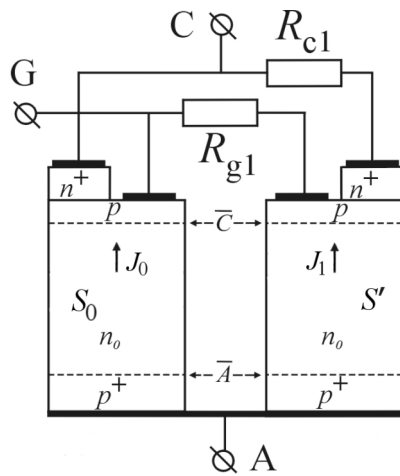


Рис. 31 — Представление неидеальной приборной структуры биполярного переключателя, используемое при построении модели и в численных расчетах

В данном представлении транспортные процессы в биполярных частях ячеек в каждой подсистеме влияют друг на друга только посредством интегральных связей подсистем через электроды. Локальная диффузионная связь по объему полупроводника считается пренебрежимо малой. Строго говоря, это не справедливо для ячеек, расположенных друг от друга на расстоянии порядка диффузионной длины L_h , в том числе, очевидно, и для соседних ячеек. Однако пренебрежение объемной связью в нашем рассмотрении оправдано, во-первых, тем, что согласно вышеизложенному построению, подсистема S' не обязательно представляет собой кластер близкорасположенных ячеек, а во-вторых, для распространенного случая неидеальной связи ячеек по затвору (отнесенной ко второму типу несовершенств БПМЗ, см. с. 89) существенны не стационарные состояния, а быстропротекающие переходные процессы (характерная длительность процесса выключения несколько микросекунд, время развития ДЛ тока менее 1 мкс), за время которых концентрации носителей и плотности токов не успевают выровняться даже между участками структуры на расстоянии меньшем L_h .

Итак, с учетом принятых предположений, исходные стационарные состояния и последующие переходные процессы выключения отдельно для каждой из подсистем могут быть описаны в рамках стандартной модели начального состояния (см. п. 2.2.1, а также [98], с. 37–54) в условиях ВУИ и модели оттеснения плазмы расширяющимся доменом поля (см. п. 2.2.2). При этом взаимодействие подсистем S_0 и S' выражается в терминах законов Кирхгофа для их полных токов, что в итоге приводит к следующей формуле для мгновенного значения интегрального анодного тока I_A через полную рабочую площадь прибора:

$$I_A = \frac{(NJ_0 + J_1) A_\Sigma}{N + 1} \quad (3.1)$$

Мгновенное напряжение между катодами и анодами $U_A(t)$, состоящее в общем случае из суммы смещений инжектирующих эмиттеров U_{pn} и падения напряжения на толще базы U_b , должно быть (в пренебрежении малым сопротивлением R_{c1} распределенных электродов катода) одинаковым для всех ячеек в обеих подсистемах:

$$U_{pn0} + U_{b0} = U_{pn1} + U_{b1} = U_A(t) \quad (3.2)$$

Характер взаимосвязи интегральных динамических переменных $I_A(t)$ и $U_A(t)$ зависит от конкретного вида электрической схемы и задается так, как в описано в параграфе 1.2.

Составляющие обобщенную модель неидеального БПМЗ количественные описания для включенного состояния и модели пространственной концентрационно-полевой динамики в каждой из групп выключаемых ячеек и перераспределения тока между ними, а также особенности управления инжекцией и экстракцией носителей в конкретных разновидностях БПМЗ и режимах работы затворов обсуждаются далее.

3.3.2 Распределение тока между параллельными бистабильными подсистемами

Исследование стационарных состояний и переходных процессов в изображенной на рис. 31 системе, проводимое далее, основывается на обобщении аналитических моделей предыдущей главы и описании взаимодействий подсистем между собой на уровне интегрального чипа и с элементами внешней цепи. Полезным для интерпретации результатов такого исследования является предварительный качественный анализ поведения системы, выделяющий главную ее особенность – наличие параллельных электрически связанных групп управляемых ячеек. Эти группы в случае БПМЗ тиристорного типа фактически представляют собой бистабильные подсистемы с S -образными ВАХ. Динамику переходных процессов включения и выключения таких взаимодействующих подсистем S_L и S_R (называемых в [42] S -триггерами) удобно представить на фазовых диаграммах в координатах $I_L - I_R$, отвечающих анодным токам этих подсистем. Такие диаграммы для симметричного случая равных площадей подсистем построены на рис. 32. Знаки «+» и «-» в обозначениях состояний относятся соответственно к включенному и выключенному состояниям данной подсистемы, а знак «?» обозначает ее нахождение в критическом состоянии. Линия, симметричная относительно точки $<+|+>$ (отвечающей включению обеих подсистем с равными токами), определяется условием баланса токов $I_L + I_R = I_A$, являющимся частным случаем (3.1).

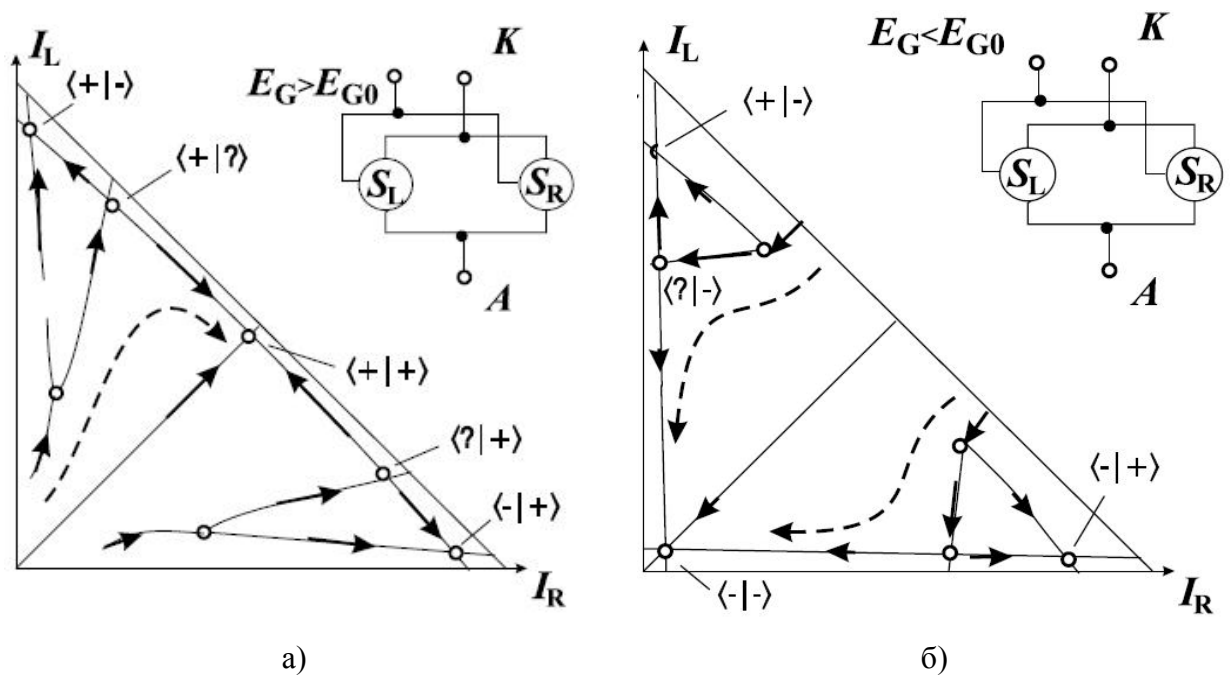


Рис. 32 — Перераспределение тока между параллельными подсистемами одинаковой рабочей площади с S -образными ВАХ на языке фазовых траекторий: а) при включении ступенчатым управляющим импульсом E_G ; б) при выключении. Источник: [42]

Качественное рассмотрение процессов включения (рис. 32, а) и выключения (рис. 32, б) системы переключателей $S_L - S_R$, принимающее во внимание только вид их ВАХ и характер электрических связей (см. вставки на рис. 32 а, б), выявляет семейства сценариев как с однородным переключением, так и с полным перераспределением тока в одну из подсистем. Конечный результат зависит от амплитуды начальной неоднородности. При наличии технологических и конструктивных несовершенств структуры, влияющих и на токи в стационарных состояниях (например, обсуждавшегося выше разброса времен жизни между ячейками), конечное состояние процесса включения вида $<+|+>$ и такое же начальное состояние для процесса выключения смещаются в сторону увеличения тока в одной из подсистем. Переходные процессы в таком случае всегда протекают по траекториям, отличным от прямых линий $<+|+> \leftrightarrow <-|->$ на рис. 31. В общем несимметричном случае, когда площади S_L и S_R различаются, например, $A_L/A_R = N$, в состояниях вида $<-|+>$ имеет место N -кратная локализация плотности тока по сравнению с номинальными состояниями полного включения и выключения. Помимо такой локализации, потенциально опасно динамическое перераспределение тока при приближении траектории к одной из осей I_L или I_R , когда кратковременное увеличение тока в подсистеме инициирует пороговые эффекты – регенеративное отпирание управляемого эмиттера в переключателях тиристорного типа [17,18,26,27] или включение паразитного $p^+-n_0-p-n^+$ -тиристора [64,66,121] в IGBT. Наконец, если в неидеальной структуре БПМЗ выделяются $m > 2$ подсистем ячеек различной площади (как в п. 3.3.1), общая схема анализа остается прежней, но фазовое пространство становится m -мерным.

3.4 Структура и основные соотношения модели

3.4.1 Начальное состояние прямой проводимости

Предварительный анализ включенного состояния изображенной на рис. 31 системы при заданном полном анодном токе состоит в нахождении стационарных плотностей токов $J_0^{(0)}$, $J_1^{(0)}$ в ячейках подсистем S_0 и S' , а также параметров распределений инжектированной плазмы в базах $y_{\min 0,1}$ и $p_{\min 0,1}$. Предлагаемая модель включенного состояния основана, как и в случае одной ячейки в п. 2.2.1, на квазидиодном приближении и справедлива для БПМЗ с тонкой p -базой в пренебрежении оже-рекомбинацией и ЭДР, при концентрациях плазмы $p \sim 10^{16}-10^{17} \text{ см}^{-3}$. В таком приближении стационарные распределения концентраций плазмы в ВБ ячеек каждой из подсистем определяются одномерными уравнениями амбиполярной диффузии (2.17) с локальными концентрациями $p_{0,1}^{(0)}(y)$ согласно решениям (2.18).

Отличием нашего подхода от предложенного в [98] является то, что значения плотностей токов для каждой из подсистем ячеек, сопротивление каждой из групп, как и интегральное сопротивление всего переключателя, а также полное напряжение $U_{ON} = U_{S_0} = U_{S'}$ (частный случай уравнения (3.2)), являются функциями интегрального тока нагрузки. Поэтому, чтобы определить их, необходимо дополнить две пары уравнений (2.20) для S_0 и S' условиями баланса токов (3.1) и равенства напряжений (3.2), и решить получившуюся систему относительно шести неизвестных величин — $J_{0,1}^{(0)}$, $y_{\min 0,1}$ и $p_{\min 0,1}$.

Здесь нам остается только сформулировать последнее уравнение, для чего необходимо рассчитать статические ВАХ проводящего состояния для обеих подсистем (нижний индекс, нумерующий подсистемы, мы опустим). Расчет падения напряжения U_b на толще базы, заполненной плазмой, основывается на омическом приближении (соответствующая компонента дает основной вклад в U_b в пренебрежении демберовским членом и вкладом ЭДР). Напряжение U_b вычисляется интегрированием напряженности поля $J^{(0)}/\sigma(y)$ по всей толщине базы [98,105,108], где проводимость выражается обычным образом: $\sigma(y) = q(b+1)\mu_{p0}p^{(0)}(y)$. Суммарное падение на инжектирующих эмиттерных p - n -переходах дается формулой:

$$U_{pn} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p^{(0)}(0)p^{(0)}(w_0)}{n_{i0}^2}. \quad (3.3)$$

Искомое полное падение напряжения на каждой подсистеме тогда записывается как

$$U_A = U_{pn} + U_b = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_{\min}^2 \operatorname{ch}(y_{\min}/L_h) \operatorname{ch}((w_0 - y_{\min})/L_h)}{n_{i0}^2} +$$

$$+ \frac{2J^{(0)}L_h}{p_{\min}(b+1)q\mu_{p0}} \operatorname{arctg} \left[\frac{\operatorname{sh}(w_0/2L_h)}{\operatorname{ch}((y_{\min} - w_0/2)/L_h)} \right]. \quad (3.4)$$

В работе [108] рассматривался лишь случай малой локальной технологической неоднородности (для чего была принята оценка фактора $N = 10^3$). В таком приближении полный ток БПМЗ $I_A^{(0)} \approx J^{(0)}A_\Sigma$, если только перераспределение тока не нарушает условия $J_1/J_0 \ll N$. Падение напряжения на S' в этом случае полностью задается функционированием основной подсистемы, изменение тока и напряжения которой связаны только с работой внешней цепи (см. также [55]). В изложенном здесь подходе степень неравномерности распределения тока по подсистемам не ограничена, в отличие от модели [108], условием малости $J_1^{(0)}A_1/I_A^{(0)} \ll 1$.

3.4.2 Динамика процесса неоднородного выключения

3.4.2.1 Эволюция распределений поля и плазмы

Переходный процесс выключения системы взаимодействующих параллельных ячеек БПМЗ сопровождается оттеснением плазмы и расширением ООЗ в базе каждой из них (рис. 33) при равных падениях напряжения анод-катод.

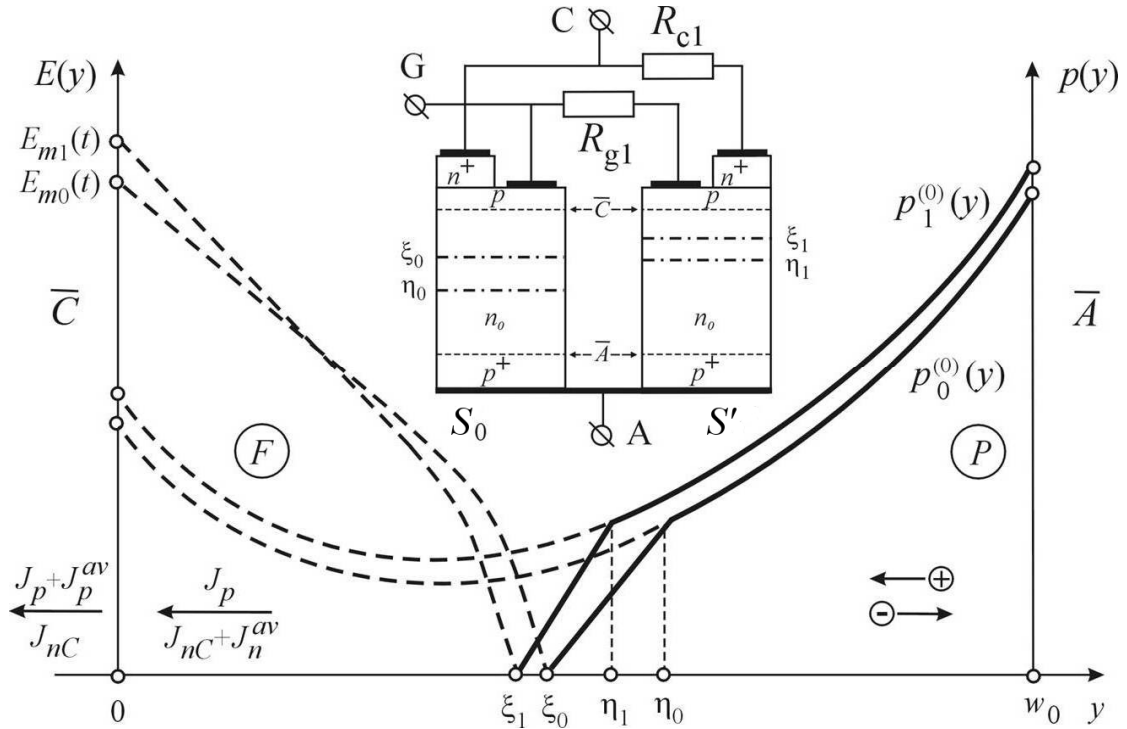


Рис. 33 — Распределения электрического поля и концентраций плазмы на стадии запира-
ния и биполярный состав токов в n_0 -базах ячеек подсистем S_0 и S' (нижние индексы «0» и
«1» соответственно). На вставке — представление неидеальной приборной структуры

Описание данных процессов осуществляется с помощью обобщенной модели п. 2.2.2 с электронной компонентой плотности тока из-за лавинного умножения (учитываемого посредством ионизационного интеграла) и возможного неполного запираания управляемого эмиттера, при учете зависимостей скоростей дрейфа электронов и дырок от поля.

3.4.2.2 Взаимодействие подсистем ячеек между собой через распределенный затвор

В настоящем параграфе, исследуя ансамбль неидеально-идентичных ячеек интегральной схемы биполярного переключателя, мы подробнее остановимся на взаимодействии их друг с другом через управляющую часть БПМЗ.

Конструкция и режимы функционирования этой части детализируют изложенную выше физическую картину процесса восстановления блокирующей способности биполярной части в каждой ячейке. Конкретно, определяют соотношение компонент плотности тока на управляемой (катодной) границе $\bar{C}$ слаболегированной базы биполярного переключателя. Это соотношение, в свою очередь, управляется токами эмиттерного и диверторного элементов затвора каждой ячейки, зависящими от локальных потенциалов соответствующих электродов. Рассмотрим типичные конкретные реализации таких зависимостей.

1. Биполярный транзистор с изолированными затворами (IGBT). Экстрагируемые при оттеснении плазмы дырки выводятся в катод через прилегающий к базе «глухой» p^+ -шунт; для единичной ячейки максимальная плотность тока J_{mcc} , выключаемого по затвору, ограничена только условием регенеративного включения паразитного тиристора¹. При подавлении регенерации ток затвора равен току анода, $J = J_G$, $\beta = 1$, а $J_{mcc} \leq 2 \cdot 10^4$ А/см².
2. Тиристор с МДП-управляемыми диверторами (МСТ). При выключении управляемый n^+ -эмиттер шунтируется n -каналом встроенного МДП-транзистора T_G ; удельное сопротивление R_{eff} шунтирующей цепи (канала дивертора) содержит вклады сопротивлений участка p -базы и инверсного канала полевого транзистора T_G . Между током катода и падением напряжения на этой цепи имеется «инжекционная» экспоненциальная связь. Для подавления инжекции выключаемый ток не должен превышать предельного значения $J_{mcc} \approx \approx 0,75/R_{eff}$ (исходя из напряжения отсечки инжекции 0,75 В для случая кремния). В результате получается ограничение по плотности тока $J_{mcc} \leq 10^3$ А/см² (для существующих конструкций). Важно отметить, что предельная плотность коммутируемого тока определяется только параметрами полупроводниковой структуры конкретной управляемой ячейки и в идеальном тиристорном чипе одинакова для всех ячеек.

¹ здесь речь идет об ограничении выключаемого тока только свойствами затвора; прочие эффекты на стадии запираания, такие как ДЛП, при этом не рассматриваются

3. Тиристор с МДП-управляемыми эмиттерами (EST). При выключении встроенного МДП-транзистора T_C n^+ -эмиттер основного тиристора отсоединяется от катода, и протекание инжекционного тока через него становится невозможным; избыточные дырки из базы выводятся, как и в IGBT, через катодный p^+ -шунт. Поэтому в данном приборе соблюдается условие $J = J_G$, если только не происходит включение паразитного тиристора. Механизм запираания напоминает каскодное выключение тириستоров [28,29], но отличается от него наличием пассивного шунта вместо активного.
4. Запираемый тиристор с интегрированным управлением (IGCT). В этом типе биполярного переключателя управление инжекцией и экстракцией носителей осуществляется внешними мощными быстродействующими МДП-ключами, а механизм перевода всех ячеек в блокирующее состояние состоит в прерывании инжекции управляемых эмиттерных переходов при подаче на них отрицательного смещения от внешнего источника напряжения. Частным случаем можно считать приложение нулевого смещения, т. е. фактически «короткое замыкание» эмиттеров. Этот механизм качественно отличается от рассмотренного в п. 2: при использовании внешнего дискретного управляющего транзистора T_G сопротивления шунтирующих цепей неодинаковы для разных групп ячеек. Поэтому следует ожидать и разброса J_{mcc} по ячейкам прибора, и более выраженного взаимного влияния ячеек друг на друга.

Имея в виду отмеченные выше особенности механизмов запираания и стремясь проанализировать физическую картину процесса в критических в отношении ОБР режимах, мы в настоящей главе будем развивать модель процесса выключения БПМЗ применительно к приборам с единым внешним элементом управления инжекцией и экстракцией носителей. При этом целесообразно с единой точки зрения исследовать случаи IGCT и интегрального тиристора [26], выключаемого шунтированием эмиттеров.

В принятом разбиении неидеального чипа на несколько подсистем ячеек, в первом приближении – на две, S_0 и S' , с последовательным сопротивлением цепи затвора R_{g1} между ними, необходимо выразить потенциалы базовых электродов ячеек в этих подсистемах через токи этих электродов. Как уже отмечалось выше, потенциалы затворов V_{G0} , V_{G1} относительно вывода катода C неодинаковы даже при условии идентичности параметров всех ячеек. Общие выражения для них имеют следующий вид:

$$V_{G0} = (J_{G0}A_0 + J_{G1}A')R_{DSon} + V_{ext}; \quad (3.5)$$

$$V_{G1} = V_{G0} + J_{G1}R_{g1}. \quad (3.6)$$

Здесь предусмотрены вклады отрицательного запирающего напряжения V_{ext} внешнего источника, подключаемого к выводу затвора G . Смещение эмиттеров ячеек в подсистеме S' есть

разность потенциалов затвора V_{G1} и катода $V_{C1} = J_{C1}R_{c1}$, причем последний отличен от нуля только при незапертых эмиттерах в этой подсистеме.

Смещения n^+ - p -переходов в каждой ячейке содержат, помимо вкладов R_{g1} и R_{DSon} в (3.5) и (3.6), также и падения напряжения на p -базе при протекании по ней экстракционного тока. Распределения этого тока и потенциала в p -базе любой конструкции элементарной ячейки носят двумерный характер. Для определения условия отпирания эмиттера целесообразно рассматривать его локальное смещение на оси симметрии ячейки (см. вставки на рис. 20, 33), т. е. на участке n^+ - p -перехода, расположенном дальше всех от электрода G. Обратную связь между полным смещением V_{GE} каждого эмиттера (с вкладом $J_G R_p$, где R_p – эффективное удельное сопротивление растекания тока в p -базе) и инжекционным током n^+ - p -перехода введем формулой Шокли с плотностью тока насыщения J_{sp} , учитывающей совокупность технологических параметров эмиттерного слоя. При этом для основной подсистемы локальное смещение эмиттера будет далее считаться отстоящим от уровня отсечки инжекции как минимум на $(3-5) \times kT/q$, так что инжекционный ток пренебрежимо мал. Для эмиттеров подсистемы S' благодаря дополнительному вкладу R_{g1} возможны эффекты неполного запираания и возобновления инжекции, зависящие от мгновенного значения плотности тока затвора J_{G1} и подробно исследуемые далее.

Для получения замкнутой модели запираания неидеального БПМЗ с двумя подсистемами ячеек осталось сформулировать условия баланса токов электродов каждой из подсистем (1.12). Они выражаются соотношениями для плотностей токов, приведенных к одной и той же рабочей площади биполярной части:

$$J_1 = J_{G1} + J_{C1} = J_{G1} + \theta J_{sp} \left[\exp\left(\frac{qV_{GE1}}{kT}\right) - 1 \right], \quad (3.7)$$

и $J_0 = J_{G0}$. Параметр θ в последнем уравнении характеризует отношение площади эмиттера ячейки к ее полной рабочей площади; в типичных геометриях структур $\theta \approx 1/2$. Второе слагаемое в правой части (3.7) входит в качестве компоненты J_C в выражение для электронной компоненты плотности тока (2.31).

3.5 Подготовка исходных данных и процедура выполнения расчетов

С целью иллюстрации возможностей построенной модели при исследовании механизмов ограничения ОБР, а также для определения условий применимости модели далее рассматривается частный случай неидеального БПМЗ тиристорного типа (далее – НМТ) – кремниевый интегральный тиристор с внешним полевым управлением. Приводимые далее

результаты расчетов относятся к экспериментальной структуре, которая была описана и иллюстрирована выше в параграфе 3.2.

Параметры n_0 -базы тиристора – толщина $w_0 = 500$ мкм и легирование $N_d = 1,72 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Статическое блокируемое напряжение тиристора с такой n_0 -базой составляет около 5 кВ, если со стороны анода имеется буферный n' -слой толщиной ~ 15 мкм и поверхностной концентрацией $\sim 5 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Эффекты полевого прокола базы в настоящей главе не рассматриваются, в связи с чем рабочее напряжение должно выбираться меньшим напряжения прокола (2.5). Для приведенных параметров n_0 -базы это напряжение составляет 3,25 кВ. Оно и ограничивает сверху диапазон изменения U_{st} при исследовании границ ОБР по току. Толщины катодного и анодного эмиттеров каждой управляемой ячейки равны 2 мкм, характерные концентрации легирования катодного и анодного эмиттеров и p -базы равны соответственно $N_D = 1,0 \cdot 10^{19}$, $N_A = 1,8 \cdot 10^{18}$, $N_{Ap} = 9,5 \cdot 10^{16}$ см⁻³, глубина коллекторного перехода 6 мкм, толщина p -базы $w_p = 4$ мкм. Время жизни при ВУИ в базе $\tau_h = 15$ мкс.

При учете лишь локализованной технологической неоднородности структуры масштабный фактор полагался равным $N = 10^3$ [108]. В случае присутствия обоих типов несовершенств – технологического (участок структуры с локально повышенным временем жизни) и конструкционного (неидеальные связи ячеек через распределенный затвор) – допущение состояло в одинаковости масштабных факторов, принятых равными $N = 10$ [122,124]. При этом рассматривался наихудший случай (в отношении условий ДЛ тока), в котором время жизни носителей больше в «малой» подсистеме периферийных ячеек S' .

Величины эффективных сопротивлений (см. рис. 31), связанных с периферийными ячейками, для удобства анализа приведены к площади подсистемы S' таких ячеек. Сопротивление R_{g1} для чипа с реальными размерами 7×7 мм принято равным $R_{g1} = 5$ мОм·см², что соответствует оценочному диапазону предшествующей работы [26]. Удельное сопротивление растекания тока в p -базе в рассматриваемой топологии оценено согласно [26] как $R_p = (\rho_p / w_{p\text{ eff}}) x_e^2 / 2$ (в Ом·см²), где x_e – полуширина эмиттера, ρ_p – удельное сопротивление материала p -базы, а $w_{p\text{ eff}}$ – эффективное значение ее толщины при протекании тангенциального дырочного тока, несколько меньшее w_p из-за эффектов неоднородного распределения примесей по толщине, а также частичного проникновения поля в базу из области F . Для исследуемой структуры $R_p \approx 1$ мОм·см². Время переключения ключа T_G полагалось равным 10 нс, а его сопротивление в открытом состоянии – 5 мОм.

Решение стационарной системы из 6 уравнений (пара (2.20) для каждой подсистемы и (3.1), (3.2)) дает параметры включенного состояния. Получение решений сформулированной нестационарной задачи о процессе выключения основано на применении численного метода

Ньютона с переменным шагом по времени [122]. Решаемая нелинейная система для случая двух групп управляемых ячеек в НМТ содержит в общей сложности **12 уравнений**, в том числе:

– обыкновенных дифференциальных первого порядка:

1, 2) уравнения (2.45) движения границ $\eta_{0,1}(t)$ переходного слоя D и плазменной области P ;

3, 4) уравнения движения границ $\xi_{0,1}(t)$ переходного слоя D и полевого домена F :

$$(2.42) \text{ при } \xi(t) < \eta(t) < w_0 \text{ и } (2.48) \text{ при } \eta = w_0, \xi(t) \leq w_0;$$

5, 6) уравнения для интегралов ионизации $I_{0,1}^{av}$ (2.39);

7) уравнение (1.2) для полного анодного тока интегрального чипа;

– трансцендентных алгебраических:

8, 9) уравнения (2.33) связи толщины $\xi_{0,1}(t)$ домена F с максимальным полем в нем $E_{m0,1}$;

10, 11) уравнения (2.34) связи напряжения $U_A(t)$ и толщины $\xi_{0,1}(t)$ домена F с максимальным полем в нем $E_{m0,1}$;

12) уравнение (3.7) баланса токов электродов в подсистеме S' .

В качестве начальных условий в обеих подсистемах также задаются $\eta_0|_{t=0}$, $\eta_1|_{t=0}$. Уравнение (2.42) в начальный момент времени позволяет найти $\xi_{0,1}$ по рассчитанным в задаче о включенном состоянии плотностям токов $J_{0,1}^{(0)}$.

Значения физических параметров, входящих во все расчеты, результаты которых изложены в настоящей главе, в целях последующего корректного сравнения с результатами имитационного численного моделирования задавались согласно базовому набору моделей [81] программного пакета Sentaurus Device для кремния; в частности, $\mu_{n0} = 1417 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $\mu_{p0} = 470,5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $v_{ns} = 1,07 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, $v_{ps} = 8,37 \cdot 10^6 \text{ см/с}$. Эффективные параметры для коэффициентов ударной ионизации в выражении (2.31) были приняты равными $\alpha_{eff}^\infty = 1,15 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ и $E_{eff}^\infty = 1,70 \cdot 10^6 \text{ В/см}$.

В заключение данного параграфа проверим, обоснованно ли пренебрегать сопротивлением распределенных электродов катода R_{c1} для подсистемы S' . Последняя, согласно постановке задачи в п. 3.3.1, объединяет ячейки с наибольшей длиной пути протекания тока по проводящим шинам от контактов к p -базовым областям структуры к внешнему выводу затвора. Как видно из рис. 29, при встречно-штыревой конфигурации проводников на поверхности пластины расположенные дальше от вывода затвора ячейки одновременно находятся ближе к эмиттерным шинам (и к внешнему выводу катода). Поэтому для подсистемы S' при одинаковых геометрических размерах обеих систем шин эффективное удельное сопротивление эмиттерных электродов R_{c1} меньше соответствующего сопротивления базовых электро-

дов R_{g1} в отношении $\sim N$. В случае прижимной конструкции тиристора катодные цепи всех ячеек одинаковы, и проблема неравных последовательных сопротивлений этих цепей принципиально отсутствует.

Дополнительное падение напряжения на R_{c1} во включенном состоянии добавляется к правой части (3.4) и учитывается в уравнении (3.2). Решение модифицированной системы уравнений включенного состояния показывает, что при номинальном токе нагрузки с расчетной плотностью $J_A^{(0)} = 50 \text{ А/см}^2$ (для случая равномерного ее распределения) и удельных сопротивлениях $R_{g1} = 5 \text{ мОм}\cdot\text{см}^2$, $R_{c1} = 0,5 \text{ мОм}\cdot\text{см}^2$ различие плотностей токов составляет лишь 8 % от усредненной величины $J_A^{(0)}$. При равных удельных сопротивлениях, $R_{c1} = R_{g1}$, это относительно различие составило бы 46 %.

Не следует ожидать значимого влияния сопротивления эмиттерных шин на распределение токов по подсистемам и в процессе выключения. Компенсирующий эффект, т. е. уменьшение прямого смещения катодного эмиттера в S' при увеличении плотности тока J_1 в этой подсистеме, проявляется только при сближении падений напряжения на базовых ($J_{G1}R_{g1}$) и эмиттерных ($J_{C1}R_{c1}$) шинах. Из-за многократного различия удельных сопротивлений этот эффект способен ограничивать степень локализации тока в малой подсистеме на уровне, лишь немного меньшем N , но и такие уровни локализации опасны своими последствиями, связанными с экстремально высокой плотностью тепловыделения.

3.6 Полученные результаты и их обсуждение

3.6.1 Область безопасной работы НМТ в цепи с омической нагрузкой

В качестве параметров номинального режима работы заданы рабочее постоянное напряжение источника питания $U_{st} = 2,5 \text{ кВ}$ и стационарная плотность тока нагрузки 50 А/см^2 .

Переходные характеристики номинального режима работы представлены на рис. 34 сплошными линиями («Теория»). Они относятся к случаю идеальной полупроводниковой структуры (без технологических неоднородностей), но учитывают связи ячеек через распределенный затвор с конечным последовательным сопротивлением при отношении площадей двух подсистем, равном $N = 10$.

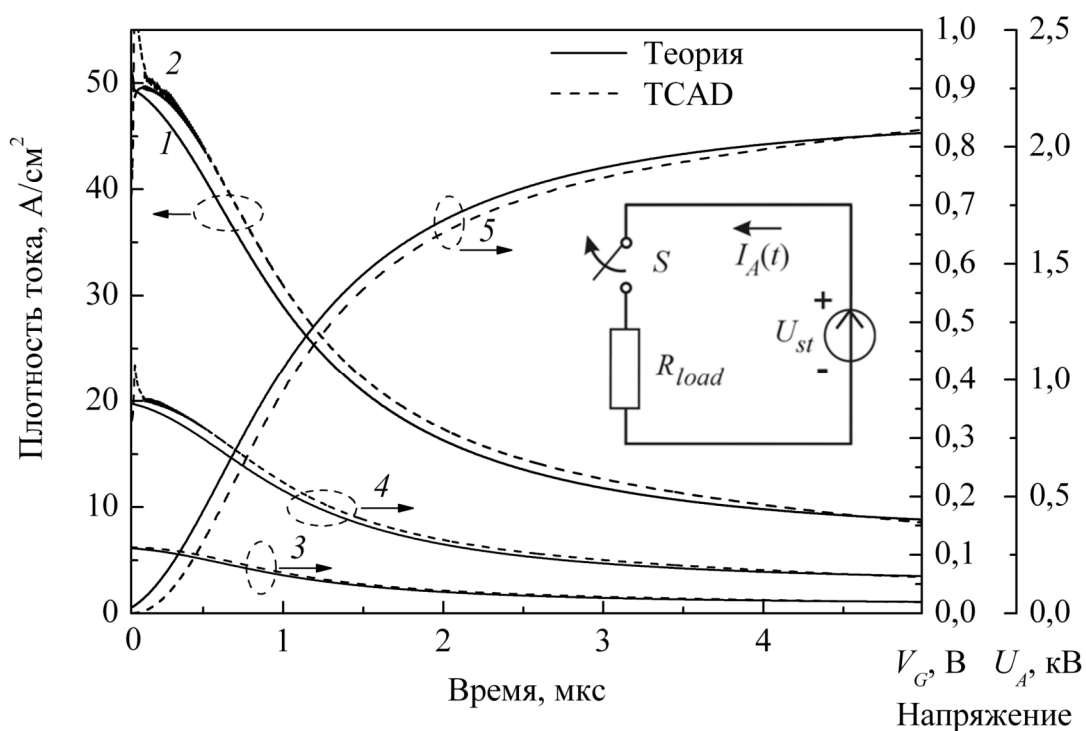


Рис. 34 — Плотности анодных токов (1, 2), напряжения на затворах (3, 4) двух подсистем ячеек и анодное напряжение (5) в номинальном режиме запираания (50 А/см^2 , $2,5 \text{ кВ}$). Исходная структура. На вставке — эквивалентная схема цепи

Из приведенных характеристик следует, что в процессе выключения заданного начального тока напряжение на затворах обеих подсистем остается ниже уровня отсечки инжекции, и обеспечивается одновременное запираание катодных эмиттеров. Процесс прерывания тока протекает однородно по площади структуры. Длительность процесса $\sim 14,3 \text{ мкс}$ (по уровням $0,1\text{--}0,9$ от начального тока), а плотность энергии тепловых потерь за расчетный период (20 мкс) составляет 306 мДж/см^2 . Максимальная напряженность электрического поля в плоскости коллектора составляет $1,4 \cdot 10^5 \text{ В/см}$. Динамическая перестройка профиля плазмы по глубине ВБ прибора, восстановленная по рассчитанным законам движения границ $\xi(t)$ и $\eta(t)$, представлена на рис. 35. За нулевой уровень концентраций (в точке $y = \xi$, справа от которой уровень инжекции всюду в базе предполагается высоким) условно принято значение $N_0 \sim 10^{13} \text{ см}^{-3} \ll p^{(0)}(y)$. Пунктирной линией показан начальный профиль концентрации инжектированных носителей, наклонными линиями — изменение концентрации в переходном слое D (см. п. 2.2.2.3). На рис. 35 обнаруживаются обе последовательные стадии процесса оттеснения плазмы; большая (около 10 мкс) длительность первой из них и связанная с этим значительная энергия переходных потерь обусловлены видом профиля концентрации инжектированных носителей $p^{(0)}(y)$ с максимумом у противоположной от затвора границы n_0 -базы.

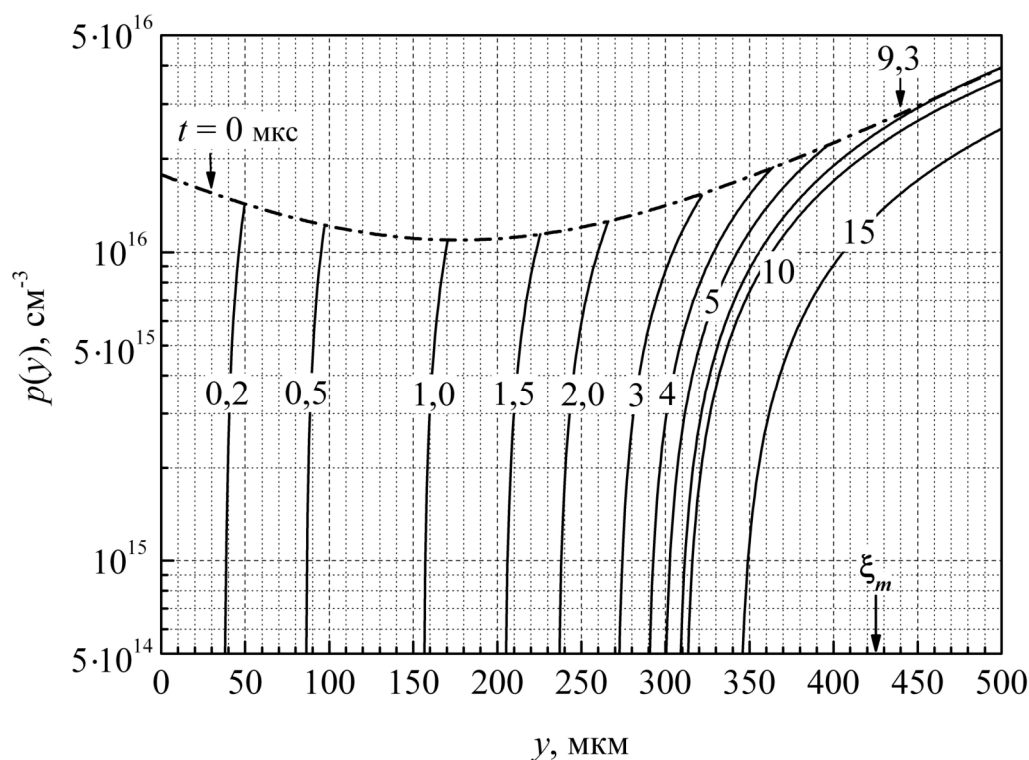


Рис. 35 — Динамика профиля электронно-дырочной плазмы в процессе запирания тока плотностью 50 А/см^2 при $U_{st} = 2,5 \text{ кВ}$ (исходная структура)

Дополнительно было исследовано влияние начального профиля концентрации $p^{(0)}(y)$ на динамические характеристики номинального режима работы. Для этого технологические параметры управляемой ячейки модифицировались так, чтобы снизить инжектирующую способность анодного эмиттера и повысить ее у катодного эмиттера. В новом варианте структуры начальной плотности тока $J_A^{(0)} = 50 \text{ А/см}^2$ отвечают эффективные коэффициенты инжекции $\gamma_C = 0,88$, $\gamma_A = 0,26$ (соответствующее им распределение концентрации показано штрихпунктирной линией на рис. 36), тогда как в исходном варианте при той же плотности тока эти коэффициенты равнялись $\gamma_C = 0,80$ и $\gamma_A = 0,40$. Остаточное напряжение увеличилось до $1,6 \text{ В}$ против прежних $1,3 \text{ В}$. Переходные характеристики выключения модифицированной структуры представлены на рис. 37; легко видеть сокращение длительности запираания (до $3,9 \text{ мкс}$) и энергии потерь (до 126 мДж/см^2). Как и в случае исходной структуры, перекрытие инжекции и запираание анодного тока происходят однородно. Не отмечается и влияния начального профиля на максимальное электрическое поле в плоскости коллектора и на величину ударно-ионизационной компоненты тока, остающуюся пренебрежимо малой (менее 1 А/см^2 в обеих подсистемах при плотности полного тока в несколько десятков А/см^2).

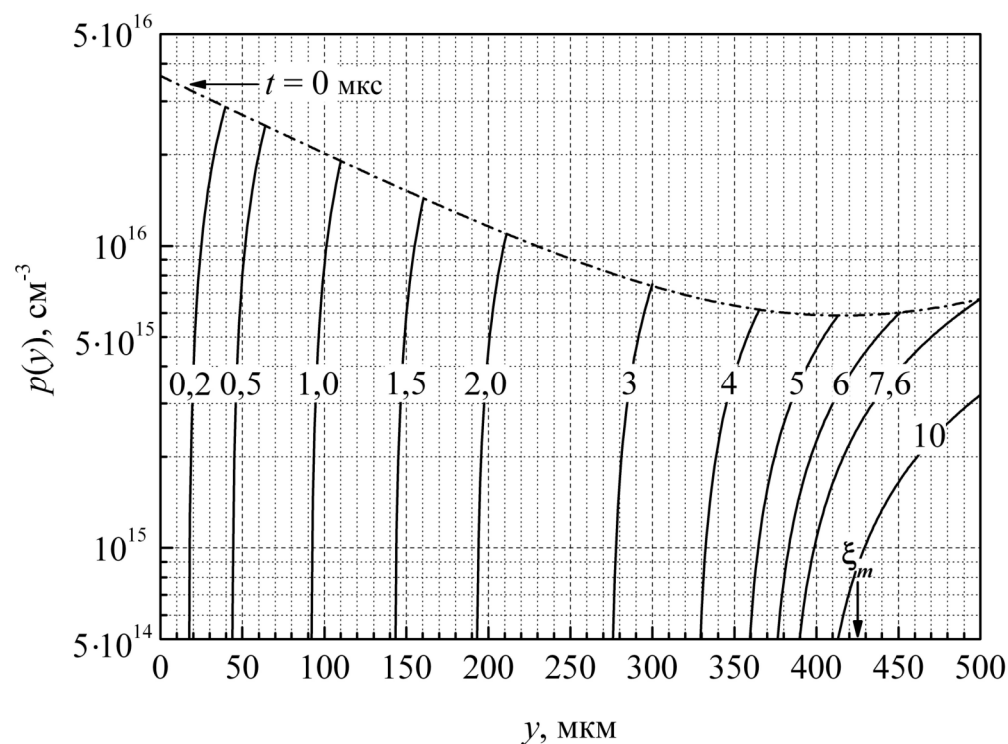


Рис. 36 — Динамика профиля электронно-дырочной плазмы в процессе запирания тока плотностью 50 A/cm^2 при $U_{st} = 2,5 \text{ кВ}$ (модифицированная структура)

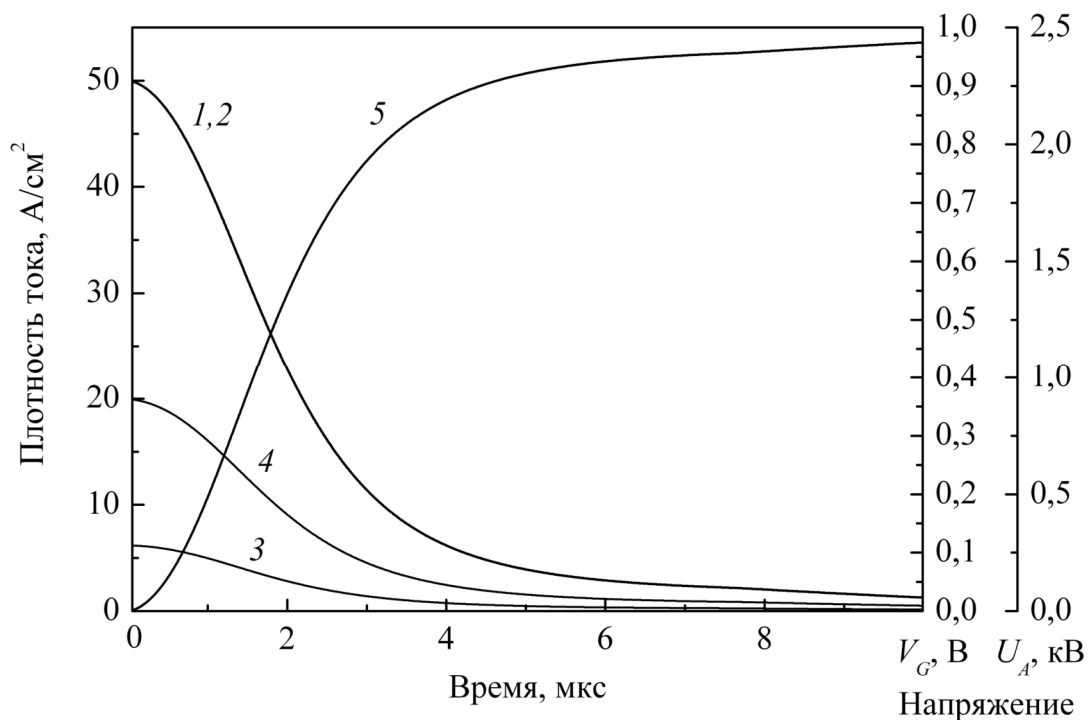


Рис. 37 — Плотности анодных токов (1, 2), напряжения на затворах (3, 4) двух подсистем ячеек и анодное напряжение (5) в номинальном режиме запирания (50 A/cm^2 , $2,5 \text{ кВ}$).
Модифицированная структура

Расчет предельной плотности выключаемого тока J_{mcc} в диапазоне рабочих напряжений $500 \text{ В} \leq U_{st} \leq U_{pt}$ (с шагом 250 В) демонстрирует отсутствие ее зависимости от напряжения (см. рис. 38). Это означает, что при заданных параметрах конструкции ячеек и чипа НМТ

в целом механизм ограничения J_{mcc} определяется обратной связью зависящей от локального смещения эмиттера инжекционной компоненты тока J_{nC} с током J_G выводимых через p -базу и цепь затвора дырок, возникающей непосредственно после включения в момент $t = 0$ внешней шунтирующей цепи Г–С. Катодный эмиттер ячейки в малой подсистеме не может быть переведен в режим отсечки инжекции, если начальная плотность анодного тока $J_A^{(0)} = I_A^{(0)} / A_\Sigma > J_{mcc}$, и поэтому при $t = 0$ эмиттер в данной подсистеме не запирается, в отличие от основной подсистемы S_0 . В результате полный анодный ток прибора локализуется на малой площади подсистемы S'

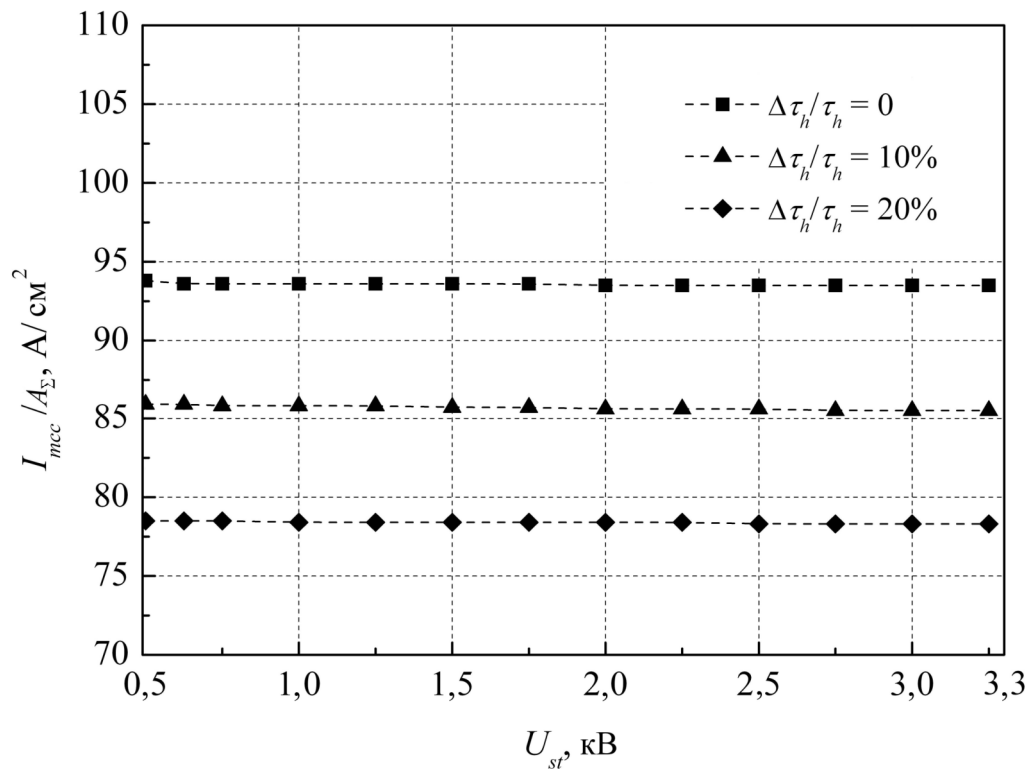


Рис. 38 — Границы ОБР НМТ при идентичных параметрах приборных ячеек ($\Delta\tau_h/\tau_{h0} = 0$) и при наличии разброса времен жизни между двумя подсистемами ячеек в 10 % и 20 %

Технологический разброс параметров ячеек, выражающийся, в частности, в различии времен жизни τ_h , ведет к исходному неравенству плотностей токов включенного состояния $J_{0,1}^{(0)}$. Количественный расчет этого состояния проводился по методу п. 3.4.1 при $N = 10$. Рассматривались две относительные степени неоднородности величины τ_h – 10 % и 20 % от номинального значения $\tau_{h0} = 15$ мкс. Определение критического значения J_{mcc} сводилось к поиску такой начальной плотности тока $J_A^{(0)}$, при которой плотность тока в малой подсистеме $J_1^{(0)}$ достаточна для того, чтобы ее инжекция из ее эмиттеров не могла быть перекрыта в момент включения управляющего ключа T_G . В рассмотренном выше случае ($J_A^{(0)} = 50 \text{ A/cm}^2$,

$U_{st} = 2,5$ кВ) плотности токов в подсистемах S_0 и S' неидеального ($\Delta\tau_h/\tau_{h0} = 10\%$) чипа равны 49,5 и 54,8 А/см² соответственно, и, очевидно, при этом отсечка инжекции достигается в них одновременно сразу после включения транзистора T_G . В процессе выключения распределение плотности тока неоднородно, $J_1 > J_0$, однако спад токов происходит монотонно без возникновения динамической локализации. В результате единственным значимым последствием является локальное увеличение плотности энергии тепловых потерь.

Увеличение рабочего напряжения до $U_{pt} = 3,25$ кВ и плотности тока до 85 А/см² качественно не изменяет вид переходных характеристик выключения в неидеальной структуре (рис. 39). Рост ударно-ионизационной компоненты тока в подсистеме S' регистрируется по кривой 4, представляющей плотность электронного тока на границе ООЗ, когда инжекционная составляющая (кривая 5) отсутствует. Однако эффект динамического пробоя здесь недостаточен для усиления неоднородности процесса выключения и локализации тока в «возмущенной» подсистеме. Ограничение по коммутируемому току, как и в случае идеальной структуры, определяется только условием одновременного достижения отсечки инжекции в обеих подсистемах сразу после включения шунтирующей цепи затвора (момент $t = 0$).

Предельная плотность выключаемого тока в описанных выше условиях оказывается практически независимой от напряжения и в случае неидеальной приборной структуры, в которой $\Delta\tau_h \neq 0$. Рассчитанные границы ее ОБР представлены на рис. 38.

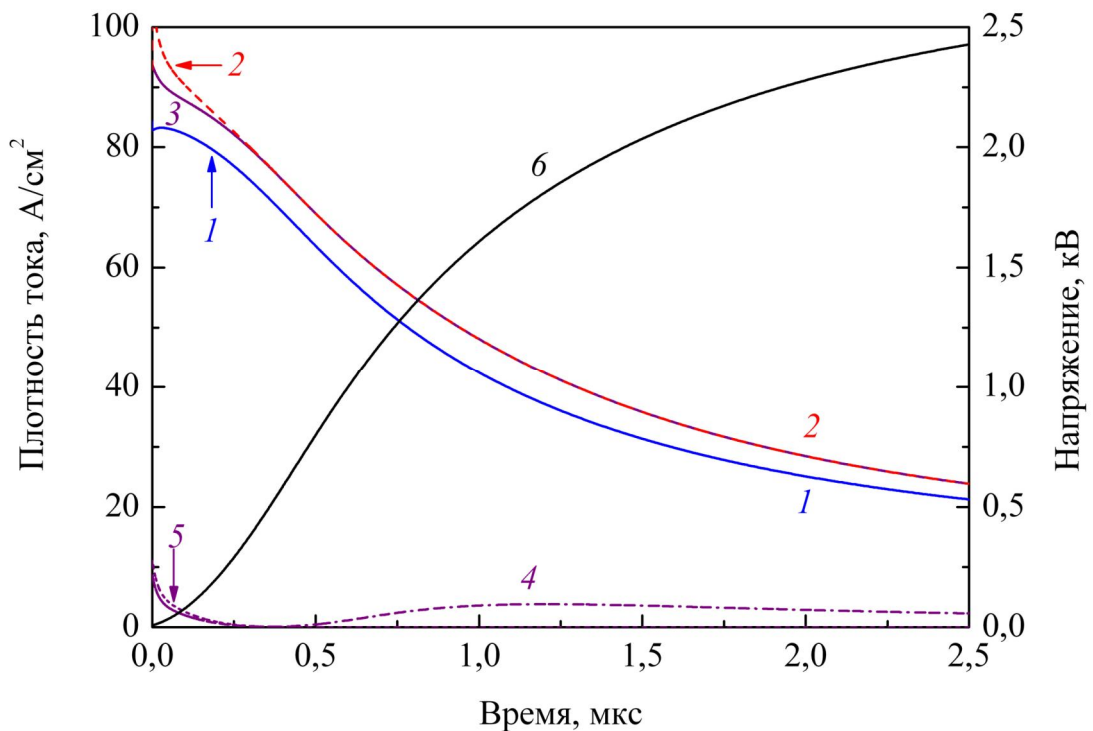


Рис. 39 — Выключение НМТ с относительным разбросом времени жизни $\Delta\tau_h/\tau_{h0} = 10\%$ вблизи границы ОБР по току ($I_A^{(0)}/A_\Sigma = 85$ А/см²). Цифрами обозначены временные зависимости: 1 — J_0 , 2 — J_1 , 3 — J_{G1} , 4 — $J_{n\xi1}$, 5 — J_{C1} , 6 — U_A

Наибольший исследовательский интерес и значимость для предсказания практических границ ОБР представляют эффекты ДЛ тока, возникающие уже после перевода эмиттеров в режим отсечки инжекции. Ее результатом может стать возобновление инжекции, вызывающей дальнейший рост плотности тока в подсистеме S' , избыточное выделение тепла на малом участке площади и полный выход прибора из строя. Дальнейшие иллюстрации приводятся согласно результатам работы [108], где исследовались условия ДЛ тока в приборных структурах с разбросом параметров ячеек, но без учета неидеальных электрических связей ячеек по затвору. Масштабный фактор для описания такой ситуации полагался равным 10^3 .

Уровень легирования и толщина базы во всех ячейках прибора считались одинаковыми и равными $N_0 = 2,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $w_0 = 450 \text{ мкм}$. Параметры в выражении (2.31) для коэффициента ударной ионизации в кремнии: $\alpha_{eff}^\infty = 6,3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ и $E_{eff}^\infty = 1,3 \cdot 10^6 \text{ В/см}$ (эти значения отвечают электронам, имеющими меньший «порог» ударной ионизации, в то время как экстрагируемыми через ООЗ носителями являются дырки; отсюда следует переоценка эффекта ДЛП, но в целях иллюстрации и предсказания основных тенденций мы примем здесь данный выбор параметров). При проведении вычислений фиксировались параметры подсистемы S_0 с большей площадью и начальная плотность тока $J_0^{(0)}$ в ней и изменялся один из параметров (τ_{h1} , γ_{C1} , γ_{A1}) подсистемы S' . Начальное состояние прямой проводимости описывалось в терминах заданных коэффициентов инжекции эмиттеров, без учета нелинейных утечек Флетчера (п. 2.2.2.2). Величина $J_0^{(0)} = 80 \text{ А/см}^2$ выбрана близкой к верхней границе диапазона плотностей токов в современных БПМЗ. Время жизни при высоком уровне инжекции $\tau_{h0} = 36 \text{ нс}$ в базе S_0 , а коэффициенты инжекции равны $\gamma_{A0} = 0,251$, $\gamma_{C0} = 0,775$. Такой выбор обеспечивает расположение минимума профиля концентрации инжектированных носителей у анодной границы n_0 -базы (см. рис. 36). Рассчитанное полное падение напряжения в открытом состоянии равно 1,972 В.

Анализ включенного состояния обнаруживает резкую зависимость плотности тока J_1 от различия во временах жизни или коэффициентах инжекции в S_0 и S' : при относительном различии параметров всего на несколько процентов отмечено превышение $J_1^{(0)}$ над $J_0^{(0)}$ в несколько раз. Так, при $\tau_{h1} = 38 \text{ нс}$ (т. е. $\Delta\tau_h/\tau_{h0} = 5,5 \%$) и неизменных γ_{A0} , γ_{C0} получается $J_1^{(0)} = 326,6 \text{ А/см}^2$. Таким образом, в рамках использованного приближения стационарное распределение плотности тока весьма чувствительно к технологическим неоднородностям параметров структуры.

Далее рассмотрим динамику процесса выключения неидеального НМТ. Как уже отмечалось выше, за счет большей концентрации инжектированных носителей в базе ячеек ма-

лой подсистемы, плотность тока включенного состояния в ней выше, чем в S_0 . В процессе выключения при одинаковых падениях напряжения анод-катод на S_0 и S' и неравенстве $J_1 > J_0$ максимальная напряженность поля выше в базе S' , что инициирует более интенсивную ударную ионизацию и более раннее вхождение в ДЛП. Происходит локализация тока в S' , и в некоторый момент времени $t^* = 0,7$ мкс плотность тока J_1 достигает максимума $J_{1\max} > J_1^{(0)}$. В то же время, в основной подсистеме спад тока происходит монотонно, и J_0 при $t = t^*$ составляет 62 % от начального значения. При определенном критическом разбросе времен жизни максимум J_1 оказывается равным величине плотности тока затвора $J_{mccS'}$ для малой подсистемы. Не исследуя механизм регенеративного отпираания эмиттера и связь тока катода с током затвора, мы вынуждены задавать предельную контролируруемую затвором S' плотность тока; в качестве примера в [108] принято $J_{mccS'} = 400$ А/см²; при таком выборе¹ $J_{mccS'}$ получается $\tau_{h1}^{cr} = 37,62$ мкс. Временные диаграммы плотностей токов для этого критического случая представлены на рис. 40. Кратковременность локализации тока обусловлена также характером внешней цепи, которая содержит чисто активное сопротивление нагрузки.

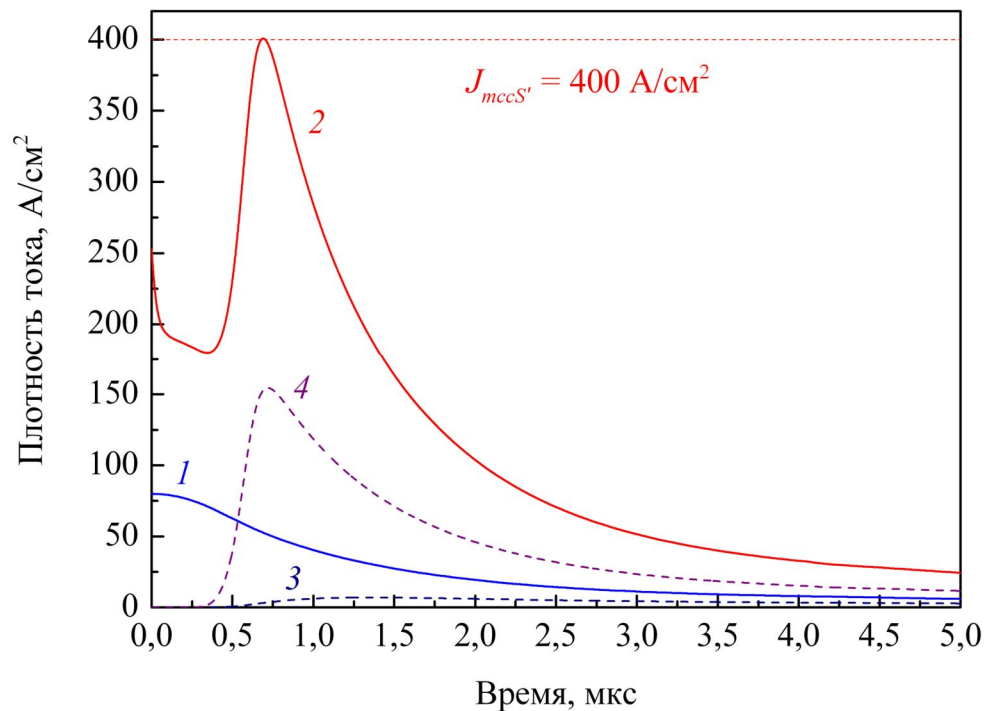


Рис. 40 — Выключение НМТ с относительным разбросом времени жизни $\Delta\tau_h/\tau_{h0} = 4,5$ % вблизи границы ОБР по току ($I_A^{(0)}/A_\Sigma = 80$ А/см²). Цифрами обозначены временные зависимости: 1 — J_0 , 2 — J_1 , 3 — $J_{n\xi 0}$, 4 — $J_{n\xi 1}$

¹ заметим, что при учете конечного сопротивления канала дивертора реальной приборной структуры было найдено, что $J_{mcc} \approx 93$ А/см², так что заданная здесь величина $J_{mccS'}$ оказывается выше характерного значения ~ 100 А/см² для интегральных запираемых тиристоров с внешним полевым управлением

При большем разбросе времен жизни ($\tau_{hl} > \tau_{hl}^{cr}$) в подсистеме S' превышает критическая величина $J_{mccS'}$. Чтобы предотвратить отпирание катодного эмиттерного перехода, неизбежно возникающее при $J_1 > J_{mccS'}$ и ведущее к аварии НМТ, необходимо ограничить полный начальный анодный ток. Максимальный ток открытого состояния, при выключении которого порог $J_{mccS'}$ не превышает ни в одной управляемой ячейке (в нашей модели – ни в одной из подсистем S_0 и S'), находится посредством варьирования величины $J_0^{(0)}$ при заданном рабочем напряжении U_{st} . Приводимые ниже результаты получены для времен жизни 36 мкс в S_0 и 38 мкс в S' и стационарных профилей $p^{(0)}(y)$ с минимумами у анодного края базы. Рабочее напряжение полагалось равным 3,1 кВ; меньшим напряжениям соответствует больший критический ток включенного состояния. Получаемый набор значений $(U_{st}, J_A^{(0)})$ ограничивает ОБР исследуемого НМТ с локальной технологической неоднородностью времени жизни в базе (рис. 41). По мере снижения U_{st} возрастает допустимая величина $J_A^{(0)}$ (и полный прямой ток $I_A^{(0)}$), соответственно растет и плотность тока включенного состояния в S' . Сниженному до 1,8 кВ рабочему напряжению отвечает максимально допустимая плотность тока $J_A^{(0)} = 93 \text{ А/см}^2$, при которой $J_1^{(0)} = 0,95 J_{mccS'}$ (здесь введен запас в 5 % от величины критической плотности тока). Следовательно, в диапазоне напряжений $U_{st} \leq 1,8 \text{ кВ}$ ОБР ограничена по току уровнем 93 А/см^2 . С другой стороны, в диапазоне напряжений $3,2 \text{ кВ} \leq U_{st} < U_{pt}$ более жестким оказывается ограничение, связанное с установлением стационарного режима пробоя в основной подсистеме (см. п. 2.2.3). Генерируемых лавинным умножением носителей достаточно для сколь угодно длительного поддержания конечного тока через области F , D и P в базе прибора при падении напряжения, несколько меньшем напряжения источника. Такой режим связан со значительными тепловыми потерями в не полностью запертом приборе и поэтому неприменим при эксплуатации.

В общем случае для построения границы области безопасной работы во всем практически реализуемом интервале напряжений (от нуля до минимального из напряжений статического пробоя для S_0 и S') необходимо кроме возможности отпирания катодных эмиттеров учитывать и другие факторы. К ним относятся установление самоподдерживающегося пробоя коллектора в S_0 и динамический полевой прокол базы подсистеме S' . Последний эффект состоит в полном вытеснении плазмы из слабелегированной базы и достижении границей ООЗ анодного края базы. Очевидно, такое состояние возможно только в структуре с буферным n' -слоем со стороны анода.

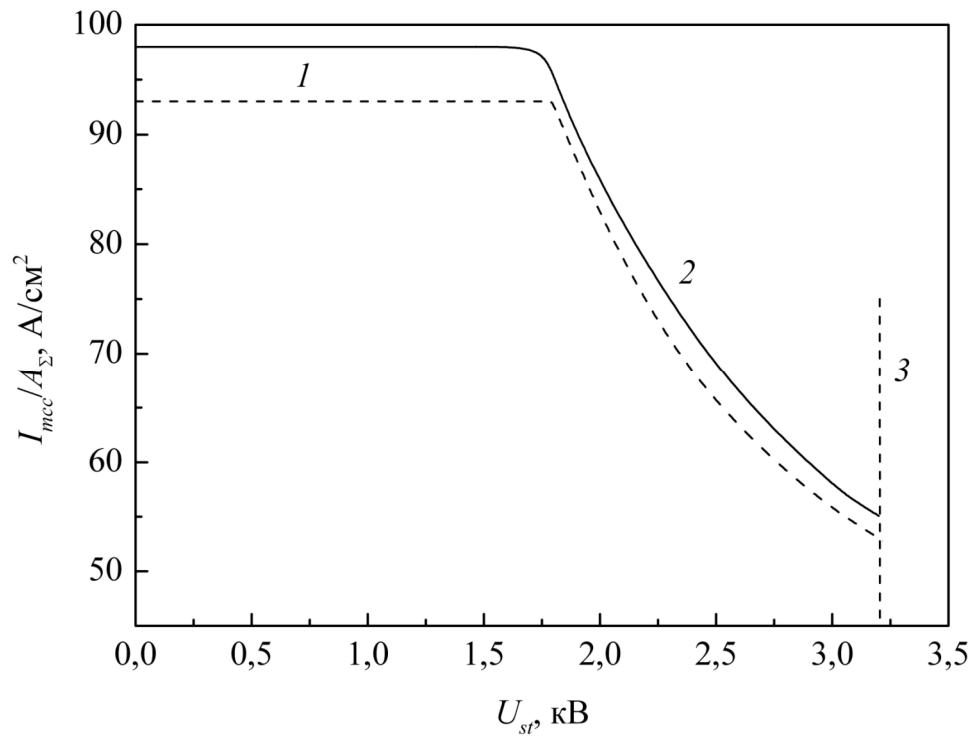


Рис. 41 — Границы ОБР по коммутируемому току по результатам работы [108]. Цифрами обозначены участки границы: 1 – по достижению максимальной плотности тока затвора непосредственно после шунтирования эмиттеров, 2 – по достижению максимальной плотности тока затвора при возникновении ДЛП в подсистеме S' на стадии восстановления блокирующей способности, 3 – по самоподдерживающемуся лавинному пробую. Штриховые линии построены с учетом 5 %-запаса по предельному выключаемому току

3.6.2 Область безопасной работы НМТ в цепи инвертора напряжения

Исследования динамических характеристик выключения НМТ в эквивалентной схеме инвертора напряжения (рис. 42, вставка) проводились на основе построенной обобщенной модели [122]. Диод свободного хода при этом считался идеальным. Расчеты выполнялись при заданной паразитной индуктивности силовой цепи $L_s = 2,5$ мкГн, а индуктивность управляющей цепи во внимание не принималась. Выбранная величина L_s лежит в характерном диапазоне [63,109,124] для высоковольтных преобразовательных устройств.

Временные диаграммы выключения тиристорного чипа с идентичными параметрами управляемых ячеек представлены на рис. 42. Перед моделированием переходного процесса предварительно рассчитывался этап включения тиристора с достижением заданного тока индуктивной нагрузки ($I_A^{(0)}/A_\Sigma = 50$ А/см²), определение параметров проводящего состояния по данным двумерного конечно-элементного расчета в программном пакете Sentaurus Device и сравнение их с результатами аналитической модели п. 3.4.1 при $N = 10$. Обнаруженное расхождение по концентрации плазмы при $y = 0$ (связанное с наличием между эмиттером и n_0 -

базой тонкого p -слоя с низким уровнем инжекции, нарушением граничных условий (2.20) в случае плавных диффузионных переходов [98] и неоднородным распределением концентраций в окрестности катода) устранялось корректировкой тока насыщения J_{sp} (2.21) путем уменьшения толщины эмиттера. Корректированные значения параметров далее использовались при расчетах как включенного состояния двух подсистем ячеек, так и переходного процесса их запираания. Более подробно подготовка данных и организация численных экспериментов изложены в главе 4, посвященной имитационному моделированию.

Распределение концентраций плазмы в номинальном режиме работы тиристора без разброса параметров для исходного варианта структуры имеет такой же вид, как на рис. 35 (штрихпунктирная линия). Длительность процесса выключения составляет ~ 11 мкс (по уровням 0,1–0,9 от начального тока), а плотность энергии тепловых потерь за расчетный период (20 мкс) составляет 422 мДж/см². Перенапряжение на аноде, возникающее сразу после открытия диода D_F и обусловленное паразитной индуктивностью, не превышает в максимуме значения $\Delta U_A = 140$ В.

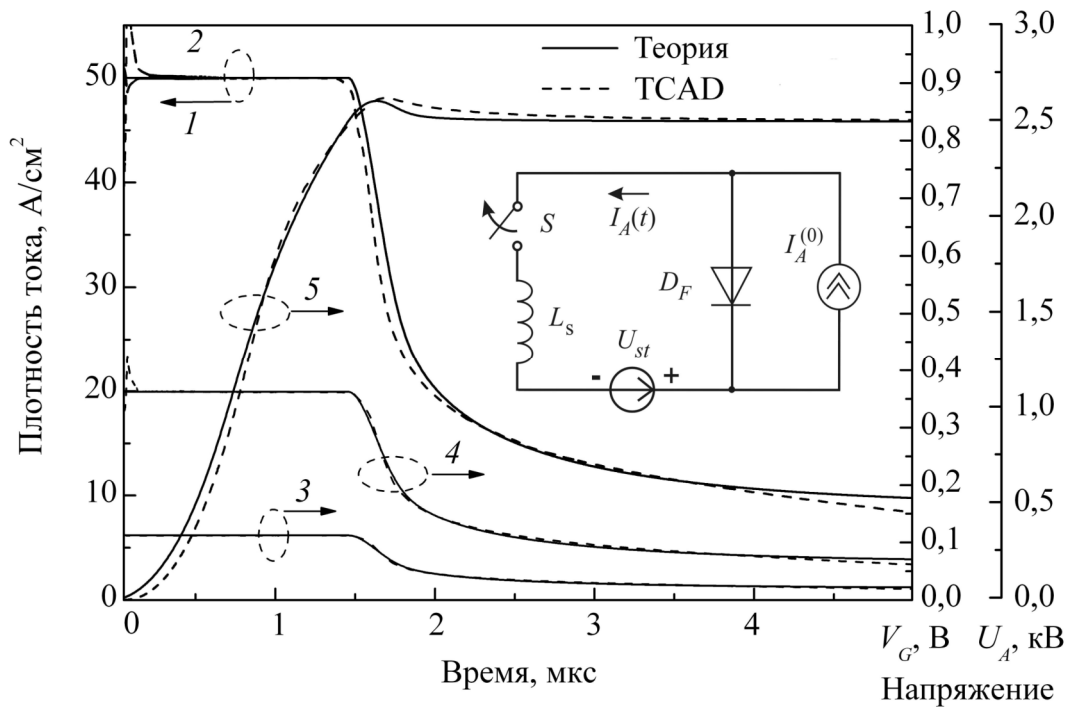


Рис. 42 — Плотности анодных токов (1, 2), напряжения на затворах (3, 4) двух подсистем ячеек и анодное напряжение (5) в номинальном режиме запираания (50 А/см², $2,5$ кВ). На вставке — эквивалентная схема цепи с НМТ S , диодом свободного хода D_F , источником напряжения U_{st} , индуктивной нагрузкой с током $I_A^{(0)}$ и паразитной индуктивностью цепи L_s

Напряжение на затворах обеих подсистем (кривые 3, 4 на рис. 42), как и при работе в цепи с омической нагрузкой с теми же напряжением и начальным током, остается ниже уровня отсечки инжекции и обеспечивается однородная по площади модуляция проводимо-

сти n_0 -базы. Таким образом, связь между токами катода и затвора в номинальном режиме за-
пираания не проявляется, и динамические характеристики прибора в целом повторяют харак-
теристики отдельной его управляемой ячейки. При увеличении тока, когда уже в момент за-
мыкания шунтирующей цепи смещение эмиттеров в подсистеме S' превосходит $\sim 0,7$ В, на-
блюдается кратковременное повышение J_1 в интервале времени, когда эмиттеры остаются не
полностью запертыми. Наконец, при еще больших токах (когда $I_A^{(0)} / A_\Sigma \geq 90$ А/см²) дальней-
шее протекание переходного процесса сопровождается необратимым перехватом анодного
тока всего прибора этой подсистемой (рис. 43, сплошные линии). Переключатель в этом слу-
чае теряет управляемость по затвору и выходит из строя из-за локализации тока и тепла на
малом участке рабочей площади.

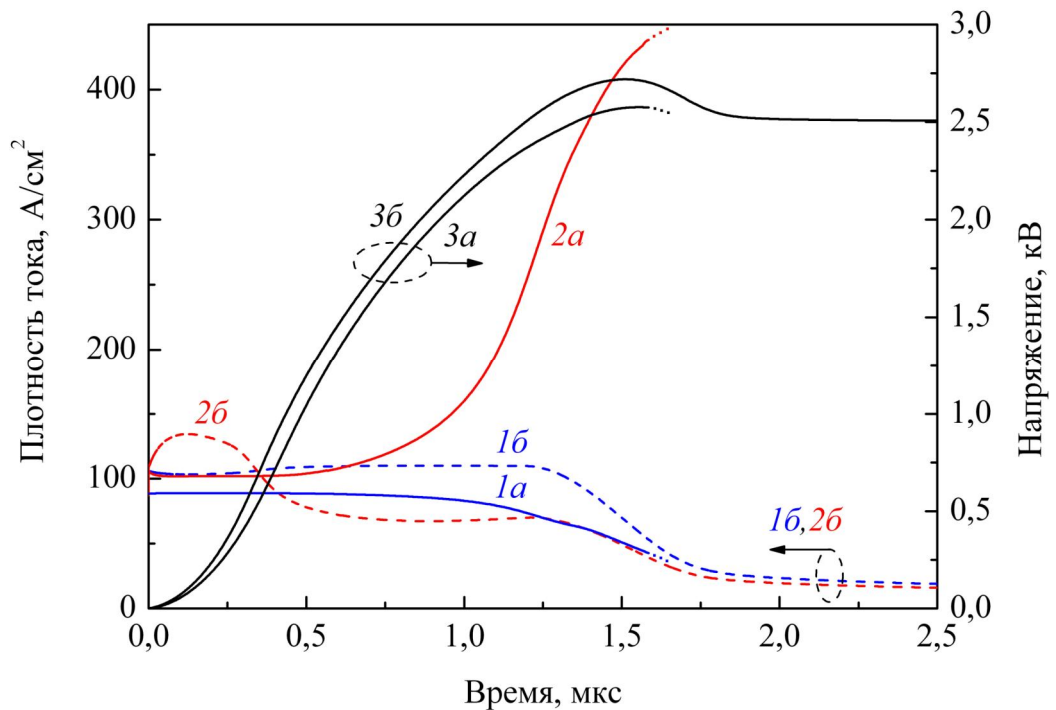


Рис. 43 — Выключение приборной структуры интегрального тиристора при выходе за гра-
ницы ОБР по запираемому току ($I_A^{(0)} / A_\Sigma = 90$ А/см²): $1a, 2a$ — плотности анодных токов в
подсистемах, $3a$ — анодное напряжение, $1б, 2б, 3б$ — то же для структуры с расширенными
границами ОБР ($I_A^{(0)} / A_\Sigma = 106$ А/см²)

Следует отметить, что найденная предельная величина не может быть реализована как
допустимая амплитудная плотность тока при частотной работе. Она выражает лишь запас по
импульсной токовой перегрузке, в пределах которого возможно выполнение запирающего при-
бора шунтированием катодных эмиттеров. Это обусловлено, как минимум, двумя обстоя-
тельствами. Во-первых, при фиксированной удельной мощности теплоотвода увеличение
переходных потерь свыше 500–600 мДж/см² (за операцию выключения) даже при однород-

ном по площади тепловыделения приводит к существенному ограничению по рабочей частоте (согласно результатам параграфа 2.3). Во-вторых, в диапазоне выключаемых токов 50–100 А/см² при рабочих напряжениях 2–3 кВ переходный процесс сопровождается интенсивной ударной ионизацией (ионизационный интеграл I^{av} превышает значение 0,2). Ячейки «возмущенной» подсистемы с большей плотностью тока раньше остальных входят в ДЛП и, если при этом рабочая площадь этой подсистемы мала по сравнению с A_{Σ} , в ней становится возможным многократное превышение плотности тока на фоне средней по A_{Σ} величины. Возможность перехода такой подсистемы в блокирующее состояние зависит от предельной плотности выключаемого ею тока, т. е. от режима работы и параметров затвора (в том числе, последовательного сопротивления затвора R_{g1}). Тем самым, реализуемая граница ОБР в НМТ определится условием возникновения аварийной ДЛ тока с учетом как неодинаковых технологических параметров ячеек, так и их электрически неэквивалентных положений в интегральной схеме. Здесь по сравнению со случаем цепи с омической нагрузкой имеются существенные отличия, в частности, в условиях вхождения в ДЛП при тех же числовых значениях тока и рабочего напряжения. Поэтому далее мы столь же подробно анализируем физические механизмы аварийной перегрузки для случая индуктивной нагрузки.

Для НМТ, две группы ячеек которого дополнительно имеют разброс времен жизни $\tau_{h0} = 15,0$ мкс, $\tau_{h1} = 16,5$ мкс, на переходной кривой J_1 (рис. 44) появляется характерный максимум, связанный с увеличением начального избыточного заряда в базовой области S' .

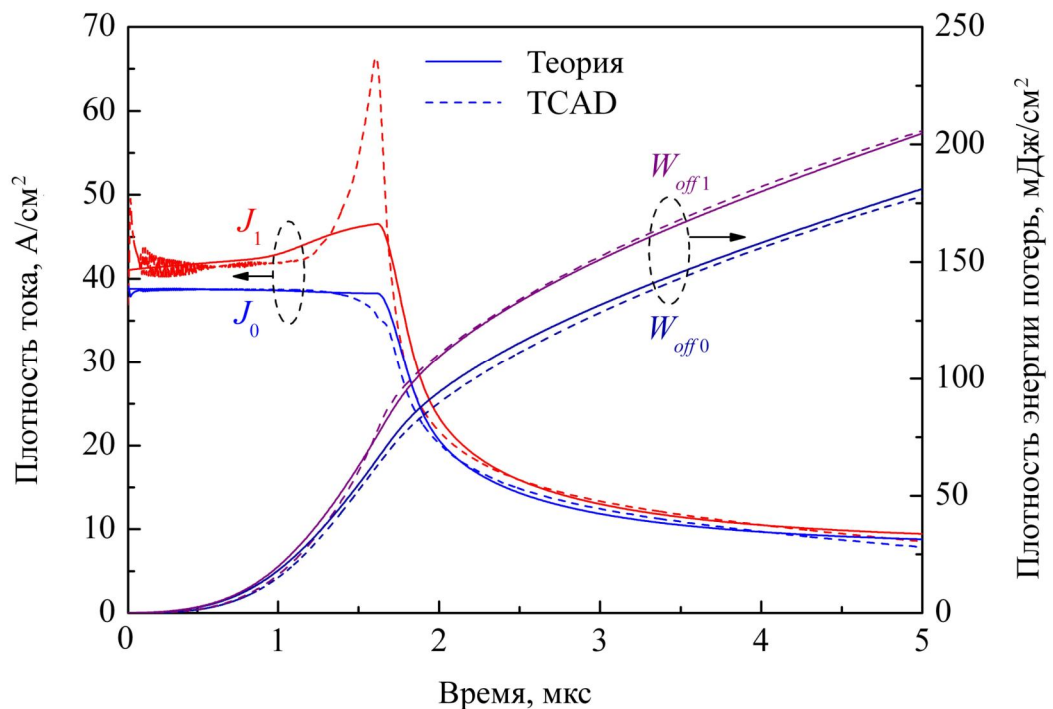


Рис. 44 — Выключение неидеальной приборной структуры ($\Delta\tau_h/\tau_{h0} = 10\%$) интегрального тиристора в пределах ОБР по току ($I_A^{(0)}/A_{\Sigma} = 39$ А/см², $U_{st} = 2,5$ кВ)

При этом масштаб данного эффекта зависит от разброса параметров ячеек и от плотностей токов перед запирающим. Такое перераспределение тока приводит также и к неравномерности выделения тепла – на участке структуры площадью в 10 % A_{Σ} плотность интегральных потерь за операцию выключения на 12 % выше среднего по A_{Σ} значения. Увеличение начального тока приводит к большей степени локализации тока, а затем и тепла. Вопросы влияния механизмов саморазогрева прибора на его ОБР во взаимодействии стабилизирующих эффектов температурного снижения скоростей дрейфа и коэффициентов ударной ионизации и эффектов термогенерационного пробоя достаточно сложны и в работе не рассматриваются.

Как уже говорилось выше, при увеличении тока в силовой и управляющих цепях подсистемы S' и, следовательно, потенциала ее p -базы выше величин $\sim 0,7$ В, может наблюдаться неполное запирающее катода и сохранение в домене F паразитной составляющей электронного тока даже после включения шунтирующей цепочки с транзистором T_G . В других случаях, уже после полного перекрытия катода становится возможным его повторное динамическое отпирание. При малых рабочих напряжениях этот эффект доминирует среди других, способствующих локализации тока. Более того, в некоторых случаях неполный разрыв «тиристорной» обратной связи между анодным и катодным транзисторами может затягиваться по времени до установления квазистационарного конечного состояния с не выключенной S' -частью рабочей площади чипа НМТ. Напротив, при большом напряжении статической блокировки ($U_{st} > 1$ кВ), преобладающим с ростом напряжения на домене F в S' становится ударно-ионизационный ток. Количественную иллюстрацию неоднородного запирающего в этих условиях дает рис. 45. При средней плотности тока нагрузки 75 А/см² во включенном состоянии распределение плотности тока неоднородно: $J_0^{(0)} = 74,3$, $J_1^{(0)} = 82,1$ А/см².

Для сопоставления временной эволюции плазменных областей P в обеих подсистемах на рис. 46 в полулогарифмическом масштабе представлены рассчитанные начальные распределения концентраций в базе и их изменения в пределах переходного слоя D в одни и те же моменты времени. Из этих построений видно, что смещение границ η и ξ в «возмущенной» подсистеме запаздывает (как было изображено схематически рис. 33) по сравнению с параллельной подсистемой S_0 . Оттеснение плазмы в этой опережающей подсистеме ячеек происходит при практически постоянном токе $J_0(t)$ до момента ($t \approx 1,4$ мкс) достижения на аноде напряжения источника и происходящего вслед за этим включения диода. Следовательно, в отсутствие электронной компоненты $J_{n\xi}$ толщина переходного слоя изменяется, согласно (2.42), только за счет переменной концентрации на его правой границе $\eta(t)$. В пределе горизонтального профиля $p^{(0)}(y)$ скорость движения этой границы на данном этапе была бы постоянной. В это же время перераспределение тока в подсистему S' усиливается и посредст-

вом связей (3.6), (3.7) вызывает повторное регенеративное отпирание катодного эмиттера (линия 5 на рис. 45). Это несколько замедляет выключение S' . Обратим внимание на то, что интервал времени с ДЛ тока не начинается сразу после шунтирования эмиттеров, а соответствует фазе процесса с ростом напряженности поля в плоскости коллекторного перехода S' до $1,8 \cdot 10^5$ В/см и наличием выраженной ударно-ионизационной компоненты тока (кривая 4). Таким образом, неоднородность распределения тока, первоначально имеющаяся благодаря увеличенному τ_{h1} на фоне средней величины τ_{h0} , в условиях ДЛП эволюционирует в его локализацию, способную инициировать регенеративное включение инжекции из катодного эмиттера.

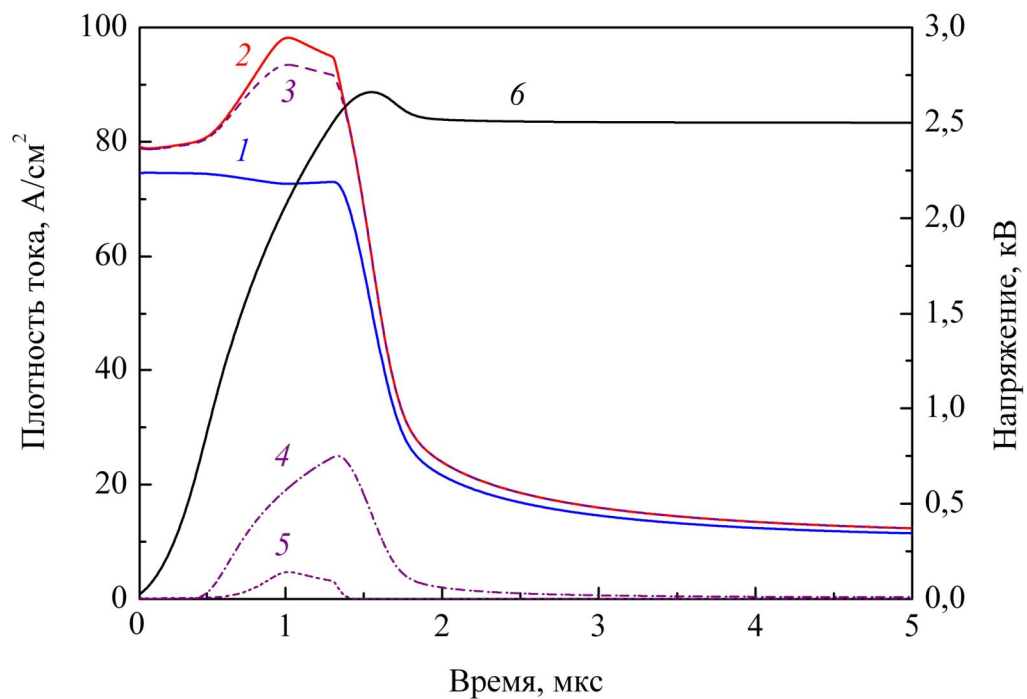


Рис. 45 — Выключение неидеальной тиристорной структуры ($\Delta\tau_h/\tau_{h0} = 10\%$) вблизи границы ОБР по току ($I_A^{(0)}/A_\Sigma = 75$ А/см², $U_{st} = 2,5$ кВ). Цифрами обозначены временные зависимости: 1 — J_0 , 2 — J_1 , 3 — J_{G1} , 4 — $J_{n\xi1}$, 5 — J_{C1} , 6 — U_A

Обнаруженный механизм неоднородного прерывания тока может проявляться в множественных сценариях, опасность которых при фиксированном U_{st} зависит от начального тока. Критическая величина I_{mcc} разграничивает два набора сценариев — с кратковременной и с необратимой ДЛ тока. В случае $I_A^{(0)} < I_{mcc}$ стадия с выраженной неоднородностью анодного тока по площади длится до включения диода D_F (как на рис. 45), после чего токи в обеих подсистемах начинают быстро спадать. На первой стадии (длительностью в единицы микросекунд) локальная плотность тепловыделения в S' существенно выше, чем в S_0 . Соответст-

венно, при $I_A^{(0)} < I_{mcc}$ лимитирующим фактором является локализация переходных потерь из-за неоднородного распределения тока. В противном случае реализуются аварийные режимы с недопустимо высокими плотностями тока и тепла, когда ячейки S' перестают контролироваться по затвору (подобно ранее рассмотренному случаю на рис. 43). Отметим, что в эквивалентной схеме инвертора, в отличие от рассматривавшегося ранее случая с омической нагрузкой (см. п. 3.6.1 и работу [108]), благодаря большой индуктивности нагрузки суммарный анодный ток до момента открытия диода остается постоянным, и локальное повышение плотности тока в подсистеме S' ведет к снижению ее в остальной части структуры. Отсюда следует и максимально возможная степень перераспределения плотности тока (по порядку величины равная масштабному фактору N доминирующей неоднородности приборной структуры).

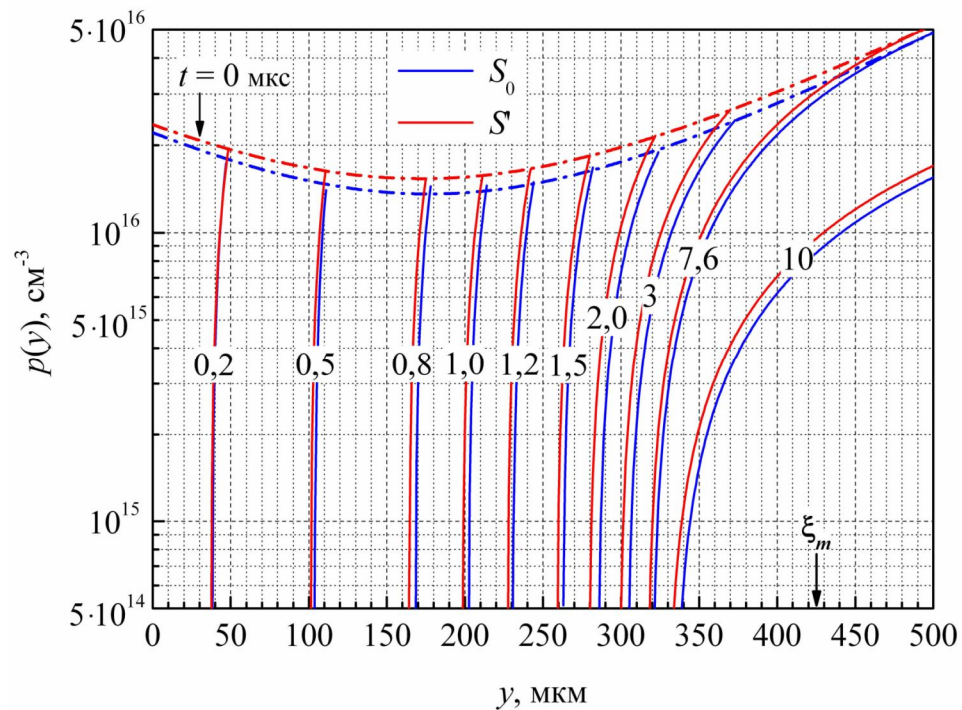


Рис. 46 — Трансформация профилей электронно-дырочной плазмы в неидеальной тиристорной структуре ($\Delta\tau_h/\tau_{h0} = 10\%$) в процессе запираания вблизи границы ОБР (рис. 45)

Варьирование рабочего напряжения в диапазоне $0,5 \text{ кВ} \leq U_{st} \leq U_{pt}$ выявляет снижение I_{mcc} с ростом U_{st} (рис. 47). В этом состоит отличие от случая омической нагрузки, результаты для которого в том же диапазоне напряжений показаны выше на рис. 38. Границы ОБР по усредненной плотности тока включенного состояния были рассчитаны для двух уровней относительной неоднородности технологического параметра τ_h . В интервале $2,0 \text{ кВ} \leq U_{st} \leq 3,25 \text{ кВ}$ падение предельного тока, определяемого исследуемым механизмом, замедляется; здесь начинают проявляться иные эффекты сильных полей, в частности, исследованное в п. 2.2.3

вхождение в самоподдерживающийся лавинный пробой. Напряжение 3,25 кВ отвечает, как и ранее, статическому полемому проколу n_0 -базы тиристора, а напряжение 2,5 кВ – половине напряжения U_{st}^{av} его статического лавинного пробоя. При построении преобразовательной аппаратуры по схеме рис. 7 выбор $U_{st}^{av} = 2U_{st}$ является практически общепринятым [40].

Таким образом, с учетом обнаруженных ограничений, параметры рабочей точки $U_{st} = 2,5$ кВ и $J_A^{(0)} = 50$ А/см² могут теперь обоснованно рекомендоваться для номинального режима работы рассмотренного варианта интегрального тиристора.

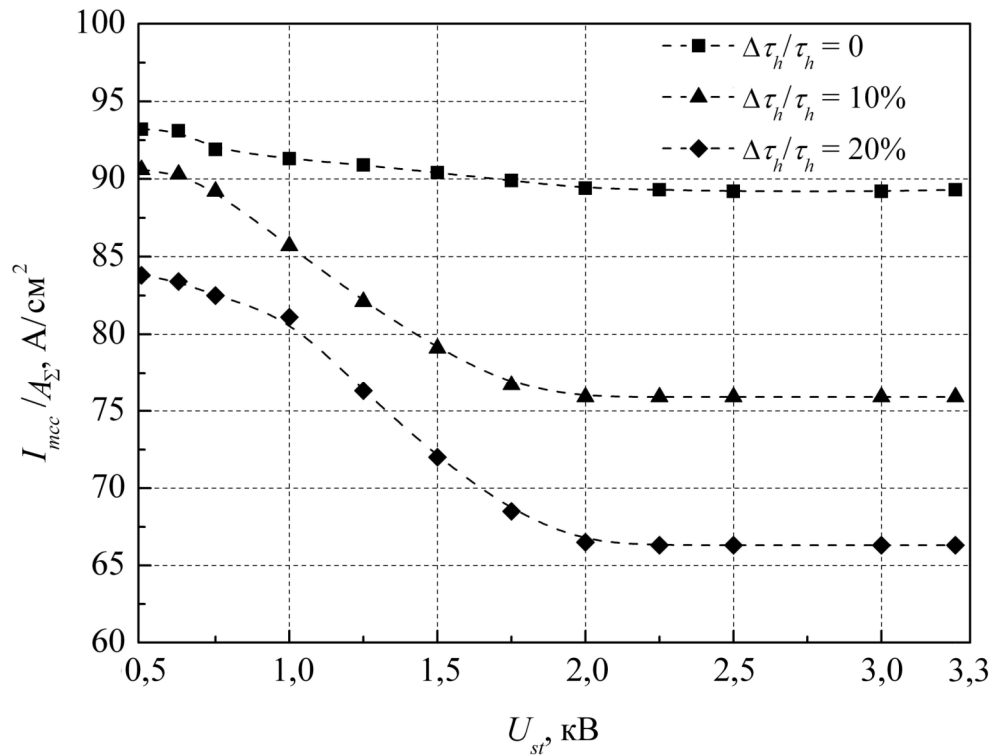


Рис. 47 — Границы ОБР интегрального тиристора при идентичных параметрах приборных ячеек ($\Delta\tau_h/\tau_{h0} = 0$) и при наличии разброса времен жизни носителей между двумя подсистемами ячеек в 10 % и 20 %

Предложенный теоретический аппарат позволяет достаточно просто находить пути повышения однородности модуляции проводимости в БПМЗ с большой рабочей площадью, что критически важно для надежной коммутации больших токов. В частности, приложение к n^+p -переходу отрицательного смещения V_{ext} от внешнего источника исключает инжекцию во всех ячейках чипа, позволяя повысить I_{mcc} . Ограничением на величину V_{ext} здесь является напряжение пробоя сильнолегированного эмиттерного перехода, которое по данным двумерных численных расчетов для исследуемой структуры составляет ~ 20 В. Имеется и возможность компенсации влияния сопротивлений распределенных электродов для периферийных групп ячеек. Она состоит в снижении тока затвора подсистемы ячеек S' (и прямого сме-

щения их эмиттерных элементов), позволяющем избежать регенеративного отпираания. Эффективность такого технологического приема (предложенного авторами экспериментальной работы [125]) была проверена с помощью построенной теории. В частности, установлено, что предельный выключаемый ток рассматриваемого прибора при $U_{st} = 2,5$ кВ может быть увеличен с 89 А/см^2 до 106 А/см^2 путем последовательного снижения времен жизни обоих типов носителей – на 10 % во всей структуре и затем в 10 раз в n^+ -эмиттере. Переходные характеристики оптимизированной структуры показывают, что выключение тока, на 19 % большего предельной величины для исходной структуры, сопровождается лишь несущественным возрастанием J_1 в течение первых 400 нс (см. рис. 43, пунктирные линии). При этом такое повышение предельного выключаемого тока сопряжено с ростом прямого падения напряжения (и статических потерь) в номинальном режиме (при $J_A^{(0)} = 50 \text{ А/см}^2$) лишь на 0,3 %, и незначительным (1,3 %) увеличением плотности энергии переходных потерь на основной части рабочей площади до $W_{S0} = 427 \text{ мДж/см}^2$. Увеличение выключаемого тока было зафиксировано и при других соотношениях времен жизни в различных слоях. Выбор конкретного соотношения является предметом дальнейшей инженерной оптимизации. В качестве технологического метода снижения времени жизни рекомендуется избирательное облучение электронами и протонами [118] определенных участков структуры (относящихся в нашем рассмотрении к подсистеме S') для генерации рекомбинационных центров соответственно по всей глубине структуры и в ее тонком (2 мкм) n^+ -слое.

3.7 Выводы по главе 3

Силовые интегральные микросхемы с большим числом управляемых ключевых элементов (ячеек) характеризуются неизбежным присутствием «встроенных» технологических неоднородностей параметров полупроводниковых структур от ячейки к ячейке. Помимо таких исходно не предусмотренных различий параметров, реальные структуры обладают также и конструктивными несовершенствами – их управляемые ячейки, расположенные на различных участках рабочей площади, не могут считаться равноправными в интегральной схеме.

С целью адекватного описания воздействия указанных факторов на предельно достижимые характеристики приборов в настоящей главе построена нелинейная модель с аналитической формулировкой задачи, описывающая процессы выключения в интегральных схемах биполярных полупроводниковых переключателей с распределенными микрозатворами, содержащих большое число неидеально-идентичных управляемых ячеек. Эта модель применима к исследованию комплекса эффектов электрической перегрузки, наблюдаемых в этих

приборах и определяющих их важнейшую эксплуатационную характеристику – границу области безопасной работы по выключаемому току.

Количественные иллюстрации приведены для интегрального тиристора с внешним полевым управлением, выключаемого шунтированием эмиттеров. На основе теоретических построений и сравнительно простых вычислительных методов проанализированы множественные качественно различающиеся сценарии переходных процессов запираания в зависимости от начальных условий. Найден предельный выключаемый ток в зависимости от рабочего напряжения при двух основных применениях силовых высоковольтных полупроводниковых ключей – в схемах с омической нагрузкой и инвертора с индуктивной нагрузкой. Обнаружено, что в последнем случае при одних и тех же параметрах включенного состояния эффекты динамического пробоя более выражены и способны усиливать начавшуюся локализацию тока в приборной структуре со «встроенными» технологическими неоднородностями. В процессах выключения с высокими плотностями тока ($80\text{--}150\text{ А/см}^2$) эффекты пробоя проявляются и при работе в схеме с омической нагрузкой в тот момент, когда напряжение на области объемного заряда достигает $\sim 1\text{ кВ}$. Этим объясняется и наблюдавшийся в экспериментах (рис. 28, 30) механизм разрушения интегрального тиристора, где начальная неравномерность плотности тока по рабочей площади инициировала его аварийную локализацию в условиях опережающего вхождения «возмущенного» участка структуры в ДПП.

Наконец, была показана возможность подавления эффекта отпираания эмиттера за счет снижения концентрации инжектированной плазмы в периферийных областях структуры.

Положение, формулируемое на основании результатов настоящей главы:

1. Ограничение области безопасной работы интегрального тиристора с неидеально-идентичными управляемыми ячейками, запираемого путем шунтирования эмиттеров по внешней управляющей цепи, определяется:
 - 1.1. Со стороны низких напряжений – невозможностью перевода всех управляемых ячеек в режим отсечки инжекции непосредственно в момент включения шунтирующей цепи;
 - 1.2. Со стороны высоких напряжений – эффектом регенеративного включения катодного эмиттера малой группы управляемых ячеек, инициируемым в процессе ее запираания в условиях динамического лавинного пробоя.

Заданному масштабу неоднородности каждого параметра структуры соответствует множество пар критических значений рабочего напряжения и начальной плотности тока нагрузки, при превышении которых локализация тока приводит к невозможности запираания НМТ и в дальнейшем к разрушению его приборной структуры. Эти значения и характеризуют найденные границы области безопасной работы.

Результаты настоящей главы диссертации опубликованы в работах [108,122].

Глава 4 Имитационное моделирование переходных процессов при выходе за границы области безопасной работы

4.1 Задачи, решаемые в настоящей главе

Обобщенная теоретическая модель, разработанная в предшествующих главах диссертации, предсказывает основные тенденции протекания переходных процессов в неидеальных пространственно-неоднородных структурах биполярных переключателей с микрозатворами. Несмотря на ряд упрощений, построенная теория устанавливает важные (и с фундаментальной, и с прикладной точек зрения) ориентиры в широком многообразии типов поведения распределенных рабочих сред силовых полупроводниковых приборов.

Задачами дальнейшей работы являются проверка основных выводов теории, определение границ ее применимости и развитие исследовательских подходов в направлении тех проблем, к которым теория в существующем виде неприменима. К таким проблемам в данной диссертации относится сравнительный анализ ограничений ОБР при реализации различных режимов управления затвором БПМЗ. Конкретные способы реализации этих режимов затрагивают, очевидно, не только биполярную часть в ее обобщенном представлении (рис. 5), но и управляющую часть с ее специфическими характеристиками и их ограничениями. Кроме того, согласованное описание динамики модулируемого по проводимости слоя ВБ и управляющей подсистемы БПМЗ влечет за собой необходимость учета процессов и в прилегающих к ВБ слоях, в частности, у управляемого эмиттера, где распределения концентраций и потенциала всегда неоднородны. Они вносят свои особенности в физическую картину стационарных состояний и стадии запирания, что может сильно влиять на выходные характеристики переключателя и требует детального изучения.

Все вышесказанное в полной мере относится к каскоднему прерыванию тока катода, осуществляемому путем выключения встроенного между электродом катода и цепью нагрузки МДП-транзистора и одновременной коммутации тока нагрузки в шунтирующую цепь затвора. Имея в виду известные потенциальные преимущества [29,30] этого режима запира-ния, мы считаем весьма актуальными постановку и решение вопроса о предельных ограничениях ОБР в этом режиме. Ранее разработанный аппарат главы 3, к сожалению, не позволяет их исследовать: основная трудность связана с взаимодействием ячеек через распределен-

ные электроды затвора и катода, когда эмиттеры, отсоединенные от внешней силовой цепи, остаются под «плавающим» потенциалом. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные [30] недостаточны для оценки предельных возможностей прибора в каскодной схеме и, кроме того, не содержат какой-либо информации о влиянии на них технологических и конструктивных неоднородностей приборных структур. Поэтому для решения задач на данном этапе необходимо привлечение программных средств имитационного численного моделирования с калиброванным набором физических моделей.

Поскольку использование таких средств сопряжено с необходимостью исчерпывающего описания исследуемой приборной структуры и окружающих цепей, в данной главе излагаются все варианты постановки задач имитационного моделирования применительно к изучаемым проблемам ограничений ОБР. При этом последовательно рассматриваются два основных типа внешней цепи – простейшая цепь с источником напряжения и омической нагрузкой и эквивалентная схема инвертора с индуктивной нагрузкой. Для последнего случая, независимо от режима запираания, наиболее полная постановка задачи предусматривает совместное численное моделирование работы двух полупроводниковых приборов – биполярного переключателя и быстродействующего встречно-параллельного диода, а также дискретных элементов схемы. По этой причине предварительно выполняется серия расчетов по обоснованному выбору параметров диодов свободного хода, специально разрабатываемых для работы в мостовых схемах преобразователей напряжения.

4.2 Статические и динамические характеристики встречно-параллельного диода в составе переключающего силового модуля

4.2.1 Специфические требования к встречно-параллельным диодам

Разработка новых конструкций переключающих силовых приборов требует совершенствования характеристик быстродействующих встречно-параллельных диодов, входящих в состав силовых полупроводниковых модулей. Такие диоды работают в преобразовательных схемах (см. рис. 7) в «жестких» условиях: через них должен проходить полный рабочий ток, а восстановление диода – происходить при большой скорости нарастания обратного тока. Характеристики включенного состояния диода и процесса восстановления его блокирующей способности существенно зависят от параметров приборной структуры (толщины базы, концентрации примеси и диффузионной длины в ней, инжектирующей способности анодного p -эмиттера). Выбор параметров силового диода основывается на компромиссном соотношении, обусловленном следующими тремя факторами:

- 1) энергией тепловых потерь при протекании прямого тока

$$W_{st} = U_{ON} I_{load} t_{OFF}, \quad (4.1)$$

где U_{ON} – прямое падение напряжения на включенном диоде, I_{load} – среднее значение тока нагрузки за данный период переключения, t_{OFF} – длительность фазы работы схемы, на которой встречно-параллельный данному диоду переключатель (любой прибор класса БПМЗ или высоковольтный МДП-ключ) заперт, и ток нагрузки протекает через диод;

- 2) энергией переходных тепловых потерь W_{OFF} , равной интегралу по времени от рассеиваемой на диоде мощности $U(t)I(t)$ в течение процесса его восстановления;
- 3) ограничениями рабочего тока и напряжения по статическому и динамическому лавинному пробую.

Кроме того, к диоду предъявляется требование «мягкости» процесса восстановления, выражающееся в ограничении допустимой скорости спада обратного тока. Ее превышение приводит к возникновению высокочастотных колебаний напряжения с большой амплитудой, обусловленных паразитной индуктивностью цепи. Амплитудная величина обратного тока критически важна также потому, что она определяет токовую перегрузку при включении БПМЗ; при этом не все типы биполярных переключателей имеют запас по такой перегрузке (см. параграф 1.2, область FBSOA).

В соответствии с принципом работы инвертора напряжения с ШИМ, мгновенное значение тока нагрузки достигает амплитудной величины I_{load} , когда скважность управляющих силовыми ключами импульсов равна 2. В этом случае диоды в течение времени $T_s/2$ пропускают прямой ток, после чего, с переходом соответствующих ключей в проводящее состояние, восстанавливаются при обратном смещении. Величина T_s мала по сравнению с $T/2$ (в высоковольтных преобразователях отношение несущей частоты ШИМ к частоте выходного напряжения $m_f = f_s/f \sim 10-20$ [40], например, $f_s = 1$ кГц, а $f = 50$ Гц). В свою очередь, процесс обратного восстановления диода протекает за несколько микросекунд, что значительно меньше $T_s/2$. Случай, когда ток индуктивной нагрузки, изменение которого пренебрежимо мало в одном периоде переключения (тем более, в течение времени восстановления диода), равен своему амплитудному значению, и является наиболее критичным для диода. Именно его следует проанализировать для определения влияния параметров конструкции прибора на его статические и динамические характеристики, а также выяснения ограничений рабочего напряжения и тока нагрузки инвертора.

В настоящем параграфе при помощи численного моделирования исследуется влияние технологических параметров структуры на характеристики диода, предназначенного для работы в силовом модуле с интегральным тиристором с полевым управлением или биполярным транзистором с изолированным затвором. Одномерное численное моделирование уже

использовалось в предшествующих работах для оптимизации характеристик обратного восстановления диодов, в частности, путем выбора концентрации легирования и толщины p^+ -эмиттера диода [126]. Варьирование каждого из этих технологических параметров сопровождалось таким выбором времен жизни в базе, чтобы обеспечить неизменное падение напряжения на включенном диоде при заданной плотности тока. На основе результатов моделирования были найдены время обратного восстановления, амплитуда и скорость спада обратного тока. Однако в [126], как и в экспериментальной работе [118], не исследовалось влияние указанных параметров приборной структуры на величины статических и переходных тепловых потерь, ограничивающих допустимую рабочую частоту переключения силового модуля. Кроме того, статическое напряжение пробоя рассмотренного в [126] диода равно 1,2 кВ, а в [118] – 2,5 кВ. Представляется актуальным повышение рабочего напряжения диодов с учетом фундаментальных ограничений, вызванных лавинным пробоем и уже рассмотренных в настоящей работе.

4.2.2 Исходные данные и методы расчетов

Количественные иллюстрации приведены для быстродействующего кремниевого диода, рассчитанного на предельное блокируемое напряжение 3,5 кВ. Для создания диода с таким напряжением пробоя n -база формируется из материала с удельным сопротивлением $\rho \approx 150 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, т. е. с концентрацией доноров $N_d \approx 3,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Толщина базы w_0 обычно должна быть не меньше толщины ООЗ при максимальном напряжении, и для данного диода выбрано значение $w_0 = 350 \text{ мкм}$. Катодный эмиттер, сформированный путем термодиффузии донорной примеси, имеет толщину 3 мкм с поверхностной концентрацией примеси $n^+ = 1,0 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Глубина p' - n -перехода d равна 6 мкм. Остальные параметры диодной структуры выбирались в следующих диапазонах величин:

- поверхностная концентрация p' – от $5,0 \cdot 10^{15}$ до $1,0 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$;
- время жизни в базе при ВУИ $\tau_h = \tau_{n0} + \tau_{p0}$ – от 4 до 15 мкс.

Расчет статических и динамических характеристик диода производился путем численного моделирования включенного состояния и переходного процесса восстановления диода с помощью симулятора ATLAS 5.14.0.R из программного пакета SILVACO [80]. Используемые модели основываются на диффузионно-дрейфовом приближении, включающем в себя уравнения непрерывности для концентраций электронов и дырок, дополненные уравнением Пуассона для электрического потенциала. В случае диода все уравнения решались в одномерном приближении, с реальными технологическими профилями концентраций легирующих примесей. Учитывались рекомбинация Шокли-Рида (с концентрационно-

зависимыми временами жизни) и Оже, ударная ионизация в сильных электрических полях, нелинейные зависимости подвижностей носителей от поля и от концентраций легирующих примесей. Числовые параметры всех этих зависимостей были выбраны такими, как в программном пакете Sentaurus Device [79]. Иерархия моделей и уравнений на всех уровнях описания исследуемой системы обсуждалась в параграфе 1.5.

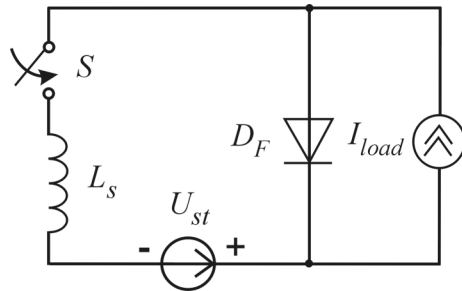


Рис. 48 — Эквивалентная схема для анализа процесса восстановления диода D_F

Стационарное состояние диода с прямым током I_{load} и процесс его обратного восстановления моделировались в схеме (рис. 48), являющейся частным случаем эквивалентной схемы инвертора (рис. 8) при нулевом активном сопротивлении нагрузки. Стационарное распределение концентраций инжектированных носителей в базовом n -слое устанавливалось за время $t_{OFF} = T_s/2$. Поскольку время включения быстродействующих полупроводниковых переключателей любого типа ($\sim 10\text{--}20$ нс) значительно меньше других характерных времен в цепи (T_s , t_{OFF} , времени обратного восстановления диода), в эквивалентную схему вместо конкретного силового прибора введен идеальный ключ S , включающийся за время 10 нс. Включение этого ключа моделировалось изменением его сопротивления с 50 МОм до 5 МОм за время 10 нс без задержки. Рабочая температура кристалла диода полагалась равной 398 К, величина паразитной индуктивности $L_s = 5$ мкГн, рабочая площадь диода – 1 см^2 .

Результатами расчета являются временные диаграммы тока через диод, а также падения напряжения на нем. Эти данные позволяют определить время выключения диода и переходные тепловые потери в полупроводниковой структуре в течение процесса выключения. Оценка статических потерь во включенном диоде проводилась исходя из длительности импульса прямого тока 500 мкс, что соответствует фазе с амплитудным значением тока нагрузки при несущей частоте $f_s = 1$ кГц. Величины энергии потерь (статических W_{st} , переходных W_{OFF} и полных W_Σ) приводятся в миллиджоулях в расчете на единицу рабочей площади. Кроме того, рассчитаны распределения электрического поля и концентраций свободных носителей в базе диода для нескольких фиксированных моментов времени.

4.2.3 Базовый вариант диодной структуры

В высоковольтном диоде стандартной конструкции p^+-n-n^+ поверхностные концентрации легирования как катодного n^+ , так и анодного p^+ слоев велики (обычно $10^{17}-10^{19} \text{ см}^{-3}$). Поэтому на стадии протекания прямого тока в базе такого диода формируется распределение концентраций инжектированных носителей с минимумом в глубине базы. Большой накопленный избыточный заряд при ВУИ ($\tau_h = 15-30 \text{ мкс}$) обеспечивает малое (1,5 В и менее) падение напряжения на включенном диоде, однако длительность процесса восстановления (рис. 49, кривые 2) недопустимо велика в связи с большими коммутационными тепловыми потерями (более 100 мДж). Снижение времени жизни в базе до нескольких микросекунд приводит к меньшей величине избыточного заряда в n -базе включенного диода, однако форма распределения концентрации плазмы остается прежней. В этом случае происходит слишком быстрое ограничение тока, не удовлетворяющее требованию «мягкости» восстановления и приводящее к возникновению высокочастотных колебаний напряжения на диоде и паразитных индуктивностях цепи (рис. 49, кривые 1). Прямые падения напряжения и энергии статических и переходных потерь для обоих вариантов приведены в таблице 2 под рисунком.

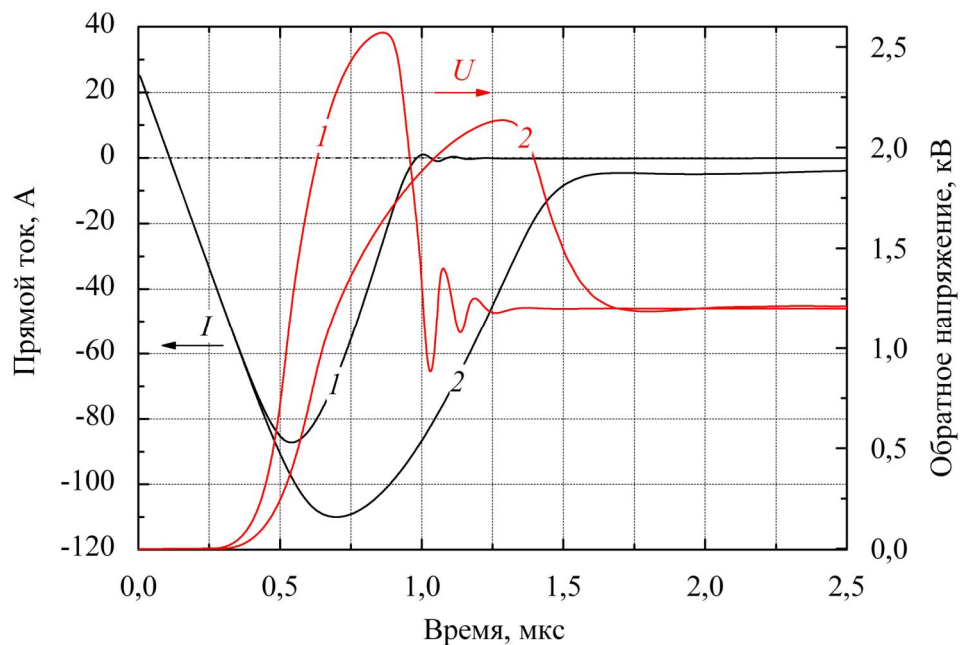


Рис. 49 — Процесс выключения стандартного диода с высоким (15 мкс, кривые 2) и сниженным (4 мкс, кривые 1) временем жизни в базе

Таблица 2 — Характеристики диода стандартной конструкции

№	τ_h , мкс	U_{ON} , В	W_{st} , мДж	W_{OFF} , мДж	W_{Σ} , мДж
1	4	1,54	19,25	51,85	71,10
2	15	0,91	11,38	116,14	127,52

В высоковольтных быстродействующих диодах, предназначенных для работы в инверторах напряжения, необходимо технологически обеспечивать специальную форму распределения концентраций инжектированных носителей с минимумом у анодной границы n -базы. Тогда в процессе выключения будет происходить относительно быстрый спад концентрации носителей непосредственно у p^+n -перехода, а со стороны катода остаточная электронно-дырочная плазма будет сохраняться в течение некоторого времени, обеспечивая поступление дырок в расширяющуюся область объемного заряда. Таким образом, может быть получено компромиссное соотношение времени восстановления и скорости спада тока (быстрое, но «мягкое» восстановление).

Требуемая форма распределения концентрации может быть достигнута несколькими способами, в частности, снижением инжектирующей способности анодного эмиттера или снижением времени жизни носителей в базе у p^+n -перехода путем облучения структуры пучком протонов с глубиной проникновения, несколько большей глубины перехода. Мы рассмотрим в первую очередь технологическое регулирование инжектирующей способности p^+ -эмиттера. Очевидным способом снижения коэффициента инжекции является уменьшение уровня легирования p^+ (p' -) слоя от типичных значений $\sim 10^{19}$ до $\sim 10^{16}$ см⁻³ (поверхностные концентрации акцепторов при изготовлении $p'n$ -перехода путем термодиффузии акцепторной примеси). При этом минимум распределения концентрации инжектированной плазмы смещается в сторону анодного эмиттера. Характеристики переходного процесса восстановления зависят и от времени жизни в базе, поэтому его следует выбирать совместно с концентрацией легирования p' -слоя. Ниже представлены результаты расчетов для различных концентраций p' и времен жизни τ_h .

В качестве базового варианта выбран [127] диод со сниженной до $1 \cdot 10^{16}$ см⁻³ поверхностной концентрацией в p' -эмиттере и малым временем жизни $\tau_h = \tau_{n0} + \tau_{p0} = 6$ нс (принято, что $\tau_{n0} = 4$ нс и $\tau_{p0} = 2$ нс – времена жизни электронов и дырок в нелегированном материале).

Переходный процесс должен завершаться установлением блокирующего состояния диода. При этом еще до достижения блокировки напряжения источника U_{st} , при обратном напряжении на диоде $U_{rev} < U_{st} < U_{st}^{av}$ возможно возникновение ДЛП $p'n$ -перехода диода вследствие возрастания напряженности электрического поля из-за высокой плотности заряда свободных дырок, выносимых при обратном смещении из электронно-дырочной плазмы в базовой области (применительно к диодам эти проблемы обсуждались в конце параграфа 1.4). Для предотвращения выхода диода из строя необходимо ограничивать рабочее напряжение U_{st} и ток I_{load} ; как правило, при проведении измерений динамических характеристик

диода, а также в эксплуатации, напряжение источника U_{st} не превышает 50 % от напряжения статического пробоя диода U_{st}^{av} . С учетом оценки напряжения пробоя данного диода, задавались сниженное рабочее напряжение $U = 1,2$ кВ и ток нагрузки $I_{load} = 25$ А (плотность тока $J_A = 25$ А/см²). Расчет переходного процесса проводился в интервале $0 \leq t \leq 1,5$ мкс. Результаты приведены на рис. 50 (ток и обратное напряжение на диоде в зависимости от времени, случай 2 на рисунке и в таблице 3) и рис. 51 (распределения концентраций дырок и электрического поля по глубине n -слоя).

Протекавший через диод прямой ток меняет направление через 100 нс после поступления (при $t = 0$) управляющего импульса на замыкание ключа. Обратный ток достигает максимума (44,3 А) при $t = 344$ нс, а время обратного восстановления диода составляет ≈ 500 нс. Максимальная напряженность поля у p' - n -перехода $E_{max} = 1,89 \cdot 10^5$ В/см достигается в момент $t = 425$ нс (рис. 51). Наличие ударно-ионизационной компоненты тока проявляется, в частности, в возрастании концентраций дырок в базе по направлению к анодной границе (кривые $p(y)$ для $t = 350$ нс и 400 нс).

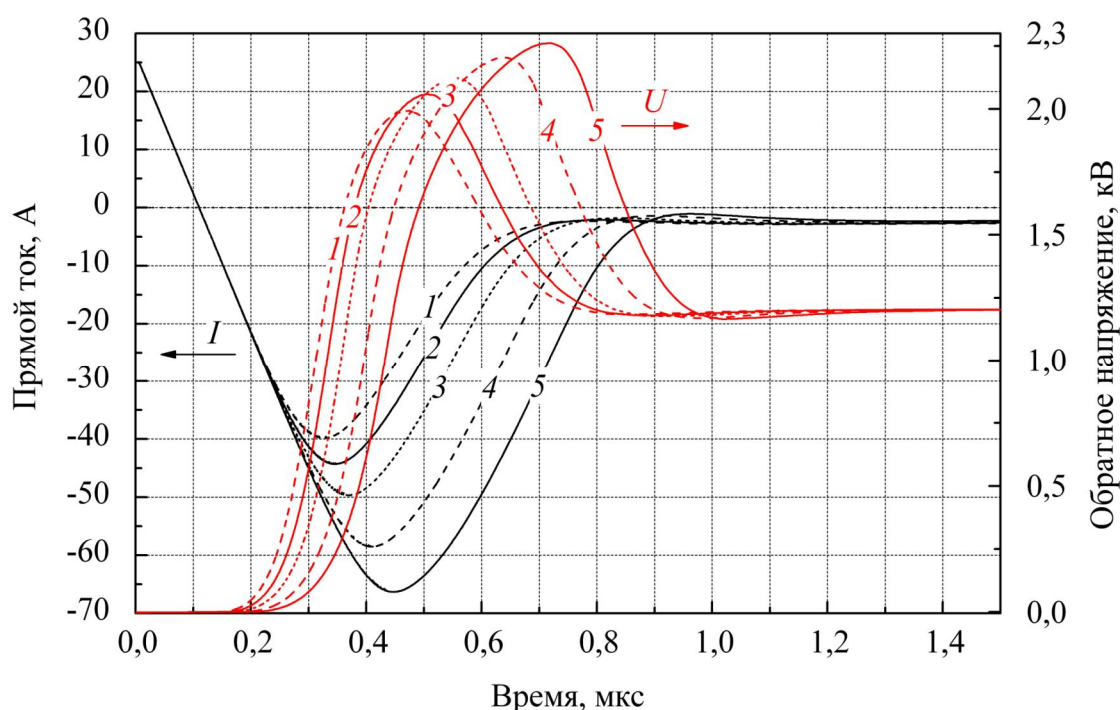


Рис. 50 — Процесс выключения для диодов с различным легированием анодного эмиттера

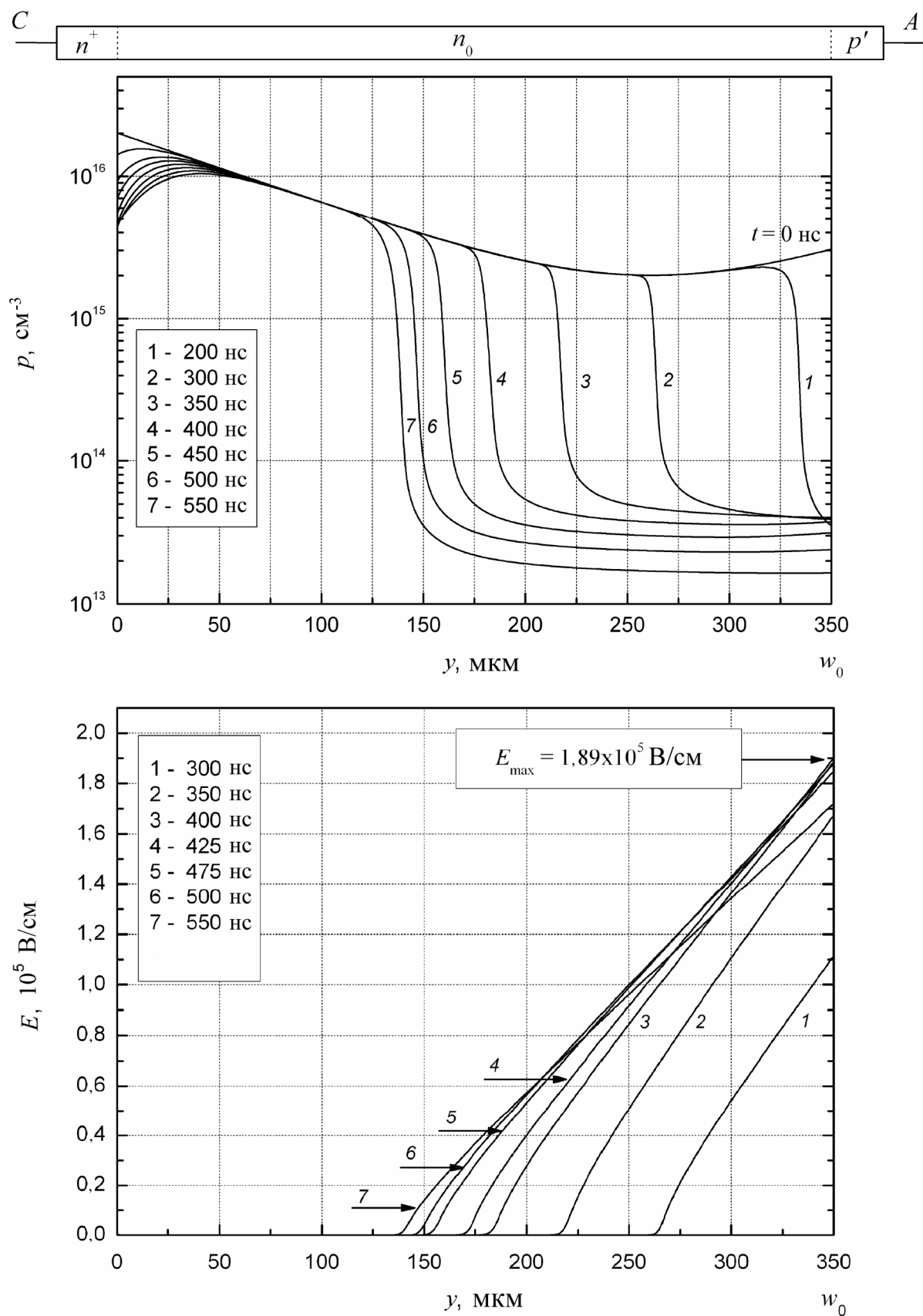


Рис. 51 — Распределения концентраций дырок (вверху) и электрического поля (внизу) в n -базе в фиксированные моменты времени при восстановлении диода с технологическими параметрами $p' = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $\tau_h = 6 \text{ мкс}$

4.2.4 Влияние легирования и времени жизни на характеристики диода

Сравнение длительности выключения, а также статических и динамических потерь в диодах с различными концентрациями легирования эмиттера может быть проведено по временным диаграммам переходного процесса (рис. 50) и данным, представленным в таблице 3. Задавались следующие значения поверхностной концентрации p' : $5 \cdot 10^{15}$, $1 \cdot 10^{16}$, $2 \cdot 10^{16}$, $5 \cdot 10^{16}$ и $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, причем во всех случаях глубина p' - n -перехода составляла 6 мкм. Время жизни в условиях ВУИ фиксировано – 6 мкс. Во всех перечисленных вариантах одинаковы ток включенного состояния $I_{load} = 25 \text{ А}$ и скорость спада прямого тока (она определяется не параметрами структуры прибора, а величиной паразитной индуктивности). Наибольшими переходными потерями (36,9 мДж) и временем выключения обладает диод с легированием $p' = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Прямое падение напряжения в этом случае минимально, а статические потери равны половине динамических потерь. Минимальное легирование эмиттера $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ обеспечивает самое быстрое восстановление диода при наименьших переходных потерях (18,9 мДж). Кроме того, в этом случае из-за сниженной концентрации инжектированных носителей у анода процесс выключения протекает при меньшей величине обратного тока, и, следовательно, меньшей напряженности поля $E_{max} = 1,85 \cdot 10^5 \text{ В/см}$. Наконец, суммарная величина тепловых потерь оказывается минимальной ($\approx 47 \text{ мДж}$) для диода с легированием эмиттера $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и почти такой же – для $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Таблица 3 — Характеристики диодов в зависимости от легирования эмиттера

№	$p', \text{ см}^{-3}$	$U_{ON}, \text{ В}$	$W_{st}, \text{ мДж}$	$W_{OFF}, \text{ мДж}$	$W_{\Sigma}, \text{ мДж}$
1	$5 \cdot 10^{15}$	2,29	28,63	18,86	47,49
2	$1 \cdot 10^{16}$	2,07	25,88	21,10	46,98
3	$2 \cdot 10^{16}$	1,87	23,38	24,20	47,58
4	$5 \cdot 10^{16}$	1,63	20,37	30,36	50,73
5	$1 \cdot 10^{17}$	1,50	18,75	36,92	55,67

Влияние времени жизни τ_h на характеристики диодов представлено семейством переходных кривых на рис. 52. Исследованы процессы восстановления диодов с одинаковыми коэффициентами инжекции эмиттеров (т.е. при одной величине $p' = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$), но разными временами жизни в базе (4, 6, 9, 12 мкс). Повышение τ_h приводит к следующим изменениям характеристик диода:

– повышению времени восстановления диода с $\approx 400 \text{ нс}$ до 650 нс ;

- повышению динамических потерь с 12,9 мДж до 39,0 мДж;
- снижению статических потерь с 40,6 мДж до 18,9 мДж.

Снижение времени жизни уже до 4 мкс приводит к остаточному напряжению $U_{ON} = 3,25$ В, т. е. статическим потерям $W_{st} \approx 41$ мДж $> 3W_{OFF}$ (таблица 4). Расчеты для больших времен жизни демонстрируют заметное снижение W_{st} и повышение W_{OFF} (в 2,2 и 3 раза соответственно при переходе от $\tau_h = 4$ мкс к $\tau_h = 12$ мкс). Возрастает и время восстановления (достигающее 700 нс при наибольшем времени жизни).

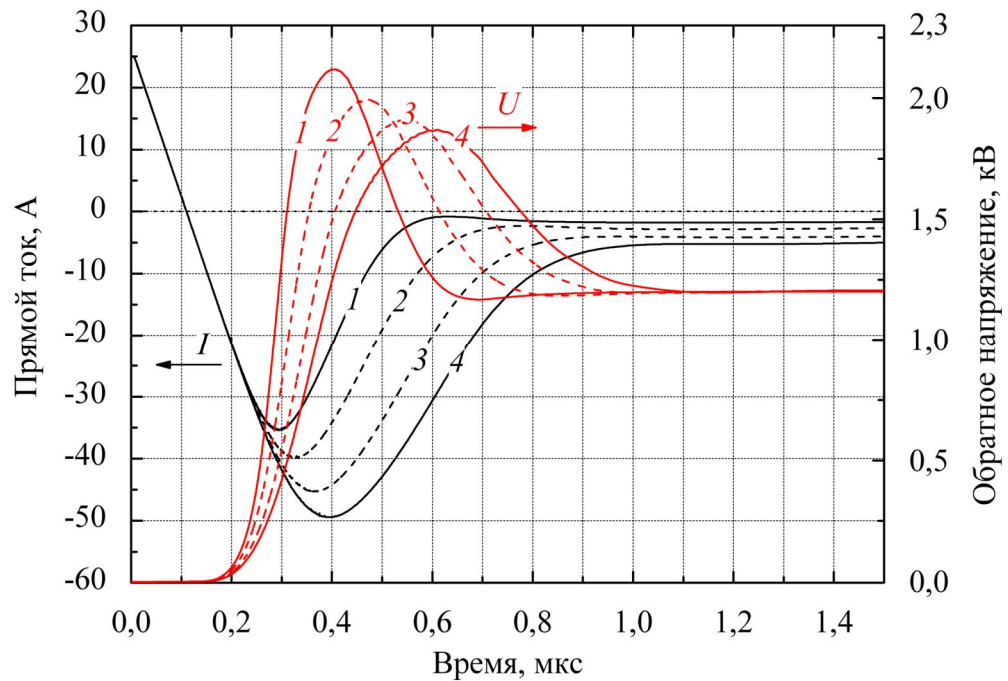


Рис. 52 — Процесс выключения для диодов с различным временем жизни в базе

Таблица 4 — Характеристики диодов в зависимости от времени жизни в базе

№	τ_h , мкс	U_{ON} , В	W_{st} , мДж	W_{OFF} , мДж	W_{Σ} , мДж
1	4	3,25	40,63	12,91	53,54
2	6	2,29	28,63	18,86	47,49
3	9	1,75	21,88	28,44	50,32
4	12	1,51	18,87	39,02	57,89

Среди всех исследованных случаев полная величина тепловых потерь минимальна при $\tau_h = 6$ мкс. Таким образом, наименьшие суммарные тепловые потери достигаются при уровне легирования анодного эмиттера от $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ до $1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и времени жизни 6 мкс. При этом более предпочтителен вариант с самым низким легированием эмиттера, так как, при близкой величине полных потерь (47,5 мДж), он характеризуется самым коротким вре-

менем восстановления и наименьшей амплитудой обратного тока. Следует отметить, что в варианте с минимальным коэффициентом инжекции эмиттера полные потери растут с увеличением $\tau_h > 6$ мкс, а при $\tau_h \geq 9$ мкс вклад динамических потерь становится преобладающим (таблица 4). В диоде стандартной конструкции, с высоким легированием эмиттера, полные потери (таблица 2) значительно превышают полученные значения для диодов со сниженным легированием и оптимизированным временем жизни.

Помимо технологического регулирования эффективности p^+ -эмиттеров посредством изменения концентрации легирования, была исследована также возможность управления характеристиками через неоднородное по глубине базы распределение времен жизни [117]. Легирование эмиттера при этом оставалось неизменным (10^{18} см^{-3}) и соответствовало исходному варианту структуры диода без снижения анодного коэффициента инжекции. Результаты представлены на рис. 53, 54 и в таблице 5 для трех случаев:

- 1) постоянное по глубине распределение времен жизни, $\tau_h = 6$ мкс;
- 2) снижение τ_h по линейному закону с 6 мкс на катодной границе базы до 1 мкс на анодной границе;
- 3) локальное снижение τ_h до 15 нс в слое базы толщиной 10 мкм, прилегающем к блокирующему переходу.

Из трех перечисленных вариантов наименьшими суммарными потерями обладает структура с постоянным градиентом времени жизни в базе (№2); энергии статических и динамических потерь в этом случае получаются приблизительно равными. Выводы качественно подтверждаются экспериментальными данными работы [128].

Таблица 5 — Характеристики диодов в зависимости от вида распределения времен жизни в базе

№	τ_h , мкс	распределение	U_{ON} , В	W_{st} , мДж	W_{OFF} , мДж	W_{Σ} , мДж
1	6,0	однородное	1,50	18,75	39,77	58,52
2	6,0/1,0	линейное	2,09	26,13	25,82	50,95
3	6,0/0,015	локальное	3,04	38,00	14,78	52,78

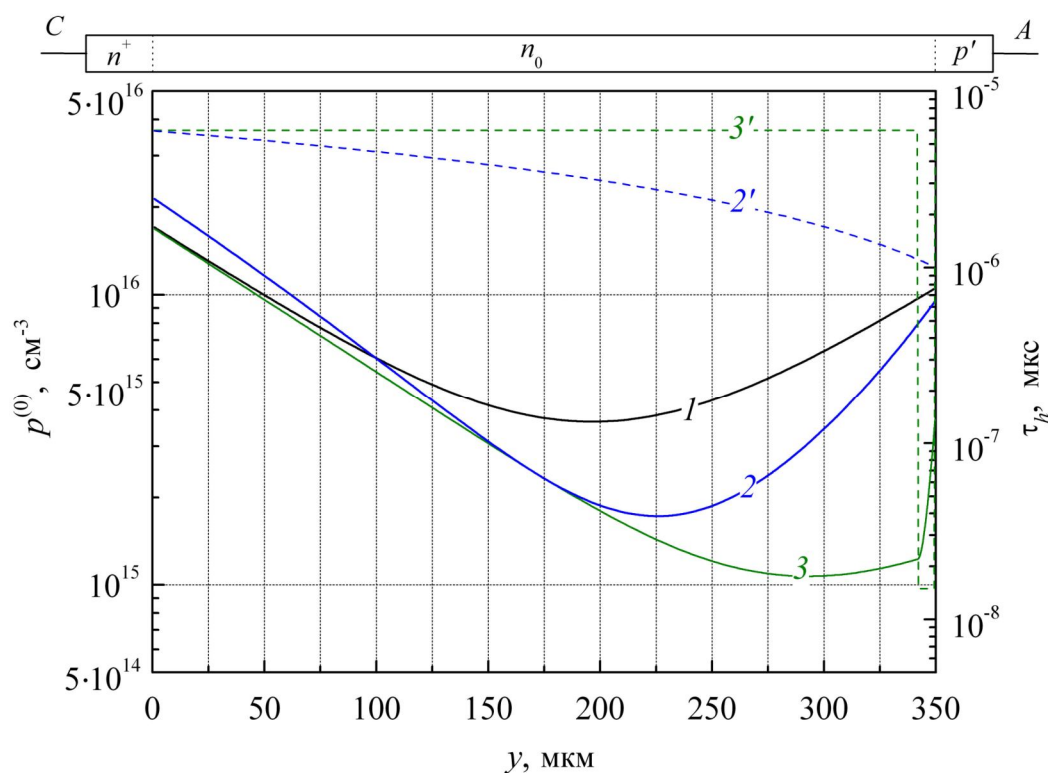


Рис. 53 — Неоднородные распределения времени жизни по глубине базы (2', 3') и соответствующие им стационарные профили концентраций инжектированной плазмы (2, 3). Кривая 1 отвечает однородному по глубине распределению $\tau_h = 6$ мкс

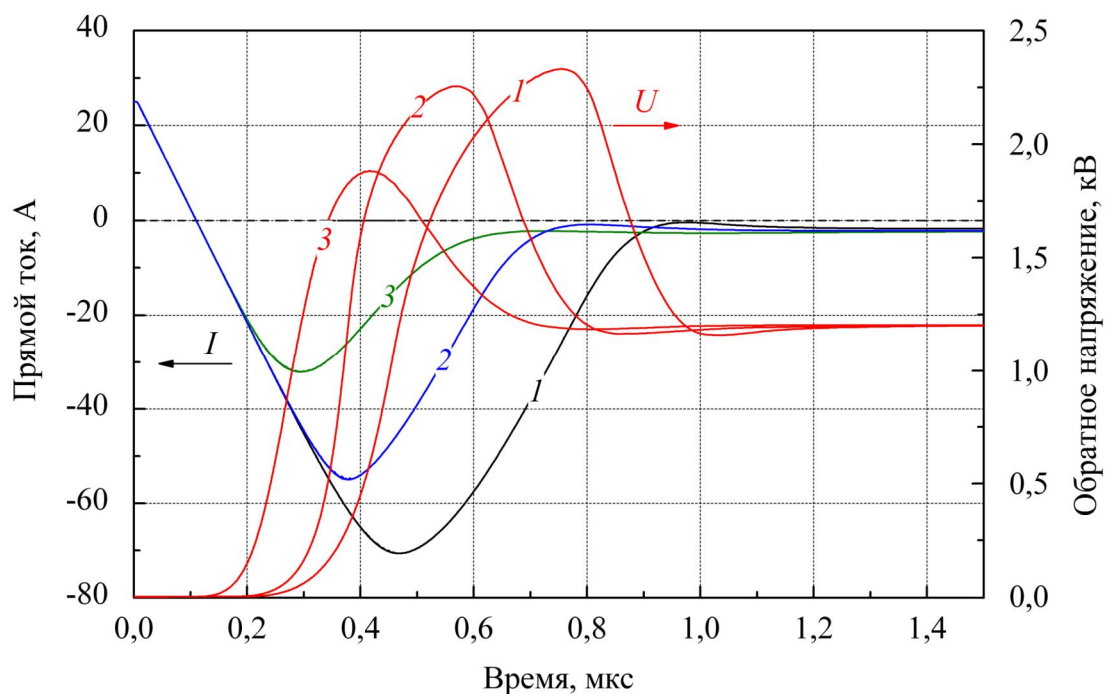


Рис. 54 — Процесс выключения для диодов с различными видами распределений времен жизни в базе (пояснения в тексте и таблице 5)

4.2.5 Основные результаты

В данном параграфе исследованы изотермические статические и динамические характеристики быстродействующего диода, предназначенного для работы совместно с мощным прибором ключевого типа (интегральным тиристором или биполярным транзистором с изолированным затвором) в инверторе напряжения. На основе заданных значений рабочего тока и напряжения, с учетом оценочного значения паразитной индуктивности в реальной цепи 5 мкГн проведено моделирование переходных процессов в наиболее критичной для диода фазе работы схемы. В результате получены количественные данные, характеризующие зависимости характеристик диода (прямого падения напряжения, статических тепловых потерь, времени обратного восстановления, переходных потерь в процессе выключения) от технологических параметров его структуры (легирования p' -эмиттера и времени жизни в базе при высоком уровне инжекции).

Показано, что диод с высоким легированием анодного и катодного эмиттеров не может использоваться в схеме преобразователя напряжения с широтно-импульсной модуляцией из-за большого времени восстановления (при больших временах жизни) и резкого обрыва тока (при малых временах жизни). Обоснована необходимость уменьшения концентрации инжектированной плазмы у анода, например, путем снижения инжектирующей способности анодного эмиттера (уровень легирования p' -слоя у поверхности структуры должен составлять $5 \cdot 10^{15} - 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Для обеспечения «мягкости» процесса восстановления, наибольшего быстродействия и при этом минимальной суммарной величины потерь время жизни при высоком уровне инжекции в базе может выбираться в диапазоне 6–9 мкс. Максимально допустимое рабочее напряжение схемы с таким диодом ограничивается эффектом пробоя в условиях обратного восстановления. При напряжении источника 1,2 кВ максимальное поле в плоскости p' - n -перехода составляет $\approx 1,9 \cdot 10^5 \text{ В/см}$, т. е. достаточно для начала ДЛП. При наличии каких-либо технологических неоднородностей приборной структуры уже начальная стадия пробоя может сопровождаться локализацией тока и приводить к выходу прибора из строя. Показано также, что альтернативой снижению эффективности инжекции эмиттера при обеспечении удовлетворительного соотношения статических, динамических потерь и характеристик восстановления является создание переменного по глубине времени жизни носителей, которое может быть реализовано существующей технологией [117,118].

Полученные в настоящем параграфе результаты позволяют обоснованно выбрать параметры встречно-параллельного диода для последующего полномасштабного моделирования его совместной работы с биполярным переключателем в схеме инвертора с индуктивной нагрузкой.

4.3 Механизмы неоднородного запираания тока и предельные ограничения по электрической перегрузке в зависимости от режима управления затвором

4.3.1 Геометрии приборных структур и предварительный анализ

Выводы теоретической части диссертации указывают на критическую роль разброса параметров приборных структур БПМЗ большой площади и неэквивалентного топологического размещения в интегральном чипе даже совершенно идентичных управляемых ячеек в возникновении и развитии аварийной ДЛ тока. Задачами настоящего параграфа являются детальное исследование механизмов запираания при неидеальных связях ячеек биполярного переключателя в каждом из трех основных режимов работы затвора и выполнение сравнительного анализа предельных ограничений, вызываемых эффектами локализации тока.

Объектом исследования, представляющим класс БПМЗ, в данном параграфе выбран гибридный силовой модуль, в состав которого входят высоковольтные микротиристорные чипы (рис. 29), встречно-параллельные диоды и МДП-транзисторы, коммутирующие токи катода и затвора для управления инжекцией и экстракцией во всех ячейках интегральных тириستоров. Неидеальная структура тиристорного чипа, как и ранее, представляется (рис. 31) в виде совокупности двух или более подсистем ячеек, но при этом сами полупроводниковые ячейки моделируются как двумерные с реальными технологическими распределениями концентраций примесей в них. Например, поперечное сечение прикатодной части единичной управляемой ячейки прибора, исследованного в предыдущей главе с помощью теоретической модели (параграфы 3.5, 3.6), изображено на рис. 55. Имитационное моделирование переходных процессов в этом варианте структуры осуществлялось в ходе совместной работы авторского коллектива [122] в программном пакете Sentaurus Device. При том же наборе параметров имеется возможность выборочной проверки выводов теории. Другой вариант структуры, рассчитанный на то же блокируемое напряжение (4,5–5 кВ) и отличающийся меньшей толщиной базы ($w_0 = 450$ мкм) и наличием буферного n' -слоя со стороны анода, представлен на рис. 56. Его моделирование осуществлялось [123] с помощью двумерного изотермического диффузионно-дрейфового симулятора полупроводниковых структур PISCES-IIIB¹. При большой полной толщине структуры по сравнению с шагом в поперечном направлении x уменьшение ширины единичной ячейки S' позволяет моделировать конструкции с достаточно большими отношениями площадей подсистем ($N \sim 100$). Для этого вариан-

¹ программный код PISCES-IIIB свободно распространяется и доступен по адресу [129], описания физических моделей и вычислительных алгоритмов приведены в [130]

та структуры масштабирование анодных токов, найденных в численных расчетах, соответствует полной рабочей площади прибора в 1 см^2 .

Неидеальные связи ячеек по-прежнему характеризуются эффективными сопротивлениями распределенных электродов R_{g1} , R_{c1} . Уместно отметить, что сопротивление участка алюминиевого проводника толщиной 10 мкм, шириной 100 мкм и длиной 1000 мкм ($\sim 10\%$ от размера чипа) составляет 26,5 мОм при $\rho_{\text{Al}} = 2,65 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Проводящие базовые шины, полученные термическим напылением алюминия, обычно имеют более высокое удельное сопротивление. Роли этого сопротивления и масштабного фактора N в реализации физических условий в полупроводниковых структурах ячеек неидеального чипа исследовались в диапазонах величин $1 \leq R_{g1} \leq 25 \text{ мОм} \cdot \text{см}^2$ и $10 < N < 10^3$. Температура полупроводникового кристалла всюду полагалась равной 300 К.

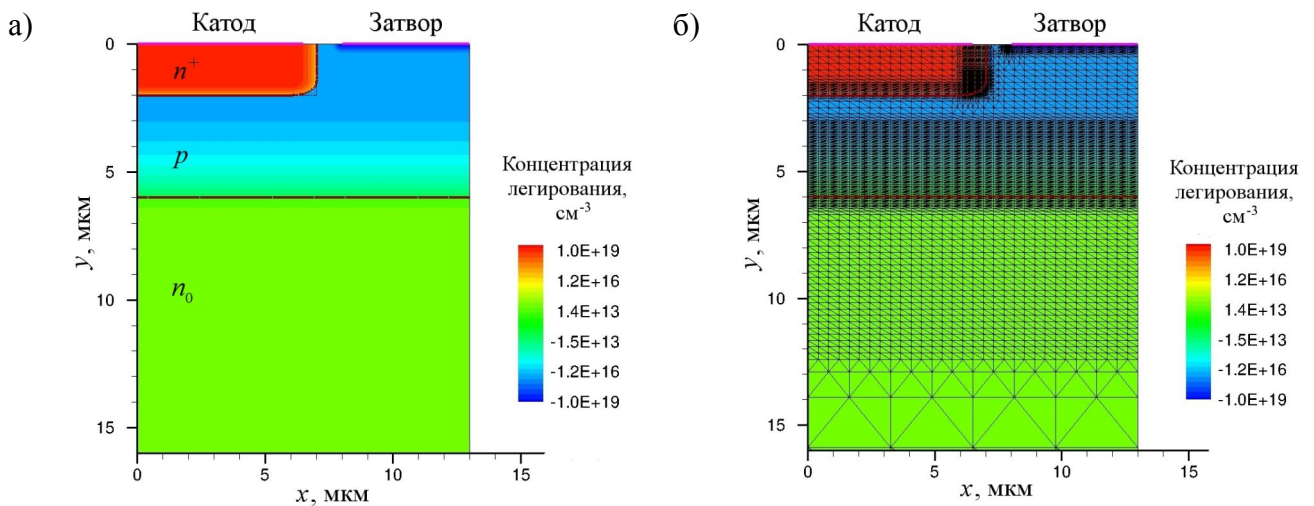


Рис. 55 — Поперечное сечение участка структуры единичной ячейки тиристорного чипа: а) полная концентрация легирующих примесей ($N_d - N_a$), б) сетка МКЭ, сгенерированная автоматически с учетом градиентов концентрации примесей

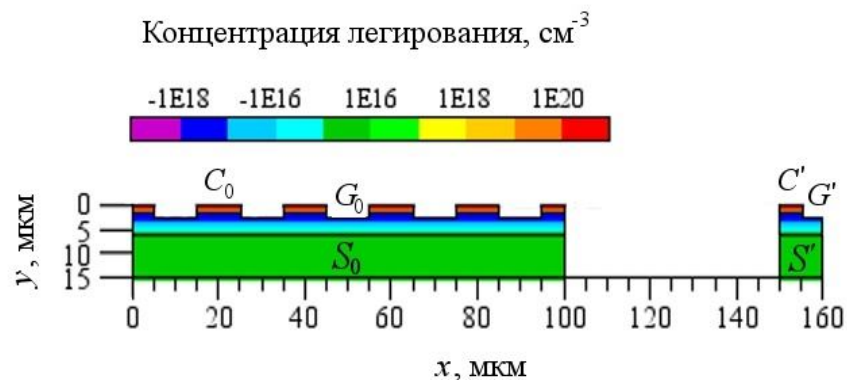


Рис. 56 — Способ представления [123] тиристорного чипа, моделируемого двумя подсистемами ячеек, геометрия участка структуры и распределение полной концентрации легирующих примесей ($N_d - N_a$). Электроды катодов C_0 (расположенные на уровне $y = 0$) и затворов G_0 ($y = 1,5 \text{ мкм}$) ячеек, отнесенных к подсистеме S_0 , соединены параллельно. В приведенном варианте отношение площадей подсистем $N = 10$

На первом этапе исследуем процессы запираания НМТ, ячейки которого идентичны по своим параметрам. Обсудим сначала на качественном уровне влияние неодинаковых смещений эмиттерных элементов ячеек, возникающих из-за различия последовательных сопротивлений в цепях затворов, на динамику инжекции и экстракции носителей в процессе запираания в каждом из трех режимов.

При шунтировании эмиттеров по внешней цепи в ячейках подсистемы S' смещения эмиттеров могут остаться прямыми, превышающими напряжение отсечки инжекции, в то время как в остальных ячейках инжекция уже полностью прервана. Как следствие, происходит перераспределение тока по структуре и его локализация в подсистеме ячеек с более высокими последовательными сопротивлениями шунтирующей цепи. Этот режим допускает наиболее детальное исследование в рамках аналитической модели.

Если используется внешний источник запирающего напряжения, то прикладываемое к эмиттерному переходу обратное смещение не должно достигать напряжения его лавинного пробоя (для сильнолегированных n^+p -переходов – порядка 10–20 В). Соответственно, для подсистемы S' смещение эмиттеров из-за протекания тока по выключающей цепи может остаться обратным, но меньшим по абсолютной величине. Полное прерывание инжекции во всем чипе осуществится, если это смещение ни для одной ячейки не окажется прямым и сравнимым с напряжением отсечки инжекции.

В каскодном режиме катодные цепи всех ячеек разорваны, и инжекция из эмиттеров обычно считается невозможной [30]. Однако данный вывод справедлив только при условии однородного по рабочей площади распределения тока. Наличие некоторого числа ячеек с повышенными сопротивлениями шунтирующей цепи (по сравнению с остальными ячейками, отнесенными к подсистеме S_0) нарушает однородность распределения тока и ведет к увеличению прямого смещения эмиттеров в данных ячейках. Взаимодействие подсистем S_0 и S' оказывается зависящим от пространственного масштаба, определяемого отношением их площадей N , и требует в этом случае количественного анализа, который производится ниже.

В обоих вариантах силовой цепи сначала моделировались этапы включения тиристора (осуществляемого путем подачи на затвор положительного трапецеидального импульса тока I_G амплитудной плотностью 1 А/см² и длительностью 1 мкс) и достижения заданного анодного тока $I_A^{(0)}$. Затем производился расчет процесса выключения в следующих трех режимах:

- 1) в режиме шунтирования эмиттеров использовался только ключ T_G , а вывод катода C соединялся непосредственно с землей;
- 2) в режиме запираания с помощью внешнего источника напряжения вывод затвора подключался через ключ T_G к источнику отрицательного запирающего напряжения V_{ext} , а вывод катода был заземлен;

3) в каскодном режиме открывался ключ T_G и одновременно запирался ключ T_E .

Вариант цепи с омической нагрузкой (рис. 57) мы рассмотрим в первую очередь.

При проведении расчетов для случая структуры на рис. 56 напряжение U_{st} устанавливалось равным 3 кВ, т. е. меньше напряжения прокола n_0 -базы. Сопротивление нагрузки выбрано равным 37,5 Ом, что обеспечивало ток через включенный тиристор $I_A^{(0)} = 80$ А (плотность тока 80 А/см² лежит на верхней границе диапазона, характерного для высоковольтных БПМЗ тиристорного типа). При таком токе прямое падение напряжения анод-катод равно 2,74 В, что соответствует плотности рассеиваемой мощности ≈ 220 Вт/см² во включенном состоянии (близко к пределу для кремниевых силовых приборов, работающих в частотных преобразовательных схемах). Временной интервал, задаваемый для моделирования полного запирания прибора, равен 20 мкс для всех режимов запирания. Интегральная величина переходных тепловых потерь составляла ≈ 318 мДж/см². Максимальная напряженность электрического поля блокирующего p - n_0 -перехода в процессе выключения – $1,6 \cdot 10^5$ В/см. Приведенные данные свидетельствуют, что выбранные рабочие ток и напряжение соответствуют ОБР единичной тиристорной управляемой ячейки по условию ДЛП, а тепловые потери не превышают допустимых пределов.

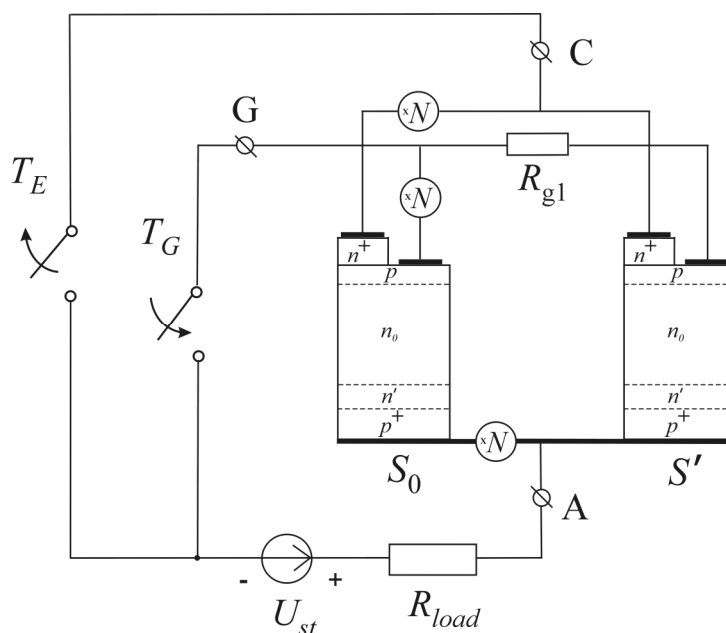


Рис. 57 — Эквивалентная схема цепи с омической нагрузкой, использованная для моделирования различных режимов управления затвором (символом $\times N$ обозначено умножение токов каждого электрода на заданный масштабный фактор N)

4.3.2 Режим выключения шунтированием эмиттеров

Критический случай для интегрального тиристора реализуется при таком эффективном сопротивлении базовых шин R_{g1} , когда падение напряжения на нем сравнимо с прямым смещением эмиттерного перехода (0,7–0,8 В). В наших расчетах было использовано значение R_{g1} , соответствующее падению 0,7 В при выключении начального анодного тока плотностью 80 А/см². Это значение равно $9,091 \approx 9,1$ мОм·см², а соотношение площадей большой и малой подсистем – $N = 10$, в соответствии с обсуждавшимися в п. 3.3.1 порядками масштабного фактора для различных типов неоднородностей. Во включенном состоянии смещения n^+ -эмиттеров в обеих подсистемах одинаковы: $V_{G0} = V_{G1} = V_G^{(0)} = 0,756$ В, а различие в плотностях анодного тока по подсистемам пренебрежимо мало.

С момента включения шунтирующей цепи в течение времени 150 нс ячейки малой подсистемы S' остаются незапертыми, в результате чего в ней происходит кратковременное увеличение плотности тока (с начальных 80 А/см² до 280 А/см²) относительно включенного состояния. В то же время, в основной подсистеме обеспечивается шунтирование эмиттеров через внешнюю цепь с малым сопротивлением открытого ключа T_G (здесь – 1 мОм). Запирание подсистемы S_0 сопровождается ростом напряжения на ООЗ коллекторного перехода, соответственно, растет и общее для всех ячеек анодное напряжение. После 170 нс с момента начала запирания смещение эмиттера в S' падает ниже напряжения отсечки инжекции, плотность тока также падает, и процесс запирания протекает синхронно с подсистемой S_0 . Кратковременное возрастание плотности тока не приводит к существенному росту энергии переходных потерь в малой подсистеме (различие плотностей интегральных тепловых потерь менее 1 %). Временные диаграммы плотностей токов J_0 и J_1 в ячейках подсистем S_0 и S' для рассмотренного случая показаны на рис. 58 (кривые I и I' соответственно).

При токах $I_A^{(0)} > 80$ А запирание подсистемы S' и, следовательно, достижение блокировки приложенного напряжения U_{st} , становится невозможным. Так, в случае $I_A^{(0)} = 85$ А через 150 нс после замыкания ключа T_G происходит (рис. 59) сосредоточение практически всего тока нагрузки на площади $\sim 0,1$ см², т. е. его десятикратная локализация, в то время как в основной подсистеме чипа инжектированные избыточные носители рекомбинируют, обуславливая спад тока с характерным временем $\tau_h = 15$ мкс (рис. 59, на вставке). Анодное напряжение после перераспределения тока в подсистему S' остается на уровне 200 В.

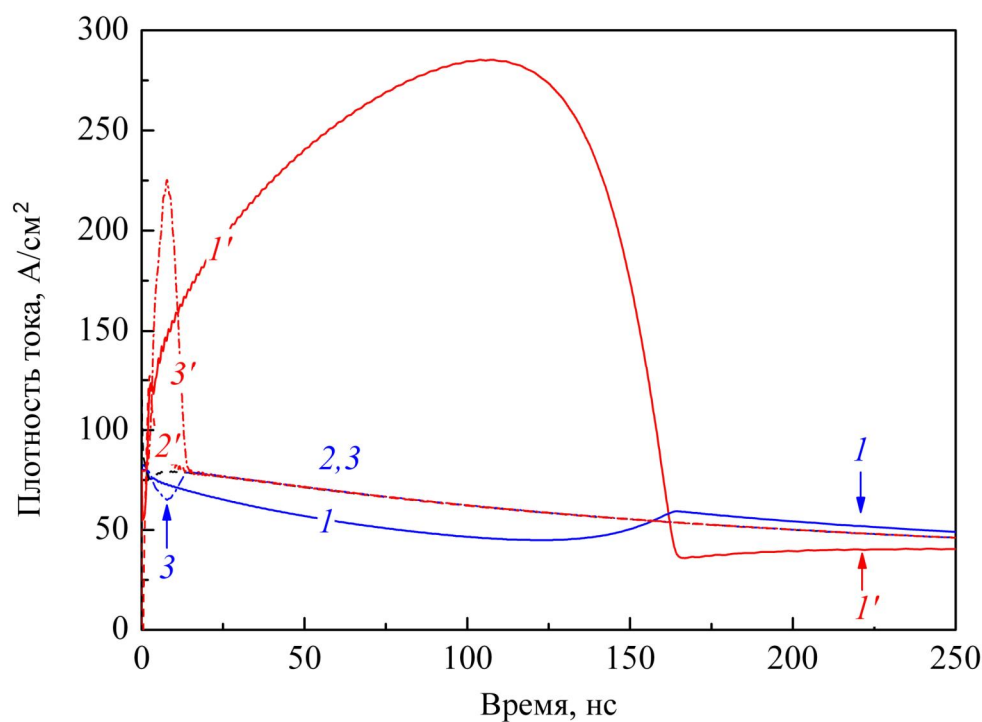


Рис. 58 — Плотности анодных токов в процессе выключения ($I_A^{(0)} = 80 \text{ A}$, $U_{st} = 3 \text{ кВ}$) подсистемах S_0 и S' : I , I' — при запирании шунтированием эмиттеров; 2, 2' — при использовании внешнего источника $V_{ext} = -11 \text{ В}$; 3, 3' — в касковом режиме запираания

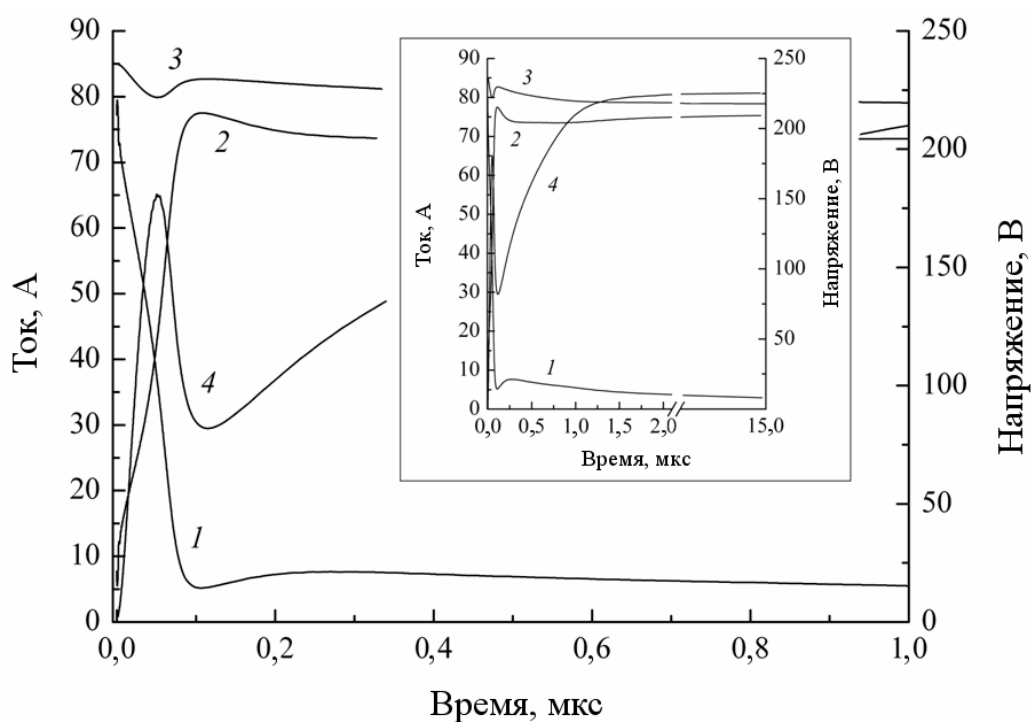


Рис. 59 — Запирание в режиме шунтирования эмиттеров ($I_A^{(0)} = 85 \text{ A}$, $U_{st} = 3 \text{ кВ}$). Цифрами обозначены временные зависимости: 1 — I_0 ; 2 — I_1 ; 3 — $I_0 + I_1$; 4 — U_A ; на вставке — те же величины в интервале времени 0–15 мкс

Переход от безаварийного (рис. 58, кривые I и I') к аварийному сценарию (рис. 59) характеризуется резкой границей по величине падения напряжения на эффективном сопротивлении R_{g1} . Так, при выключении тока 80 А ($J_A^{(0)} R_{g1} = 0,73$ В) запираание эмиттера в малой подсистеме происходит с задержкой по времени ≈ 170 нс. Но уже при начальном токе 85 А ($J_A^{(0)} R_{g1} = 0,77$ В) управление этой подсистемой по затвору невозможно, что ведет к локализации тока и, следовательно, к росту локального тепловыделения в 10 раз. При выключении меньших начальных токов ($I_A^{(0)} < 80$ А) наблюдается кратковременное повышение плотности тока в малой подсистеме, уменьшающееся по своей величине при снижении начального тока. Таким образом, при падении напряжения на эффективном сопротивлении между двумя подсистемами ячеек, меньшем $\approx 0,7$ В, обеспечивается успешное выключение тиристора путем шунтирования эмиттера без возникновения выраженной опасной локализации тока, т. е. в пределах ОБР. Соответствующая граница по плотности выключаемого тока J_{mcc} , имеющая здесь тот же смысл, что и в параграфе 3.6, для первого режима составляет 80 А/см².

Снижение предельного выключаемого тока I_{mcc} , очевидно, происходит и при увеличении сопротивления канала открытого МДП-транзистора в шунтирующей цепи, поскольку для подсистемы S' напряжения на сопротивлениях R_{DSon} и R_{g1} суммируются. В том случае, когда и в основной подсистеме потенциал затвора остается выше отсечки инжекции, режим с коэффициентом выключения $\beta > 1$ реализуется во всем ансамбле ячеек чипа, независимо от эффективного сопротивления цепи затвора для малой подсистемы. Для него характерна большая длительность выключения по сравнению с рассмотренным номинальным режимом.

Исходя из требуемого значения I_{mcc} , путем проведения серии расчетов может быть получено ограничение на величину эффективного сопротивления R_{g1} при выборе конструкции чипа, количества и размеров проводящих шин, а также сопротивления R_{DSon} при разработке управляющего транзисторного ключа для цепи затвора.

Разбиение интегральной структуры НМТ на две подсистемы является лишь первым приближением в учете неэквивалентности различных ее участков по отношению к внешним управляющим элементам затвора. Широкое использование этого приближения в настоящей работе мотивируется, тем не менее, не только стремлением сократить число связей и общий объем вычислений при моделировании. Представление участка квазинепрерывной (в одном из поперечных направлений, x или z) структуры дискретным аналогом с множеством связанных управляемых ячеек показывает, что при неоднородном запираании тока в этом ансамбле остается малая группа ячеек (в пределе – состоящая из единственной ячейки), перехватывающая с течением времени полный ток всего чипа. Это иллюстрируется, например, модельной системой на рис. 60, где наряду с основной подсистемой S_0 большой площади ($A_0 = 0,96$

см^2) выделены четыре малых подсистемы S_1 – S_4 ($A_{1,2,3,4} = 0,01 \text{ см}^2$) с паразитными сопротивлениями R_{g1} между каждой из них и между S_0 и S_1 . Если каждое из них равно 80 мОм (тогда удельное сопротивление, приведенное к площади $A_{1,2,3,4}$, составляет 0,8 мОм·см²), то при одинаковых плотностях токов во всех подсистемах смещение затвора в крайней подсистеме с учетом суммирования напряжений по всей цепочке составляет 0,64 В в условиях предыдущих расчетов ($I_A^{(0)} = 80 \text{ А}$, $U_{st} = 3 \text{ кВ}$). Выключение в этом случае завершается установлением блокирующего состояния во всех подсистемах, хотя в начальный период (продолжающийся 35 нс, см. рис. 61) наблюдается неоднородность распределения плотности тока, тем большая, чем дальше подсистема расположена от внешнего вывода затвора. В периферийной подсистеме S_4 происходит локализация тока, максимум которой (в 2,5 раза больший начального значения) достигается, когда в остальной части структуры распределение тока по площади уже близко к однородному. При сопротивлениях 90 мОм получается качественно иной результат (рис. 62) – крайняя подсистема не запирается, принимая на себя ток всех остальных, и через 50 нс от включения шунтирующей цепи затвора полный ток НМТ прекращает снижаться. В подсистемах S_2 и S_3 изменение анодных токов происходит немонотонно, с последовательным возрастанием их в интервале $0 < t < 50 \text{ нс}$. Видно, что смещения затворов ячеек относительно катода в этих подсистемах, как и в S_0 , S_1 , не превышают уровня отсечки инжекции (более точно, эмиттеры ячеек в S_2 и S_3 кратковременно оказываются в состояниях, близких к отсечке, и вследствие резкой экспоненциальной зависимости тока от смещения появляются отличные от нуля вклады инжекционных компонент в этих ячейках). Мы можем утверждать, таким образом, что динамика неоднородного запираания на рис. 60 соответствует ранее рассмотренному случаю на рис. 58 (кривые I , I'), а картина с аварийной локализацией тока на рис. 61 является более детализированным выражением процесса, представленного на рис. 59. Запирание реальной структуры с большим числом неэквивалентных друг другу групп ячеек сопровождается перераспределением тока между конкурирующими группами и может завершаться либо полным установлением блокирующего состояния (выключение в пределах ОБР), либо возникновением очагов локализации тока. Их дальнейшая эволюция, вообще говоря, не всегда приводит к единственной локализованной области теплового разрушения структуры [116]. Однако для современных приборов класса БПМЗ, на рассматриваемых нами пространственно-временных масштабах, именно такой тип разрушений при выходе за границы ОБР является доминирующим [115] и наиболее часто встречается в эксперименте. В связи с этим мы и рассматриваем систему на рис. 31 как приближение реальной многомасштабной структуры БПМЗ, позволяющее адекватно предсказывать тенденции ее поведения и устанавливать интересующие нас количественные ограничения по коммутируемому току.

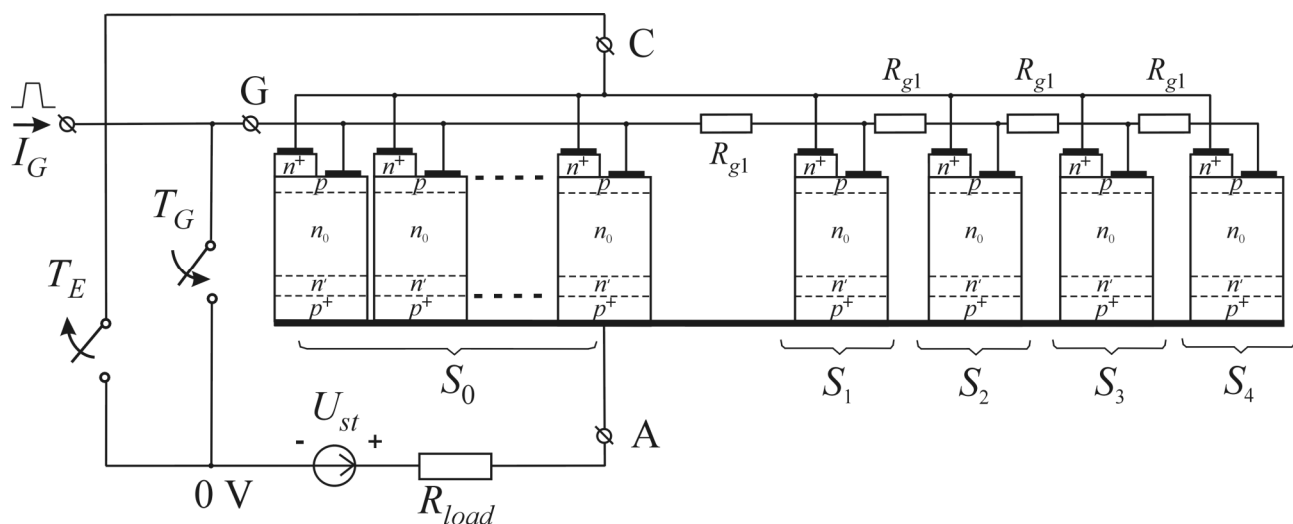


Рис. 60 — Способ представления НМТ в виде нескольких подсистем управляемых ячеек и эквивалентная схема для моделирования процессов запирания в двух режимах – шунтирования эмиттеров и каскодного прерывания тока

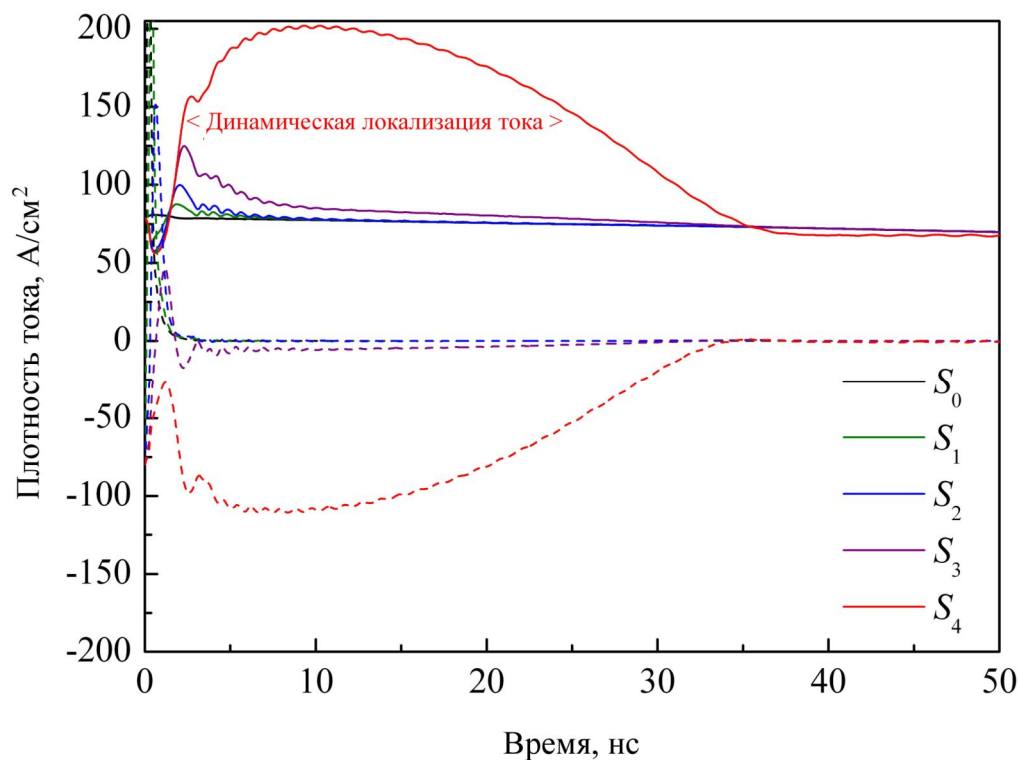


Рис. 61 — Плотности анодных (сплошные линии) и катодных (штриховые линии) токов в процессе выключения модельной системы, изображенной на рис. 60 в режиме шунтирования эмиттеров (начальный ток 80 А, сопротивления между подсистемами 80 мОм)

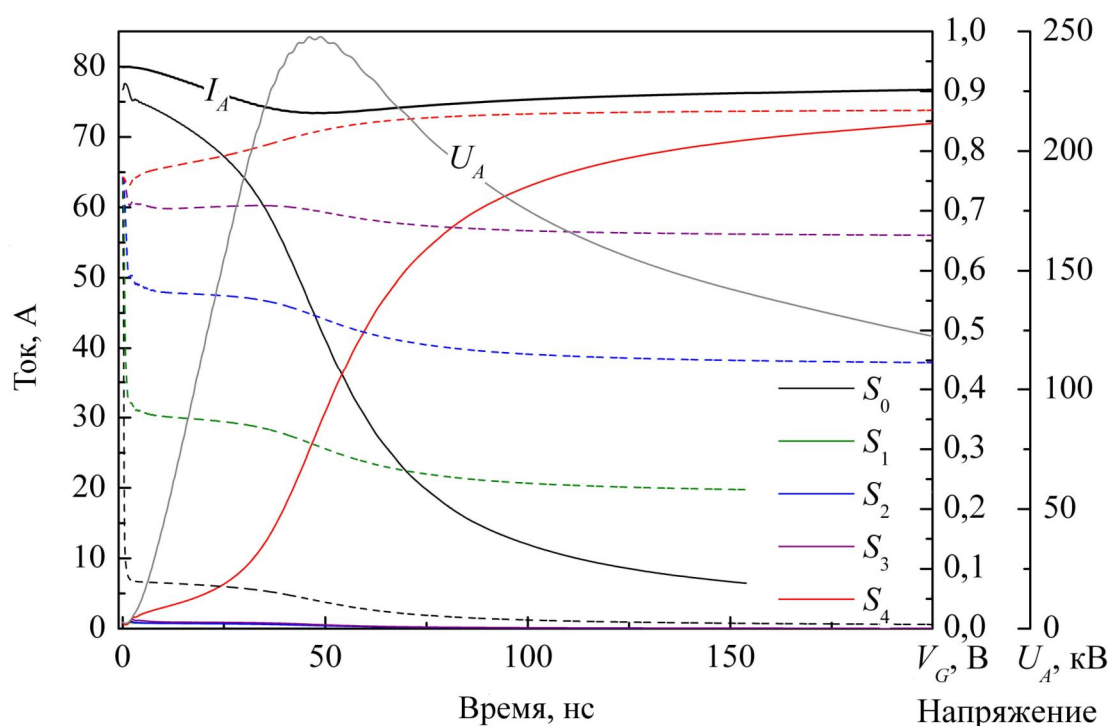


Рис. 62 — Анодные токи (сплошные линии) и смещения затворов (штриховые линии), а также анодное напряжение и полный ток в процессе выключения модельной системы, изображенной на рис. 59 в режиме шунтирования эмиттеров (начальный ток 80 А, сопротивления между подсистемами 90 мОм)

Чтобы осуществить проверку результатов выполненных ранее вычислений по модели параграфа 3.4, было проведено имитационное моделирование для интегрального тиристора, элементарная ячейка которого показана на рис. 55, а. В этом случае управляющий транзистор T_G имел сопротивление открытого канала 5 мОм, эффективное сопротивление металлизации затвора составляло 5 мОм·см², а полная рабочая площадь тиристорного чипа полагалась равной реальному значению для экспериментального образца $A_\Sigma = 0,45$ см². Полученные переходные характеристики для номинальных условий ($J_A^{(0)} = 50$ А/см², $U_{st} = 2,5$ кВ) в цепи с омической нагрузкой, при которых проводились вычисления в п. 3.6.1, показаны на рис. 34 штриховыми линиями (TCAD). Достигнутое количественное согласие результатов теории и полномасштабного моделирования подтверждается соответствием приведенных на рис. 63 распределений концентрации плазмы в процессе восстановления по данным моделирования и соответствующих распределений на рис. 35 по данным теоретического расчета. Наблюдаемые отклонения от линейных зависимостей напряженности поля $E(y)$ подтверждают обоснованность учета нелинейных зависимостей скоростей дрейфа от поля в п. 2.2.2.2.

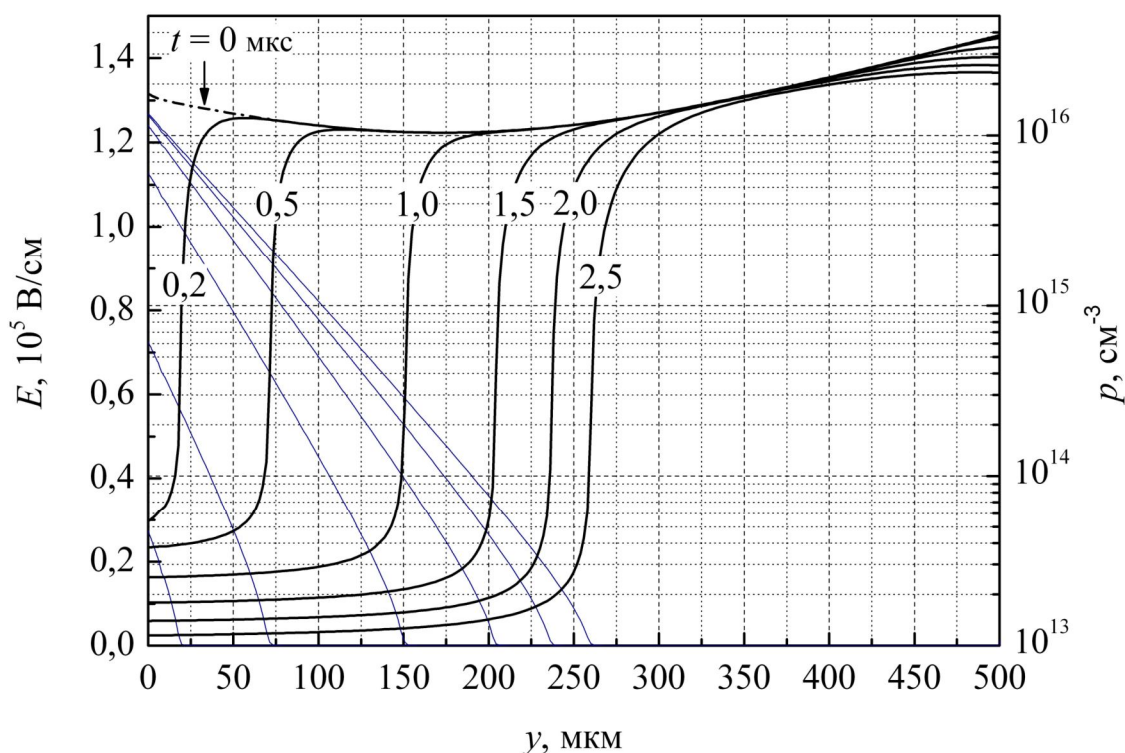


Рис. 63 — Динамика профиля электронно-дырочной плазмы и электрического поля в процессе запирающего тока 50 А/см^2 при $U_{st} = 2,5 \text{ кВ}$ (по данным двумерного численного моделирования)

Показанные на рис. 63 распределения относятся к вертикальным сечениям ячейки в подсистеме S_0 при $x = 0$ (см. рис. 55, а), причем координата y для удобства сравнения с предшествующими результатами специально положена равной 0 на катодной границе базы. Аналогичные построения для подсистемы S' показывают, что при номинальных параметрах переходный процесс в ней протекает синхронно с основной подсистемой. Численный эксперимент по определению максимального коммутируемого тока проводился аналогично тому, как описано в начале данного пункта; в результате была найдена величина $I_{mcc}/A_{\Sigma} = 81 \text{ А/см}^2$ (на 13 % ниже теоретического значения 93 А/см^2). Переходный процесс при $I_A^{(0)} > I_{mcc}$ сопровождается необратимой локализацией тока в ячейках подсистемы S' и качественно подобен изображенному на рис. 59, поэтому мы не приводим здесь переходных характеристик. Большее внимания заслуживают распределения концентраций плазмы (рис. 64) непосредственно после начала запирающего, показывающие, что инжекция электронов n^+ -эмиттером в подсистеме S' фактически не прерывается в момент включения шунта и продолжается в последующем (сохраняя квазинейтральность в базе), в то время как в подсистеме S_0 , контролируемой по затвору, только зарождается домен поля F . Процесс характеризуется быстрой локализацией тока (за время не более 200 нс).

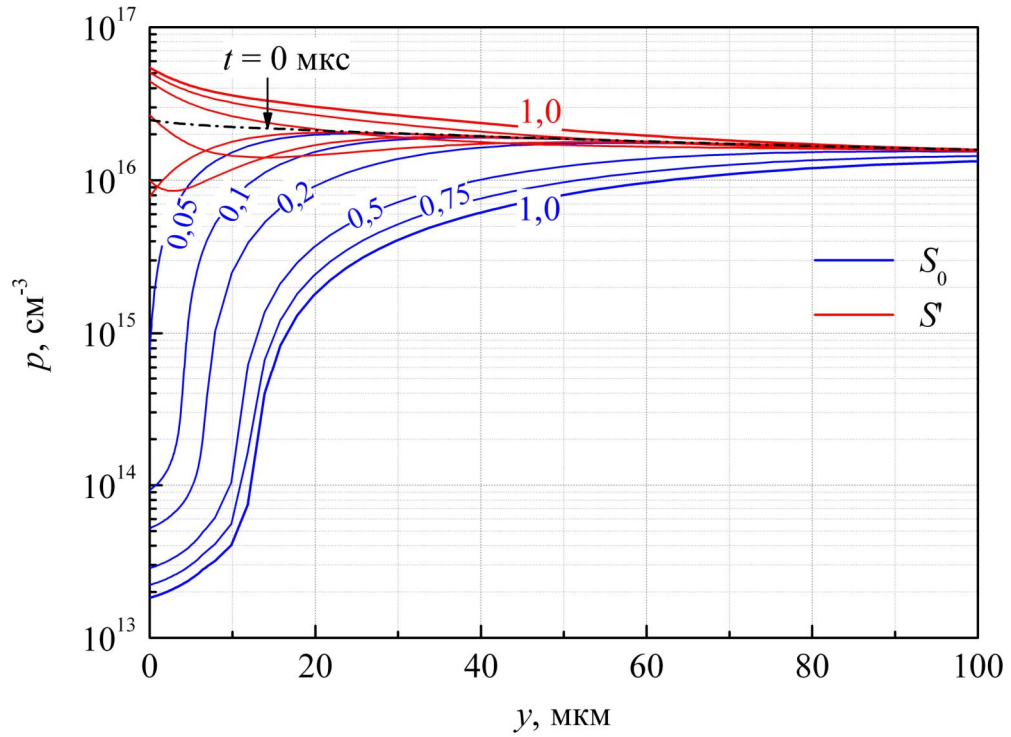


Рис. 64 — Динамика профиля электронно-дырочной плазмы в двух подсистемах НМТ в процессе запирающего тока 88 А/см^2 при $U_{st} = 3,25 \text{ кВ}$ (по данным двумерного численного моделирования). Распределения для подсистемы S' построены с тем же шагом по времени, что и для подсистемы S_0

Обнаруженный в главе 3 механизм локализации тока в НМТ, ячейки которого имеют разброс по временам жизни, подтверждается данными имитационного моделирования при двух рассмотренных относительных уровнях разброса ($\Delta\tau_h/\tau_{h0} = 10, 20 \%$). Для первого случая, $\Delta\tau_h/\tau_{h0} = 10 \%$, предельная средняя плотность выключаемого тока НМТ равна $\approx 74 \text{ А/см}^2$, для вдвое большего разброса времен жизни – 65 А/см^2 . При превышении этих величин наблюдалось выключение только основной подсистемы при невозможности запирающего тока, в которой была изначально выше из-за большего времени жизни. Эволюция распределений дырок и электронов в таких случаях аналогична показанной на рис. 64 с отличием только в неодинаковых начальных профилях $p_{0,1}^{(0)}(y)$.

Далее рассмотрим процесс запирающего шунтированием эмиттеров при работе НМТ в схеме инвертора с $J_A^{(0)} = 50 \text{ А/см}^2$ и постоянным напряжением $U_{st} = 2,5 \text{ кВ}$. Запирающий сигнал подавался после достижения заданного тока нагрузки, нараставшего линейно до значения $22,5 \text{ А}$ за время 300 мкс при индуктивности нагрузки $L_{load} = 33,3 \text{ мГн}$. Штриховыми линиями на рис. 42 показаны рассчитанные в режиме моделирования “Mixed-Mode” [81] программного пакета Sentaurus Device переходные характеристики для этого процесса. Диод свободного хода D_F , моделируемый совместно с НМТ как одномерная приборная структура, имел толщину базового n -слоя 500 мкм , концентрацию примеси в нем $1,72 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (в точно-

сти совпадающие с параметрами базы тиристорной ячейки), а время жизни в базе и легирование эмиттерного p' -слоя задавались с учетом рекомендаций параграфа 4.2 ($\tau_{h0} = 6$ мкс, поверхностная концентрация $p' = 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Конечное активное сопротивление нагрузки полагалось равным 0,5 Ом (на исследуемых характеристиках переключения оно не отражается). Паразитная индуктивность цепи при этом считалась равной нулю, однако на кривой напряжения U_A присутствует характерный «индуктивный» всплеск, амплитуда которого ΔU_A такая же, как на теоретической кривой выключения для схемы с паразитной индуктивностью $L_s = 2,5 \text{ мкГн}$ и идеальным диодом. Совпадение означает, что такой индуктивностью характеризуется диодная структура при подаче на нее прямого смещения. Известная оценка [131] для этой индуктивности

$$L_D \approx w_0^3 / 12 \varepsilon v_n v_p \quad (4.2)$$

может дать значение порядка 1 мкГн, если учесть большую толщину модулируемой по проводимости базы и сниженные по сравнению с насыщенными значениями скорости дрейфа носителей $v_{n,p}$ при прямых смещениях $\sim 100 \text{ В}$.

Проанализируем путем численного эксперимента также ограничения по предельному коммутируемому току в приборе с одновременным присутствием конструктивной и технологической неоднородностей, работающем в эквивалентной схеме инвертора напряжения. При допущении одинаковых масштабных факторов ($N = 10$) и расположении группы ячеек с повышенным τ_h на максимальном удалении от затвора мы приходим к постановке задачи п. 3.6.2. Данные моделирования на рис. 44 (кривые TCAD, рассчитанные для относительного разброса $\Delta \tau_h = 10 \%$) выражают перераспределение тока в «возмущенную» подсистему и связанное с этим локальное повышение плотности тепловых потерь в ней. Относительное различие W_{OFF} совпадает с результатом модели (12 %). Однако теория приводит к завышенным на 25 % абсолютным величинам W_{OFF} в подсистемах, главным образом, из-за неучета рекомбинации на первой стадии оттеснения плазмы (длительностью 6–8 мкс при времени жизни $\tau_{h0} = 15$ мкс). Рис. 44 отображает критический случай: по результатам полномасштабных расчетов средняя плотность тока $I_A^{(0)} / A_\Sigma = 40 \text{ А/см}^2$ лежит уже выше границы ОБР (по данным теоретической модели, эта граница соответствует $75,5 \text{ А/см}^2$). В закритической области безопасное выключение невозможно по причине задержанной необратимой локализации тока в «возмущенной» подсистеме с потерей управляемости по затвору, происходящей не непосредственно после включения шунтирующей цепи, а через 1,0–1,5 мкс с этого момента, когда ячейки подсистемы оказываются в условиях начала ДПП. Такой же эффект имеет место и при сниженном до 1,25 кВ рабочем напряжении; тогда при неоднородности $\Delta \tau_h / \tau_{h0} = 10 \%$ предельная плотность выключаемого тока, усредненная по площади A_Σ , составляет

$J_{mc} = 71 \text{ A/cm}^2$. Временные диаграммы для критического случая ($70,5 \text{ A/cm}^2$) приведены на рис. 65, а концентрационно-полевая динамика (в сечении вдоль оси y при $x = 0$) в обеих подсистемах отображена на рис. 66. Неравенство плотностей токов в подсистемах при $t = 0$ по результатам расчета составляет $\approx 9,6 \%$ ($J_0^{(0)} = 69,7 \text{ A/cm}^2$, $J_1^{(0)} = 76,4 \text{ A/cm}^2$), а всплески токов непосредственно после момента $t = 0$ обусловлены процессами экстракции избыточных носителей из p -базовых областей (где времена их жизни, а следовательно, и концентрации также различаются по подсистемам). Наблюдаемые в последующий интервал времени ($0,1 < t < 0,6 \text{ мкс}$) высокочастотные осцилляции плотностей токов на рис. 65, как и ранее на рис. 44, являются хорошо изученным эффектом [7]; на интересующие нас положения границ ОБР они влияния не оказывают.

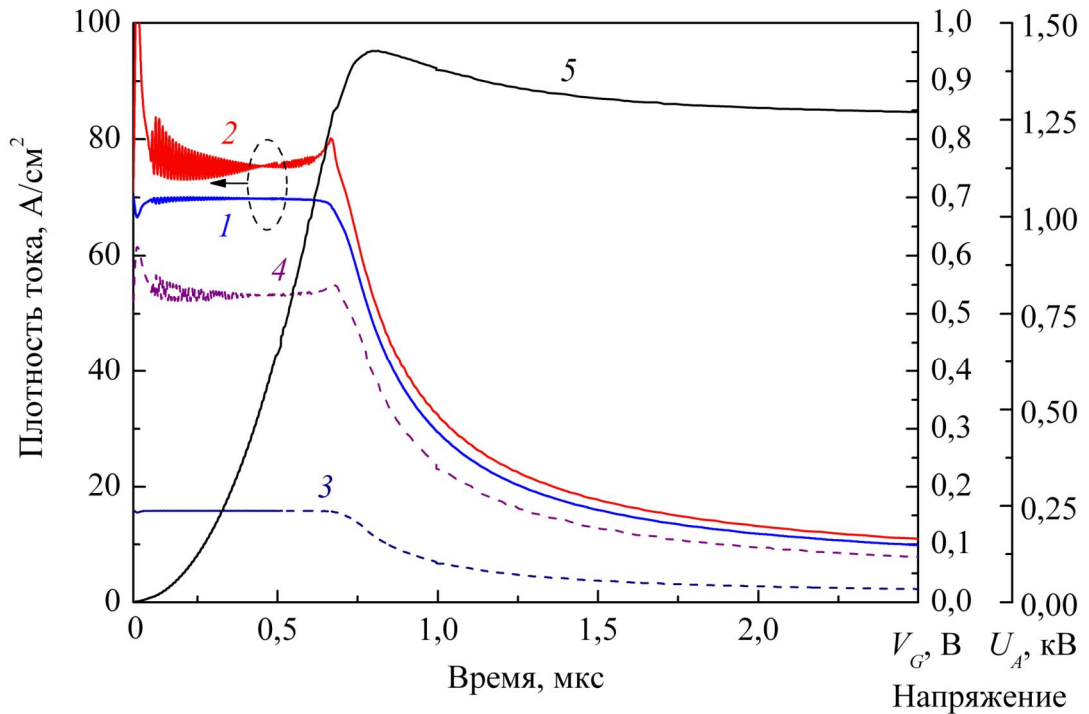


Рис. 65 — Плотности анодных токов (1, 2), напряжения на затворах (3, 4) двух подсистем ячеек и анодное напряжение (5) при запирании вблизи границы ОБР ($70,5 \text{ A/cm}^2$, $1,25 \text{ кВ}$)

Из построений видно, что в момент $t = 0,65 \text{ мкс}$ плотность анодного тока в подсистеме S' достигает максимума; в этот же момент максимума достигает и электронная компонента J_n (кривые 2 на рис. 66). Важным обстоятельством является неравенство этой компоненты нулю на катодной границе n_0 -базы — это свидетельствует о наличии инжекционной составляющей в электронном токе (2.31). В момент максимума (650 нс) ее значение равно $J_n|_{y=y_c} = J_{nc} \approx 3 \text{ A/cm}^2$. Двумерные распределения этой компоненты в ячейках обеих подсистем для данного момента времени показаны на рис. 67 а, б.

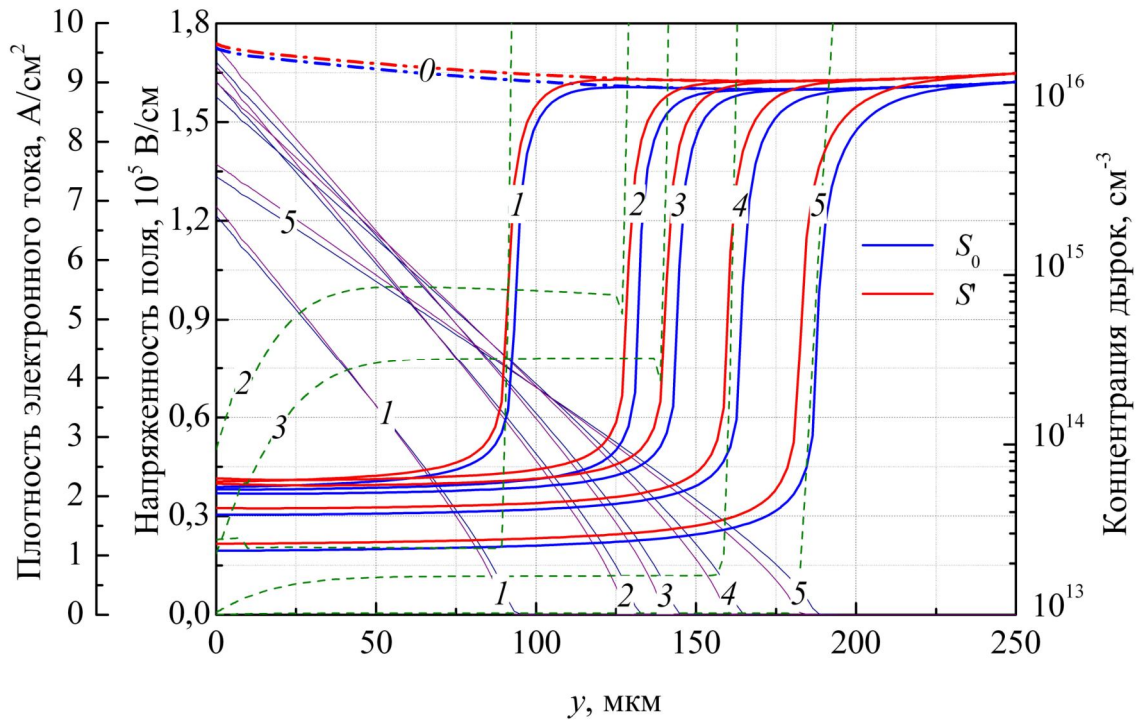


Рис. 66 — Динамика профиля электронно-дырочной плазмы и электрического поля в процессе запирания тока вблизи границы ОБР ($70,5 \text{ A/cm}^2$, $1,25 \text{ кВ}$) по данным двумерного численного моделирования; зелеными штриховыми линиями обозначены распределения электронных компонент плотности тока в подсистеме S' ; нумерация кривых соответствует моментам времени $t = 0$ (0), $0,5 \text{ мкс}$ (1), $0,65 \text{ мкс}$ (2), $0,7 \text{ мкс}$ (3), $0,8 \text{ мкс}$ (4) и $1,0 \text{ мкс}$ (5)

При известном локальном смещении эмиттера (в сечении $x = 0$, которое использовалось при построении зависимостей на рис. 66), принципиально может быть найдена и сопоставлена с теоретическим значением (2.21) плотность тока насыщения J_{sp} этого эмиттера. Однако, поскольку в окрестности эмиттера транспортные процессы существенно неоднородны (см. рис. 67), нет смысла требовать от такой оценки лучшей точности, чем 1 порядок величины (10^{-12} A/cm^2). Тем не менее, несмотря на подобные неизбежные количественные расхождения, сам механизм локализации тока и роли в нем эффектов регенеративного включения эмиттера и лавинного умножения адекватно объясняются на основе аналитической модели. В этом отношении трактовка ее результатов на рис. 44, 45 в главе 3 теперь подтверждена численным моделированием с имитационной полнотой описания.

Если начальный ток удовлетворяет условию $I_A^{(0)}/A_\Sigma > J_{mcc}$, то в некоторый момент времени ($t = 700 \text{ нс}$ для случая $I_A^{(0)}/A_\Sigma = 72 \text{ A/cm}^2$, рис. 68) малая подсистема S' перехватывает ток оставшейся части структуры, что ведет к быстрому росту локальной плотности тока (на рис. 68 а, б максимальное отношение плотностей тока $\sim N = 10$). Траектория процесса выключения в этом случае выходит за границы ОБР, и здесь начинают проявляться сценарии с участием также тепловых эффектов, которые в настоящей работе не рассматриваются.

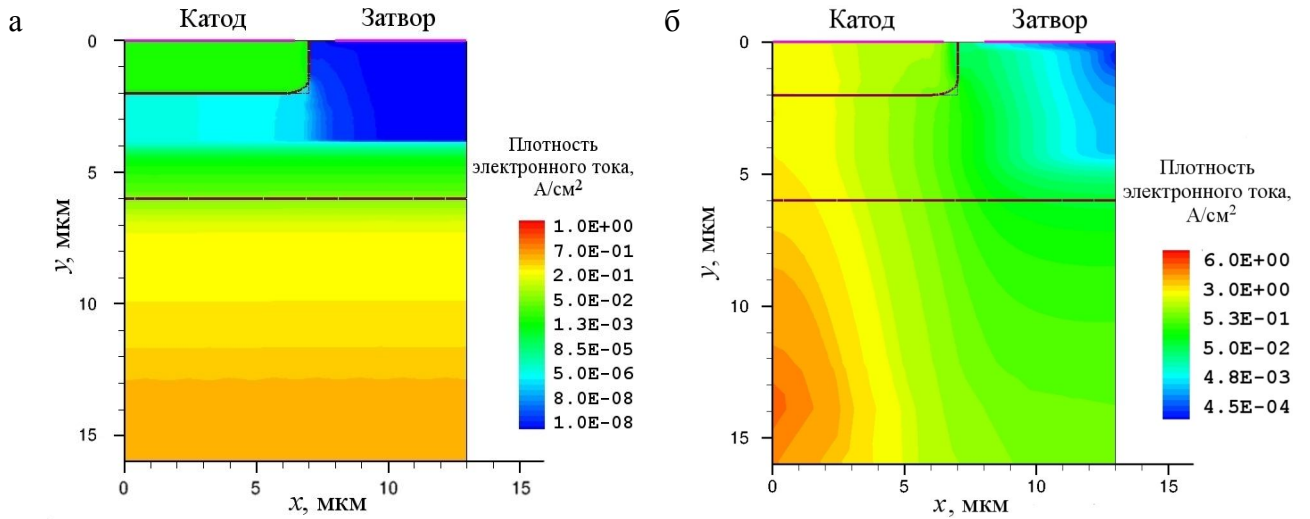


Рис. 67 — Двумерные распределения плотностей электронной компоненты тока в сечениях прикатодных областей ячеек подсистем S_0 (а) и S' (б) в момент $t = 650$ нс

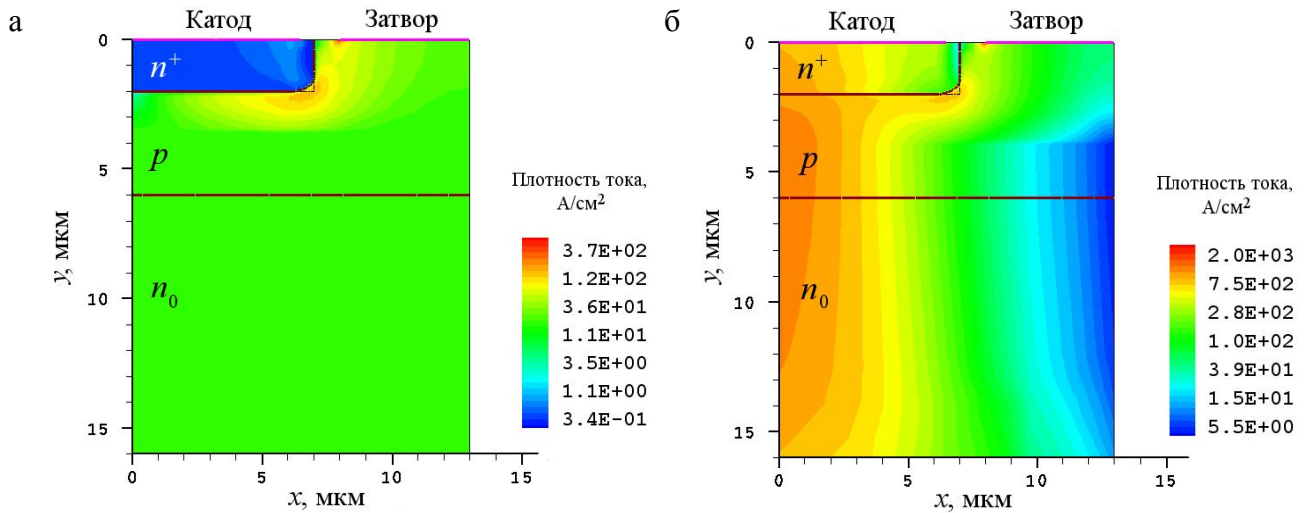


Рис. 68 — Двумерные распределения плотностей полного тока в сечениях прикатодных областей ячеек подсистем S_0 (а) и S' (б) при выключении тока $I_A^{(0)} / A_\Sigma > J_{mcc}$ в момент $t = 700$ нс

4.3.3 Режим выключения с внешним источником запирающего напряжения

Приложение к катодному эмиттерному переходу обратного смещения осуществляется путем коммутации затворов всех тиристорных ячеек на источник отрицательного напряжения V_{ext} (рис. 4, б), например, на батарею заряженных конденсаторов. Условие запираения с коэффициентом $\beta = 1$ реализуется, если ток в цепи затвора будет нарастать достаточно быстро, так чтобы он становился равным току анода еще до начала восстановления блокирующего p – n_0 -перехода. Для выполнения данного требования критически важными являются высокое быстродействие МДП-ключа T_G и малые паразитные индуктивности в цепях от затворов ячеек к источнику запирающего напряжения.

Влияние последовательных сопротивлений в базовых цепях отразится на характеристиках выключения, только когда в подсистеме S' не будет достигнуто условие отсечки инжекции. По сравнению с режимом шунтирования эмиттеров, в данном случае разность потенциалов между внешними выводами затвора и катода является отрицательной и может составлять несколько В. Для конкретных геометрий и параметров структур тиристорных ячеек методом двумерного решения стационарной задачи (о распределении поля и концентраций носителей обоих типов) были найдены предельные обратные смещения n^+p -переходов по условию лавинного пробоя. Они равны 11 В и 20 В соответственно для ячеек на рис. 54 и 55.

При приложении к затворам обратных напряжений в несколько вольт условие отсечки инжекции будет выполняться в обеих подсистемах ячеек S_0 и S' и при значительно больших, по сравнению с режимом шунтирования, падениях напряжения на сопротивлении R_{g1} . Приведенные рассуждения показывают наличие большего запаса по величине выключаемого тока при использовании внешнего источника запирающего напряжения. Количественные сравнения соответствующих величин для всех режимов выключения будут даны ниже. Что же касается характеристик выключения при изначально заданных в п. 4.3.2 условиях (ток нагрузки 80 А и напряжение источника питания 3 кВ), то переходный процесс не сопровождается выраженной локализацией тока (см. кривые 2, 2' на рис. 58). При численном моделировании данного режима запирающее напряжение устанавливалось равным предельной величине –11 В, а эффективное сопротивление R_{g1} также полагалось равным 9,1 мОм·см².

4.3.4 Каскодный режим выключения

Для исследования влияния неидеальных связей ячеек на характеристики выключения интегрального тиристора (рис. 56) в каскодном режиме был предварительно рассмотрен случай нулевого эффективного сопротивления, $R_{g1}=0$. При этом сопротивление внешней цепи затвора, от вывода G до земли, является конечным и определяется заданной величиной R_{DSon} . Во включенном состоянии в катодных n^+ -слоях всех ячеек накапливается инжестированный заряд дырок, а прямое смещение эмиттеров одинаково и равно $V_G^{(0)}$. Непосредственно после замыкания ключа T_G и размыкания T_E инжекционные токи полностью прерываются, и катоды ячеек оказываются под одним и тем же отрицательным «плавающим» потенциалом –0,736 В относительно затвора S_0 . Смещение эмиттеров в ячейках подсистем S_0 и S' остается положительным, но меньшим первоначального значения $V_G^{(0)}$ на величину $\sim kT/q$. Обратное восстановление протекает синхронно в обеих подсистемах. Рекомбинация в сильнолегированных эмиттерных слоях с малыми временами жизни, а также токи утечки приводят к разряду емкостей, связанных с эмиттерными переходами, и уменьшению их прямого смещения.

Выполненное численное моделирование для случая неидеальной структуры с конечным сопротивлением R_{g1} обнаруживает существенные различия в динамике процесса запираания в каскодном режиме по сравнению с режимом шунтирования эмиттеров. Смещение эмиттера в ячейке подсистемы S' создается (рис. 57) не только потенциалом общего вывода катода относительно затвора S_0 (непосредственно после начала запираания равным $-0,736$ В), но и падением напряжения на сопротивлении R_{g1} . Достаточно небольшого падения ≈ 20 мВ на этом последовательном сопротивлении, чтобы обеспечить в подсистеме S' близкое к величине $V_G^{(0)}$ смещение эмиттера. В этом случае эмиттер останется в инжектирующем состоянии. Поскольку общая катодная цепь разорвана ключом T_E , полный катодный ток равен нулю, и инжекционный ток ячейки из малой подсистемы может поддерживаться за счет разряда емкости эмиттерного перехода ячейки большой подсистемы, а также за счет тепловой генерации в ее n^+ -слое. В нашем рассмотрении площади подсистем (как и количества ячеек в них) различаются в N раз, что, в свою очередь, определяет плотность электронного инжекционного тока, проходящего через катод в S' . При $N = 10$ подсистема S_0 способна обеспечить лишь кратковременное (в течение 15 нс) продолжение инжекции в малой подсистеме, в результате чего плотность тока J_1 возрастает с начальной величины 80 А/см² до 225 А/см² (кривая 3' на рис. 58), а потенциал катода становится положительным, достигая $0,730$ В. После 15 нс с начала запираания переходный процесс протекает при запертых эмиттерах и равных плотностях токов J_0 и J_1 . Рассчитанные интегральные величины тепловых потерь за операцию выключения равны $320,9$ и $321,2$ мДж/см² для основной и малой подсистем соответственно (плотность потерь в S' выше лишь на $0,1$ %). Таким образом, рассматриваемая конструкция неидеального тиристорного чипа, моделируемого двумя подсистемами ячеек с масштабным фактором $N = 10$, эффективным сопротивлением затвора $9,1$ мОм·см² и сопротивлением управляющих ключей 1 мОм, позволяет успешно коммутировать заданный начальный ток 80 А в каскодном режиме.

С целью определения влияния масштабного фактора N на степень локализации тока и тепловых потерь были дополнительно исследованы случаи $N = 10^2$ и $N = 10^3$. Ток включенного состояния фиксировался (80 А), а эффективные сопротивления варьировались при каждом значении N . При этом диапазон изменения R_{g1} выбирался таким, чтобы падение напряжения на сопротивлении лежало в интервале $0-2$ В при заданном начальном токе. При $N = 10$ локализация тепловых потерь в подсистеме S' остается пренебрежимо малой (менее 1 %) во всем этом диапазоне. Рассчитанные плотности интегральных потерь за операцию выключения для случаев $N = 10^2$ и $N = 10^3$ приведены на рис. 69, а и 69, б соответственно.

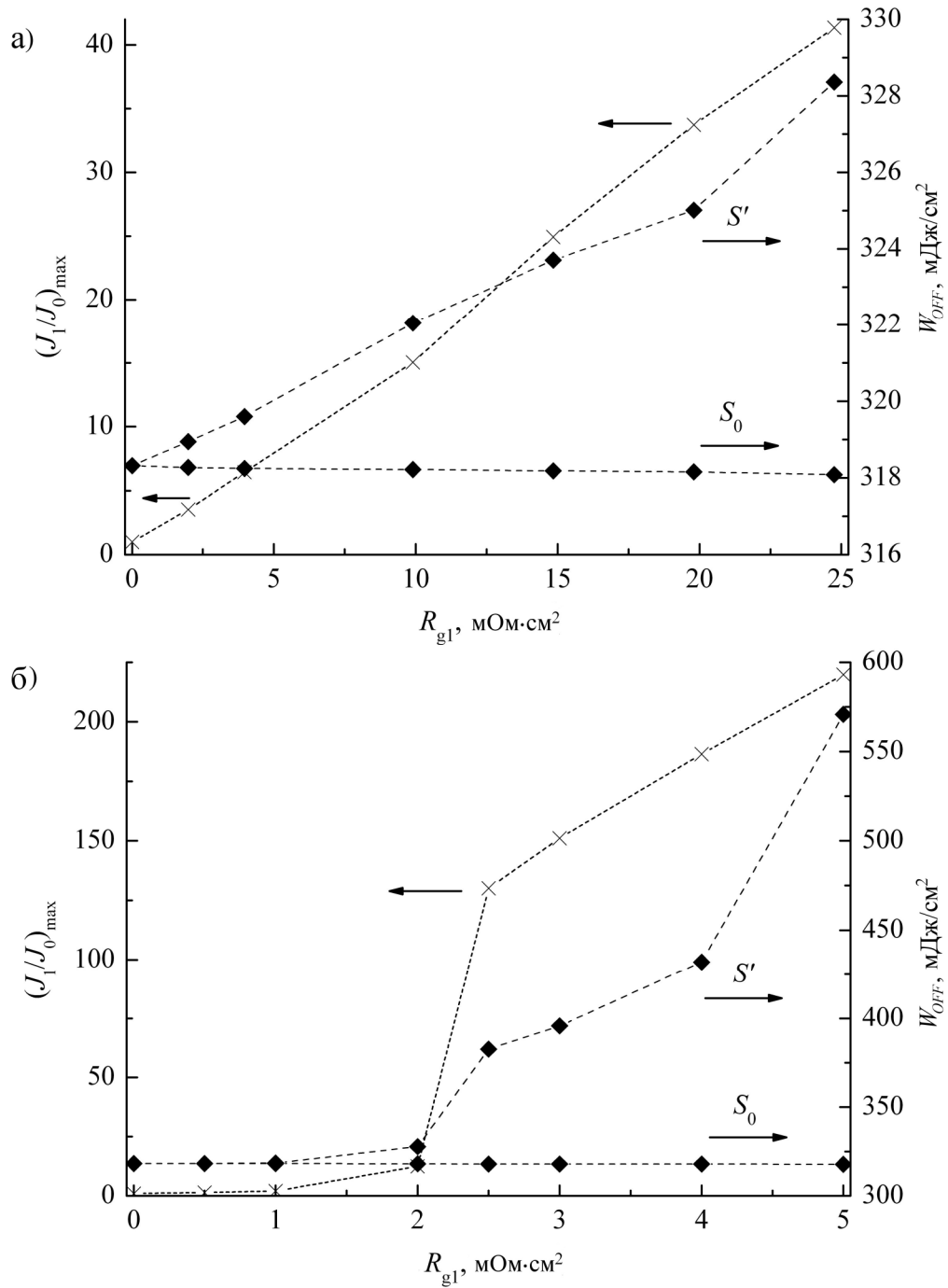


Рис. 69 — Степень локализации тока (слева) и плотность тепловых переходных потерь (справа) в основной и малой подсистемах в каскадном режиме запираания тока 80 А. Отношение площадей подсистем $N = 10^2$ (а) и $N = 10^3$ (б)

С ростом N влияние неидеальных связей ячеек становится все более выраженным. Так, в случае $N = 10^3$ и $R_{gl} = 4 \text{ МОм} \cdot \text{см}^2$ (при таком N через эффективное сопротивление непосредственно после начала запираания протекает ток 0,08 А, создавая падение напряжения 0,32 В) диаграммы плотностей анодных токов J_0 и J_1 качественно подобны приведенным на рис. 58 (кривые 3 и 3'), но максимальная плотность тока в S' превышает таковую в S_0 в 186 раз. Распределения концентраций дырок по глубине n_0 -базы показывают, что в базе ячейки

основной подсистемы (рис.70, а) оттеснение остаточной плазмы сопровождается монотонным смещением границы между областью плазмы и областью пространственного заряда, тогда как в базе S' (рис. 70, б) начинает формироваться новый профиль концентрации вновь инжектированных дырок из-за продолжающейся инжекции электронов со стороны катода (см., например, кривую для $t = 60$ нс). После прерывания инжекции и в подсистеме S' оттеснение плазмы протекает монотонно в обеих подсистемах. Удельная величина интегральных потерь равна $W_{OFF1} = 432$ мДж/см² в S' , тогда как в основной части структуры, S_0 , $W_{OFF0} = 318$ мДж/см². Рост локального тепловыделения на фоне среднего по площади уровня приводит к повышению температуры данного участка кристалла и возрастанию термогенерационных утечек на каждой фазе блокировки напряжения при частотной работе в схеме преобразователя напряжения. Для предотвращения подобного эффекта необходимо ограничивать ток включенного состояния, чтобы снизить падение напряжения на последовательном сопротивлении R_{g1} .

Если ток нагрузки фиксирован, а варьируется только эффективное сопротивление затвора, то получается семейство качественно отличающихся характеристик неоднородного запираания. Различные сценарии, реализующиеся в зависимости от величины R_{g1} , показаны фазовыми траекториями [132] в координатах $J_0 - J_1$ на рис. 71, где кривая 3 отвечает только что рассмотренному случаю. В начальном состоянии обе подсистемы включены, и поскольку управляемые ячейки идентичны, а сопротивление R_{c1} пренебрежимо мало, справедливо равенство $J_0 = J_1$. В переходном процессе однородное распределение тока по площади идеальной структуры ($R_g = 0$) означает равенство плотностей тока J_0 и J_1 в течение всего процесса выключения (прямая линия 1). Локализация тока в S' из-за продолжающейся инжекции электронов (при $R_g > 0$) выражается в отклонении фазовой траектории от прямой линии. Если с течением времени в малой подсистеме эмиттер все же запирается, то траектория возвращается к прямой (линии 2, 3). Сценарий, соответствующий линии 4, однозначно характеризуется как аварийный (см. п. 4.3.5), в то время как допустимость траекторий вида 2 или 3 определяется по соотношению переходных потерь за операцию выключения.

Учитывая ранее проведенные рассуждения в п. 3.3.1, значения $N = 10^3$ и 10^2 следует считать менее реалистичными, чем $N = 10$; такие масштабные факторы соответствуют предельным случаям одной или нескольких наиболее удаленных (краевых) ячеек с большими последовательными сопротивлениями базовых шин. Задавать отношение $N \sim 10^2 - 10^3$ целесообразно для адекватного учета, например, технологических дефектов металлизации в тиристорном чипе.

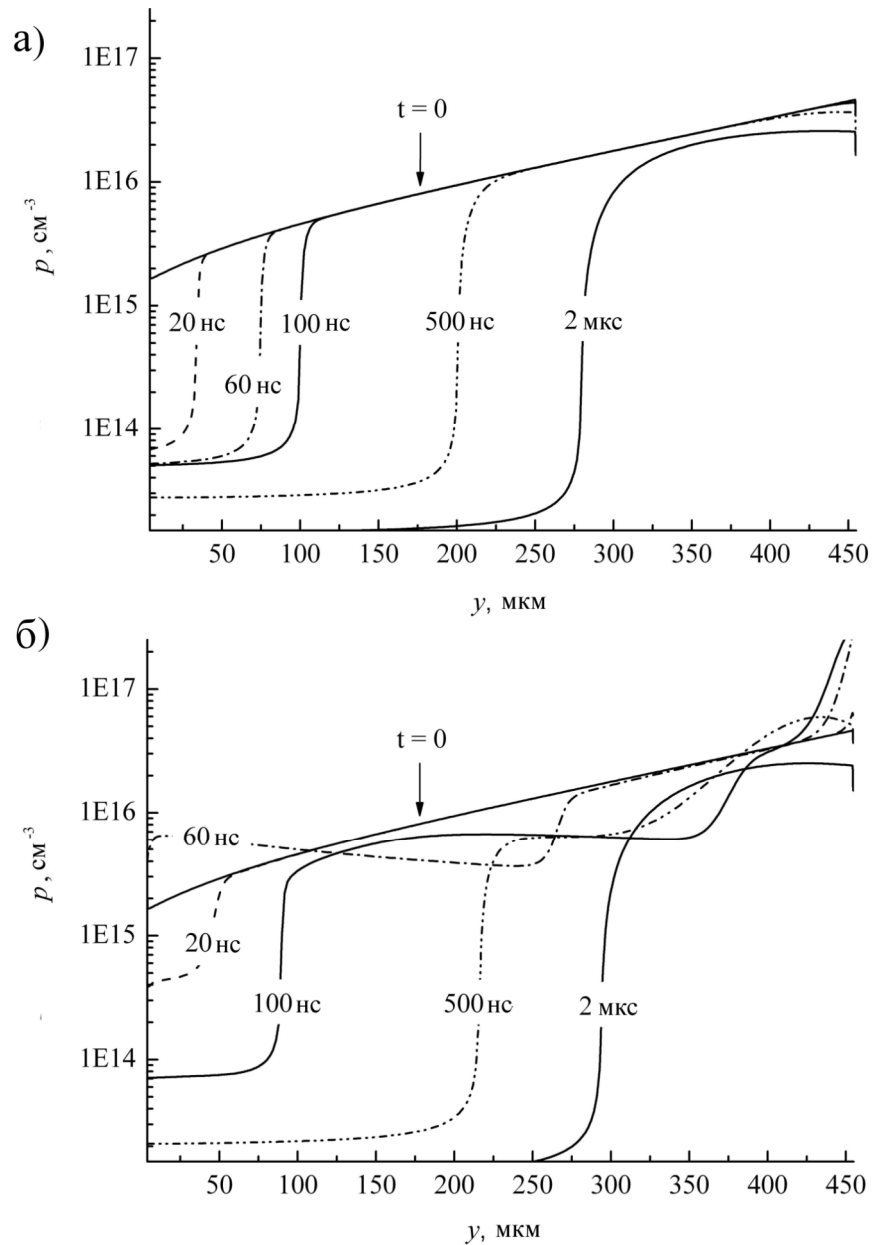


Рис. 70 — Распределения концентраций дырок в базах ячеек подсистем S_0 (а) и S' (б), построенные в вертикальном сечении n_0 -базы ячейки, на расстоянии 5 мкм от оси n^+ -эмиттера

После рассмотрения простейшего случая с двумя подсистемами уместно вернуться к более близкой к реальному чипу модельной системе (рис. 60) и рассчитать переходный процесс для нее в каскадном режиме запираания. Мы вновь видим, что между конкурирующими подсистемами происходит последовательное перераспределение тока с нарастанием его амплитуды в направлении крайней подсистемы S_4 (рис. 72). И в этом случае в ней наблюдается наибольшая степень локализации тока, а значит, и энергии тепловых потерь. Эффективное сопротивление специально выбрано увеличенным, чтобы продемонстрировать многократную (10–15 раз) локализацию тока. Прерывание тока катода транзисторным ключом T_E ведет равенству нулю суммы интегральных токов электродов катода всех подсистем. С учетом соотношения площадей $A_0/A_{1,2,3,4} \approx 10^2$, по данным рис. 72 легко проверяется соблюдение этого

условия, причем токи катодов малых подсистем отрицательны, тогда как в основной подсистеме ток катода положителен в соответствии с обсуждавшимися выше закономерностями для случая двух подсистем.

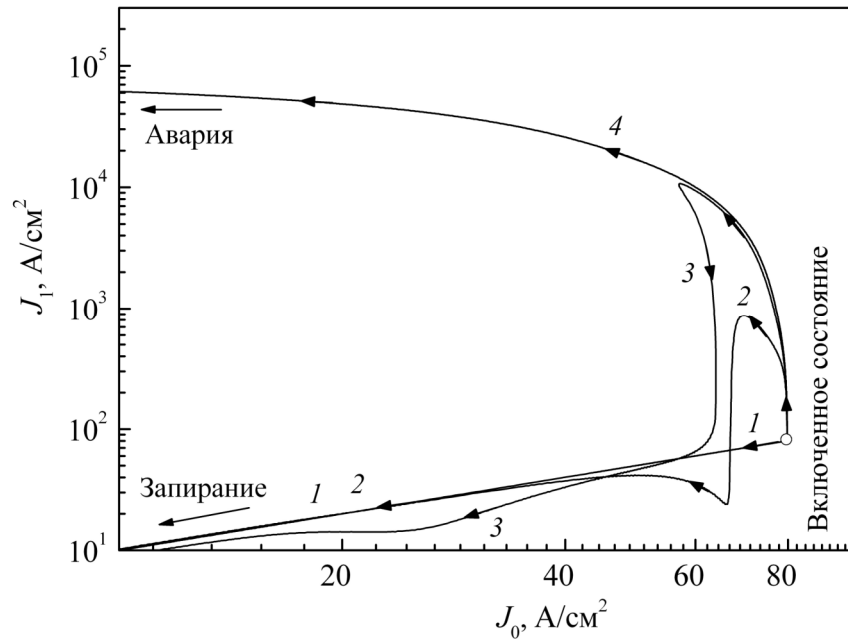


Рис. 71 — Траектории выключения интегрального тиристора с двумя группами управляемых ячеек при максимальном отношении их рабочих площадей ($N = 10^3$). Цифрами отмечены траектории для случаев различных эффективных сопротивлений цепи затвора: 1 – $R_g = 0$ (идеальная структура), 2 – $R_g = 2 \text{ мОм} \cdot \text{см}^2$, 3 – $R_g = 4 \text{ мОм} \cdot \text{см}^2$, 4 – $R_g = 8 \text{ мОм} \cdot \text{см}^2$

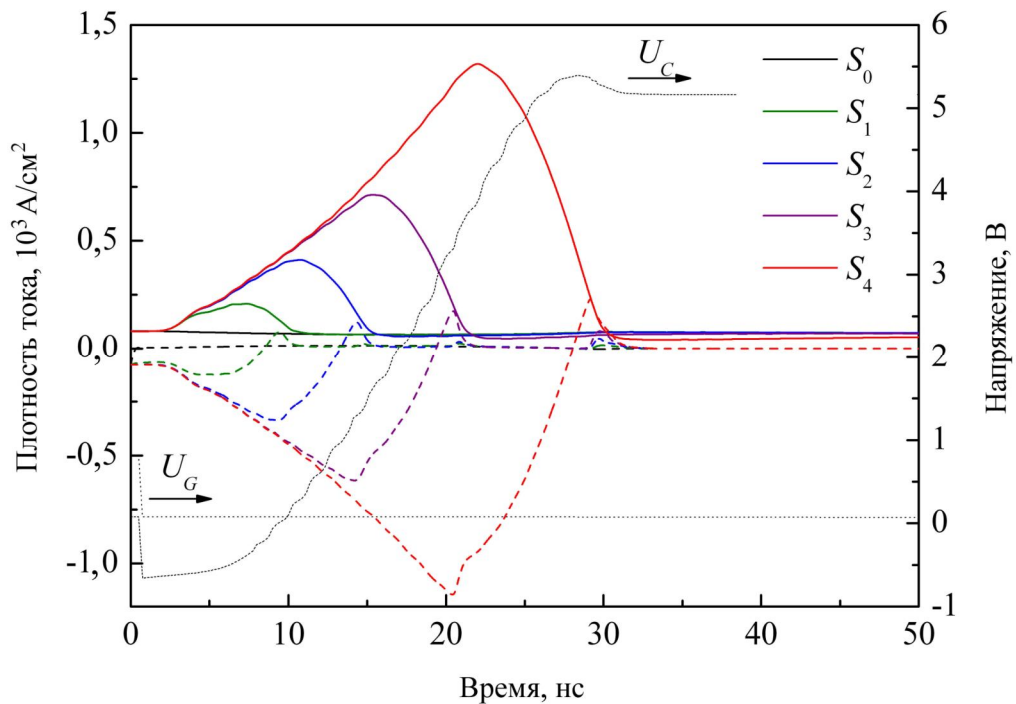


Рис. 72 — Плотности анодных (сплошные линии) и катодных (штриховые линии) токов, а также потенциалы внешних выводов затвора и катода в процессе каскадного выключения системы на рис. 59 (начальный ток 80 А, сопротивления между подсистемами 250 мОм)

4.3.5 Сравнительный анализ по предельному коммутируемому току

Проведенные расчеты для конкретной структуры тиристорного типа (рис. 56 с заданными параметрами $N = 10$ и $R_{g1} = 9,1 \text{ мОм} \cdot \text{см}^2$) дают основание утверждать, что при рабочем напряжении $U_{st} = 3 \text{ кВ}$ начальный ток нагрузки плотностью 80 А/см^2 выключается без выхода за пределы области безопасной работы во всех трех исследованных режимах запираания.

Для нахождения предельных ограничений по выключаемому току была проведена серия расчетов переходных процессов в режимах №1, 2 и 3, и в каждом из них определен максимальный ток, который может быть выключен без возникновения необратимой локализации тока в малой подсистеме S' . Полученные значения приведены в таблице 6.

Шунтирование эмиттеров по цепи затвора с ключом T_G ($R_{D\text{Son}} = 1 \text{ мОм}$) позволяет запира́ть ток плотностью не более 80 А/см^2 . Приложение запирающего напряжения $V_{ext} = -11 \text{ В}$ обеспечивает выключение токов до 1050 А/см^2 при напряжении питания $U_{st} = 3 \text{ кВ}$. Большая плотность тока экстракции дырок в n_0 -базе обуславливает повышение напряженности электрического поля у коллекторного перехода до $2,0 \cdot 10^5 \text{ В/см}$, инициируя интенсивный ДЛП и связанные с ним особенности характеристик выключения [45] – многократное динамическое перераспределение тока между подсистемами. Через 3 мкс после начала запираания всплески тока в S'' прекращаются, и дальнейший процесс выключения протекает при одинаковых плотностях тока: $J_0 \approx J_1$. Влияние динамического пробоя ослабляется при сниженном напряжении ($U_{st} = 1,5 \text{ кВ}$); тогда величина J_{mcc} повышается до 1160 А/см^2 . Найденные таким образом предельные плотности выключаемого тока, естественно, соответствуют случаям токовой перегрузки и характеризуют верхние границы областей, в пределах которых сохраняется возможность управления процессом выключения по затвору.

Таблица 6 — Предельный выключаемый анодный ток для трех различных режимов запираания интегрального тиристора в условиях токовой перегрузки

$U_{st}, \text{ кВ}$	$J_{mcc}, \text{ А/см}^2$		
	Режим №1	Режим №2	Режим №3
3,0	80	1050	950
1,5	80	1160	1040

Для безопасного осуществления каскодного режима выключения существенную роль играет величина обратного смещения эмиттера ячейки подсистемы S_0 . Для случая неидеальной структуры каскодное выключение сопровождается увеличением потенциалов катода и затвора в S' относительно земли, тогда как потенциал затвора в S_0 остается близким к нулю –

так как его надежное «заземление» обеспечивается открытым ключом T_G с сопротивлением 1 мОм. В результате эмиттер в S_0 и смещается в обратном направлении. Если в области с наиболее сильным электрическим полем начнется лавинный пробой n^+p -перехода, то инжекционный электронный ток эмиттера в S' будет обеспечиваться током пробившегося эмиттера подсистемы S_0 . Основная часть полного тока в этом случае будет протекать по пути от анода к катоду ячейки незапертой подсистемы S' , далее через катод и затвор S_0 и ключ T_G . Такой сценарий для структуры с отношением площадей подсистем $N = 10^3$ реализуется уже при плотности тока $J_A^{(0)} = 80 \text{ А/см}^2$ (см. рис. 71, траектория 4), а для структуры с $N = 10$ – при более чем на порядок высокой, сравнимой с предельным значением J_{mcc} в режиме №2 (IGCT). Рассчитанные временные зависимости анодных токов и напряжений на катоде и затворах ячеек для случая $J_A^{(0)} = 1 \text{ кА/см}^2$ и $U_{st} = 3 \text{ кВ}$ приведены на рис. 73. Падение напряжения на структуре после локализации тока задается подсистемой S' и не превышает 400 В, далее насыщаясь на уровне $\approx 330 \text{ В}$, т. е. достижение блокировки напряжения источника становится невозможным.

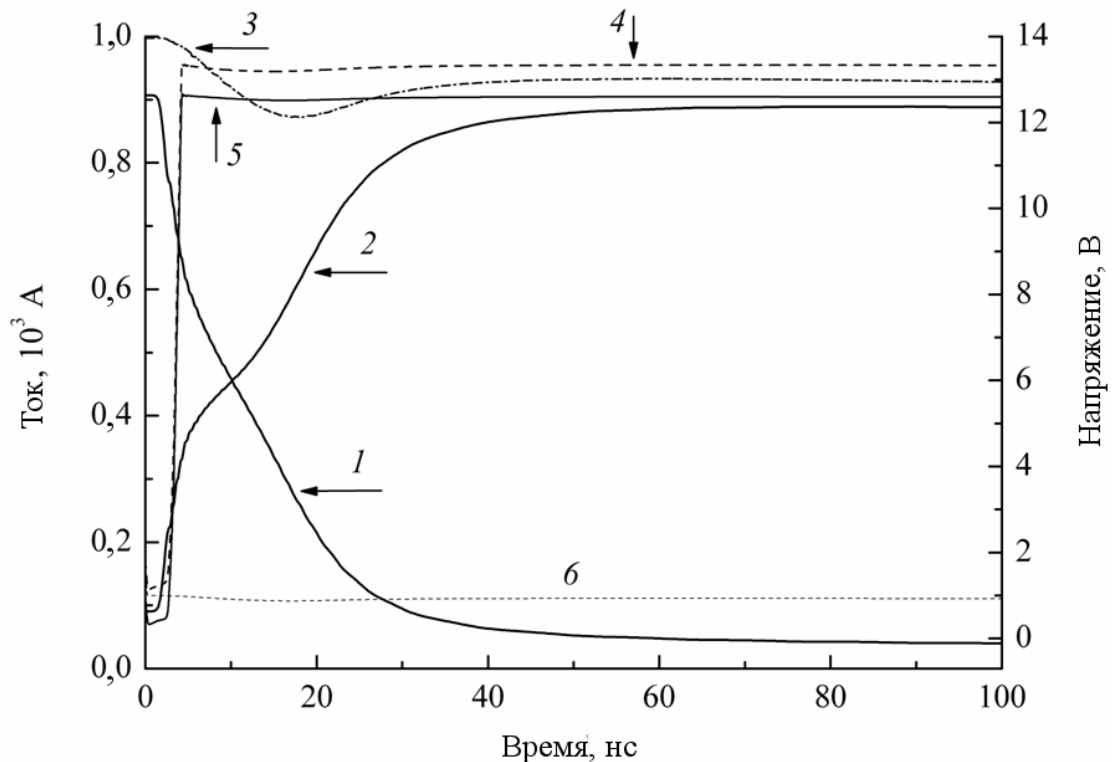


Рис. 73 — Каскодный режим записания при токовой перегрузке. Цифрами обозначены временные зависимости: 1 – I_0 ; 2 – I_1 ; 3 – $I_0 + I_1$; 4 – V_{G1} ; 5 – V_C ; 6 – V_{G0}

Предельные характеристики токовой перегрузки для каскодного режима выключения резко снижаются при переходе к конструкциям с увеличенным отношением площадей подсистем, что согласуется с отмеченной в п. 4.3.4 закономерностью. Например, при $N = 10^2$ и

$R_{g1} = 10 \text{ мОм} \cdot \text{см}^2$ пробой эмиттера в основной подсистеме, обеспечивающий инжекционный ток для эмиттера малой подсистемы и приводящий к невозможности запираания последней, возникает при выключении тока нагрузки плотностью 250 А/см^2 . При сниженном до $1,5 \text{ кВ}$ напряжении источника питания предельная плотность тока возрастает до 290 А/см^2 .

4.4 Выводы по главе 4

В начале данной главы было исследовано влияние технологических параметров диодных структур на их статические и переходные характеристики. Основной вывод этого анализа состоит в том, что снижение эффективности инжекции анодного эмиттера либо создание профильного распределения времени жизни в базе с минимумом у p^+-n -перехода необходимы для удовлетворения противоречивых требований к быстродействующим встречно-параллельным диодам.

Далее с помощью имитационного численного моделирования были исследованы номинальный рабочий и семейство аварийных сценариев выключения при различных параметрах неидеального тиристорного микрочипа в трех режимах запираания – управляемом шунтировании эмиттеров дискретным сильноточным МДП-транзистором, приложении отрицательного смещения к затвору от внешнего источника и каскодном прерывании тока катода. При анализе результатов моделирования были подтверждены выводы предыдущей главы о критическом влиянии последовательных сопротивлений в базовых цепях ячеек на характеристики процесса выключения, а также обнаружен ряд новых, не наблюдавшихся ранее эффектов взаимодействия подсистем через электрод катода при каскодном запираании.

Сильное влияние неидеальных связей ячеек по затвору для рассмотренного представителя класса БПМЗ обусловлено использованием в нем общих для всех ячеек внешних управляющих ключевых элементов. При шунтировании эмиттеров возможны неодинаковые их смещения в различных ячейках, в результате чего не достигается одновременное прерывание инжекции во всех приборных ячейках тиристорного чипа. Для каскодного режима запираания обнаружена критическая роль отношения площадей составляющих прибор подсистем в реализации возможных сценариев переходного процесса. При этом локализация тока возникает при значительно меньшем последовательном сопротивлении (соответствующем падению напряжения $20\text{--}25 \text{ мВ}$ при протекании по цепи затвора полного анодного тока включенного состояния), по сравнению с режимом «короткого замыкания» эмиттеров. Степень локализации тока и переходных тепловых потерь увеличивается при снижении относительной доли площади ячеек, наиболее удаленных от проводящих базовых шин, в рабочей площади всей остальной части структуры S_0 .

Конструктивная неоднородность приборного чипа, более адекватно учитываемая при выборе масштабного фактора $N \approx 10$, обуславливает ограничение плотности коммутируемого тока на уровне 950 А/см^2 в каскодном режиме и 1050 А/см^2 в режиме с отрицательным смещением затвора при рабочем напряжении 3 кВ. Найденные верхние границы по току характеризуют величины запаса по токовой перегрузке, т. е. возможность безопасного выключения токов, значительно превышающих номинальную величину. Этот запас, отсутствующий в режиме управляемого шунтирования эмиттеров, в двух альтернативных режимах составляет приблизительно 1 порядок по току.

При этом в каскодном режиме не требуется дополнительный источник напряжения и, кроме того, реализуются насыщающиеся выходные характеристики включенного состояния. Последнее обстоятельство является существенным с точки зрения защиты биполярного переключателя от последствий коротких замыканий в силовой цепи.

Специально проведенные серии численных экспериментов показали, что разработанный в предыдущей главе аналитический аппарат, несмотря на некоторые количественные расхождения с данными имитационного моделирования по степени локализации тока, адекватно предсказывает все тенденции исследуемого механизма неоднородного запираания НМТ. В случае необходимости учета более сложных типов технологических и конструктивных неоднородностей с различными масштабами, структура теоретической модели допускает введение более чем двух параллельных подсистем управляемых ячеек. При дальнейшей модификации модели она может также применяться и к другим приборам класса двухоперационных биполярных переключателей, в том числе к биполярным транзисторам с изолированными затворами и тиристорам с индивидуальным полевым управлением каждой элементарной ячейкой. В их интегральных схемах, хотя и отсутствуют сильноточные распределенные электроды, имеется система шин МДП-затвора, и неравенство эффективных параметров управляющей цепи для различных ячеек способно негативно отразиться на синхронной модуляции проводимости во всем чипе. Данный эффект может быть количественно исследован с помощью разработанных в данной диссертации подходов.

На основании исследований в данной главе сформулируем следующее положение.

1. Для безопасной реализации каскодного режима выключения интегрального тиристора величина обратного смещения управляемого эмиттерного перехода в подсистеме с наибольшей рабочей площадью, определяемая эффективным сопротивлением распределенных электродов затвора и масштабным фактором отношения площадей подсистем, не должна достигать напряжения пробоя этого перехода.

Результаты двух последних глав обосновывают второе положение.

2. Эффекты перераспределения и локализации тока в пространственно-неоднородной структуре биполярного переключателя с технологическими неоднородностями параметров могут быть адекватно описаны путем представления ее в виде связанных по напряжению подсистем неодинаковой рабочей площади с различающимися параметрами управляемых ячеек и их электрических связей с внешними выводами интегрального чипа.

Применение разработанной модели возможно и в качестве самостоятельного исследовательского инструмента, и как средства планирования полномасштабных численных и натурных экспериментов, а также для адекватной интерпретации их результатов.

Результаты настоящей главы диссертации опубликованы в работах [122,123,127,132].

Заключение

Ниже перечисляются основные результаты диссертационной работы, свидетельствующие о полноте решения поставленных во введении задач.

1. Построена компактная аналитическая модель, позволившая провести сравнительный анализ всевозможных вариантов структур биполярных переключателей с микрозатворами в отношении предельной коммутируемой мощности и границ области их безопасной работы, обусловленных входением в динамический лавинный пробой на стадии выключения. Исследовано влияние двух факторов на положение границ ОБР – соотношения типов экстрагируемых носителей и затвора и соотношения коэффициентов ударной ионизации носителей в структурах на основе Si и 4H-SiC.

Выполненный анализ показал, что для кремниевых структур предельная плотность коммутируемой при выключении мощности может быть повышена в 10 раз в случае реализации экстракции основных носителей, и при том менее активных при ударной ионизации, по сравнению со случаем структуры с экстракцией неосновных носителей. Для карбида кремния при таком выборе типа структуры плотность мощности достигает значений ~ 200 МВт/см², играющих роль верхнего теоретического предела плотности коммутируемой мощности по отношению к ДПП.

2. Построена обобщенная модель процесса запираания биполярного переключателя с распределенными микрозатворами. Ее отличительная особенность состоит в совместном учете биполярного состава тока в области объемного заряда (с электронными вкладами токов ударной ионизации и инжекции) и эволюции формы распределения электрического поля в ней (в том числе, в условиях ненасыщенного дрейфа носителей) при различных соотношениях концентраций связанных и свободных зарядов обоих знаков. Модель допускает описание динамики выключения прибора в силовой цепи любого типа.

3. Теоретически обоснован выбор типа структуры биполярного переключателя с точки зрения минимизации переходных тепловых потерь за операцию выключения и указан путь к снижению переходных потерь, основанный на переходе к новому типу структуры с экстракцией основных носителей при выключении.

4. Предложена универсальная модель с аналитической постановкой задачи, объясняющая роли технологических и конструктивных несовершенств реальных структур в ограничении области их безопасной работы. На примере тиристорного микрочипа с внешним полевым управлением найдены количественные границы ОБР по выключаемому току. Установ-

лены критерии регенеративного включения управляемых эмиттеров, возникновения динамического лавинного пробоя и других эффектов, сопровождающихся локализацией тока и способных привести к выходу прибора из строя. Теоретические предсказания ограничений ОБР и аварийных сценариев, связанных с выходом за эти ограничения, подтверждаются данными имитационного компьютерного моделирования.

5. Показаны пути повышения однородности модуляции проводимости в биполярных переключателях с большой рабочей площадью посредством компенсации влияния сопротивлений распределенных электродов для периферийных групп управляемых ячеек. При такой компенсации предельная плотность коммутируемого тока может быть повышена на $\approx 19\%$ при увеличении удельных статических потерь лишь на $0,3\%$ и переходных потерь на $1,3\%$. Данный прием реализуем технологически и может быть рекомендован для подавления эффектов грубых конструктивных поперечных неоднородностей в интегральных чипах, а также неидеальных электрических связей их управляемых ячеек.

6. Исследованы статические и динамические характеристики быстродействующего диода, предназначенного для работы совместно с мощным биполярным переключателем (интегральным тиристором или биполярным транзистором с изолированным затвором) в инверторе напряжения. Обоснована необходимость уменьшения концентрации инжектированной плазмы у анода, например, путем снижения инжектирующей способности анодного эмиттера (уровень легирования p' -слоя у поверхности структуры должен составлять $5 \cdot 10^{15} - 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Для обеспечения «мягкости» процесса восстановления, наибольшего быстродействия и в то же время минимизации суммарных энергетических потерь время жизни высокого уровня инжекции в базе кремниевого диода может выбираться в диапазоне 6–9 нс.

7. При помощи имитационного численного моделирования проанализированы номинальный рабочий и семейство аварийных сценариев выключения при различных параметрах неидеального тиристорного микрочипа в трех режимах запираания – управляемом шунтировании эмиттеров внешним сильноточным МДП-транзистором, приложении отрицательного смещения к затвору от внешнего источника и каскодном прерывании тока катода. Найденные верхние границы по выключаемому току в каскодном режиме и при отрицательном запирающем потенциале характеризуют величины запаса по токовой перегрузке, т. е. возможность безопасного выключения токов, значительно превышающих номинальную величину. Этот запас, отсутствующий в режиме управляемого шунтирования эмиттеров, в двух альтернативных режимах составляет 1 порядок по току.

Для каскодного режима запираания обнаружена критическая роль отношения площадей составляющих прибор подсистем в реализации сценариев переходного процесса. Показана возможность опасной локализации тока, относительная величина которой снижается

при уменьшении отношения площадей основной и «возмущенной» подсистем интегрального тиристорного чипа.

Работа выполнялась при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект 07-08-00689-а, «Теоретическое исследование и моделирование номинальных и предаварийных режимов сильноточных полупроводниковых приборов нового поколения»), Фонда содействия развитию малых форм предприятий в научно-технической сфере (Госконтракт № 9578р/14221 от 01.08.2011 г., проект «Разработка расчетно-теоретического базиса для создания новых биполярных переключающих приборов интегральной силовой электроники») и ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2013 годы» (Госконтракт № 02.526.12.6016 от 28.09.2009 г., тема «Разработка конструкции и технологии производства нового энергосберегающего прибора силовой электроники – интегрального тиристорного модуля с полевым управлением»).

Автор считает приятным долгом выразить глубокую благодарность своему научному руководителю доктору физ.-мат. наук, профессору Андрею Васильевичу Горбатюку и заведующему лабораторией Мощных полупроводниковых приборов ФТИ им. А. Ф. Иоффе академику РАН Игорю Всеволодовичу Грехову за неоценимую поддержку и всестороннюю помощь на протяжении всей совместной работы. Автор признателен также заведующему кафедрой твердотельной электроники СПбГПУ доктору физ.-мат. наук, профессору Р. П. Сейсяну, старшему научному сотруднику ФТИ им. А. Ф. Иоффе, кандидату физ.-мат. наук А. В. Рожкову и доценту кафедры радиотехнической электроники СПбГЭТУ «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина) кандидату технических наук Б. В. Иванову.

Список использованных источников

1. Тучкевич, В. М. Силовая полупроводниковая преобразовательная техника [Текст] / В. М. Тучкевич // ФТП. – 1977. – Т. 11. – Вып. 11. – С. 2065–2071.
2. Грехов, И. В. Силовая полупроводниковая электроника и импульсная техника [Текст] / И. В. Грехов // Вестник РАН. – 2008. – Т. 78. – №2. – С. 106–131.
3. Brown, E. R. Megawatt solid-state electronics [Text] / E. R. Brown // Solid-State Electronics. – 1998. – Vol. 42. – P. 2119–2130.
4. Baliga, B. J. Fundamentals of power semiconductor devices [Text] / B. J. Baliga. – NY: Springer Science + Business Media, LLC, 2008. – 1069 p.
5. Джентри, Ф. Е. Управляемые полупроводниковые вентили [Текст] / Ф. Е. Джентри, Ф. В. Гутцвиллер, Н. Голоныяк [и др.]. – М.: Мир, 1967. – 455 с.
6. Arrillaga, J. Flexible power transmission: the HVDC options [Text] / J. Arrillaga, Y. H. Liu, and N. R. Watson. – Chichester: John Wiley & Sons, Ltd, 2007. – 374 p.
7. Lutz, J. Semiconductor power devices: physics, characteristics, reliability [Text] / J. Lutz, H. Schlangenotto, U. Scheuermann [et al.]. – Berlin: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2011. – 608 p.
8. Becke, H. W. Power MOSFET with an anode region [Text] / H. W. Becke and C. F. Wheatley Jr. // US Patent No. 4,364,073. – Dec. 14, 1982. – Filed Mar. 25, 1980.
9. Baliga, B. J. Insulated gate rectifier (IGR): a new power switching device [Text] / B. J. Baliga, M. S. Adler, P. V. Gray [et al.] // IEEE IEDM Digest. – 1982. – P. 264–267.
10. Huang, S. A dynamic n -buffer insulated gate bipolar transistor [Text] / S. Huang, K. Sheng, F. Udrea [et al.] // Solid-State Electronics. – 2001. – Vol. 45. – P. 173–182.
11. Huang, S. The injection efficiency controlled IGBT [Text] / S. Huang, G. A. J. Amaratunga, and F. Udrea // IEEE Electron Device Lett. – 2002. – Vol. 23. – No. 2. – P. 88–90.
12. Yuan, X. On-state analytical modeling of IGBTs with local lifetime control [Text] / X. Yuan, F. Udrea, L. Coulbeck [et al.] // IEEE Trans. Power Electronics. – 2002. – Vol. 17. – No. 5. – P. 815–823.
13. Yamada, J. Next generation high power dual IGBT module with CSTBT chip and new package concept [Text] / J. Yamada, S. Saiki, T. Matsuoka [et al.] // Proc. Power Electronics and its Applications in Motion and Energy Management Conf. PCIM Europe 2002 (Nuremberg, Germany, 2002). – P. 1–11.

14. Чернявский, Е. В. МОП-тиристор – перспективный прибор силовой электроники [Текст] / Е. В. Чернявский, В. П. Попов, Ю. С. Пахмутов [и др.] // Микроэлектроника. – 2002. – Т. 31. – Вып. 5. – С. 1–6.
15. Baliga, B. J. The MOS-gated emitter switched thyristor [Text] / B. J. Baliga // IEEE Electron Device Lett. – 1990. – Vol. EDL-11. – No. 2. – P. 75–77.
16. Huang, S. A comparative investigation of the MCST with MCT and IGBT [Text] / S. Huang, F. Udrea, and G. A. J. Amaratunga // Solid-State Electronics. – 2003. – Vol. 47. – P. 1429–1436.
17. Temple, V. A. K. MOS-controlled thyristors – a new class of power devices [Text] / V. A. K. Temple // IEEE Trans. Electron Devices. – 1986. – Vol. 33. – No. 10. – P. 1609–1618.
18. Gruening, H. Hard drive of high-power GTOs: Better switching capability obtained through improved gate-units [Text] / H. Gruening and A. Zuckerberger // IEEE Industry Applications Conf. Record, 31st IAS Annual Meeting IAS'96 (San Diego, USA, 1996). – Vol. 3. – P. 1474–1480.
19. Gruening, H. A modern low-loss high turn-off capability GCT gate drive concept [Text] / H. Gruening and K. Koyanagi // Proc. European Conf. on Power Electronics and Applications (Dresden, Germany, 2005). – P. 1–10.
20. Schuetze, T. The new 6.5 kV IGBT module: a reliable device for medium voltage applications [Text] / T. Schuetze, H. Berg, and O. Schilling // Proc. Power Electronics and its Applications in Motion and Energy Management Conf. PCIM Europe 2001 (Nuremberg, Germany, 2001). – P. 1–10.
21. Vellvehi, M. Design considerations for 6.5 kV IGBT devices [Text] / M. Vellvehi, D. Flores, X. Jorda [et al.] // Microelectronics Journal. – 2004. – Vol. 35. – P. 269–275.
22. Wolley, E. D. Gate turn-off in p–n–p–n devices [Text] / E. D. Wolley // IEEE Trans. Electron Devices. – 1966. – Vol. ED-13. – P. 590–597.
23. Дерменжи П. Г. Силовые запираемые тиристоры за рубежом [Текст] / П. Г. Дерменжи, А. И. Приходько, В. Б. Потапчук // Электротехническая промышленность. – 1987. – Вып. 4 (14): Серия 05: Полупроводниковые силовые приборы и преобразователи на их основе. Обзор. информ. – С. 1–68.
24. Грехов, И. В. Тиристоры, выключаемые током управления [Текст] / И. В. Грехов, И. А. Линийчук. – Л.: Энергоатомиздат, 1982. – 96 с.
25. Sze, S. M. Physics of semiconductor devices [Text] / S. M. Sze, Kwok K. Ng. – Third edition. – Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, Ltd, 2007. – 815 p.

26. Грехов, И. В. Статические и динамические характеристики мощного интегрального тиристора с внешним полевым управлением [Текст] / И. В. Грехов, Т. Т. Мнацаканов, С. Н. Юрков [и др.] // ЖТФ. – 2005. – Т. 75. – Вып. 7. – С. 80–87.
27. Грехов, И. В. Исследование статических характеристик и особенностей процесса переключения интегрального тиристора с внешним полевым управлением [Текст] / И. В. Грехов, Л. С. Костина, А. В. Рожков [и др.] // ЖТФ. – 2008. – Т. 78. – Вып. 12. – С. 78–84.
28. Fletcher, R. G. Switching behaviour of GTO cascode switches [Text] / R.G. Fletcher // IEEE Industry Applications Conf. Record, 23 IAS Annual Meeting (Minneapolis, USA, 1988). – Vol. 1. – P.633–637.
29. Li, Y. Experimental and numerical study of the emitter turn-off thyristor (ETO) [Text] / Y. Li, A. Q. Huang, and K. Motto // IEEE Trans. Power Electronics. – 2000. – Vol. 15. – No. 3. – P. 561–574.
30. Грехов, И. В. Исследование каскодного режима выключения интегральных тиристорov с внешним полевым управлением [Текст] / И. В. Грехов, А. В. Рожков, Л. С. Костина [и др.] // ЖТФ. – 2010. – Т. 80. – Вып. 1. – С. 155–158.
31. Baliga, B. J. Advanced high voltage power device concepts [Text] / B. J. Baliga. – NY: Springer Science + Business Media, LLC, 2011. – 568 p.
32. Weber, A. 10 kV power semiconductors: a breakthrough for 6.9 kV medium voltage drives [Text] / A. Weber and S. Eicher // Proc. 14th Int. Symp. on Power Semiconductor Devices and ICs ISPSD 2002 (Santa Fe, USA, 2002). – P. 45–48.
33. Тучкевич, В. М. Новые принципы коммутации больших мощностей полупроводниковыми приборами [Текст] / В. М. Тучкевич, И. В. Грехов. – Л.: Наука, 1988. – 117 с.
34. Chow, T. P. High-voltage SiC and GaN power devices [Text] / T. P. Chow // Microelectronic Engineering. – 2006. – Vol. 83. – P. 112–122.
35. Chen, D. Y. RBSOA characterization of GTO devices [Text] / D. Y. Chen, G. Carpenter, and F. C. Lee // IEEE Trans. Power Electron. – 1994. – Vol. 9. – No. 4. – P. 443–448.
36. Hagino, H. An experimental and numerical study on the forward biased SOA of IGBTs [Text] / H. Hagino, J. Yamashita, A. Uenishi [et al.] // IEEE Trans. Electron Devices. – 1996. – Vol. 43. – No. 3. – P. 490–500.
37. You, B. Theoretical limitation of the RBSOA of MOS-controlled thyristors [Text] / B. You and A. Q. Huang // Solid-State Electronics. – 1998. – Vol. 42. – P. 785–794.

38. Liu, Y. Reverse-bias safe operation area of large area MCT and IGBT [Text] / Y. Liu, B. You, and A. Q. Huang // Solid-State Electronics. – 2003. – Vol. 47. – P. 1–14.
39. Enea, V. Theoretical study about the RBSOA of a monolithic ESBT (emitter-switched bipolar transistor) versus the saturation level before the switching-off [Text] / V. Enea, D. Kroell, M. Messina [et al.] // Microelectronics Journal. – 2008. – Vol. 39. – P. 890–898.
40. Power electronics handbook: devices, circuits, and applications [Text] / Editor-in-Chief M. H. Rashid. – Second edition. – San Diego: Elsevier/Academic Press, 2007. – 1153 p.
41. IGBT Module MBN500H65E2 Preliminary Specification IGBT-SP-09025 R2 [Electronic resource] / Official web page Hitachi, Ltd. – URL: <http://www.hitachi.co.jp/products/power/pse/images/pdf/igbt/MBN500H65E2.pdf> (access: 17.05.2012).
42. Горбатюк, А. В. Динамика и устойчивость сильноточных инжекционных систем [Текст] : дисс. ... докт. физ.-мат. наук : 01.04.10 / Горбатюк Андрей Васильевич. – СПб., 2002. – 362 с.
43. Sheng, K. Optimum carrier distribution of the IGBT [Text] / K. Sheng, F. Udrea, and G. A. J. Amaratunga // Solid-State Electronics. – 2000. – Vol. 44. – P. 1573–1583.
44. Niedernostheide, F.-J. Avalanche injection and current filaments in high-voltage diodes during turn-off [Text] / F.-J. Niedernostheide, E. Falck, H.-J. Schulze [et al.] // Proc. 7th Int. Seminar on Power Semiconductors ISPS'04 (Prague, Czech Republic, 2004). – P. 75–82.
45. Niedernostheide, F.-J. Periodic and traveling current-density distributions in high-voltage diodes caused by avalanche injection [Text] / F.-J. Niedernostheide, E. Falck, H. J. Schulze [et al.] // Proc. European Conf. on Power Electronics and Applications (Dresden, Germany, 2005). – P. 1–10.
46. Oetjen, J. Current filamentation in bipolar power devices during dynamic avalanche breakdown [Text] / J. Oetjen, R. Jungblut, U. Kuhlmann [et al.] // Solid-State Electronics. – 2000. – Vol. 44. – P. 117–123.
47. Варламов, В. И. Шнурование тока в ррпн-структурах [Текст] / В. И. Варламов, В. В. Осипов, Е. А. Полторацкий // ФТП. – 1969. – Т. 3. – Вып. 7. – С. 950–958.
48. Vashchenko, V. A. Simulation of avalanche injection filamentation in MOSFET's and IGBT's [Text] / V. A. Vashchenko, Y. B. Martynov, and V. F. Sinkevitch // Proc. 27th European Solid-State Device Research Conference ESSDERC (Stuttgart, Germany, 22–24 September, 1997). – P. 316–319.

49. Брылевский, В. И. Механизм локализации тока в процессе включения субмикросекундных модуляторных тиристоров [Текст] / В. И. Брылевский, А. Ф. Кардо-Сысоев, М. Е. Левинштейн [и др.] // Письма в ЖТФ. – 1982. – Т. 8. – Вып. 21. – С. 1288–1292.
50. Брылевский, В. И. Динамическая локализация тока в переходном процессе включения тиристоров [Текст] / В. И. Брылевский, М. Е. Левинштейн, И. Г. Чашников // ЖТФ. – 1984. – Т. 54. – Вып. 1. – С. 124–130.
51. Кюрегян, А. С. Напряжение лавинного пробоя р-п-переходов на основе Si, Ge, SiC, GaAs, GaP и InP при комнатной температуре [Текст] / А. С. Кюрегян, С. Н. Юрков // ФТП. – 1989. – Т. 23. – Вып. 10. – С. 1819–1827.
52. Chowdhuri, P. Breakdown of p–n junctions by transient voltages [Text] / P. Chowdhuri // Direct Current. – 1965. – Vol. 10. – No. 3. – P. 131–139.
53. Павлик, В. Я. О лавинной инжекции в процессе обратного восстановления p^+n-n^+ -структур [Текст] / В. Я. Павлик, А. Г. Тандоев // Радиотехника и электроника. – 1983. – Т. 28. – Вып. 11. – С. 2290–2292.
54. Wachutka, G. K. Analytical model for the destruction mechanism of GTO-like devices by avalanche injection [Text] / G. K. Wachutka // IEEE Trans. Electron Devices. – 1991. – Vol. 38. – No. 6. – P. 1516–1523.
55. Lilja, K. Onset of current filamentation in GTO devices [Text] / K. Lilja and H. Gruening // Proc. 21st Annual IEEE Power Electronics Specialists Conf. (San Antonio, TX, USA, 1990). – P. 398–406.
56. Jaecklin, A. Scaling laws and performance limitations of power turn-off devices [Text] / A. Jaecklin and B. Adam // Proc. 20th Annual IEEE Power Electronics Specialists Conf. (Milwaukee, WI, USA, 1989). – P. 337–342.
57. Кернер, Б. С. Расслоение тока или поля в системах с положительным дифференциальным сопротивлением [Текст] / Б. С. Кернер, В. В. Осипов // Письма в ЖЭТФ. – 1973. – Т. 18. – Вып. 2. – С. 122–126.
58. Мельникова, Ю. С. О понижении порога неустойчивости однородного лавинного пробоя кремниевых p^+n -переходов [Текст] / Ю. С. Мельникова // ФТП. – 1990. – Т. 24. – Вып. 1. – С. 66–71.
59. Горбатюк, А. В. Скрытая пространственная неустойчивость тока в мощных биполярных переключателях [Текст] / А. В. Горбатюк // Письма в ЖТФ. – 2006. – Т. 32. – Вып. 23. – С. 1–9.

60. Ohashi, H. A study on GTO turn-off failure mechanism [Text] / H. Ohashi and A. Nakagawa // IEEE IEDM Technical Digest. – 1981. – P. 414–417.
61. Shimizu, Y. A study on maximum turn-off current of a high-power GTO [Text] / Y. Shimizu, S. Kimura, H. Kozaka [et al.] // IEEE Trans. Electron Devices. – 1999. – Vol. 46. – No. 2. – P. 413–419.
62. Perpica, X. IGBT module failure analysis in railway applications [Text] / X. Perpica, J. F. Serviere, X. Jorda [et al.] // Microelectronics Reliability. – 2008. – Vol. 48. – P. 1427–1431.
63. Ogura, T. Turn-off switching analysis considering dynamic avalanche effect for low turn-off loss high-voltage IGBTs [Text] / T. Ogura, H. Ninomiya, K. Sugiyama [et al.] // IEEE Trans. Electron Devices. – 2004. – Vol. 51. – No. 4. – P. 629–635.
64. Ogura, T. 4.5 kV injection enhanced gate transistors (IEGTs) with high turn-off ruggedness [Text] / T. Ogura, H. Ninomiya, K. Sugiyama [et al.] // IEEE Trans. Electron Devices. – 2004. – Vol. 51. – No. 4. – P. 636–641.
65. Lefranc, P. Analysis of the dynamic avalanche of punch through insulated gate bipolar transistor (PT-IGBT) [Text] / P. Lefranc, D. Planson, H. Morel [et al.] // Solid-State Electronics. – 2009. – Vol. 53. – P. 944–954.
66. Rahimo, M. Switching-self-clamping-mode “SSCM”, a breakthrough in SOA performance for high voltage IGBTs and diodes [Text] / M. Rahimo, A. Kopta, S. Eicher [et al.] // Proc. 16th Int. Symp. on Power Semiconductor Devices and ICs ISPSD 2004 (Kitakyushu, Japan, 2004). – P. 437–440.
67. M. Rahimo, M. A study of switching-self-clamping-mode “SSCM” as an over-voltage protection feature in high voltage IGBTs [Text] / M. Rahimo, A. Kopta, S. Eicher [et al.] // Proc. 17th Int. Symp. on Power Semiconductor Devices and ICs ISPSD 2005 (Santa Barbara, USA, 2005). – P. 67–70.
68. Akdag, A. SOA in high power semiconductors [Text] / A. Akdag // IEEE Industry Applications Conf. Record, 41st IAS Annual Meeting IAS’96 (Tampa Florida, USA, 2006). – Vol. 3. – P. 1473–1477.
69. Matsushita, K.-I. Theoretical investigation on IGBT sunbberless self-clamped drain voltage switching-off operation [Text] / K.-I. Matsushita, I. Omura, A. Nakagawa [et al.] // Proc. 5th Int. Symp. on Power Semiconductor Devices and ICs ISPSD 1993 (Monterey, USA, 1993). – P. 46–51.
70. IGBT Module 5SNA 1200G450350 Doc. No. 5SYA 1415-02 04-2012 [Electronic resource] / Official ABB web page. – URL: <http://www05.abb.com/global/scot/scot256.nsf/>

/veritydisplay/7f0947b55a3d4720c12579fa0049e277/\$file/5SNA%201200G450350_5SYA%201415-02%2004-2012.pdf (access: 17.05.2012).

71. Патент Российской Федерации на изобретение 2335824. Запираемый тиристор и способ его работы [Текст] / И. В. Грехов. – Опубл. 10.10.2008. – Бюл. № 28.
72. Domeij, M. Stable dynamic avalanche in Si power diodes [Text] / M. Domeij, B. Breitholtz, M. Östling [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 1999. – Vol. 74. – No. 21. – P. 3170.
73. Matsushita, K.-I. 4.5 kV high-speed and rugged planar diode with novel carrier distribution control [Text] / K.-I. Matsushita, T. Shinohe, M. Tsukuda [et al.] // Proc. 10th Int. Symp. on Power Semiconductor Devices and ICs ISPSD 1998 (Kyoto, Japan, 1998). – P. 191–194.
74. Lutz, J. Dynamic avalanche and reliability of high voltage diodes [Text] / J. Lutz and M. Domeij // Microelectronics Reliability. – 2003. – Vol. 43. – P. 529–536.
75. Schlangenotto, H. Dynamischer avalanche beim abschalten von GTO-Thyristoren und IGBTs [Text] / H. Schlangenotto und H. Neubrand // Archiv der Elektrotechnik. – 1989. – Vol. 72. – P. 113–123.
76. Domeij, M. On the destruction limit of Si power diodes during reverse recovery with dynamic avalanche [Text] / M. Domeij, J. Lutz, and D. Silber // IEEE Trans. Electron Devices. – 2003. – Vol. 50. – No. 2. – P. 486–493.
77. Lutz, J. The nn^+ -junction as the key to improved ruggedness and soft recovery of power diodes [Text] / J. Lutz, R. Baburske, M. Chen [et al.] // IEEE Trans. Electron Devices. – 2009. – Vol. 56. – No. 11. – P. 2825–2832.
78. Lutz, J. Dynamic avalanche in bipolar power devices [Text] / J. Lutz and R. Baburske // Microelectronics Reliability. – 2012. – Vol. 52. – P. 475–481.
79. Scharfetter, D. L. Large-signal analysis of a silicon Read diode oscillator [Text] / D. L. Scharfetter and H. K. Gummel // IEEE Trans. Electron Devices. – 1969. – Vol. ED-16. – No. 1. – P. 64–77.
80. ATLAS User's Manual. Device simulation software [Text]. – SILVACO, Inc., 2010. – 1262 p.
81. Sentaurus Device User Guide. Version D-2010.03, March 2010 [Text]. – Synopsys, Inc., 2010. – 1328 p.
82. Sheng, K. A review of IGBT models [Text] / K. Sheng, B. W. Williams, and S. J. Finney // IEEE Trans. Power Electron. – 2000. – Vol. 15. – No. 6. – P. 1250–1266.
83. Lorenz, L. Fast switching power semiconductor devices and Smart Power IC's: An enabling technology for future high efficient electronic system [Text] / L. Lorenz // Proc. Int. Symp.

- VLSI Technology Systems and Applications VLSI-TSA (Munich, Germany, 26-28 April 2010). – P. 168–170.
84. Хакен, Г. Синергетика [Текст] / Г. Хакен. – Пер. с англ. под ред. Ю. Л. Климонтовича. – М.: Мир, 1980. – 404 с.
85. Хакен, Г. Синергетика: Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах [Текст] / Г. Хакен. – Пер. с англ. под ред. Ю. Л. Климонтовича. – М.: Мир, 1985. – 419с.
86. Schöll, E. Nonequilibrium phase transitions in semiconductors: self-organization induced by generation and recombination processes [Text] / E. Schöll. – Berlin: Springer-Verlag, 1987. – 313 p.
87. Benda, H. Reverse recovery processes in silicon power rectifiers [Text] / H. Benda and E. Spenke // Proc. IEEE. – 1967. – Vol. 55. – No 8. – P. 1331–1354.
88. Горбатюк, А. В. Динамика и устойчивость быстрых регенеративных процессов в структурах мощных тиристоров [Текст] / А. В. Горбатюк // Препринт ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР. – 1985. – № 962. – 60 с.
89. Li, X. Analytical GTO turn-off model under snubberless turn-off condition [Text] / X. Li, A. Q. Huang, and Y. Li // Microelectronics Journal. – 2003. – Vol. 34. – P. 297–304.
90. Горбатюк, А. В. Аналитическая модель запираемого тиристора с немонотонным отеснением остаточной плазмы [Текст] / А. В. Горбатюк // Письма в ЖТФ. – 2008. – Т. 34. – Вып. 5. – С. 54–62.
91. Горбатюк, А. В. Биполярные переключатели с распределенными микрозатворами. Условия вхождения в динамический пробой при выключении [Текст] / А. В. Горбатюк, И. В. Грехов, Д. В. Гусин // ЖТФ. – 2009. – Т. 79. – Вып. 10. – С. 80–88.
92. Ryu, S.-H. 3100V, asymmetrical, gate turn-off (GTO) thyristors in 4H-SiC [Text] / S.-H. Ryu, A. K. Agarwal, R. Singh [et al.] // IEEE Electron Device Lett. – 2001. – Vol. 22. – No. 3. – P. 127–129.
93. Wang, Jun. Design and characterization of high-voltage silicon carbide emitter turn-off thyristor [Text] / Jun Wang and A. Q. Huang // IEEE Trans. Power Electron. – 2009. – Vol. 24. – No. 5. – P. 1189–1197.
94. Caughey, D. M. Carrier mobilities in silicon empirically related to doping and field [Text] / D. M. Caughey and R. E. Thomas // Proc. IEEE. – 1967. – Vol. 55. – No. 12. – P. 2192–2193.

95. Canali, C. Electron and hole drift velocity measurements in silicon and their empirical relation to electric field and temperature [Text] / C. Canali, G. Majni, R. Minder [et al.] // IEEE Trans. Electron Devices. – 1975. – Vol. ED-22. – No. 11. – P. 1045–1047.
96. Hatakeyama, T. Impact ionization coefficients of 4H-SiC [Text] / T. Hatakeyama, T. Watanabe, K. Kojima [et al.] // Materials Science Forum. – 2004. – Vol. 457–460. – P. 673–676.
97. Hatakeyama, T. Impact ionization coefficients of 4H silicon carbide [Text] / T. Hatakeyama, T. Watanabe, T. Shinohe [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2004. – Vol. 85. – No. 8. – P. 1380–1382.
98. Григоренко, В. П. Моделирование и автоматизация проектирования силовых полупроводниковых приборов [Текст] / В. П. Григоренко, П. Г. Дерменжи, В. А. Кузьмин [и др.]. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 280 с.
99. Feiler, W. Two-dimensional analytical models of the carrier distribution in the on-state of the IGBT [Text] / W. Feiler, W. Gerlach, and U. Wiese // Solid-State Electronics. – 1995. – Vol. 38. – No. 10. – P. 1781–1790.
100. Fletcher, N. H. The high current limit for semiconductor junction devices [Text] / N. H. Fletcher // Proc. IRE. – 1957. – Vol. 45. – P. 862–872.
101. Slotboom, J. W. Measurements of bandgap narrowing in Si bipolar transistors [Text] / J. W. Slotboom and H. C. de Graaff // Solid-State Electronics. – 1976. – Vol. 19. – No. 10. – P. 857–862.
102. Roulston, D. J. Modeling and measurement of minority-carrier lifetime versus doping in diffused layers of n^+ -p silicon diodes [Text] / D. J. Roulston, N. D. Arora, and S. G. Chamberlain // IEEE Trans. Electron Devices. – 1982. – Vol. ED-29. – No. 2. – P. 284–291.
103. Fossum, J. G. Carrier recombination and lifetime in highly doped Silicon [Text] / J. G. Fossum, R. P. Mertens, D. S. Lee [et al.] // Solid-State Electronics. – 1983. – Vol. 26. – No. 6. – P. 569–576.
104. Masetti, G. Modeling of carrier mobility against carrier concentration in Arsenic-, Phosphorus-, and Boron-doped Silicon [Text] / G. Masetti, M. Severi, and S. Solmi // IEEE Trans. Electron Devices. – 1983. – Vol. ED-30. – No. 7. – P. 764–769.
105. Горбатюк, А. В. О возможности снижения динамических потерь при выключении мощных биполярных переключателей с распределенными микрозатворами [Текст] / А. В. Горбатюк, И. В. Грехов // Письма в ЖТФ. – 2008. – Т. 34. – Вып. 10. – С. 61–68.

106. Feiler, W. On the turn-off behaviour of the NPT-IGBT under clamped inductive load [Text] / W. Feiler, W. Gerlach, and U. Wiese // Solid-State Electronics. – 1996. – Vol. 39. – No. 1. – P. 59–67.
107. Горбатюк, А. В. Типы полевых доменов в коллекторах биполярных переключателей [Текст] / А. В. Горбатюк, П. Б. Родин // Радиотехника и электроника. – 1990. – Т. 35. – В. 6. – С. 1336–1339.
108. Горбатюк, А. В. Динамическая локализация тока при выключении мощных биполярных переключателей с микрозатворами [Текст] / А. В. Горбатюк, И. В. Грехов, Д. В. Гусин // ФТП. – 2010. – Т. 44. – Вып. 11. – С. 1577–1583.
109. Rahimo, M. Novel enhanced-planar IGBT technology rated up to 6.5kV for lower losses and higher SOA capability [Text] / M. Rahimo, A. Kopta, and S. Linder // Proc. 18th Int. Symp. on Power Semiconductor Devices and ICs ISPSD 2006 (Napoli, Italy, 2006). – P. 1–4.
110. Горбатюк, А. В. О возможности увеличения рабочей частоты мощных биполярных переключателей с распределенными микрозатворами [Текст] / А. В. Горбатюк, И. В. Грехов, Д. В. Гусин // Письма в ЖТФ. – 2010. – Т. 36. – Вып. 20. – С. 35–42.
111. Lu, H. Design for reliability of power electronics modules [Text] / H. Lu, C. Bailey, and C. Yin // Microelectronics Reliability. – 2009. – Vol. 49. – P. 1250–1255.
112. Аязян, Р. Э. О влиянии соотношения между анодным и базовым током на однородность процесса выключения в запираемом тиристоре [Текст] / Р. Э. Аязян, И. В. Грехов, И. А. Линийчук // Радиотехника и электроника. – 1975. – Т. 20. – Вып. 10. – С. 2225–2227.
113. Ohashi, H. A study of GTO turn-off failure mechanism [Text] / H. Ohashi and A. Nakagawa // Proc. Int. Electron Devices Meeting IEDM 1981 (Washington, USA, 1981). – P. 414–417.
114. Nakagawa, A. A study of GTO turn-off failure mechanism – a time- and temperature-dependent 1D analysis [Text] / A. Nakagawa and H. Ohashi // IEEE Trans. Electron Devices. – 1984. – Vol. ED-31. – No. 3. – P. 273–279.
115. Riccio, M. Analysis of large area trench-IGBT current distribution under UIS test with the aid of lock-in thermography [Text] / M. Riccio, L. Rossi, A. Irace [et al.] // Microelectronics Reliability. – 2010. – Vol. 50. – P. 1725–1730.
116. Горбатюк, А. В. Пространственно-периодическое разрушение тиристора в режиме динамической перегрузки [Текст] / А. В. Горбатюк, И. А. Линийчук, А. С. Свирин // Письма в ЖТФ. – 1989. – Т. 15. – Вып. 6. – С. 42–45.

117. Грехов, И. В. Создание профильного распределения концентрации рекомбинационных центров при электронном облучении кремния [Текст] / И. В. Грехов, Л. С. Костина, В. В. Козловский [и др.] // Письма в ЖТФ. – 2011. – Т. 7. – Вып. 9. – С. 105–110.
118. Hazdra, P. Axial lifetime control in silicon power diodes by irradiation with protons, alphas, low- and high-energy electrons [Text] / P. Hazdra, J. Vobecky, H. Dorschner [et al.] // Microelectronics Journal. – 2004. – Vol. 35. – P. 249–257.
119. Vobecky, J. Neon implantation and the radiation enhanced diffusion of platinum for the local lifetime control in high-power silicon diodes [Text] / J. Vobecky, V. Zahlava, A. Denker [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B. – 2009. – Vol. 267. – P. 2832–2838.
120. Afridi, K. K. Turn-off failures in individual and paralleled MCTs [Text] / K. K. Afridi and J. G. Kassakian // Proc. 5th Int. Symp. on Power Semiconductor Devices and ICs ISPSD 1993 (Monterey, USA, 1993). – P. 60–65.
121. Laska, T. Short circuit properties of trench-/field-stop-IGBTs – design aspects for a superior robustness [Text] / T. Laska, G. Miller, M. Pfaffenlehner [et al.] // Proc. 15th Int. Symp. on Power Semiconductor Devices and ICs ISPSD 2003 (Cambridge, UK, 2003). – P. 152–155.
122. Горбатюк, А. В. Теория и моделирование комбинированных механизмов ограничения области безопасной работы полупроводниковых переключателей силовой микроэлектроники [Текст] / А. В. Горбатюк, Д. В. Гусин, Б. В. Иванов // ФТП. – 2013 (в печати).
123. Горбатюк, А. В. Эффекты локализации тока в мощных биполярных переключателях с микрозатворами при неидеальной связи управляемых элементов [Текст] / А. В. Горбатюк, И. В. Грехов, Д. В. Гусин // ЖТФ. – 2012. – Т. 82. – Вып. 5. – С. 57–65.
124. Kopta, A. High Voltage SPT+ HiPak Modules Rated at 4500V [Text] / A. Kopta, M. Rahimo, U. Schlapbach [et al.] // Proc. Power Electronics and its Applications in Motion and Energy Management Conf. PCIM Europe 2007 (Nuremberg, Germany, 2007). – P. 1–6.
125. Stiasny, T. A new combined local and lateral design technique for increased SOA of large area IGCTs [Text] / T. Stiasny and P. Streit // Proc. 17th Int. Symp. Power Semiconductor Devices and ICs ISPSD 2005 (Santa Barbara, USA, 2005). – P. 203–206.
126. Rahimo, M. Optimization of the reverse recovery behaviour of fast power diodes using injection efficiency and lifetime control techniques [Text] / M. Rahimo and N. Y. A. Shammam // Proc. 7th European Conf. on Power Electronics and Applications EPE'97 (Trondheim, Norway, 1997). – P. 2.99–2.104.

127. Горбатюк, А. В. Статические и динамические характеристики встречно-параллельного диода в составе переключающего силового модуля [Текст] / А. В. Горбатюк, И. В. Грехов, Д. В. Гусин [и др.] // Электротехника. – 2010. – Вып. 11. – С. 53–61.
128. Грехов, И. В. Высоковольтный быстрый диод с “мягким” восстановлением [Текст] / И. В. Грехов, А. В. Рожков, Л. С. Костина [и др.] // ЖТФ. – 2011. – Т. 81. – Вып. 10. – С. 50–54.
129. Stanford Technology CAD Home Page [Electronic resource].
URL: <http://www-tcad.stanford.edu/index.html> (access: 17.05.2012).
130. Pinto, M. R. PISCES-II: Poisson and continuity equation solver. Stanford electronics laboratory technical report [Text] / M. R. Pinto, C. S. Rafferty, and R. W. Dutton. – Stanford University, 1984. – 144 p.
131. Дерменжи, П. Г. Расчет силовых полупроводниковых приборов [Текст] / П. Г. Дерменжи, В. А. Кузьмин, Н. Н. Крюкова [и др.]. – Под ред. В. А. Кузьмина. – М.: Энергия, 1980. – 184 с.
132. Gusin, D. V. Dynamic current localization in power bipolar switches with imperfect interconnections of controlled cells [Text] / D. V. Gusin, A. V. Gorbatyuk, and I. V. Grekhov // Proc. 12th International Conf. and Seminar on Micro/Nanotechnologies and Electron Devices EDM'2011 (Erlagol, Russia, 2011). – ISBN 978-5-7782-1708-9. – P. 132–136.