

## Электроника на основе SiC

(к 100-летию Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН)

А.А. Лебедев, П.А. Иванов, М.Е. Левинштейн, Е.Н. Мохов,  
С.С. Нагалюк, А.Н. Анисимов, П.Г. Баранов

*Рассмотрены история и современное состояние исследований электрофизических параметров SiC. Представлены основные методы выращивания объёмных кристаллов SiC и эпитаксиальных SiC-плёнок. Дан краткий обзор используемых для послеростовой обработки эпитаксиальных SiC-структур. Показан современный уровень, достигнутый при разработке приборов на основе SiC. Проанализированы основные проблемы, существующие при разработке SiC-приборов, и перспективы создания и развития таких приборов.*

**Ключевые слова:** карбид кремния, объёмные кристаллы, сублимационный рост, политипы, латеральное разраствивание, высоковольтные силовые диоды, высоковольтные субнаносекундные импульсные диоды, тиристоры, биполярные транзисторы, аналитические модели, численное моделирование, центр окраски, спин, сенсорика, магнитное поле, оптическое детектирование магнитных резонансов, графен, спектроскопия вынужденного комбинационного рассеяния, двумерные материалы

PACS numbers: 81.05.ue, **81.10. – h**, **85.30. – z**DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.10.038437>

## Содержание

1. Введение (803).
2. Электрофизические свойства карбида кремния (804).
  - 2.1. История развития технологии получения карбида кремния и приборов на его основе.
  - 2.2. Параметры SiC, важные для электроники.
3. Выращивание объёмных кристаллов карбида кремния (806).
  - 3.1. Выращивание кристаллов SiC и их характеристика.
  - 3.2. Уменьшение содержания структурных дефектов в выращиваемом кристалле.
4. Разработки и исследования высоковольтных силовых и импульсных диодов на основе 4H-SiC (810).
  - 4.1. Силовые диоды Шоттки с интегрированной шоттки-(p-n)-структурой.
  - 4.2. Быстровосстанавливающиеся лавинные диоды.
  - 4.3. Субнаносекундные диодные размыкатели тока.
5. Моделирование переходных процессов в силовых биполярных приборах на основе 4H-SiC (826).
  - 5.1. Тиристоры.
  - 5.2. Биполярные транзисторы.
  - 5.3. Выпрямительные p-i-n-диоды.
  - 5.4. Особенности физических процессов в биполярных приборах на основе карбида кремния.
  - 5.5. Выводы.
6. Нанoeлектроника на основе карбида кремния (836).
  - 6.1. Спиновые центры окраски в карбиде кремния как платформа для сенсорики, квантовой фотоники и обработки информации в условиях окружающей среды.
  - 6.2. Графен на SiC: получение, исследование и возможные приборные применения.

## 7. Заключение (845).

## Список литературы (845).

## 1. Введение

В настоящем обзоре рассмотрены работы по развитию электроники на основе карбида кремния, значительная часть которых была выполнена в Физико-техническом институте (ФТИ) им. А.Ф. Иоффе. В разделе 2 даётся краткий анализ электрофизических свойств SiC и других широкозонных полупроводников с точки зрения создания различных типов приборов. В разделе 3 описаны методы выращивания объёмных кристаллов карбида кремния высокого качества диаметром примерно до 0,1 м, как чистых, так и легированных примесями и обогащённых собственными изотопами. Продемонстрированы возможности контролируемого роста различных политипов карбида кремния. Показано, что при латеральном разраствивании затравки можно достичь существенного снижения плотности торчковых дислокаций.

В разделе 4 приведены экспериментальные данные по разработке и исследованию высоковольтных (1–3 кВ) 4H-SiC-диодов для силовой и короткоимпульсной электроники. Показано, что силовые диоды с интегрированной шоттки-(p-n)-структурой (Junction Barrier Schottky — JBS) сочетают малые времена обратного восстановления и малые потери при переключениях. Быстровосстанавливающиеся лавинные p-n-диоды имеют времена обратного восстановления, сравнимые с таковыми JBS-диодов, и способны рассеивать в режиме лавинных импульсов тока энергию в несколько Дж см<sup>-2</sup>. 4H-SiC-диодные размыкатели тока — дрейфовые диоды с резким восстановлением — генерируют высоковольтные импульсы с фронтом нарастания в субнаносекундном диапазоне времени.

А.А. Лебедев\*, П.А. Иванов, М.Е. Левинштейн, Е.Н. Мохов,  
С.С. Нагалюк, А.Н. Анисимов, П.Г. Баранов†  
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
ул. Политехническая 26, 194021 С.-Петербург, Российская Федерация  
E-mail: \*shura.lebe@mail.ioffe.ru, †pavel.baranov@mail.ioffe.ru

Статья поступила 4 сентября 2018 г.,  
после доработки 1 октября 2018 г.

Раздел 5 посвящён изучению с помощью аналитических моделей и численного моделирования в рамках оригинальной программы "Исследование" основных процессов, протекающих в силовых биполярных приборах на основе 4H-SiC: тиристорах, биполярных транзисторах и диодах. Кроме того, рассмотрены явления, общие для всех биполярных приборов на основе карбида кремния: электронно-дырочное рассеяние, проблема эффективного эмиттера и фундаментальные физические ограничения на предельное блокируемое напряжение и предельные плотности тока. Уникальные квантовые свойства центров окраски в карбиде кремния позволили утвердить новую роль карбида кремния как гибкой и практичной платформы для разработки современных квантовых технологий. Центры окраски атомарных размеров в объёмном и нанокристаллическом SiC являются перспективными системами для спинтроники, фотоники, совместимой с полосой прозрачности волоконной оптики и живых систем, квантовой обработки информации и зондирования в условиях окружающей среды. Возможности высокотемпературных оптических спиновых манипуляций как на спиновых ансамблях, так и на одиночных спинах открыли новую эру в применении спиновых явлений как в фундаментальной науке, так и в прикладных исследованиях.

В разделе 6 рассмотрена технология получения графеновых плёнок методом термодеструкции поверхности SiC-монокристаллов. Показано, что такие плёнки обладают хорошим структурным совершенством и они могут быть использованы для создания сверхчувствительных газовых сенсоров и биосенсоров.

В заключении (раздел 7) представлены основные результаты и перспективы развития SiC-электроники.

## 2. Электрофизические свойства карбида кремния

Современная цивилизация нуждается во всё более эффективных источниках энергии, чтобы поддерживать прогресс в обществе. Атомная энергия и преобразование солнечной радиации с использованием наземных и орбитальных преобразователей, вероятно, станут основными источниками энергии в будущем. Современная силовая электроника, основанная на кремниевых приборах, постепенно перестаёт удовлетворять нарастающим требованиям к функциональным возможностям, массе, объёму, ресурсу работы и надёжности преобразовательных устройств. Полупроводники с большой энергией связи, такие как алмаз, GaN и SiC, традиционно рассматриваются как возможная замена кремния в производстве мощных полупроводниковых приборов.

Достижения в области технологий за последние 10–15 лет позволили разработать устройства на основе SiC, в которых были реализованы ожидаемые высокие возможности SiC в отношении мощности переключения и высоких рабочих температур. SiC широко используется в оптоэлектронике в качестве подложек для светодиодов с излучением в видимом диапазоне света, а также для изготовления мощных силовых диодов и транзисторов, способных работать в сложных условиях — при повышенных температурах, воздействии проникающей радиации, электрических и магнитных полей. В последнее время серьёзное внимание уделяется перспективам применения SiC для создания квантовых усилителей (мазе-

ров). Большой интерес представляют также источники одиночных фотонов на вакансиях кремния в SiC, функционирующие при комнатной температуре в инфракрасном (ИК) диапазоне, что важно с точки зрения медицинских применений.

В настоящем обзоре рассмотрены наиболее перспективные, по мнению авторов, направления современной SiC-электроники. Отметим, что в развитие многих из них значительный, а иногда и определяющий вклад внесли сотрудники ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

### 2.1. История развития технологии получения карбида кремния и приборов на его основе

Химическое соединение кремния с углеродом впервые открыл в 1824 г. Барцелиус. В 1849 г. это соединение получил Депре (С.М. Despretz) путём восстановления кремнезёма углеродом. Независимо кристаллы SiC были обнаружены Муассаном (Н. Moissan) при исследовании метеоритов в каньоне Дьявола (Diablo Canyon) в Аризонской пустыне. В 1905 г. этот минерал получил название по имени его открывателя — "муассанит". В настоящее время такое название используется для ювелирных изделий из карбида кремния. В конце XX в. Ачесон предложил и запатентовал метод промышленного получения SiC [1]. Выращенные этим методом кристаллы являлись сильно легированными (до  $10^{21} \text{ см}^{-3}$ ), не обладали политипной однородностью и имели небольшие размеры,  $10 \times 10 \times 3 \text{ мм}^3$  [2].

При исследовании подобных образцов Г.Дж. Раунд в 1907 г. наблюдал свечение, связанное с прохождением электрического тока через кристалл [3]. Более подробное исследование электролюминесценции карбида кремния провёл О.В. Лосев в 1923–1940 гг. [4]. Лосев установил, что один из типов свечения связан с наличием особого "активного слоя" на поверхности кристалла. Позднее он показал, что этот слой имеет электронную проводимость, а объём образца — дырочную. Лосев также обнаружил существование связи между выпрямлением и электролюминесценцией. Таким образом, два важнейших для полупроводниковой электроники явления: электролюминесценция и выпрямительные свойства р–n-структур — впервые были открыты на кристаллах SiC. Однако в то время электронная промышленность основывалась на электровакуумных лампах и эти открытия, к сожалению, остались незамеченными.

Как известно, промышленный интерес к полупроводникам возник после обнаружения В. Шокли в 1949 г. транзисторного эффекта на кристаллах Ge. Примерно в то же время голландский физик Лели (J. Lely) предложил новый метод выращивания кристаллов SiC [5], в котором выращивание монокристаллов осуществляется сублимационным путём в результате перегонки SiC через паровую фазу из более горячих областей в более холодные. Перегонка ведётся в инертной среде (аргоне) при температурах 2500–2650 °С. Этим методом можно выращивать кристаллы площадью до  $4 \text{ см}^2$  с концентрацией некомпенсированной примеси  $10^{16}–10^{19} \text{ см}^{-3}$ . К недостаткам данного метода можно отнести высокие температуры роста, неуправляемость процессов зарождения и роста кристаллов.

В первой половине 1950-х годов начались поиски полупроводниковых материалов, способных работать при более высоких температурах окружающей среды, чем Ge. Поэтому взоры многих исследователей обра-

тились к кремнию и карбиду кремния. В последующие 10–15 лет было выполнено много работ по исследованию свойств SiC и разработке полупроводниковых приборов на его основе.

Однако к началу 1970-х годов промышленный интерес к карбиду кремния снова угас. Очевидно, это было вызвано несопоставимостью успехов в развитии Si- и GaAs-технологий по сравнению с SiC-технологией. Значительные технологические трудности при выращивании карбида кремния и создании приборов на его основе приводили к тому, что параметры этих приборов были далеки от теоретически ожидаемых. Последующие 15 лет изучение свойств SiC продолжалось несколькими исследовательскими группами, большинство из которых находилось в СССР.

В 1970 г. для выращивания эпитаксиальных слоёв SiC в ФТИ им. А.Ф. Иоффе был предложен сублимационный "сэндвич-метод" [6]. Суть этого метода заключалась в том, что процесс выращивания осуществлялся при сближении источника паров и подложки. Эпитаксия проводилась в условиях вакуума, что позволило снизить температуру процесса до 1810–1910 °С.

В конце 1970-х годов был также предложен метод выращивания объёмных кристаллов SiC [7] — модифицированный метод Лели. Этот метод основан на конденсации пара на монокристаллическую подложку. Процесс роста проводится при температурах около 2000 °С. Диаметр выращиваемого слитка определяется размерами подложки (в настоящее время до 150 мм) [8].

Интерес к карбиду кремния как к перспективному материалу для полупроводниковой электроники вновь вернулся после разработки С. Нишино (S. Nishino) метода газотранспортной (Chemical Vapor Deposition, CVD) эпитаксии плёнок 3C-SiC на кремниевых подложках [9]. Использование стандартного технологического оборудования и подложек большой площади открывало возможности для быстрого коммерческого внедрения полученных результатов. Вскоре на основе подобных плёнок были созданы полевые транзисторы нескольких типов [10]. Были подробно исследованы электрофизические свойства этого материала [11]. Однако параметры таких приборов, как и качество самих плёнок, оставались не вполне удовлетворительными. Кроме того, 3C-SiC является самым узкозонным из политипов карбида кремния (ширина запрещённой зоны  $E_g = 2,4$  эВ) и с точки зрения максимальных рабочих температур незначительно превосходит GaP. Поэтому вскоре тем же методом CVD были получены плёнки 6H-SiC на основе подложек 6H-SiC [12], что позволило создать на основе карбида кремния полупроводниковые приборы практически всех типов: светодиоды в синей области спектра, ультрафиолетовые (УФ) приёмники, диоды Шоттки, выпрямительные диоды, полевые транзисторы, биполярные транзисторы, тиристоры [13].

## 2.2. Параметры SiC, важные для электроники

В современной полупроводниковой физике существует два очень быстро развивающихся направления: 1) изменение свойств материала посредством изменения геометрических размеров структур, т.е. физика наноструктур; 2) разработка и изучение новых полупроводниковых материалов. Важная работа во втором направлении связана с изучением широкозонных полупроводников. Возможности широкозонных материалов для создания

**Таблица 1.** Характеристики некоторых полупроводниковых материалов

Характеристика	Si	GaAs	4H-SiC	GaN	Алмаз
$E_g$ , эВ	1,12	1,43	3,26	3,39	5,45
Прямая структура зон		+		+	
Критическая напряжённость поля пробоя, МВ см <sup>-1</sup>	0,3	0,6	3	> 3	10
Теплопроводность, Вт см <sup>-1</sup> К <sup>-1</sup>	1,5	0,46	4,9	1,3	11
Подвижность электронов, см <sup>2</sup> В <sup>-1</sup> с <sup>-1</sup>	1500	8500	800	1250	2200
Наличие собственной подложки	+	+	+	–	–
Температура Дебая $T_D$ , К	650	350	1200	600	1850
Скорость насыщения, 10 <sup>7</sup> см с <sup>-1</sup>	1	1	2	2,5	2,7
Диэлектрическая постоянная $\epsilon$	11,7	12,9	10	10	5,7

полупроводниковых приборов были проанализированы давно [14–16]. Бóльшая, чем у Si и GaAs, ширина запрещённой зоны даёт широкозонным материалам следующие преимущества:

- большая рабочая температура;
- возможность создания на основе этих материалов устройств с видимым диапазоном, светоизлучающих устройств;
- высокие критические поля пробоя ( $E_{cr}$ );
- высокая радиационная стойкость.

В таблице 1 представлены основные характеристики некоторых полупроводниковых материалов, в частности температура Дебая  $T_D$ . Известно, что  $T_D$  определяется в терминах максимальной энергии фонона  $E_{ph}$ , существующего в данном материале,

$$T_D = \frac{E_{ph}}{k_B},$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана. По мере превышения температурой значения  $T_D$  колебания решётки становятся неупругими, что приводит к распаду материала. Для различных полупроводников этот распад может происходить вследствие роста дислокаций, разложения бинарных соединений и т.д. Таким образом, значение  $T_D$  можно рассматривать как характеристику верхнего температурного предела для работы устройств на основе данного материала. Следует отметить, что  $T_D$  GaN ниже, чем у SiC. Существует также целый класс широкополосных материалов (II–VI), для которых  $T_D$  даже ниже, чем у GaN. Это обстоятельство объясняет тот факт, что до сих пор не удавалось изготовить высоко-мощных высокотемпературных устройств на основе соединений II–VI, несмотря на их более широкую энергетическую щель. В таблице 1 также указано, является ли данный материал полупроводником с прямой или непрямой структурой запрещённой зоны и присутствует (+) или отсутствует (–) подложка большого диаметра, состоящая из самого материала. Первый фактор во многом определяет возможность использования материала для оптоэлектронных устройств. Второй фактор определяет перспективы применения научных результатов в промышленном производстве.

Как видно из табл. 1, практически по всем рассмотренным критериям карбид кремния превосходит классические полупроводниковые материалы: Si и GaAs. Инте-

ресно сравнить его с другими широкозонными материалами.

По ряду параметров SiC уступает GaN. Например, низкая вероятность излучательной рекомбинации (как в непрямозонном полупроводнике). Однако для GaN пока отсутствуют собственные подложки, а для AlN собственные подложки очень малы по размерам и крайне дороги. Выращивание GaN проводится посредством гетероэпитаксии с использованием подложек из других материалов (SiC, сапфир). Это приводит к очень высокой плотности дислокаций в выращиваемых плёнках ( $> 10^7 \text{ см}^{-2}$ ). Дислокации в GaN располагаются перпендикулярно поверхности растущего слоя и собираются в кластеры. В результате растущий слой имеет ячеистую (зернистую) структуру, что увеличивает токи утечки р–n-структур и со временем вызывает их деградацию.

В целом, SiC — более перспективный материал для создания мощных приборов по сравнению с GaN и другими нитридами (III–N). Принципиально недостижимое (из-за большой вероятности излучательной рекомбинации) большое время жизни носителей заряда в GaN ограничивает применение последнего для создания биполярных приборов. В униполярных приборах низкая теплопроводность и меньшая температура Дебая снижают максимальную рассеиваемую мощность. По остальным электрофизическим параметрам (скорость насыщения носителей, поле пробоя, подвижность) объёмный GaN также не имеет существенных преимуществ над карбидом кремния. Тем не менее, возможно, что GaN-диоды Шоттки ввиду их значительно более низкой себестоимости будут конкурентоспособными с SiC-диодами Шоттки при напряжениях до 1000 В [17].

Однако создание гетеропереходов в системе GaN–AlGaN позволило получить структуры с двумерным электронным газом, обладающим существенно большей подвижностью носителей. Такие структуры могут использоваться для создания транзисторов с высокой подвижностью (High Electron Mobility Transistor — HEMT), параметры которых превосходят параметры полевых транзисторов на основе объёмного SiC. Вне конкуренции как по параметрам, так и по максимальным рабочим температурам находится алмаз. Но пока не удаётся получить монокристаллические слои алмаза с помощью гетероэпитаксии, а собственные подложки имеют небольшую площадь и являются довольно дорогостоящими. Кроме того, для алмаза существуют определённые сложности с получением р–n-структур.

Таким образом, можно сформулировать окончательный вывод: в настоящее время для создания силовых приборов SiC является самым перспективным материалом среди наиболее разработанных и наиболее разработанным среди самых перспективных.

### 3. Выращивание объёмных кристаллов карбида кремния

Для получения полупроводниковых приборов требуется решение ряда технологических задач, связанных с получением объёмных кристаллов высокого структурного совершенства [18]. Необходимо выращивать высококачественные кристаллы с низким уровнем фоновых примесей, иметь возможность управлять изотопным составом кристалла, получать требуемый политип. Для производства приборов желательно иметь крупные кристаллы

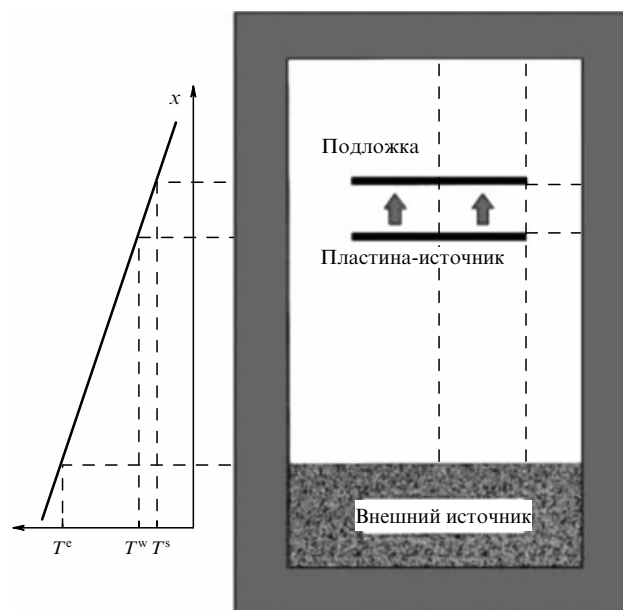


Рис. 1. Принципиальная схема сэндвич-ячейки. В левой части рисунка показано распределение температуры вдоль оси нагревателя.

(размером не менее 150 мм), на которых можно создавать эпитаксиальные структуры в современных реакторах.

Процесс роста объёмных кристаллов SiC осуществляется в основном посредством физического переноса паров сублимирующегося источника через паровую фазу (Physical Vapor Transport, PVT). Коммерческие кристаллы производятся в США, Японии, Германии и других странах, но наибольшего успеха добилась фирма Cree Inc. (США). В последние годы этой фирмой были выращены кристаллы SiC политипов 4Н и 6Н диаметром до 150 мм. За последние годы практически удалось решить проблему микропор (микропаппов), резко снизить плотность торчковых дислокаций (до  $10^2 \text{ см}^{-2}$  [19]).

Интенсивно ведутся работы по выращиванию полуизолирующих кристаллов SiC. Предложено несколько методов их выращивания, связанных с введением в кристалл примесей (V, Co) или собственных дефектов, создающих в запрещённой зоне глубокие уровни амфотерной природы [20]. При этом существенный прогресс достигнут в выращивании чистых кристаллов с низким уровнем фоновых примесей (менее  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), таких как азот и бор [21].

В ФТИ им. А.Ф. Иоффе работы по выращиванию полупроводникового SiC методом физического парового транспорта (PVT) ведутся с середины 1960-х годов. В 1970 г. был предложен сублимационный способ выращивания кристаллов и эпитаксиальных слоёв SiC, ныне известный как "сублимационный сэндвич-метод" (Sublimation Sandwich Method, SSM) [22], в котором сублимирующий источник и затравка, разделённые зазором, помещаются в температурное поле (рис. 1). Для повышения эффективности массопереноса и уменьшения потерь паров источника зазор между источником и затравкой устанавливался достаточно узким, не более 0,2 от размеров источника.

Указанный метод позволял выращивать как эпитаксиальные слои, так и объёмные кристаллы SiC [23], а также другие полупроводниковые материалы, например

GaN [24] и AlN [25]. В дальнейшем нами было предложено использовать для выращивания SiC контейнеры не из графита, а из тантала [26], в которых удаётся намного увеличить эффективность массопереноса, повысить чистоту выращиваемых кристаллов и уменьшить потери испаряемого источника.

Несомненным достоинством SSM является возможность выращивать кристаллы высокого качества в широком диапазоне температур (для SiC — 1600–2600 °С) при различных давлениях инертного газа или в вакууме, а также при наличии различных легирующих примесей. Это позволяет определять оптимальные условия для роста качественных кристаллов, управлять примесным составом, отклонением от стехиометрического состава и политипизмом. Детальный анализ зависимости скорости кристаллизации SiC от температуры, перепада температуры, давления инертного газа, расстояния между источником и затравкой при сравнении теоретических результатов с экспериментальными проведён в работах [27, 28].

### 3.1. Выращивание кристаллов SiC и их характеристика

Выращивание кристаллов SiC проводилось в печах сопротивления. Поликристаллические источники SiC синтезировались из полупроводникового кремния и спектрально чистого углерода. Ростовая камера продувалась инертным газом, содержащим  $H_2$ , с целью уменьшения напряжений, обусловленных механической обработкой поверхности затравки.

Внешний вид установки для сублимационного выращивания кристаллов SiC и AlN диаметром до 6 дюймов



Рис. 2. Установка для выращивания кристаллов SiC диаметром до 6 дюймов.

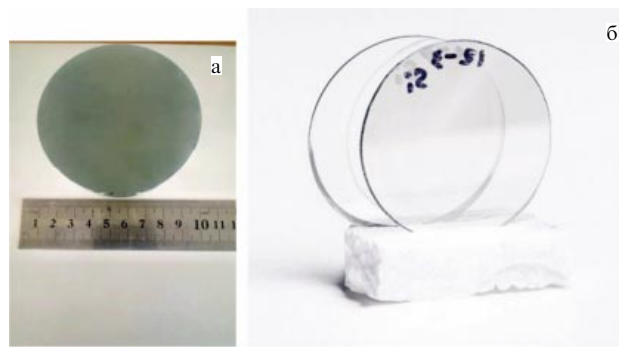


Рис. 3. Фотографии пластины SiC политипа 6H, (а) легированного примесью азота, и (б) без примесей. Диаметр пластин 100 мм. Как видно, нелегированная пластина практически не имеет окраски (чтобы подчеркнуть это, на бесцветную пластину специально нанесены чёрные знаки).

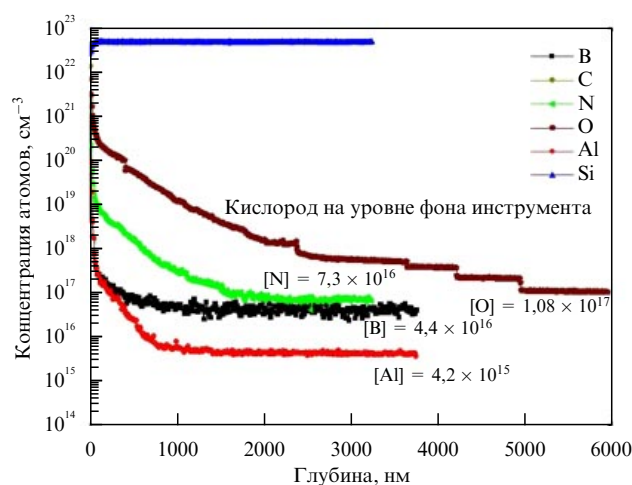


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Концентрация фоновых примесей в нелегированных кристаллах SiC.

приведён на рис. 2. Установка оборудована современной вакуумной системой с турбомолекулярным насосом, автоматизированной системой контроля за процессом выращивания кристаллов и управления им, а также системой раздельной подачи основного газа и дополнительного газа непосредственно в объём ростовой ячейки. На рисунке 3 представлены выращенные на этой установке кристаллы SiC политипа 6H диаметром 100 мм. После выращивания кристалла проводятся его механическая обработка и резка на пластины. Получаемые кристаллы SiC являлись практически бесцветными (рис. 3б), что свидетельствовало о их высокой чистоте. Удельное сопротивление чистых кристаллов превышало  $10^5$  Ом см.

Концентрацию примесей измеряли методом масс-спектропии вторичных ионов (МСВИ) (Secondary Ionization Mass Spectrometry, SIMS). Результаты измерения концентрации основных примесей представлены на рис. 4. В специально нелегированных образцах концентрация бора и азота находится на уровне  $10^{16}$  см $^{-3}$ , а концентрация Al — на уровне  $10^{15}$  см $^{-3}$ .

На рисунке 5 представлена карта распределения удельного сопротивления в нелегированных образцах SiC политипа 6H. Отметим, что высокое сопротивление в этих образцах достигнуто без введения примесей или дефектов, создающих глубокие уровни в запрещённой зоне.



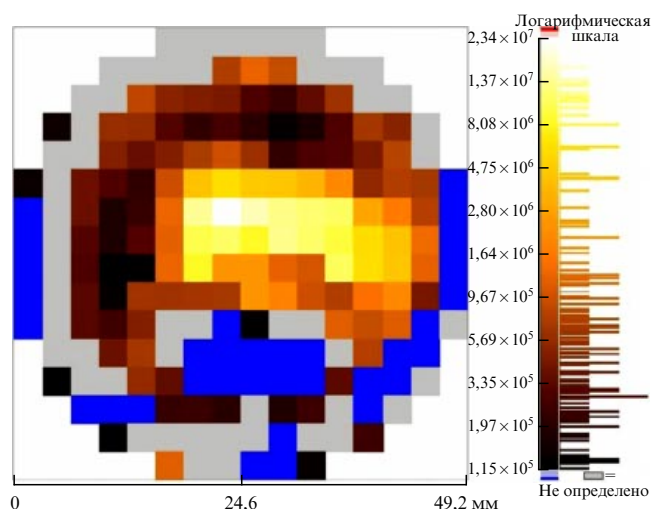


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Карта распределения значений удельного сопротивления пластины карбида кремния, среднее значение  $5,4 \times 10^5$  Ом см.

**3.1.1. Выращивание кристаллов с определённым изотопным составом.** Выращивание кристаллов карбида кремния с изменённым изотопным составом проводилось с использованием изотопа  $^{28}\text{Si}$ : применялся предварительно подготовленный кремний в виде мелких кусков (1–3 мм) с изотопным составом 99,999 %  $^{28}\text{Si}$ . Изотоп  $^{28}\text{Si}$  является стабильным. Синтез источника для выращивания кристаллов карбида кремния с изменённым изотопным составом осуществлялся аналогичным образом, как и для источника с природным содержанием изотопов. До начала синтеза тигель и внутренняя арматура печи обезгаживаются при температуре  $2200^\circ\text{C}$  и вакууме  $10^{-5}$  Торр в течение 3 ч в установке резистивного нагрева, после чего тигель загружается смесью порошков углерода и кремния ( $^{28}\text{Si}$ ) в стехиометрическом соотношении. Проводится процесс изготовления порошка карбида кремния. В качестве затравочного кристалла использовали пластину карбида кремния ориентации (0001) диаметром около 15 мм политипа 6Н. После выращивания кристалла карбида кремния  $^{28}\text{SiC}$  проводили механическую обработку и резку кристалла на пластины. Концентрацию примесей и изотопный состав измеряли методом МСВИ. Результаты измерений концентрации основных примесей приведены на рис. 6. Из представленных данных видно, что содержание изотопа  $^{28}\text{Si}$  находится на уровне 99,799 %, в то время как природное содержание этого изотопа около 92,255 %. Также необходимо отметить низкую концентрацию алюминия,  $1,6 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , в выращенном кристалле. Столь низкую концентрацию можно объяснить высококачественной очисткой данного изотопного кремния на стадии газо-центрифужного разделения.

Исследуя изотопно-обогащённые кристаллы SiC, удалось установить тонкую структуру центра вакансии кремния [19].

**3.1.2. Выращивание кристаллов SiC различных политипов.** Разработанная методика позволяла получать высокочистые кристаллы SiC различных политипов, в том числе 4Н [29], 6Н и 15R [30]. На таких кристаллах исследовалась структура вакансионных центров, представляющих

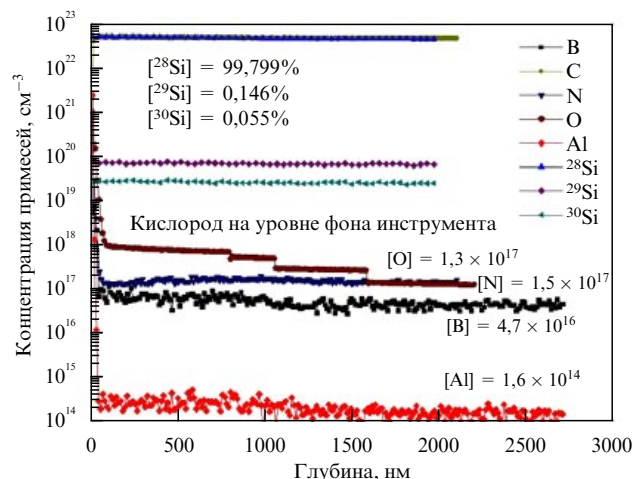


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Концентрации примесей в кристалле SiC, обогащённом изотопом  $^{28}\text{Si}$ , определённые методом МСВИ.

интерес для создания эффективных источников одиночных вакансий.

Выращивание кристалла SiC определённого политипа производилось различными способами:

1) на затравке нужного политипа. Например, кристаллы политипа 4Н выращивались на затравках того же политипа. Для повышения воспроизводимости политипа использовались так называемые затравки со смещённой осью (off-axis) с углом отклонения от базальной грани  $4-8^\circ$ ;

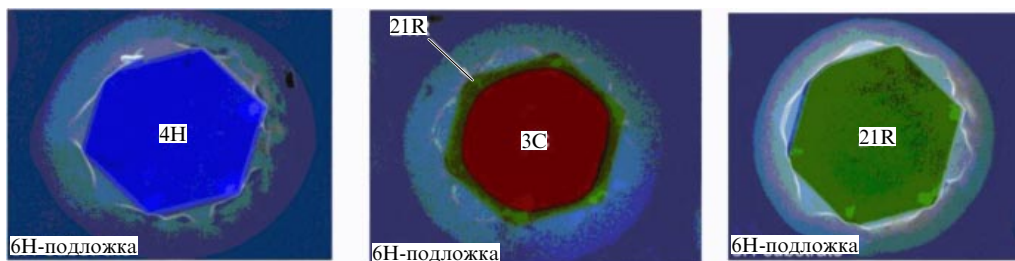
2) на затравках произвольного политипа, но рост кристалла проходил в условиях, способствующих образованию того или иного политипа. Нами была установлена корреляция между структурой политипа и отклонением от стехиометрии, согласно которой кубические политипы (3C, 8H, 21R) образуются при относительном избытке кремния, а вероятность образования гексагональных политипов (4H, 27R) выше при относительном избытке углерода [31].

Было также показано, что ромбоэдрические политипы более стабильны при росте в направлении [0001]Si, чем в направлении [0001]C. Эти и другие наблюдения позволили контролируемо выращивать некоторые редкие политипы на подложках из распространённых политипов (рис. 7).

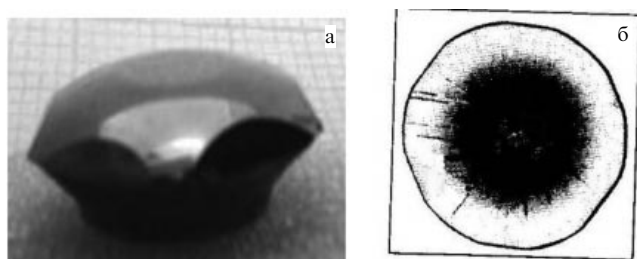
### 3.2. Уменьшение содержания структурных дефектов в выращиваемом кристалле

Измерение плотности микропор и дислокаций в выращенных кристаллах проводилось оптическим методом, по результатам оптического травления в расплаве щёлочи КОН. Измерения показали, что средняя плотность микропор в выращенных кристаллах SiC не превышает  $3 \text{ см}^{-2}$ , а плотность дислокаций варьируется от  $10^3 \text{ см}^{-2}$  до  $10^4 \text{ см}^{-2}$ .

Нами показано, что плотность дислокаций в выращенных кристаллах SiC может быть существенно снижена. Например, плотность дислокаций существенно уменьшалась при латеральном разрастании затравки кристалла [32–34]. Эффект уменьшения плотности дислокаций в разрастываемой области кристалла демонстрируется на рис. 8. Тёмный цвет в центре кристалла обусловлен высокой плотностью дислокаций. На пери-



**Рис. 7.** (В цвете онлайн.) Люминесцирующие кристаллы SiC различных политипов, выращенные на затравках политипа 6H-SiC. Кристаллы легированы при росте примесями азота и галлия.



**Рис. 8.** (а) Кристалл, полученный методом латерального разращивания. (б) Вырезанная из него пластина, подвергнутая травлению в расплаве КОН для декорирования торчковых дислокаций.

ферийной части пластины видны лишь отдельные ямки травления, обусловленные дислокациями. Плотность дислокаций в этой области не превышает  $10\text{ см}^{-2}$ , т.е. на два-три порядка ниже, чем в центре кристалла.

В работах [35, 36] предложен другой способ получения малодислокационных кристаллов SiC — с использованием специальных затравок с профилированной поверхностью (рис. 9).

Отметим, что плотность ямок травления в выращенном слое над площадкой мезаструктуры существенно не изменяется. Данный факт можно объяснить тем, что дислокации, имеющиеся в затравочном кристалле, в основном распространяются в растущий слой. В области кристалла над канавкой (рис. 9б) плотность ямок травления значительно меньше (на два порядка и более), чем в основной матрице кристалла. Резкое снижение плотности дислокаций при свободном латеральном разращивании можно объяснить отсутствием концентраторов напряжений (ступеней роста, скоплений примесей), которые создают препятствия для перемещения слоя, и

сравнительно высокой энергией переползания дислокаций.

Следует отметить практически полное отсутствие на разращиваемых участках поверхности микропор. Известно, что возникновение микропор в SiC инициируется в основном винтовыми дислокациями с большим вектором Бюргерса, появление которых при свободном разращивании маловероятно. Возможны реакции слияния и аннигиляции дислокационных микропор, приводящие к понижению средней плотности их распределения. Ямка травления размером более  $15\text{ мкм}$  соответствует микропоре, а с размером менее  $15\text{ мкм}$  — дислокации.

Используя данные о изменении плотности дислокаций при эпитаксиальном росте на мезаструктурах, мы провели длительный процесс роста для изучения возможности улучшения качества объёмного кристалла, а именно, продолжительность ростового процесса была увеличена до  $10\text{ ч}$  при скорости нормального роста около  $100\text{ мкм ч}^{-1}$ .

Результаты представлены на рис. 9в. Отчётливо видно, что скопления ямок травления повторяют расположение и границы площадок мезаструктуры до начала ростового процесса. Плотность ямок над площадками соответствует начальной плотности в затравочном кристалле, около  $5 \times 10^4\text{ см}^{-2}$ . Между площадками наблюдается значительное снижение (на два порядка) плотности ямок травления. Как видно из рис. 9в, плотность дислокаций над канавками при полном их зарастании не равна нулю. Вероятным источником генерации новых дислокаций могут быть механические напряжения, которые возникли в затравочном кристалле при изготовлении мезаструктуры.

Полученные нами результаты позволяют сделать следующие выводы.



**Рис. 9.** Поверхность затравки с мезаструктурами в отражённом свете до начала (а) и по окончании (б) ростового процесса на (0001) Si-границы и (в) последующего травления в расплаве КОН. Температура роста  $T = 2050^\circ\text{C}$ , время роста  $1\text{ ч}$  (б) и  $10\text{ ч}$  (в). Линиями отмечены границы площадок мезаструктур. Снимок сделан на микроскопе Номарского в режиме скрещенных поляризаторов.

1. Плотность дислокаций в слоях SiC, выращенных на выступающих площадках при отсутствии ступеней нормального роста, ниже, чем на обычной непрофилированной поверхности. Это, очевидно, связано с отсутствием на поверхности ступеней роста, которые являются концентраторами напряжения, способствующими генерации дислокаций.

2. В пределах выступающей площадки сохраняется высокая вероятность наследования уже имеющихся в подложке торчковых дислокаций.

3. При свободном латеральном разрастании поверхности выступающей площадки наблюдается резкое уменьшение плотности торчковых дислокаций.

Таким образом, в настоящем обзоре описаны реальные возможности существенного улучшения качества кристалла. Уменьшение плотности дислокаций происходит при латеральном разрастании кристалла или выступающих фрагментов поверхности в условиях, при которых практически не наследуются имеющиеся в кристалле торчковые дислокации. Пониженная плотность дислокаций сохраняется в процессе длительного роста кристалла.

#### 4. Разработки и исследования высоковольтных силовых и импульсных диодов на основе 4H-SiC

В ближайшие годы следует ожидать расширения области применения приборов на основе материалов с большой шириной запрещенной зоны, в первую очередь на основе 4H-SiC [37]. Высоковольтные 4H-SiC-диоды и 4H-SiC-транзисторы ключевого типа перспективны для создания малогабаритных силовых преобразователей широкой номенклатуры, работающих с высокой плотностью мощности благодаря высокой частоте преобразований, высокой допустимой рабочей температуре и упрощенной системе охлаждения. Высоковольтные импульсные 4H-SiC-диоды должны быть востребованы в новых системах связи и передачи информации (импульсное сверхширокополосное радио), в сверхширокополосных радиолокаторах, в системах импульсной энергетики.

##### 4.1. Силовые диоды Шоттки с интегрированной шоттки-(p-n)-структурой

Диоды Шоттки (ДШ) на основе 4H-SiC уже постепенно вытесняют высоковольтные быстровосстанавливающиеся диоды (БВД) на основе кремния. Главный недостаток кремниевых БВД состоит в том, что они работают с инжекцией неосновных носителей, а накопление неосновных носителей в приборе ограничивает его быстродействие при переключении. В существующих кремниевых ДШ, хотя они и работают без инжекции и быстро переключаются, обратное напряжение, которое они способны блокировать, не превышает 200 В. В 4H-SiC поле лавинного пробоя на порядок больше, чем в кремнии. Это позволяет достичь большого обратного напряжения при относительно высоком уровне легирования блокирующей базы, а высокий уровень легирования в свою очередь обеспечивает относительно небольшое сопротивление в прямом направлении. На рисунке 10 4H-SiC-ДШ сравниваются с кремниевыми и арсенид-галлиевыми диодами по блокирующей способности и прямому сопротивлению;  $r_{ON}$  — удельное сопротивление в открытом состоянии.

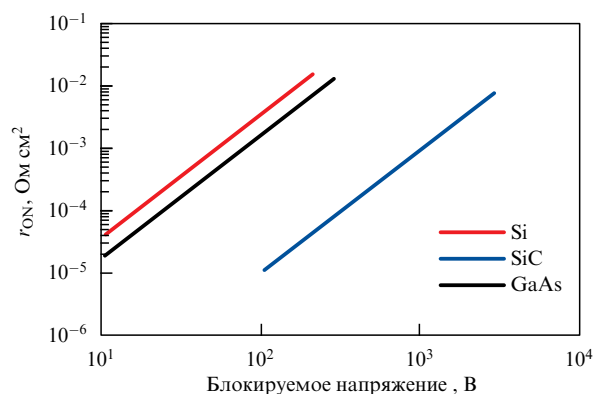


Рис. 10. (В цвете онлайн.) Сравнение ДШ на основе Si, GaAs и 4H-SiC по блокирующей способности и прямому сопротивлению;  $r_{ON}$  — удельное сопротивление в открытом состоянии.

Если сопротивление ограничить сверху величиной 10 мОм см², то для кремниевых и арсенид-галлиевых диодов предельным будет обратное напряжение около 200 В, в то время как 4H-SiC-ДШ способны блокировать напряжение в несколько киловольт. При этом последние могут работать при повышенных температурах и выдерживать большие тепловые нагрузки благодаря большому ширине запрещенной зоны и теплопроводности 4H-SiC.

Для практической реализации достоинств 4H-SiC в диодах Шоттки нами были решены следующие задачи: 1) разработана модель для расчёта высоты барьера Шоттки на реальной поверхности SiC [38]; 2) разработаны методы формирования стабильных контактов Шоттки с регулируемым по высоте барьером [39–41]; 3) разработана планарная охранная система для устранения преждевременного краевого пробоя [42–44]; 4) установлены физические механизмы утечек при обратном напряжении [45–47]; 5) разработана интегрированная шоттки-(p-n)-структура (Junction Barrier Schottky, JBS) для частичного подавления токов утечки [48, 49].

**4.1.1. Высота барьера Шоттки на реальной поверхности SiC (моделирование).** Как известно, высота барьера Шоттки в контактах металл–полупроводник, как правило, слабо зависит от природы металла: изгиб энергетических зон у поверхности полупроводника определяется не столько разностью работ выхода металла и полупроводника, сколько зарядом, который захватывается электронными состояниями на интерфейсе металл–полупроводник [50]. При этом важную роль играет тонкая диэлектрическая прослойка, отделяющая металл от полупроводника (такой прослойкой может быть естественный оксид на поверхности полупроводника). Важность конечной величины зазора состоит в том, что, если его ширина стремится к нулю, то металл будет полностью экранировать поверхностный заряд и высота барьера будет определяться разностью работ выхода металла и полупроводника, т.е. не будет зависеть от наличия поверхностных состояний. Обычно считается, что ловушки захвата локализованы в плоскости, разделяющей диэлектрик и полупроводник. Однако если предположить, что тонкая прослойка представляет собой естественный оксид, то "строгая" локализация ловушек в плоскости раздела, по-видимому, нереальна. Так, например, в случае термически окисленного



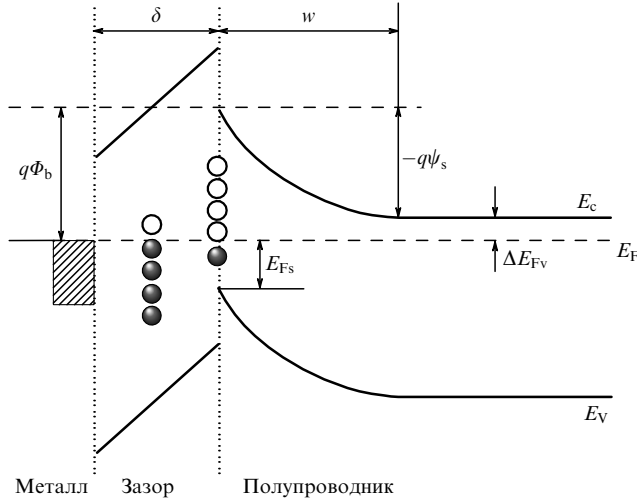


Рис. 11. Равновесная энергетическая диаграмма контакта металл-оксид-полупроводник с однородным пространственным распределением ловушек в промежуточном диэлектрическом слое.

кремния наблюдают довольно протяжённый слой  $\text{SiO}_x$  (до нескольких десятков ангстрем вглубь от поверхности кремния), в котором "дефекты окисления" (так называемые  $\text{P}_b$ -центры) и вносят определяющий вклад в плотность состояний на интерфейсе  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  [51].

В нашей работе [52] рассчитаны зависимости высоты барьера  $\Phi_b$  от работы выхода металла  $\Phi_m$  для контактов Шоттки на основе карбида кремния. Предполагалось, что на реальной поверхности SiC имеется слой естественного оксида, толщина которого может варьироваться в пределах 6–20 Å, а ловушки в нём распределены однородно. Также было принято допущение о том, что нанесение металла не вызывает появления дополнительных ловушек на интерфейсе. Это означает, что влияние металла сводится лишь к перераспределению потенциала в структуре за счёт заряда, наведённого на его поверхности. Наконец, считалось, что промежуточный слой туннельно прозрачен для электронов, так что ловушки легко обмениваются электронами с металлом. Энергетическая диаграмма контакта металла с полупроводником n-типа с учётом принятых допущений показана на рис. 11 (для случая  $\Phi_m - \chi = 0$ , где  $\chi$  — электронное сродство полупроводника).

В соответствии с показанной на рис. 11 диаграммой высота барьера Шоттки определяется следующим образом:

$$\Phi_b = |\psi_s| + \frac{\Delta E_{Fv}}{q}, \quad (4.1)$$

где  $\psi_s$  — величина изгиба зон в полупроводнике,  $\Delta E_{Fv}$  — положение уровня Ферми в электронейтральной области полупроводника относительно дна зоны проводимости.

Задача определения  $\psi_s$  решалась интегрированием уравнения Пуассона, которое для приповерхностной области пространственного заряда (ОПЗ) в полупроводнике и для промежуточного слоя разбивается на два уравнения:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = -\frac{qN}{\epsilon_s}, \quad 0 < x < w, \quad (4.2)$$

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_0\delta} \int_0^{E_{Fs}-q\psi(x)} D_t(E) dE, \quad -\delta < x < 0, \quad (4.3)$$

где  $\psi(x)$  — потенциал, отсчитываемый от потенциала нейтральной области,  $q$  — заряд электрона,  $w$  — толщина приповерхностной ОПЗ в полупроводнике,  $\epsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость промежуточного слоя,  $D_t(E)$  — энергетическое распределение плотности поверхностных состояний в запрещённой зоне полупроводника,  $E_{Fs}$  — положение уровня Ферми на поверхности полупроводника относительно потолка валентной зоны. Граничные условия для уравнений (4.2) и (4.3) следующие:  $\psi(w) = 0$ ,  $\psi(-\delta) = -(\Phi_m - \chi)$ .

На практике задача решалась с использованием комбинации численных методов. Применялся метод Рунге-Кутты решения дифференциальных уравнений второго порядка:  $y'' = F(x, y, y')$ . Согласно этому методу необходимо задать начальные значения функции  $y_0$  и её производной  $y'_0$  в точке  $x = x_0$ . В рассматриваемом случае  $x_0 = 0$ ,  $y_0(0) \equiv \psi_s$ , а  $y'_0(0) \equiv -E(-0)$ , где  $E(-0)$  — электрическое поле, претерпевающее разрыв в плоскости раздела диэлектрик-полупроводник. Поле  $E(-0)$  может быть легко выражено через потенциал  $\psi_s$  с учётом следующих соотношений:

$$-\psi_s = \frac{qNw^2}{2\epsilon_s}, \quad E(+0) = \frac{2\psi_s}{w}, \quad E(-0) = \frac{\epsilon_0}{\epsilon_s} E(+0). \quad (4.4)$$

Таким образом, интегрирование уравнения Пуассона для промежуточного слоя связано с заданием величины  $\psi_s$ . Последняя подбиралась так, чтобы при интегрировании уравнения (4.3) в пределах от  $x = 0$  до  $x = -\delta$  решение на конце интервала интегрирования приходило к значению  $\psi(-\delta) = -(\Phi_m - \chi)$ . Для этого сначала выбирался соответствующий интервал поиска, а подбор значения  $\psi_s$ , принадлежащего интервалу поиска, проводился методом "половинного деления отрезка".

При расчётах зависимостей  $\Phi_b(\Phi_m)$  распределение акцепторных состояний по энергиям было принято в виде гауссова пика с максимумом распределения в верхней половине запрещённой зоны SiC на 1,2 эВ ниже дна зоны проводимости [53]:

$$D_t(E) = D_{tm} \exp \left[ -\frac{(E - E_m)^2}{2(\Delta E)^2} \right]. \quad (4.5)$$

Параметры распределения  $D_{tm} = 3 \times 10^{13} \text{ эВ}^{-1} \text{ см}^{-2}$  и  $\Delta E = 0,14 \text{ эВ}$  выбирались из тех соображений, чтобы величина интегральной плотности этих ловушек составляла около  $2 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , а сами состояния были близки к моноэнергетическим. На рисунке 12 показаны результаты расчётов зависимостей  $\Phi_b(\Phi_m)$  по предложенной модели. Были приняты следующие величины толщин зазора:  $\delta = 6 \text{ Å}$  (кривая 1) и  $\delta = 20 \text{ Å}$  (кривая 2). На том же рисунке приведены выборочные экспериментальные данные из работ, в которых принимались специальные меры для удаления естественного оксида [54], а также из работ, в которых перед нанесением металла образцы SiC подвергались высокотемпературному отжигу [55].

Как и следовало ожидать, в случае  $\delta = 6 \text{ Å}$  расчётная зависимость  $\Phi_b(\Phi_m)$  оказалась более крутой по сравнению с зависимостью в случае  $\delta = 20 \text{ Å}$ . Качественно этот эффект объясняется экранирующим воздействием металла. Как видно, экспериментальные данные (показанные кружками на рис. 12) хорошо описываются рассчитанными зависимостями. При этом выбранные при расчётах

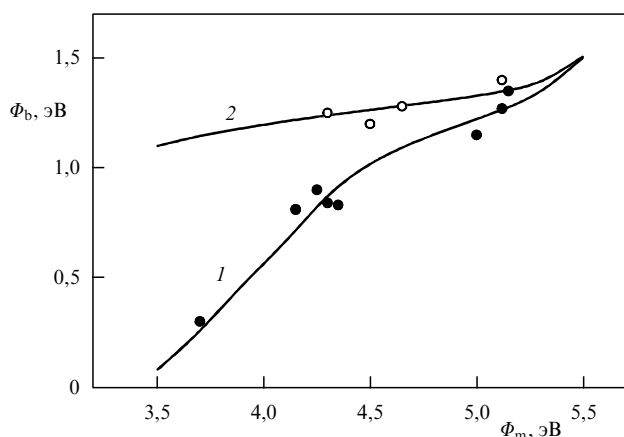


Рис. 12. Зависимость высоты барьера  $\Phi_b$ , сформированного на реальной поверхности SiC, от работы выхода металла  $\Phi_m$ . Толщина диэлектрического зазора:  $\delta = 6$  Å (кривая 1) и  $\delta = 20$  Å (кривая 2).

значения толщины слоя естественного оксида вполне реальны по условиям приготовления структур.

#### 4.1.2. Формирование стабильных контактов Шоттки.

Одной из проблем в технологии контактов Шоттки является воспроизводимость и стабильность их свойств. Для стабилизации свойств шоттки-контактов предлагают различные варианты предварительной подготовки поверхности перед нанесением металла, а также быструю термообработку (Rapid Thermal Annealing, RTA) нанесённых барьерных контактов в вакууме или инертной среде.

В наших работах контакты Шоттки (W, Cr, Ni, Mo, Ti) формировались с помощью электронно-лучевого напыления металлов в высоком вакууме (толщина слоя металла около 100 нм). Непосредственно перед напылением проводилось травление естественного оксида с помощью ионной ( $\text{Ar}^+$ ) пушки. Высота барьера варьировалась для разных металлов от 1 эВ до 1,3 эВ, а коэффициент идеальности изменялся в пределах 1,04–1,06. В работе [41] было исследовано влияние RTA-отжига в вакууме (в течение 2 мин при температуре 600–800 °С) на разброс электрических параметров 4H-SiC-барьеров Шоттки. (Неоднородность контактов Шоттки обычно приводит к разбросу падения напряжения при некоторой фиксиро-

ванной величине прямого тока.) Изменение величины разброса падения напряжения в результате отжига может служить критерием улучшения/ухудшения однородности границы раздела, а изменение средней статистической величины падения напряжения — мерой изменения высоты барьера.

На рисунке 13 показаны результаты измерений падения напряжения (при прямом токе 100 нА) для W-, Mo-, Cr- и Ni-контактов (по 50 штук в каждой группе), как не подвергнутых термообработке (рис. 13а), так и отожжённых при температуре 700 °С (рис. 13б). Вольфрамовые, хромовые и молибденовые контакты качественно показали одинаковое поведение: после отжига средняя высота барьера убывала, а однородность структуры контактов существенно улучшалась (особенно в молибденовых контактах). В то же время никелевые контакты показали противоположную тенденцию: средняя высота барьера увеличивалась, а однородность структуры контакта существенно ухудшалась.

Как мы полагаем, в случае вольфрама, хрома и молибдена наблюдаемые уменьшение высоты барьера и улучшение однородности контактов обусловлены гомогенизацией границы раздела и модификацией поверхностных состояний (заметной химической реакции металлов с карбидом кремния в результате RTA-отжига при температуре 700 °С ещё не происходит [56]). В случае никеля химическая реакция с образованием силицида никеля ( $\text{Ni}_2\text{Si}$ ) при температуре 700 °С протекает уже достаточно интенсивно [57], что приводит к увеличению средней высоты барьера. Однако для образования сплошного силицида (и, соответственно, повышения степени однородности структуры контактов) необходимы более высокие температуры и/или большая длительность отжига.

#### 4.1.3. Планарная охранный система.

Для уменьшения концентрации краевого электрического поля в планарных высоковольтных 4H-SiC-приборах часто применяют "плавающие" охранные кольца, формируемые локальной ионной имплантацией акцепторов. В наших работах для формирования охранных колец мы использовали ионную имплантацию бора. При термическом отжиге слоёв 4H-SiC, имплантированных бором при комнатной температуре, происходит заметная диффузионная разгонка внедрённых имплантацией атомов вследствие

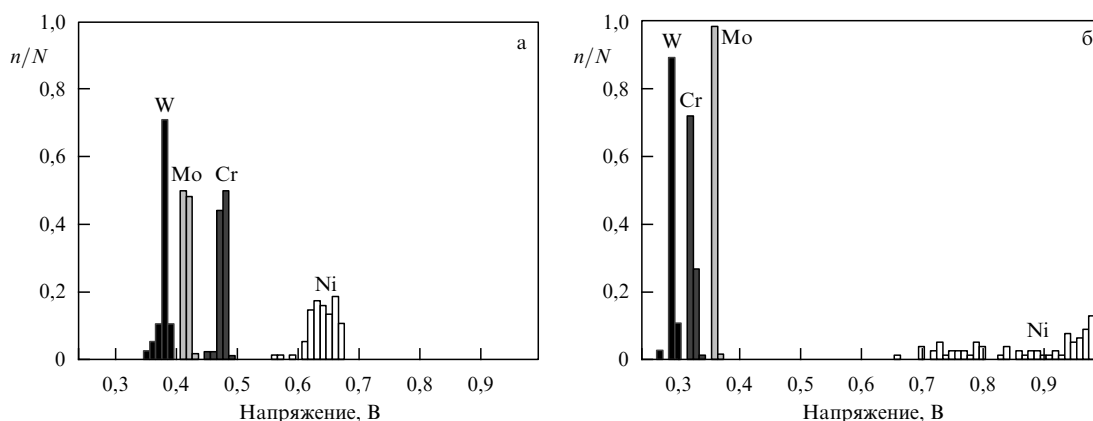


Рис. 13. Нормированные гистограммы распределения необработанных (а) и термообработанных при 700 °С (б) 4H-SiC-барьеров Шоттки по величине падения напряжения, измеренного при прямом токе 100 нА.

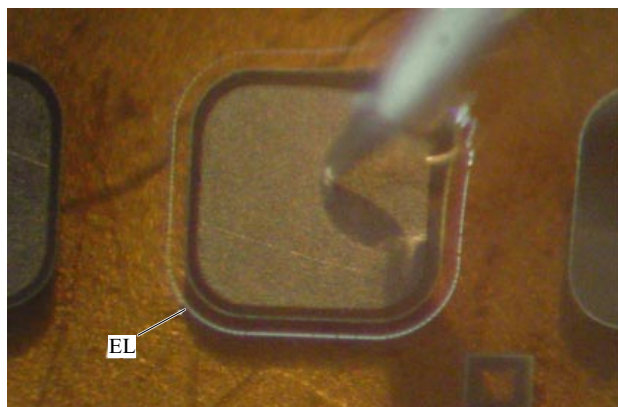


Рис. 14. Электролюминесценция (EL) на краю охранного р–п-перехода в режиме пробоя.

неравновесной диффузии, стимулированной радиационными нарушениями. В результате глубина имплантированных бором р–п-переходов в 4H-SiC существенно превосходит глубину, на которую проникают ионы во время имплантации. Это обстоятельство играет положительную роль при формировании диффузионных охранных р-колец: имплантация бора, а не алюминия упрощает задачу повышения напряжения пробоя.

В работах [42, 43] мы исследовали пробой планарных 4H-SiC-р–п-переходов, формируемых с помощью локальной имплантации ионов бора с энергией 350 кэВ. Было показано, что благодаря неравновесной диффузии бора во время постимплантационного отжига глубина залегания р–п-перехода достигает 1,7 мкм, что приблизительно на 1 мкм больше длины пробега ионов бора с энергией 350 кэВ в 4H-SiC. Максимальное обратное напряжение р–п-переходов было ограничено краевым лавинным пробоем в цилиндрической части р–п-перехода, где концентрируется электрическое поле. В этом месте в режиме пробоя наблюдалась интенсивная электролюминесценция (рис. 14). Величина пробивного напряжения, около 900 В, оказалось близкой к расчётному напряжению пробоя планарного перехода с "проколотой" базой [58]. Расчётная величина составляет 990 В при концентрации примесей в п-слое  $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , толщине п-слоя 12 мкм и радиусе кривизны перехода 1,7 мкм. В то же время расчётное напряжение пробоя плоскопараллельного р–п-перехода ( $V_{\text{Впр}}$ ) с такими же параметрами эпитаксиального слоя составляет около 2500 В. То есть напряжение пробоя в принципе может быть увеличено по меньшей мере ещё в два раза. Для дальнейшего повышения напряжения пробоя нами применялась система "плавающих" охранных колец.

В системе с "плавающими" охранными кольцами зазоры между основным переходом и первым кольцом, а также между кольцами подбираются таким образом, чтобы области пространственного заряда основного и плавающих переходов смыкались по мере увеличения напряжения на аноде. В результате толщина ОПЗ плавно уменьшается за краем анода, что способствует выравниванию распределения электрического поля в этой области (рис. 15).

В простейшем варианте подбором числа колец и зазоров между ними можно добиться реализации такой

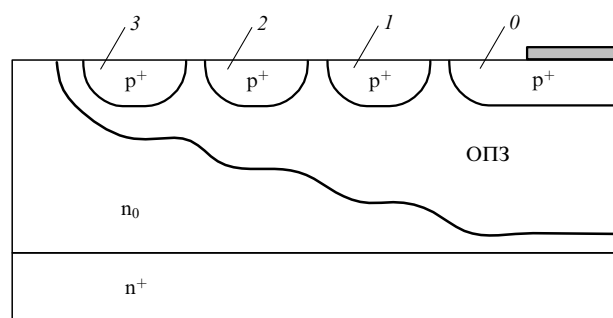


Рис. 15. Иллюстрация концепции "плавающих" охранных колец: 0 — основной планарный р–п-переход, 1–3 — "плавающие" кольца.

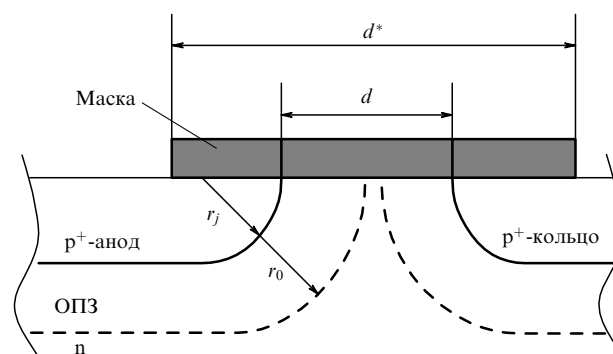


Рис. 16. Геометрия охранных колец.

ситуации, в которой пробой будет происходить не на крае основного перехода, а на крае последнего кольца. В этой ситуации потенциал анода (относительно заземлённого катода-подложки) при пробое  $V_{\text{BA}} > V_{\text{Rn}} = V_{\text{Bcyl}}$ , где  $n$  — число колец,  $V_{\text{Rn}}$  — потенциал последнего кольца,  $V_{\text{Bcyl}}$  — напряжение пробоя планарного перехода в отсутствие охраны.

Зазор  $d$  между кольцами выбирают так, чтобы при нулевом напряжении на аноде ОПЗ основного и плавающих переходов находились "на грани" смыкания. В нашем случае величина  $d$  выбиралась несколько большей, чем  $2(r_0 - r_j)$ , где  $r_0$  — радиус кривизны края ОПЗ при нулевом смещении, а  $r_j$  — радиус кривизны металлической границы р–п-перехода (рис. 16).

Для цилиндрического перехода  $r_0$  может быть рассчитан из трансцендентного уравнения [59]

$$V_{\text{bi}} = \frac{qN}{2\varepsilon} \left( \frac{r_j^2 - r_0^2}{2} + r_0^2 \ln \frac{r_0}{r_j} \right), \quad (4.6)$$

где  $V_{\text{bi}}$  — контактная разность потенциалов р–п-перехода,  $q$  — элементарный заряд,  $N$  — концентрация доноров в базе,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость полупроводника. Полагая  $r_j \sim 1,7$  мкм и  $N = 2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , получим  $r_0 = 2,8$  мкм. Отсюда  $d \geq 2,2$  мкм.

Число колец должно выбираться таким, чтобы потенциал анода при условии  $V_{\text{Rn}} = V_{\text{Bcyl}}$  не превышал напряжения пробоя плоскопараллельного перехода  $V_{\text{Впр}}$ . В работе [60] для планарного р–п-перехода с одним "плавающим" охранным кольцом получены аналитические выражения для зависимости потенциала кольца  $V_{\text{R}}$  от

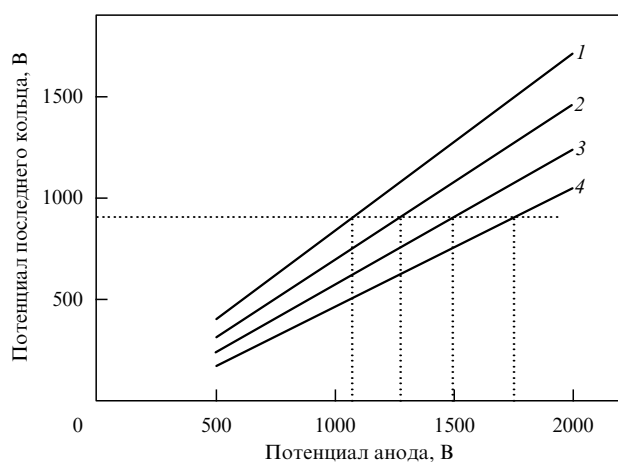


Рис. 17. Зависимости потенциала (1–4) последнего кольца от потенциала анода, рассчитанные соответственно для числа колец от одного до четырёх.

потенциала анода  $V_A$ . Для структуры с "проколотой" базой эта зависимость имеет вид

$$V_R = V_A \left( \frac{W}{W + kd} \right) - \sqrt{V_{PT} V_{RT}}, \quad (4.7)$$

$$V_{PT} = \frac{qNW^2}{2\varepsilon}, \quad V_{RT} = \frac{qN(kd)^2}{2\varepsilon}, \quad (4.8)$$

$$k = \left[ \left( 1 + \frac{r_j}{d} \right)^2 \ln \left( 1 + \frac{d}{r_j} \right) - \left( \frac{1}{2} + \frac{r_j}{d} \right) \right]^{1/2}. \quad (4.9)$$

Здесь  $W$  — толщина базы,  $V_{PT}$  — напряжение прокола базы,  $V_{RT}$  — напряжение "смыкания". В случае нескольких колец потенциал последнего кольца (при заданном анодном потенциале) может быть рассчитан следующим образом. Вначале по приведённым выше формулам рассчитывается потенциал первого кольца. Затем первое кольцо рассматривается как "основной переход" и по тем же формулам рассчитывается потенциал второго кольца. И так далее до последнего кольца. Затем процедура повторяется для следующего значения анодного потенциала. Таким способом можно построить зависимости  $V_{Rn}(V_A)$  при разных значениях  $n$ .

На рисунке 17 показаны для случая  $N = 2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $W = 12 \text{ мкм}$  и  $r_j = 1,7 \text{ мкм}$  рассчитанные нами зависимости  $V_{Rn}(V_A)$ : число колец  $n$  варьировалось от 1 до 4, зазор  $d = 2,5 \text{ мкм}$ . Как видно, результаты расчёта предсказывают, что при  $V_{Bcy1} = 900 \text{ В}$  одно кольцо должно увеличивать напряжение пробоя до 1070 В, два кольца — до 1270 В, три кольца — до 1490 В и, наконец, четыре кольца — до 1750 В.

Экспериментальные 4H-SiC-p-n-структуры изготавливались на основе эпитаксиального материала: концентрация доноров в n-слое  $N = 2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , толщина n-слоя  $d = 12 \text{ мкм}$ . Основной переход и кольца формировались одновременно. Число колец было выбрано равным четырём. Технологическая ширина маски  $d^*$  для имплантации, обеспечивающая зазор  $d = 2,5 \text{ мкм}$ , была выбрана равной 6 мкм (см. рис. 16) с учётом того, что диффузионная разгонка бора при отжиге имплантированного слоя происходит не только в вертикальном, но и в латеральном направлениях (как мы полагаем, на расстояние около 1,7 мкм). Ионы  $^{11}\text{B}$  внедрялись в n-слой

двумя дозами с разной энергией (при комнатной температуре): 1) доза  $6 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  при энергии 350 кэВ; 2) доза  $3 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  при энергии 200 кэВ. Постимплантационный отжиг проводился при температуре 1500 °С в атмосфере аргона в течение 60 мин. Kontakтами к катоду (подложка) и аноду служили никель и титан соответственно. Пробой начинался при напряжении около 1800 В (тестовые переходы без охраны показывали напряжение пробоя около 900 В) и достигал, таким образом, 72 % от расчётного напряжения пробоя плоскопараллельного p-n-перехода с такими же параметрами эпитаксиального слоя.

Описанный упрощённый подход к проектированию колец не является, строго говоря, оптимальным с точки зрения достижения возможного максимального напряжения пробоя (в приведённых выше рассуждениях пробой остаётся краевым). Очевидно, что для дальнейшего повышения напряжения пробоя необходимо увеличивать число колец, а также подбирать переменное расстояние между ними.

**4.1.4. Токи утечки.** Обратный ток в высоковольтных 4H-SiC-ДШ нередко проявляет "избыточный" характер. Избыточные токи утечки могут быть вызваны самыми разными причинами: дефектами в полупроводнике, неоднородностями распределения высоты барьера по площади контакта, конструктивными особенностями диодов, приводящими к преждевременному краевому пробоя, и др. В работе [47] приводятся результаты статистических замеров токов утечки в коммерческих диодных чипах CPW3-1700S010, рассчитанных на обратное напряжение 1700 В и прямой ток 10 А. С целью достижения статистической значимости были проведены измерения на достаточно большом количестве чипов — 147 штук. Замеры тока утечки проводились при фиксированном обратном напряжении 1400 В и комнатной температуре. На рисунке 18 показаны результаты классификации чипов по величинам тока утечки.

Разброс оказался значительным — от 10 нА до 6 мкА (почти три порядка величины). Только одно это обстоятельство уже говорит в пользу дефектной природы токов утечки. Ранее в нескольких работах выдвигалось предположение об участии в протекании обратного тока проникающих дислокаций (см., например, [61, 62]),

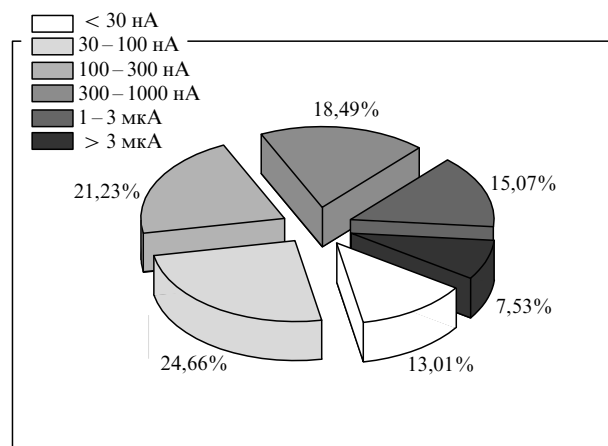


Рис. 18. Статистические данные по классификации диодных чипов CPW3-1700S010 по группам согласно току утечки при обратном напряжении 1400 В (температура комнатная).



плотность которых в коммерческом эпитаксиальном материале пока ещё велика, вплоть до  $\sim 10^4 \text{ см}^{-2}$ . Вполне вероятно, что наблюдаемый обратный ток протекает в местах выхода дислокаций на поверхность полупроводника.

Механизм утечки с участием дислокаций предложен нами в работе [45]. Согласно этой модели обратный ток протекает по механизму токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ), за счёт монополярной инжекции электронов из точечных областей, находящихся в пределах контакта Шоттки (там, где проникающие дислокации выходят на поверхность), в ОПЗ полупроводника. В местах выхода дислокаций на поверхность энергетический барьер для электронов, покидающих металл, может быть понижен и отодвинут от поверхности полупроводника в глубь его объёма на некоторое расстояние. Как следствие, в приповерхностной области полупроводника образуется точечный "резервуар" электронов. Приложение отрицательного потенциала к металлу вызывает монополярную инжекцию электронов из такого наномасштабного резервуара в ОПЗ полупроводника и протекание тока по механизму ТОПЗ. Очевидно, что при таком механизме протекания обратного тока вид вольт-амперных характеристик (ВАХ) может сложным образом зависеть от того, сколько дислокаций и какого типа находится в пределах площади шоттки-областей. В этом случае значительный разброс тока утечки по величине в исследованных чипах становится понятным.

**4.1.5. Интегрированная шоттки-(р-п)-структура.** Современные ДШ на основе 4H-SiC конструктивно представляют собой интегрированные шоттки-(р-п)-структуры (Junction Barrier Schottky, JBS), в которых шоттки-области перемежаются с локальными имплантированными р-областями (рис. 19, 20). В прямом направлении ток протекает через шоттки-области, так что сопротивление такого диода в открытом состоянии определяется характеристиками шоттки-контакта. В то же время зазор между р-областями делают таким узким, чтобы при включении диода в обратном направлении ОПЗ от соседних р-п-переходов смыкались при некотором напряжении. В результате система р-областей действует как экранирующая сетка: силовые линии поля частично замыкаются не на шоттки-металле, а на р-областях. Благодаря эффекту экранирования область максимального поля в диоде с JBS-структурой находится, в отличие от таковой в обычном ДШ, не в плоскости раздела металл-полупроводник, а несколько отодвинута от поверхности в глубь объёма, что способствует уменьшению обратного тока до значений, характерных для р-п-перехода.

В JBS-структуре токи утечки, чувствительные к величине поверхностного поля, уменьшаются. (Это относит-

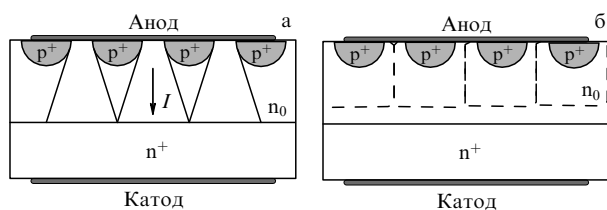


Рис. 19. Концепция JBS-структуры: (а) прямое и (б) обратное смещения.

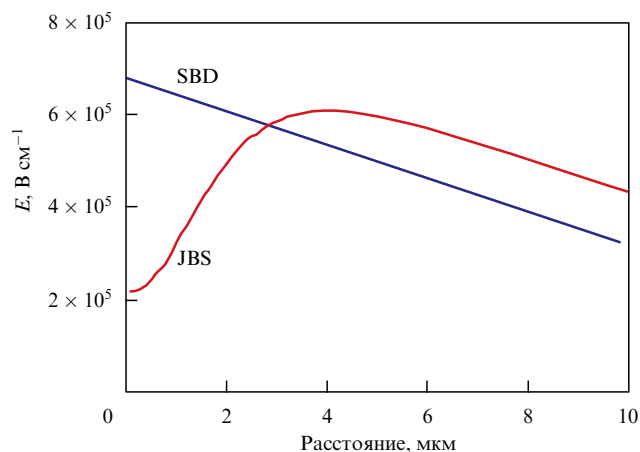


Рис. 20. Электрическое поле  $E$  в базе SBD (Schottky Barrier Diode) и JBS-диода (толщина п-базы 10 мкм, уровень легирования  $2 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , напряжение 500 В).

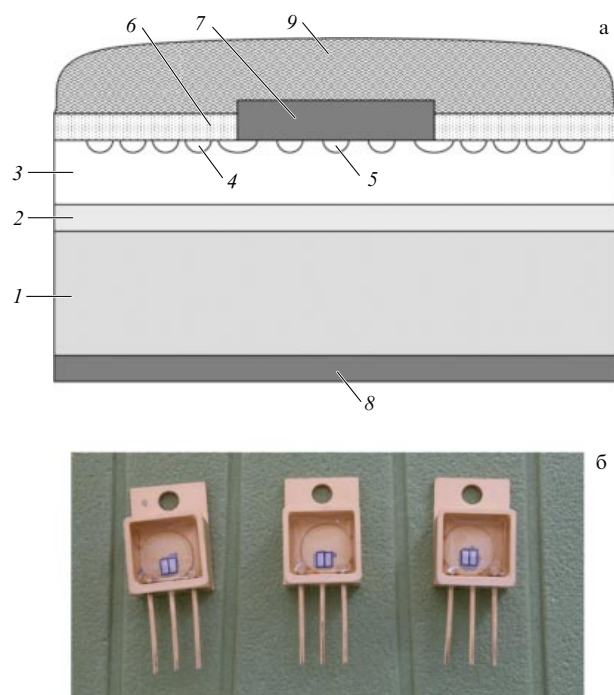


Рис. 21. (а) Схематическое поперечное сечение 4H-SiC-JBS-диода: 1 — подложка п-типа проводимости, 2 — буферный эпитаксиальный п-слой, 3 — базовый эпитаксиальный п-слой, 4 — "плавающие" охранные р-кольца, 5 — локальные р-области JBS-структуры, 6 — оксид, 7 — металл шоттки-контакта (анод), 8 — металл омического контакта (катод), 9 — пассивирующее покрытие. (б) Фотография корпусированных диодов.

ся и к термоэмиссионному току электронов из металла в полупроводник, величина которого в ДШ на основе 4H-SiC сильно зависит от поверхностного поля [46].) В наших работах р-области в JBS-структуре изготавливались с помощью неравновесной диффузии бора из имплантированного источника одновременно с формированием охранных колец. На рисунке 21а показана финальная схема конструкции диодного чипа, а на рис. 21б приведена фотография корпусированных диодов.

В работе [47] мы исследовали эффективность использования JBS-структур с целью подавления токов утечки.

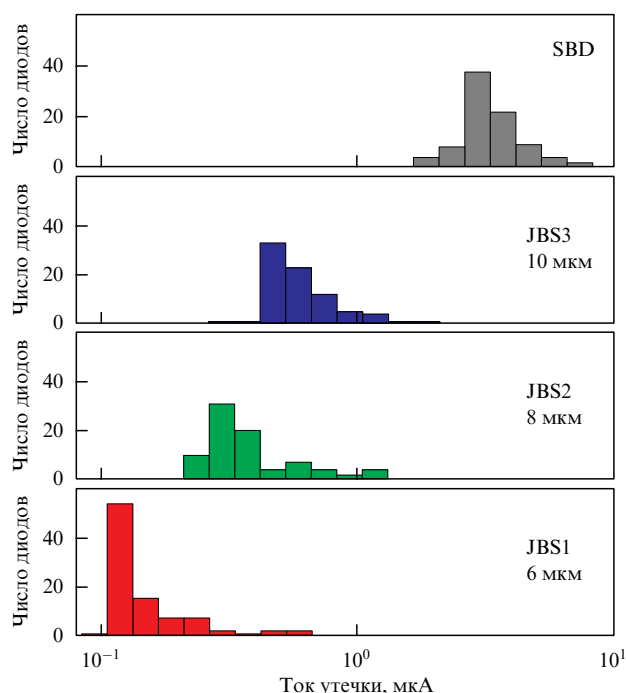


Рис. 22. Гистограммы распределения тестовых диодов по величине тока утечки при обратном напряжении 2100 В (температура комнатная).

Для этого были специально изготовлены высоковольтные тестовые ДШ, как с интегрированной JBS-структурой, так и без неё (SBD). ДШ с JBS-структурой имели разные зазоры между локальными р-областями — от 6 до 10 мкм.

Большинство изготовленных диодов (включая SBD) блокировало обратное напряжение более 2000 В. Для сравнения уровня утечек в диодах разной топологии были измерены обратные токи при напряжении 2100 В в 420 диодных структурах (по 105 штук диодов каждого типа).

На рисунке 22 показаны результаты замеров в виде гистограмм распределения числа диодов по величинам тока утечки. Как видно, разброс по току утечки для диодов каждого типа довольно велик, что указывает на дефектную природу утечек. Наиболее вероятное значение тока утечки  $I^*$  составляет около 3 мкА для SBD, 0,5 мкА для JBS3-диодов, 0,3 мкА для JBS2-диодов и 0,1 мкА для JBS1-диодов. Как видно,  $I^*$  монотонно убывает в ряду SBD–JBS3–JBS2–JBS1, т.е. при уменьшении суммарной площади шоттки-областей в диодах. Важно отметить, что показанные на рис. 22 гистограммы частично перекрываются между собой вследствие значительного разброса тока утечки по величине (например, 17 JBS2-диодов (из 105) имели утечку выше, чем  $I^*$  для JBS3-диодов). Таким образом, говоря о снижении токов утечки при уменьшении зазора между р-кольцами в JBS-структуре, необходимо подчеркнуть, что речь идёт об усреднённых статистических данных.

На рисунке 23 показана зависимость нормированного тока утечки  $I^*/I_{SBD}^*$  от нормированной площади шоттки-областей  $S/S_{SBD}$  ( $S_{SBD} = 4,9 \times 10^{-4} \text{ см}^2$ ). На этом же рисунке кривой 1 показана ожидаемая зависимость для случая, в котором подавление утечек определялось бы исключительно уменьшением суммарной площади

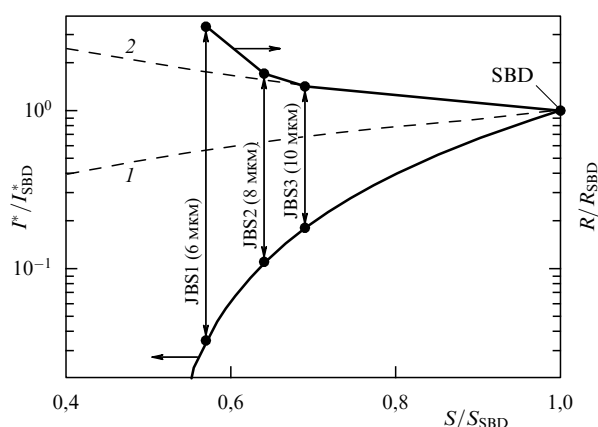


Рис. 23. Зависимости нормированного тока утечки  $I^*/I_{SBD}^*$  и нормированного сопротивления тестовых диодов в открытом состоянии  $R/R_{SBD}$  от нормированной площади шоттки-областей  $S/S_{SBD}$ .

шоттки-областей (чисто геометрический эффект). Как видно, при уменьшении зазора между р-кольцами ток утечки убывает быстрее, чем можно было бы ожидать в случае чисто геометрического эффекта. Совершенно очевидно, что кроме последнего существенную роль в частичном подавлении токов утечки играет эффект экранирования электрического поля в JBS-структуре: чем меньше зазор между р-кольцами, тем сильнее он проявляется.

Следует, однако, учитывать, что уменьшение суммарной площади шоттки-областей должно приводить к возрастанию сопротивления диодов в прямом направлении. На рисунке 23 приведена зависимость нормированного сопротивления диодов в открытом состоянии ( $R/R_{SBD}$ ) от нормированной площади шоттки-областей  $S/S_{SBD}$ . На том же рисунке кривой 2 показана ожидаемая зависимость для случая, в котором увеличение сопротивления определялось бы чисто геометрическим эффектом. Как видно, в случае JBS3- и JBS2-диодов увеличение сопротивления в самом деле определяется геометрическим эффектом. Однако для JBS1-диодов увеличение сопротивления уже намного выше ожидаемого. Объясняется это тем, что в JBS1-диодах шоттки-области отсекаются областями пространственного заряда имплантированных р–п-переходов. Таким образом, JBS-структура, формируемая в 4H-SiC-ДШ с помощью имплантации бора, способствует эффективному снижению токов утечки: при оптимальном зазоре между локальными р-областями (8 мкм) уровень утечек снижается почти в 10 раз.

**4.1.6. Высоковольтные (3300 В) JBS-диоды на основе 4H-SiC.** В работе [49] нами были изготовлены JBS-диоды на основе 4H-SiC с максимальным обратным напряжением 3300 В. Рабочая площадь диодов (площадь анодного контакта) составляла  $1,44 \text{ мм}^2$ . В диапазоне токов от  $10^{-11}$  до 1,5 А прямая ВАХ описывалась по модели термоэлектронной эмиссии: высота барьера Шоттки  $\Phi_b = 1,16 \text{ эВ}$ , фактор идеальности  $n = 1,01$ . Дифференциальное сопротивление диодов в открытом состоянии  $R_s = 2,2 \text{ Ом}$  (рис. 24) определялось сопротивлением блокирующей эпитаксиальной п-базы (концентрация примесей  $N = 9 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , толщина п-слоя  $d = 34 \text{ мкм}$ ). В обратном направлении диоды блокировали напряже-

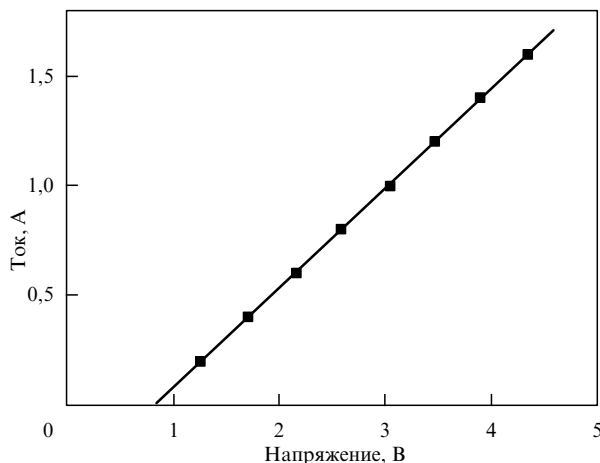


Рис. 24. Импульсная прямая ВАХ 3300-вольтового JBS-диода в открытом состоянии.

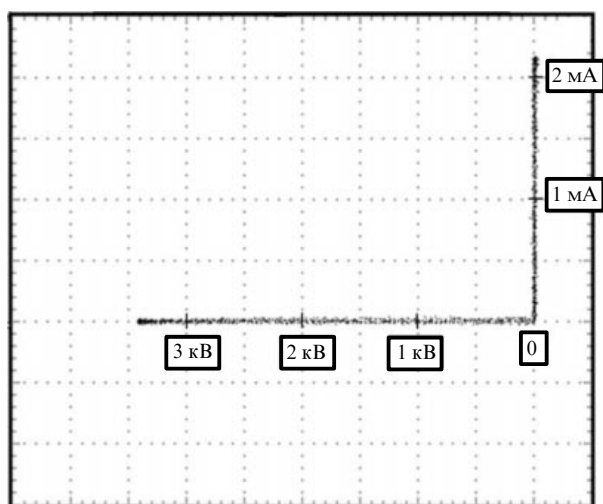


Рис. 25. ВАХ, записанная с экрана высоковольтного характеристикографа.

ние величиной по меньшей мере 3300 В (рис. 25) (при обратном напряжении 3300 В ток утечки при комнатной температуре составлял около 1 мкА).

На рисунке 26 показаны типичные характеристики обратного восстановления, измеренные при переключении диодов с прямого тока ( $I = 0,4$  А, 2 — 1,2 А) на обратное напряжение 500 В.

Как амплитуда, так и убывание обратного тока со временем совершенно не зависят от величины тока в прямом направлении. Это непосредственно свидетельствует о том, что обратный ток — чисто ёмкостный. Амплитуда обратного тока 0,6 А, длительность его протекания  $\Delta t_r = 20$  нс. Заряд обратного восстановления, определяемый как

$$Q_{rr} = \int_0^{\Delta t_r} I_r dt, \quad (4.10)$$

составляет около 5 нКл. С другой стороны, заряд основных носителей (электронов), выносимый из базовой области после приложения обратного напряжения  $V_r$ , можно рассчитать следующим образом:

$$Q_n = S \sqrt{2q\epsilon N V_r}. \quad (4.11)$$

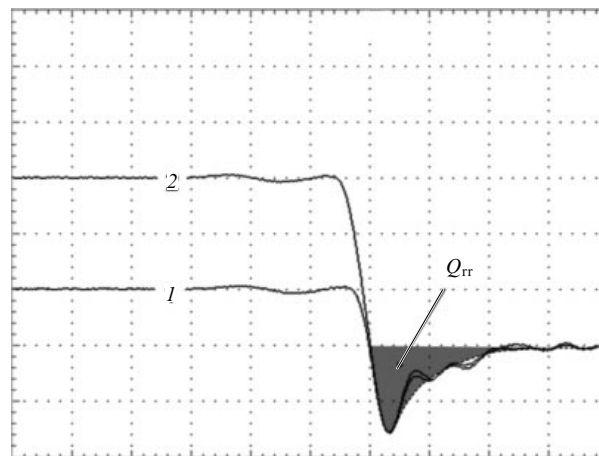


Рис. 26. Типичные характеристики обратного восстановления, записанные с экрана осциллографа при переключении диодов с прямого тока ( $I = 0,4$  А, 2 — 1,2 А) на обратное напряжение 500 В. Масштаб по току (ось ординат) — 0,4 А на одно деление, по времени (ось абсцисс) — 10 нс на одно деление.

При  $V_r = 500$  В рассчитанный по формуле (4.11) заряд  $Q_n = 5,1$  нКл практически совпадает с зарядом  $Q_{rr}$ .

#### 4.2. Быстровосстанавливающиеся лавинные диоды

В силовой электронике востребованы диоды, способные к работе в режиме контролируемого лавинного пробоя. Такие диоды необходимы для импульсных преобразователей с повышенными требованиями к надёжности. Лавинные диоды могут применяться в качестве быстродействующих ограничителей импульсных перенапряжений, возникающих, например, в схемах с индуктивной нагрузкой, а также в качестве ограничителей сверхвысокочастотной (СВЧ) мощности.

Необходимо отдельно отметить применение лавинных диодов для изготовления высоковольтных столбов. Лавинные диоды, соединённые последовательно в столб, позволяют более равномерно распределять напряжение между обратносмещёнными диодами и тем самым предотвращать выход всей линейки из строя в случае перенапряжения на одном или одновременно на нескольких диодах. Для всех перечисленных выше применений желательно, чтобы диод, работающий в лавинном режиме, обладал способностью рассеивать большую мощность.

Нами исследована [63, 64] работа 4H-SiC-диодов с р–n-переходом в режиме лавинного пробоя. Определены такие параметры, как лавинное сопротивление диодов, насыщенная скорость дрейфа электронов в блокирующей n-базе при высоких полях, температурный коэффициент напряжения пробоя.

В работе [65] продемонстрированы высоковольтные быстровосстанавливающиеся лавинные диоды (БВЛД) на основе 4H-SiC, имеющие быстродействие, сравнимое с таковым промышленных 4H-SiC-диодов Шоттки, и способные рассеивать в режиме одиночных лавинных импульсов энергию до  $2,9$  Дж см<sup>-2</sup>. Диоды изготавливались на основе коммерческих 4H-SiC-пластин n-типа с эпитаксиальными р- и n-слоями. Постростовая технология изготовления диодов включает в себя:

1) формирование омических контактов к верхнему эпитаксиальному р-слою и к n-подложке;



Рис. 27. 4H-SiC-БВЛД, смонтированный в малоомощном металло-стеклянном корпусе с помощью пайки свинцово-оловянным припоем. Площадь анода 1 мм<sup>2</sup>.

2) формирование охранной системы на периферии анодных контактов для предотвращения преждевременного краевого пробоя;

3) резку пластины с диодными структурами на чипы;

4) облучение чипов высокоэнергетическими протонами на Уникальной научной установке (УНУ) "Циклотрон ФТИ" для уменьшения заряда обратного восстановления диодов. (4H-SiC-диоды способны блокировать большое обратное напряжение при сравнительно высоком уровне легирования базы. Это позволяет 4H-SiC-диодам с р–n-переходом эффективно работать и без модуляции проводимости блокирующей базы инжектированными носителями. В этом случае для повышения быстродействия диодов целесообразно подавлять инжекцию неосновных носителей, например, протонным облучением [66]);

5) напаивание чипов в металло-стеклянный корпус, распайку проволоочных выводов и заливку корпуса силиконовым гелем (рис. 27).

На рисунке 28а показана типичная прямая ВАХ диодов (при токах до 10 А), записанная с помощью цифрового характериографа Л2-100 (запись проводилась в режиме однократного запуска развёртки по напряжению). В прямом направлении напряжение открывания диодов около 2,8 В. (Эта величина приблизительно равна

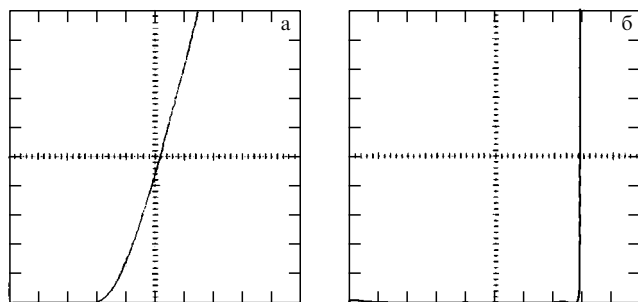


Рис. 28. Прямая (а) и обратная (б) ВАХ изготовленных 4H-SiC-БВЛД. Масштаб: на рис. а по напряжению — 1 В на одно деление, по току — 1 А на одно деление, на рис. б по напряжению — 200 В на одно деление, по току — 0,2 мА на одно деление. Площадь р–n-перехода 1 мм<sup>2</sup>. Температура комнатная.

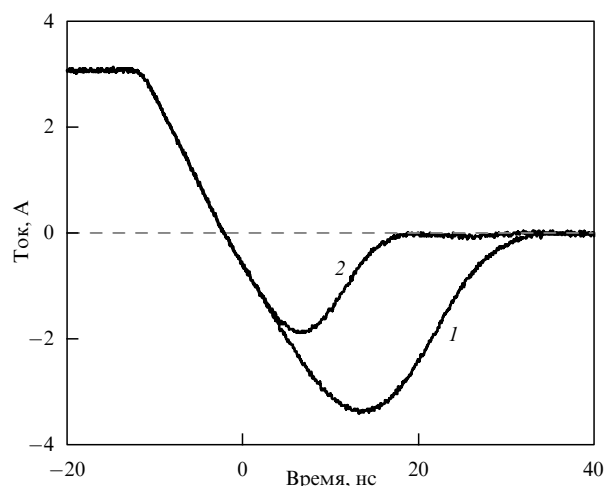


Рис. 29. Типичные характеристики ОВ необлучённых (кривая 1) и облучённых (кривая 2) диодов при их переключении с прямого тока 3 А на обратное напряжение 500 В.

контактной разности потенциалов 4H-SiC-p–n-перехода.) Дифференциальное сопротивление диодов в открытом состоянии около 0,3 Ом. На рисунке 28б показана типичная обратная ВАХ диодов (при токах до 2 мА), записанная с помощью характериографа Л2-100. Как видно, резкий пробой диодов в обратном направлении наступает при напряжении 1560 В.

На рисунке 29 показаны типичные характеристики обратного восстановления (ОВ) необлучённых (кривая 1) и облучённых (кривая 2) диодов при их переключении с прямого тока 3 А на обратное напряжение 500 В. (Скорость переключения тока с прямого на обратный 300 А мкс<sup>-1</sup>.) Заряды ОВ необлучённых и облучённых диодов 63 и 20 нКл соответственно. После облучения диоды сохраняли "мягкий" характер восстановления — это свидетельствует о том, что облучение приводит главным образом к снижению коэффициента инжекции р–n-перехода [67]. Времена ОВ необлучённых и облучённых диодов 35 и 20 нс соответственно. Таким образом, протонное облучение является эффективным инструментом для коррекции динамических характеристик высоковольтных 4H-SiC-p–n-диодов.

На рисунке 30 показаны испытания изготовленных 4H-SiC-БВЛД на отказ при работе в импульсном лавинном режиме. Испытания проводились с помощью элект-

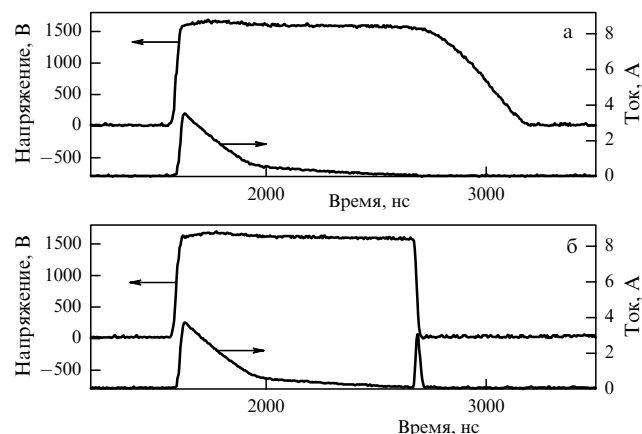


Рис. 30. Осциллограммы тока и напряжения, измеренные в схеме UIS.



рической схемы, получившей название "разблокированного индуктивного переключения" (в англоязычной литературе — Unclamped Inductive Switching, UIS) [68]. Для испытаний были изготовлены диоды с малой площадью ( $4,9 \times 10^{-2} \text{ мм}^2$  при диаметре анода 250 мкм), для того чтобы увеличить плотность мощности.

На рисунке 30а пиковый лавинный ток 3,5 А (плотность тока  $71 \text{ А мм}^{-2}$ ), максимальное обратное напряжение 1700 В. Показанные на рис. 30а осциллограммы свидетельствуют об обратимом характере лавинного пробоя (ВАХ диода, приведённая на рис. 30б, после пропускания лавинного импульса не деградировала). На рисунке 30б пиковый лавинный ток (3,7 А) несколько больше, чем на рис. 30а. При этом в момент, близкий к моменту окончания лавинного импульса, наблюдается резкий всплеск тока при уменьшении напряжения до нуля, что свидетельствует о катастрофическом отказе диода (наблюдения за ВАХ после пропускания лавинного импульса подтвердили, что произошла потеря блокирующей способности диода). Лавинная энергия, рассчитанная из зависимостей  $I(t)$  и  $V(t)$ , показанных на рис. 30а, составляет  $E_{\text{av, max}} = 1,4 \text{ мДж}$  ( $2,9 \text{ Дж см}^{-2}$ ).

Как мы полагаем, катастрофический отказ диода происходил вследствие электротеплового пробоя. (Обычно электротепловой пробой диодов в обратном направлении начинается с обратимого лавинного пробоя, развитие которого по мере увеличения напряжения и тока приводит в конце концов к необратимому тепловому пробую и к разрушению диода вследствие нарушения баланса выделяемой и отводимой в диоде мощности.) Численное моделирование нестационарного теплового процесса в диоде в описанном выше режиме импульсных испытаний показало, что локальная температура в середине базовой области диода достигает более 1100 К.

Вообще говоря, работоспособность полупроводниковых диодов с р–п-переходом при нагревании имеет фундаментальное ограничение, связанное с возрастанием концентрации собственных носителей при повышении температуры. Критической является температура, при которой концентрация собственных носителей в полупроводнике становится сравнимой с концентрацией легирующих примесей в базовых областях диода. В 4Н-SiC с шириной запрещённой зоны 3,24 эВ концентрация собственных носителей при комнатной температуре чрезвычайно мала — по разным оценкам она составляет  $10^{-8} - 10^{-7} \text{ см}^{-3}$ . В высоковольтных 4Н-SiC-диодах уровень легирования блокирующей базы находится в пределах  $10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Концентрация собственных носителей достигает таких величин при нагреве до температуры около 1350 К.

Как мы полагаем, в изготовленных нами 4Н-SiC-БВЛД реализуется именно такое фундаментальное ограничение на величину максимальной рассеиваемой энергии лавинного импульса. Важно отметить то, что изготовленные нами 4Н-SiC-БВЛД не уступают по быстродействию промышленным 4Н-SiC-диодам Шоттки (табл. 2). При этом диоды с р–п-переходом ожидаемо имеют существенно меньшие допробойные утечки. И хотя такие 4Н-SiC-БВЛД уступают диодам Шоттки по величине прямого падения напряжения, они могут найти свою нишу в перечисленных выше областях.

#### 4.3. Субнаносекундные диодные размыкатели тока

Полупроводниковые приборы, способные коммутировать большие электрические мощности в микро-, нано-

**Таблица 2.** Сравнение промышленных 4Н-SiC-диодов Шоттки CPW4-1200-S005B и изготовленных 4Н-SiC-БВЛД по электрическим параметрам при комнатной температуре

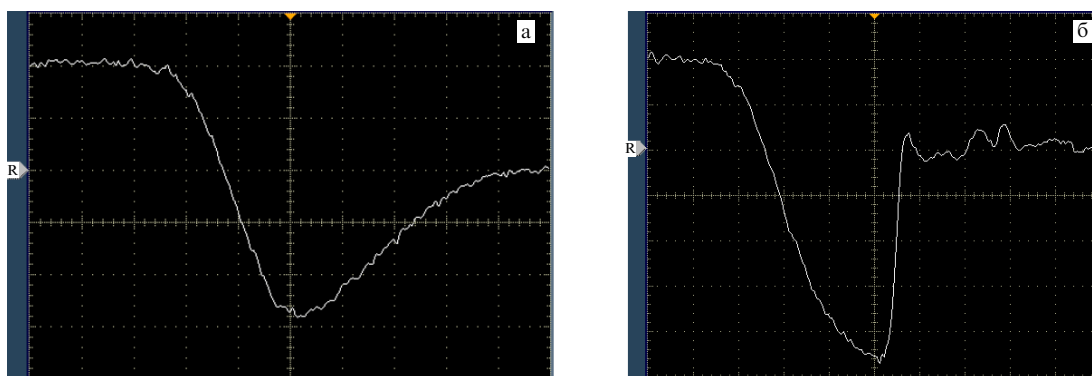
Параметр	Обозначение	CPW4-1200-S005B	4Н-SiC-БВЛД
Площадь анода	$S$	$1,54 \text{ мм}^2$	$1 \text{ мм}^2$
Максимальное постоянное обратное напряжение	$V_{\text{Rmax}}$	1200 В	1200 В
Прямое падение напряжения	$V_{\text{F}}$	1,8 В ( $I_{\text{F}} = 3 \text{ А мм}^{-2}$ )	4,5 В ( $I_{\text{F}} = 3 \text{ А мм}^{-2}$ )
Обратный ток	$I_{\text{R}}$	$100 \text{ мкА мм}^{-2}$ ( $V_{\text{R}} = 1200 \text{ В}$ )	$0,01 \text{ мкА мм}^{-2}$ ( $V_{\text{R}} = 1200 \text{ В}$ )
Заряд ОВ	$Q_{\text{гт}}$	$18 \text{ нКл мм}^{-2}$ ( $I_{\text{F}} = 3 \text{ А мм}^{-2}$ , $V_{\text{R}} = 800 \text{ В}$ , $dI/dt = 200 \text{ А мкс}^{-1}$ )	$20 \text{ нКл мм}^{-2}$ ( $I_{\text{F}} = 3 \text{ А мм}^{-2}$ , $V_{\text{R}} = 500 \text{ В}$ , $dI/dt = 300 \text{ А мкс}^{-1}$ )
Ёмкость при нулевом смещении	$C_0$	$167 \text{ пФ мм}^{-2}$	$180 \text{ пФ мм}^{-2}$
Лавинная энергия	$E_{\text{av, max}}$	—	$2,9 \text{ Дж см}^{-2}$

и пикосекундном диапазонах времени, требуются в системах импульсного питания мощных лазеров, рентгеновских трубок и ускорителей заряженных частиц, в радионавигационных и локационных системах, в системах регистрации быстрых процессов, в устройствах импульсной электроразрядной очистки газовых выхлопов автомобилей и химических производств, в системах питания и контроля режимов работы преобразователей для питания газонефтеперегонных насосов и т.д. Для мощной импульсной энергетики большой интерес представляют импульсные системы с индуктивным накоплением энергии и последующей передачей энергии в нагрузку с помощью сверхбыстрого размыкания большого тока (при таком подходе весьма существенно то, что импульсное напряжение на нагрузке при обрыве тока может значительно превышать напряжение на предварительных ступенях формирования импульса).

Целенаправленная работа по изучению физики накопления и рассасывания электронно-дырочной плазмы в кремниевых диодах, проведённая в начале 1980-х годов в ФТИ им. А.Ф. Иоффе, привела к созданию приборов, способных обрывать большие токи в наносекундном диапазоне. Эти приборы были названы дрейфовыми диодами с резким восстановлением (ДДРВ) [69].

Принцип работы высоковольтного кремниевого ДДРВ основан на резком обрыве протекающего через него обратного тока после выкачки электронно-дырочной плазмы (ЭДП), предварительно накачанной в базовую область диода коротким импульсом прямого тока. При этом напряжение на диоде также очень резко возрастает (в одном из практических вариантов обострителя импульсов ДДРВ накоротко замыкает линию передачи от генератора обостряемого импульса к нагрузке на время, необходимое для установления в линии требуемой амплитуды волны, а затем резко открывает линию; в этом случае фронт импульса в нагрузке определяется переходным процессом в ДДРВ, а длительность — задающим генератором).

Процесс переключения ДДРВ состоит из двух характерных этапов. На первом этапе плазма рассасывается



**Рис. 31.** Осциллограммы токов во время переключения  $p^+-n_0-n^+$ -диода (а) и  $p^+-p_0-n^+$ -диода (б) с прямого направления на обратное. Вертикальный масштаб 0,2 А на одно деление, горизонтальный масштаб 4 нс на одно деление. Прямой ток 0,4 А. Нулевой уровень тока показан маркером R.

относительно медленно, но на этом этапе на диоде падает лишь малая доля рабочего напряжения. На втором этапе, в тот момент, когда концентрация неравновесных носителей у  $p-n$ -перехода становится меньше концентрации примесей в блокирующей базе, наступает фаза обрыва обратного тока, сопровождающаяся расширением ОПЗ в базу. Обрыв тока происходит максимально быстро, если к началу расширения ОПЗ: 1) неравновесные носители из базовых областей выведены полностью (чтобы добиться этого, конструкция диода, а также параметры накачки и выкачки неравновесных носителей подбираются исходя из значений подвижностей и времён жизни инжектированных носителей); 2) обратный ток достаточно велик для осуществления быстрой перезарядки ёмкости  $p-n$ -перехода. Иными словами, для максимального быстродействия ДДРВ необходимо обеспечить такие условия, при которых барьерная ёмкость блокирующего  $p-n$ -перехода перезаряжается большим начальным током смещения.

Существующие на сегодня генераторы на основе одиночных кремниевых ДДРВ вырабатывают на нагрузку 50 Ом импульсы амплитудой до 1300 В с передним и задним фронтами 2 и 5 нс соответственно (частота следования до 100 кГц).

Оценки показывают, что применение 4H-SiC может существенно улучшить основные параметры ДДРВ, а именно быстродействие, удельную коммутируемую мощность и тактовую частоту импульсов. Так, скорость возрастания напряжения на ДДРВ ограничена сверху величиной  $(dU/dt)_{\max} = E_b v_{\text{sat}}$ , где  $E_b$  — напряжённость поля лавинного пробоя полупроводника,  $v_{\text{sat}}$  — насыщенная скорость дрейфа носителей. Для Si-диодов  $(dU/dt)_{\max} = 2 \times 10^{12} \text{ В с}^{-1}$ , в то время как для SiC-диодов  $(dU/dt)_{\max} = 6 \times 10^{13} \text{ В с}^{-1}$ , т.е. выше почти на полтора порядка. На практике это означает, что, например, при одном и том же блокирующем напряжении длительность фронта возрастания напряжения в случае 4H-SiC-ДДРВ может быть по крайней мере на порядок меньше (вследствие меньшей толщины базы и, соответственно, меньшего времени пролёта носителей с насыщенной скоростью). Кроме того, применение SiC-приборов позволит радикально уменьшить габариты и массу импульсных устройств, увеличить надёжность их работы благодаря более высоким частотам, более высокой температуре перехода и упрощённой системе охлаждения.

**4.3.1. Конструкции 4H-SiC-ДДРВ.** В начале 2000-х годов нами впервые был обнаружен эффект субнаносекундного обрыва тока в мезаэпитаксиальных 4H-SiC-диодах  $p^+-p_0-n^+$ -типа после их накачки квазипостоянным током [70]. На рисунке 31 показаны характерные процессы восстановления  $p^+-n_0-n^+$ - и  $p^+-p_0-n^+$ -диодов после их переключения с прямого направления на обратное. Как видно, диоды с  $n$ -базой показывают после достижения обратного тока 0,6 А довольно мягкое восстановление в течение около 16 нс. Процесс восстановления диодов с  $p$ -базой кардинально отличался. При одних и тех же величинах прямого тока накачки и обратного напряжения максимальный обратный ток был существенно больше, около 1 А, и очень резко обрывался за время, меньшее 1 нс. Впоследствии в работе [71] был проведён теоретический анализ влияния различных факторов, определяющих характер восстановления блокирующей способности карбид-кремниевых диодов с блокирующей  $p$ -базой. Нашла подтверждение наша первоначальная гипотеза о том, что доминирующим является дрейфовый механизм, обусловленный большой разницей подвижностей электронов и дырок в карбиде кремния.

Говоря о практической реализации импульсных генераторов на основе диодов с  $p^+-p_0-n^+$  (подложка)-структурой, надо отметить следующие недостатки: требуется глубокое травление мез (на всю толщину  $p_0$ -базы) для предотвращения закорачивания  $p_0-n^+$ -перехода; существует трудноразрешимая проблема с формированием эффективной охранной системы для предотвращения краевого пробоя; низкая подвижность основных носителей (дырок) в блокирующей базе  $p_0$ -типа уменьшает быстродействие.

Для высоковольтных 4H-SiC-ДДРВ более перспективной является предложенная нами  $p^+-p-n_0-n^+$  (подложка)-структура [72], в которой область накопления плазмы и блокирующая область разделены: умеренно легированный  $p$ -слой служит "плазменным резервуаром" (неравновесные носители в него накачиваются коротким импульсом прямого тока), а слаболегированный  $n_0$ -слой — блокирующей базой (в  $p^+-p_0-n^+$ -структуре  $p_0$ -слой является одновременно как плазменным резервуаром, так и блокирующей базой). В  $p^+-p-n_0-n^+$ -структуре не требуется проводить глубокого травления, есть возможность сформировать эффективную охранную систему, а быстродействие должно быть выше

**Таблица 3.** Рассчитанные параметры двухкиловольтного 4H-SiC-генератора

Параметр	Значение
Амплитуда импульса, В	2000
Обрываемый ток, А	40
Концентрация доноров в n-базе, $10^{16} \text{ см}^{-3}$	1,2
Толщина n-базы, мкм	1,3
Площадь диода, $\text{мм}^2$	0,1
Длительность фронта импульса, нс	0,11

ввиду более высокой подвижности электронов по сравнению с подвижностью дырок.

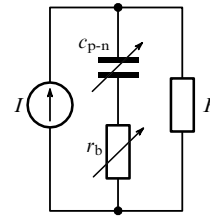
**4.3.2. Аналитические модели, описывающие работу 4H-SiC-ДДРВ с  $p^+ - p - n_0 - n^+$ -структурой.** В работе [73] нами разработана простая аналитическая модель, описывающая работу генераторов с 4H-SiC-ДДРВ со структурой  $p^+ - p - n_0 - n^+$ . С использованием этой модели были теоретически оценены предельные электрические параметры высоковольтных импульсных генераторов, построенных на основе одиночных диодов. В таблице 3 приведены рассчитанные параметры двухкиловольтного генератора.

Рассчитанная длительность фазы обрыва тока (длительность фронта выходного импульса амплитудой 2 кВ) 0,11 нс. Для достижения такого высокого быстрого действия необходимо обеспечивать достаточно быструю выкачку плазмы: отношение длительности фронта к длительности выкачки оценивается приблизительно как 1:10.

В работе [73] моделирование ограничивалось рассмотрением диодов, у которых нелинейное электрическое сопротивление квазинейтральной части блокирующей  $n_0$ -базы пренебрежимо мало по сравнению с сопротивлением нагрузки на всех этапах работы прибора. Влияние на переходный процесс нелинейного сопротивления квазинейтральной части  $n_0$ -базы учтено нами в работе [74]. Показано, что на параметры генерируемых импульсов существенным образом должен влиять вид полевой зависимости дрейфовой скорости электронов в 4H-SiC вдоль гексагональной оси  $c$ .

В 4H-SiC характеристики дрейфа электронов и дырок сильно различаются. Нами проведено [75] моделирование генерации импульсов карбид-кремниевыми ДДРВ с блокирующей базой  $n$ - и  $p$ -типа с целью сравнения их по быстродействию. В ходе анализа считалось, что к моменту начала расширения ОПЗ (при  $t = 0$ ) неравновесных носителей в диоде нет, а протекающий через диод ток — это начальный ток смещения, перезаряжающий барьерную ёмкость  $p$ - $n$ -перехода. Эквивалентная схема генератора на стадии обрыва диодом обратного тока показана на рис. 32. При  $t = 0$  плотность обрываемого диодом обратного тока  $j_{p-n}(0)$  выбирают достаточно большой, для того чтобы минимизировать площадь  $p$ - $n$ -перехода  $S$  и, соответственно, его барьерную ёмкость  $c_{p-n}$ . Однако вместе с возрастанием  $j_{p-n}(0)$  и уменьшением  $S$  будет увеличиваться и сопротивление  $r_b(0)$ . В свою очередь большая величина  $r_b(0)$  будет приводить к возникновению так называемого пьедестала — начального напряжения  $u(0)$  — на выходном импульсе

$$u(0) = IR \frac{r_b(0)}{R + r_b(0)}. \quad (4.12)$$



**Рис. 32.** Эквивалентная схема генератора на стадии обрыва диодом обратного тока:  $I$  — источник квазипостоянного тока, поддерживаемого накопительной индуктивностью (на схеме не показана);  $c_{p-n}(t)$  и  $r_b(t)$  — мгновенные значения барьерной ёмкости  $p$ - $n$ -перехода и последовательного сопротивления квазинейтральной части базы соответственно;  $R$  — сопротивление нагрузки (все расчёты выполнялись при  $R = 50 \text{ Ом}$ ).

Если  $r_b(0) \sim R$ , то  $u(0)$  может составлять значительную долю полной амплитуды выходного импульса ( $U = IR$ ), что нежелательно (и часто недопустимо) с точки зрения практических применений генераторов. Задача моделирования состояла в том, чтобы рассчитать временные параметры таких генераторов, которые обеспечивают заданную амплитуду выходных импульсов при величине пьедестала не более 5 % от амплитуды. Согласно выражению (4.12), при  $R = 50 \text{ Ом}$  и  $k = u(0)/U = 0,05$  сопротивление  $r_b(0)$  должно составлять

$$r_b(0) = \frac{k}{1-k} R \approx kR = 2,5 \text{ Ом}. \quad (4.13)$$

В расчётах использовалась следующая распространённая аппроксимация зависимости дрейфовой скорости носителей  $v$  от электрического поля  $E$ :

$$v = \frac{\mu E}{[1 + (\mu E/v_s)^\gamma]^{1/\gamma}}, \quad (4.14)$$

где  $\mu$  — низкополевая подвижность носителей,  $v_s$  — насыщенная скорость дрейфа носителей,  $\gamma$  — безразмерный параметр.

В работах [76, 77] нами проведены исследования дрейфа электронов в 4H-SiC  $n$ -типа (в направлении гексагональной оси  $c$  кристалла) при полях величиной вплоть до  $4 \times 10^5 \text{ В см}^{-1}$ . Получена полуэмпирическая зависимость скорости дрейфа электронов  $v_n$  от поля  $E$  (см. формулу (4.14)). При уровне легирования донорами  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$  значения параметров следующие: низкополевая подвижность электронов  $\mu_n = 950 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ , насыщенная скорость дрейфа  $v_{sn} = 1,55 \times 10^7 \text{ см с}^{-1}$  (величина скорости насыщения оказалась близкой к значению, полученному в результате численного моделирования методом Монте-Карло [78]), безразмерный параметр  $\gamma_n = 1,15$ .

Для 4H-SiC  $p$ -типа надёжных экспериментальных данных относительно указанных выше параметров до сих пор нет (транспорт горячих дырок в 4H-SiC исследовался до настоящего времени исключительно с помощью моделирования методом Монте-Карло [79]). Аппроксимация теоретической зависимости  $v_p$  от  $E$ , приведённая в [79], дала следующие значения параметров:  $\mu_p = 70 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ ,  $v_{sp} = 5,9 \times 10^6 \text{ см с}^{-1}$ ,  $\gamma_p = 1,18$ .

С учётом (4.14) сопротивление  $r_b(0)$  вычисляется следующим образом:

$$r_b(0) = r_{b0} \left[ 1 + \left( \frac{\mu k U}{L_b v_s} \right)^\gamma \right]^{1/\gamma}, \quad (4.15)$$

где  $r_{b0} = \rho L_b / S$  — омическое сопротивление базы ( $\rho = qn\mu$  — удельное сопротивление базы,  $q$  — элементарный заряд,  $n$  — концентрация свободных носителей в базе,  $L_b$  — толщина базы).

Для расчётов были выбраны следующие исходные условия:

1) амплитуда выходного импульса на нагрузке близка к напряжению пробоя диода. В высоковольтных 4H-SiC-диодах эффективность охранной системы обычно такова, что максимальное обратное напряжение не превышает 90 % от теоретического напряжения пробоя квазиодномерного перехода  $U_{br}$ :

$$U = 0,9U_{br}; \quad (4.16)$$

2) толщина базы равна толщине ОПЗ при обратном напряжении, равном  $U_{br}$ :

$$L_b = \sqrt{\frac{2\varepsilon U_{br}}{qN}}, \quad (4.17)$$

где  $\varepsilon = 8,85 \times 10^{-13}$  Ф см<sup>-1</sup> — диэлектрическая проницаемость 4H-SiC,  $N$  — концентрация примесей в блокирующей базе.

При данных условиях напряжение  $U_{br}$  и концентрация  $N$  связаны соотношением

$$U_{br} = \frac{\varepsilon E_{br}^2}{2qN}, \quad (4.18)$$

где  $E_{br}$  — критическая напряжённость поля лавинного пробоя 4H-SiC. Величина  $E_{br}$  связана с концентрацией примесей  $N$  в блокирующей базе эмпирическим соотношением [6]:

$$E_{br} [\text{В см}^{-1}] = \frac{2,49 \times 10^6}{1 - 0,25 \log(10^{-16} N [\text{см}^{-3}])}. \quad (4.19)$$

Выражения (4.18) и (4.19) позволяют для заданного напряжения  $U$  рассчитать (численным методом) концентрацию  $N$ . В свою очередь толщина базы  $L_b$  диода рассчитывается по формуле (4.17).

Отличительной особенностью 4H-SiC р-типа является неполная ионизация акцепторов (алюминий) при комнатной температуре вследствие относительно большой энергии их ионизации:  $E_A = 0,19$  эВ. (В 4H-SiC доноры (азот), имеющие энергию ионизации около 0,05 эВ, при комнатной температуре практически полностью ионизованы.)

Очевидно, что вследствие неполной ионизации акцепторов и сравнительно малой подвижности дырок площадь диодов с р-базой должна быть больше площади диодов с п-базой (при фиксированной амплитуде выходных импульсов).

В расчётах концентрация электронов в диодах с п-базой принималась равной концентрации доноров ( $n_n = N_d$ ), а концентрация дырок в диодах с р-базой рассчитывалась из стандартного уравнения нейтральности:

$$n_p = N_v \exp\left(-\frac{E_F}{k_B T}\right) = \frac{N_A}{1 + 2 \exp[(E_A - E_F)/k_B T]}, \quad (4.20)$$

где  $N_v$  — эффективная плотность состояний в валентной зоне 4H-SiC,  $k_B T$  — тепловая энергия,  $E_F$  — положение уровня Ферми в запрещённой зоне р-4H-SiC относительно потолка валентной зоны.

Введённые и рассчитанные выше параметры позволяют определить требуемую площадь перехода  $S$ :

$$S = \frac{L_b}{qn\mu} \frac{1}{kR} \left[ 1 + \left( \frac{\mu k U}{L_b v_s} \right)^{\gamma} \right]^{1/\gamma}. \quad (4.21)$$

В соответствии со схемой, приведённой на рис. 32, мгновенная величина напряжения  $u_{p-n}(t)$  описывается дифференциальным уравнением

$$u_{p-n} + c_{p-n} \frac{du_{p-n}}{dt} (R + r_b) = U. \quad (4.22)$$

В уравнении (4.22) нелинейная ёмкость  $c_{p-n}(t)$  уменьшается со временем вследствие расширения ОПЗ в базу. Нелинейное сопротивление  $r_b(t)$  является максимальным в начале фазы обрыва тока и уменьшается со временем вследствие как расширения ОПЗ, так и ослабления эффекта насыщения скорости носителей. Начальное условие для уравнения (4.22):  $u_{p-n}(0) = 0$ . Члены  $c_{p-n}$  и  $r_b$  уравнения (4.22) могут быть выражены через напряжение  $u_{p-n}$  и производную  $du_{p-n}/dt$  следующим образом:

— зависимость ёмкости  $c_{p-n}$  от напряжения  $u_{p-n}$ :

$$c_{p-n} = S \sqrt{\frac{q\varepsilon N}{2(u_{p-n} + U_{bi})}}, \quad (4.23)$$

где  $U_{bi}$  — диффузионная разность потенциалов р-п-перехода;

— сопротивление квазинейтральной части базы:

$$r_b = \frac{\rho w_b}{S} \left[ 1 + \left( \frac{\mu u_r}{w_b v_s} \right)^{\gamma} \right]^{1/\gamma}; \quad (4.24)$$

— падение напряжения на квазинейтральной части базы и её толщина:

$$u_r = U_m - u_{p-n} - R c_{p-n} \frac{du_{p-n}}{dt}, \quad w_b = L_b - \frac{\varepsilon S}{c_{p-n}}. \quad (4.25)$$

Искомая форма выходного импульса, т.е. зависимость  $u(t) = u_{p-n}(t) + u_r(t)$ , определялась с помощью комбинации численных методов, включая численное решение дифференциальных уравнений первого порядка и численное решение трансцендентных алгебраических уравнений.

На рисунке 33 показаны временные зависимости выходного напряжения, рассчитанные при разных амплитудах  $U$ . Как видно, при амплитуде  $U = 1000$  В длительность фронта возрастания импульса в случае диода с п-базой составляет (по уровню 0,1–0,9) около 0,1 нс, в то время как в случае р-базового диода длительность фронта больше почти в 10 раз. Диоды с п-базой могут генерировать 3000-вольтные импульсы с длительностью фронта около 0,3 нс. При том же быстродействии диоды с р-базой могут генерировать импульсы амплитудой лишь 300 В. Таким образом, при фиксированных амплитудах выходных импульсов и величине начального "пьедестала" 4H-SiC-ДДРВ с блокирующей базой р-типа должны намного уступать ДДРВ с базой п-типа по быстродействию. Причиной этого явля-



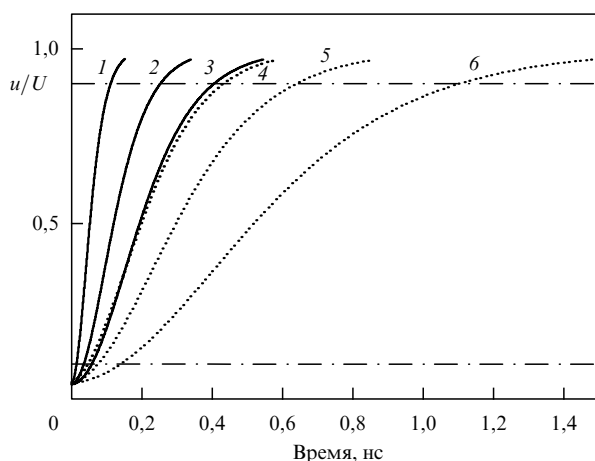


Рис. 33. Временные зависимости выходного напряжения, рассчитанные при разных значениях  $U$ . Сплошные кривые — для базы  $n$ -типа, пунктирные кривые — для базы  $p$ -типа. Кривые 1, 6 —  $U = 1000$  В, кривая 2 —  $U = 2000$  В, 3 —  $U = 3000$  В, 4 —  $U = 300$  В, 5 —  $U = 500$  В.

ются меньшие по величине подвижность дырок, концентрация дырок (при одинаковом уровне легирования) и насыщенная скорость их дрейфа.

**4.3.3. Экспериментальные 4H-SiC-ДДРВ.** В работе [80] диоды изготавливались на основе коммерческой 4H-SiC-пластины  $n$ -типа с выращенной на ней эпитаксиальной  $p^+-p-n_0-n^+$ -структурой. Толщина  $p^+$ -слоя 2 мкм, концентрация акцепторов в нём  $\sim 10^{19}$  см $^{-3}$ ,  $p$ -слой имеет толщину 5 мкм и концентрацию акцепторов  $5 \times 10^{16}$  см $^{-3}$ ,  $n_0$ -слой — толщину 40 мкм и концентрацию доноров  $1,5 \times 10^{15}$  см $^{-3}$ ,  $n^+$ -слой — толщину 1 мкм и концентрацию доноров  $\sim 1 \times 10^{18}$  см $^{-3}$ .

В случае 4H-SiC-ДДРВ со структурой  $p^+-p-n_0-n^+$  импульсные режимы накачки и выкачки плазмы должны быть следующими: 1) накачка должна осуществляться коротким, порядка 10 нс, импульсом прямого тока, за время которого неравновесные дырки, инжектированные из  $p^+$ -эмиттера, проходят вследствие диффузии и дрейфа только на расстояние не более толщины  $p$ -слоя; 2) выкачка должна осуществляться ещё более быстро нарастающим обратным током в течение нескольких наносекунд. Для обеспечения таких режимов тестирования диодов была изготовлена двухконтурная электриче-

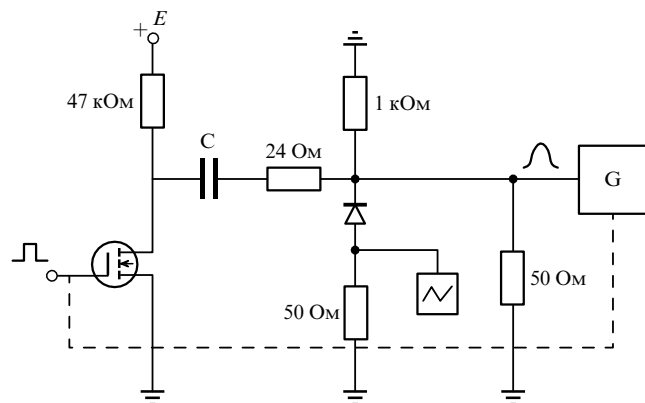


Рис. 34. Схема импульсных испытаний.

ская схема, в которой импульсы накачки и выкачки синхронизованы по времени запуска (рис. 34).

Контур накачки был выполнен в виде релаксационного генератора, в котором в качестве нормально закрытого ключевого элемента использован быстродействующий кремниевый 600-вольтный МОП-транзистор SPD02N60C3 (МОП — металл–оксид–полупроводник) с временем нарастания тока стока 3 нс. Импульсы прямого тока длительностью  $\approx 10$  нс формируются разрядом конденсатора  $C$  через открытый транзистор, испытуемый диод и нагрузочное сопротивление  $R = 50$  Ом. Амплитуда, время нарастания и спада тока в контуре накачки задаются напряжением источника питания  $E$ , временем включения транзистора и ёмкостью конденсатора  $C$ . Изменением этих параметров можно регулировать амплитуду  $I_p$  и длительность  $t_p$  импульса тока накачки, т.е. величину закачанного заряда неосновных носителей  $Q_p$ . Контур выкачки выполнен с использованием генератора  $G$  высоковольтных импульсов, в котором выходные импульсы формируются кремниевыми ДДРВ. На нагрузке 50 Ом генератор выдаёт импульсы амплитудой  $V_G$  до 5 кВ и длительностью 4 нс (время нарастания и спада около 2 нс). Импульсы обратного напряжения подаются на диод с определённой (регулируемой) временной задержкой относительно импульсов прямого тока. Максимально возможная скорость возрастания обратного тока в контуре выкачки задаётся генератором  $G$ . Осциллограммы напряжения на сопротивлении нагрузки, включённой последовательно с диодом (фактически тока, протекающего через диод), записывались с помощью цифрового осциллографа Tektronix DPO 4104 с полосой пропускания 1 ГГц.

Импульсные испытания 4H-SiC-диодов проводились в разных режимах, различающихся амплитудой и длительностью импульсов прямого тока, амплитудой импульсов обратного напряжения и временной задержкой импульса выкачки относительно импульса накачки. Частота следования импульсов составляла 1 Гц. В тех случаях, когда требовалось сравнить форму импульса обратного тока в разных режимах работы схемы, запись осциллограмм производилась таким образом, чтобы начальные участки роста обратного тока совпадали по времени.

Эффект субнаносекундного обрыва обратного тока, поддерживаемого предварительно инжектированными носителями, продемонстрирован осциллограммами на рис. 35. Кривая 1 показывает осциллограмму тока при работе двухконтурной схемы на омическую нагрузку 50 Ом. Амплитуда импульса тока в контуре накачки 2 А, длительность 10 нс; амплитуда тока в контуре выкачки 15 А, длительность 4 нс. Кривые 2 и 3 показывают осциллограммы тока с подключённым последовательно с нагрузкой диодом. Кривая 2 демонстрирует блокирующую способность диодов в импульсном режиме (при отключённом контуре накачки). Как видно, через диод проходит импульс ёмкостного тока, амплитуда и длительность которого (4 А и 2 нс соответственно) существенно (в несколько раз) меньше амплитуды и длительности импульса при работе схемы на чисто омическую нагрузку. Кривая 3 демонстрирует ДДРВ-эффект — нарастание и субнаносекундный обрыв обратного тока после предварительной накачки электронно-дырочной плазмы импульсом прямого тока (задержка по времени обратного импульса относительно прямого подбиралась

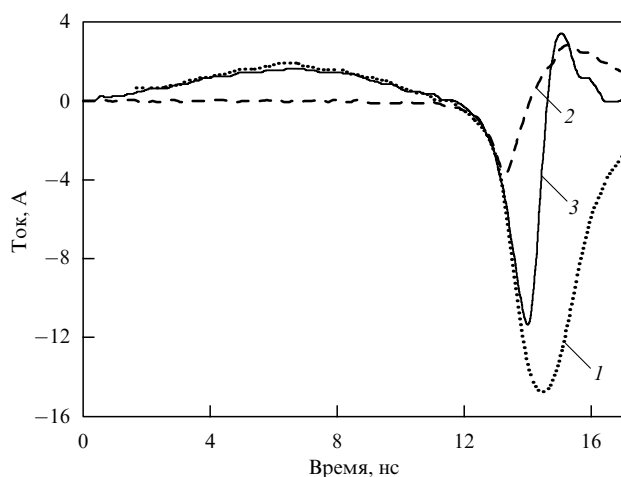


Рис. 35. Осциллограммы, демонстрирующие эффект субнаносекундного обрыва тока (см. пояснение в тексте).

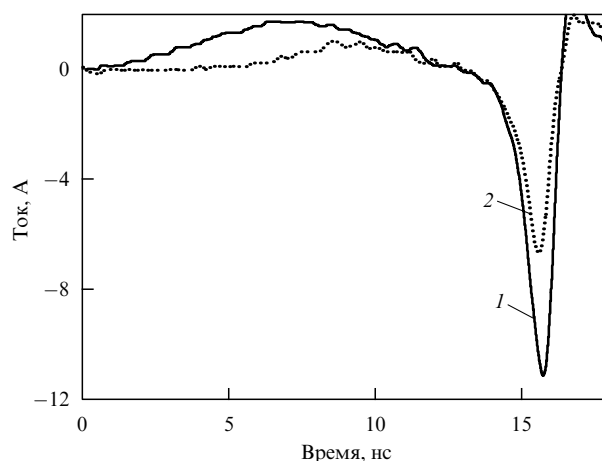


Рис. 37. Осциллограммы, демонстрирующие влияние величины  $Q_p$  (см. пояснение в тексте).

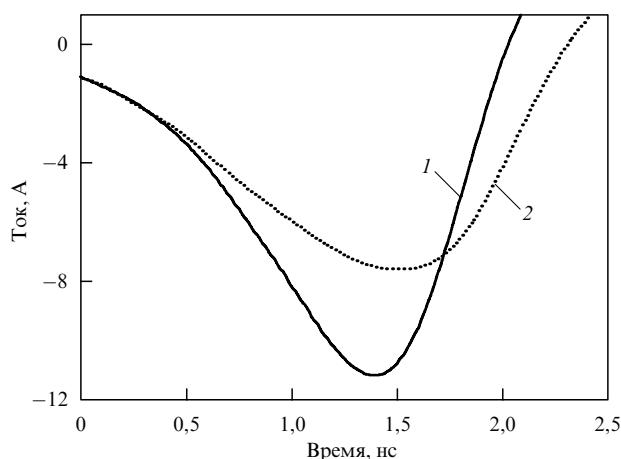


Рис. 36. Осциллограммы, демонстрирующие влияние величины  $V_G$  (см. пояснение в тексте).

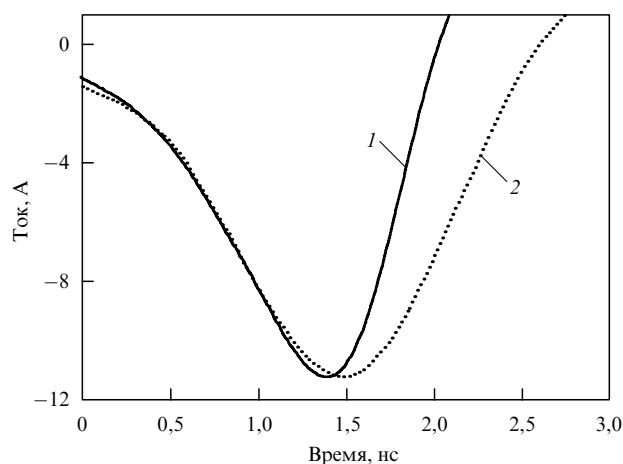


Рис. 38. Осциллограммы, демонстрирующие влияние величины  $t_p$  (см. пояснение в тексте).

таким образом, чтобы амплитуда обратного тока  $I_m$  была максимальной). Параметры процесса следующие: амплитуда импульса прямого тока  $I_p = 2$  А, длительность  $t_p = 10$  нс; величина обрываемого обратного тока  $I_m = 11$  А, время обрыва  $t_f = 0,4$  нс.

На рисунке 36 продемонстрировано, как  $V_G$  влияет на амплитуду и скорость нарастания и спада обратного тока. Кривая 1 на рис. 36 повторяет кривую 3 на рис. 35 ( $V_G = 750$  В). Кривая 2 записана при  $V_G = 450$  В. Видно, что при уменьшении  $V_G$  величина обрываемого тока  $I_m$  убывает, при этом время его нарастания  $t_e$  увеличивается. Этот результат объясняется неизменностью выкачанного обратным током заряда инжектированных носителей ( $Q_e \sim I_m t_e$ ). При понижении  $V_G$  уменьшается не только скорость нарастания, но и скорость убывания тока.

На рисунке 37 продемонстрировано, как величина накачанного заряда  $Q_p$  влияет на амплитуду  $I_m$ . Как видно, при уменьшении  $Q_p$  (вследствие убывания  $I_p$  и  $t_p$ ) величина обрываемого тока  $I_m$  уменьшается. Это объясняется равенством накачанного и выкачанного зарядов инжектированных носителей ( $Q_p = Q_e$ ) при условии, что рекомбинацией неравновесных носителей за время накачки и выкачки можно пренебречь).

Для правильной работы 4H-SiC-ДДРВ со структурой  $p^+-p-n^+-n^+$  длительность накачки  $t_p$  должна быть такой, чтобы за это время инжектированные из  $p^+$ -эмиттера дырки прошли благодаря диффузионно-дрейфовому переносу расстояние, приблизительно равное толщине  $p$ -слоя. При значительном превышении времени  $t_p$  неравновесные носители будут накапливаться не только в  $p$ -области, но и в блокирующей  $n_0$ -базе. При этом можно ожидать, что процесс восстановления  $p-n_0$ -перехода на стадии обрыва обратного тока замедлится, поскольку начнется в присутствии неравновесных носителей в  $n_0$ -базе.

На рисунке 38 продемонстрировано, как величина  $t_p$  влияет при прочих равных условиях на скорость обрыва обратного тока. Кривая 1 на рис. 38 повторяет кривую 3 на рис. 35 ( $t_p \approx 10$  нс). Кривая 2 записана при  $t_p \approx 100$  нс. Величина  $I_p$  подобрана так, чтобы обрываемый обратный ток  $I_m$  оставался неизменным. Видно, что при увеличении  $t_p$  скорость убывания тока, как и ожидалось, уменьшается.

Одним из условий эффективной работы ДДРВ является достаточно большое время жизни неравновесных носителей  $\tau$ , при котором их рекомбинацией за время

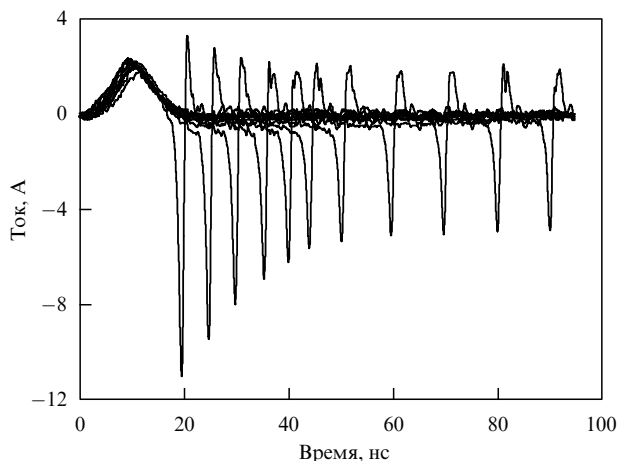


Рис. 39. Осциллограммы, демонстрирующие влияние величины  $t_d$  (см. пояснение в тексте).

накачки и выкачки можно пренебречь. Очевидно, что при задержке обратного импульса относительно окончания прямого ДДРВ-эффект должен постепенно ослабляться вплоть до его полного исчезновения при  $t_d > 3\tau$ . На рисунке 39 продемонстрировано, как величина  $t_d$  влияет на амплитуду обратного тока. Действительно, при возрастании  $t_d$  величина  $I_m$  монотонно уменьшается, стремясь в конечном итоге к амплитуде ёмкостного тока (ср. с кривой 2 на рис. 35). Как видно, время жизни неравновесных носителей в р-слое по порядку величины оценивается как  $\tau \sim 10$  нс.

В работе [81] продемонстрированы высоковольтные (1600 В) 4H-SiC-ДДРВ с рекордно коротким (150 пс) быстродействием. Диоды изготавливались на основе пластины 4H-SiC n-типа с выращенной на ней эпитаксиальной  $p^{++}-p^+-p-n_0-p^+$ -структурой. Слои  $p^{++}$  и  $p^+$  имеют толщину 0,5 мкм и концентрацию акцепторов  $2 \times 10^{19}$  и  $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  соответственно, р-слой имеет толщину 6 мкм и концентрацию акцепторов  $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_0$ -слой — толщину 20 мкм и концентрацию доноров  $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $p^+$ -слой — толщину 5 мкм и концентрацию доноров  $1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Диаметр диодов 0,8 мм.

Изготовленные диодные чипы были испытаны в составе специальной импульсной схемы (рис. 40). В данной схеме накачка диода осуществляется импульсным источником тока, который состоит из источника положительного (постоянного) напряжения ( $V_1$ ), накопительного конденсатора ( $C_1$ ), зарядных резисторов ( $R_1$  и  $R_2$ ) и быстродействующего кремниевого n-канального МОП-транзистора (Т). Испытуемый диод (Diode Under Test — DUT) включён в цепь разряда накопительного конденсатора. В исходном состоянии конденсатор  $C_1$  заряжен до напряжения источника  $V_1$ . При включении транзистора положительным импульсом затвора ( $V_G$ ) через диод протекает импульс прямого тока, амплитуда и длительность которого определяются напряжением  $V_1$ , временем включения транзистора Т и временем разряда конденсатора  $C_1$  через транзистор, 50-омный коаксиальный кабель и прямосмещённый диод.

В экспериментах амплитуда импульсов прямого тока составляла до 10 А, а их длительность варьировалась в пределах 10–20 нс. Выкачка плазмы импульсом обратного тока осуществляется с помощью импульсного генератора  $V_2$ , в качестве которого использовался стандарт-

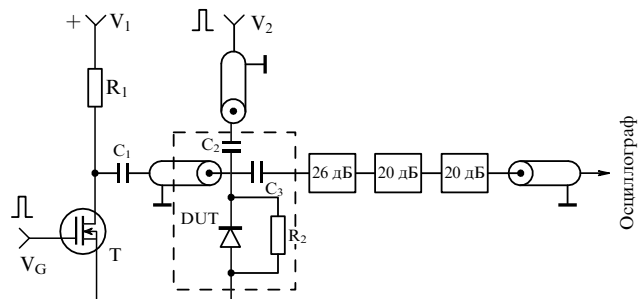


Рис. 40. Схема импульсных испытаний диодов. Штриховым прямоугольником выделены элементы схемы, включённые в микрополосковую линию передачи.

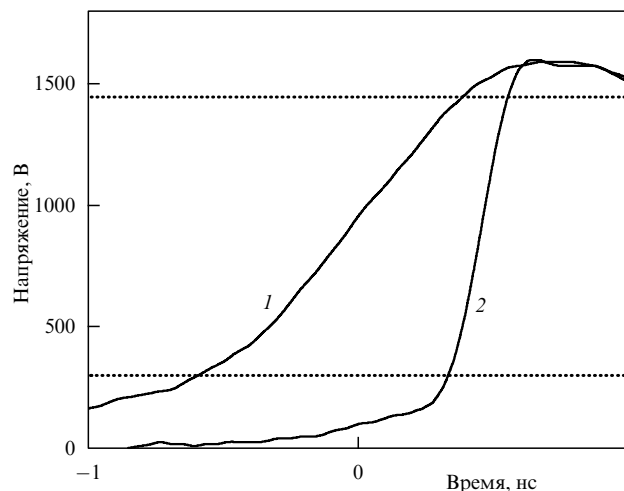


Рис. 41. Осциллограммы выходных импульсов: кривая 1 — диод отключён, кривая 2 — диод подключён.

ный генератор фирмы "ФИД-техника", выдающий на 50-омной нагрузке положительные импульсы с амплитудой до 5 кВ, длительностью около 4 нс и фронтом нарастания около 2 нс. Входной импульс обратного напряжения от генератора подаётся на диод через 50-омную длинную линию и развязывающий конденсатор  $C_2$  в момент окончания импульса накачки. Регистрирующая цепь включает в себя развязывающий конденсатор  $C_3$ , высокочастотные аттенюаторы фирмы Barth Electronics и цифровой осциллограф Tektronix DPO 70404C. Входное сопротивление аттенюаторов играет роль 50-омной нагрузки, подключённой параллельно с диодом.

На рисунке 41 показаны осциллограммы выходных импульсов. Кривая 1 записана при отключённом диоде, т.е. эта кривая повторяет форму входного импульса (амплитуда 1600 В и фронт нарастания около 2 нс). Кривая 2 записана при подключённом диоде. При оптимальных параметрах накачки диод выполняет функцию обострителя переднего фронта входного импульса: до обрыва тока длинная линия зашунтирована на конце малым сопротивлением диода, а сразу после восстановления блокирующей способности диода генератор начинает работать на согласованную нагрузку 50 Ом.

На осциллограмме выходного импульса (кривая 2 на рис. 41) есть участок относительно медленного возрастания напряжения — так называемый пьедестал, величина которого достигает 200 В. Сразу за пьедесталом выход-

ное напряжение резко увеличивается до 1600 В. Длительность фронта нарастания быстрого участка (размах 1150 В) 220 пс. Коэффициент обострения входного импульса при этом составляет около 10. Очевидно, что это время определяется не только быстроедействием диода, но и полосой пропускания элементов регистрирующей цепи, включая микрополосковую линию (МПЛ) и цифровой осциллограф (20-гигагерцевые аттенуаторы искажений не вносят). Измеренное нами время нарастания переходной характеристики МПЛ — 120 пс. Время нарастания переходной характеристики осциллографа с полосой пропускания 4 ГГц — 90 пс. С учётом этого рассчитанное время обрыва диодом тока составляет 150 пс. Насколько нам известно, такое время является рекордно малым для высоковольтных (свыше 1000 В) карбид-кремниевых размыкателей.

## 5. Моделирование переходных процессов в силовых биполярных приборах на основе 4H-SiC

Моделирование процессов, протекающих в силовых биполярных приборах, составляет неотъемлемую и необходимую часть работы при создании и исследовании таких приборов. Моделирование не только позволяет анализировать экспериментальные результаты, но и часто подсказывает идеи новых экспериментов. Помимо того, адекватное моделирование нередко "уберегает" исследователя от постановки сложных, трудоёмких и заранее обречённых на неудачу опытов.

В этом разделе представлены результаты моделирования переходных процессов в силовых биполярных приборах на основе 4H-SiC: тиристорах, биполярных транзисторах и диодах. Кроме того, рассмотрены явления, общие для всех биполярных приборов на основе карбида кремния: электронно-дырочное рассеяние, проблема эффективного эмиттера и фундаментальные физические ограничения на предельное блокируемое напряжение и предельные плотности тока [69].

### 5.1. Тиристоры

Первый тиристор (динистор) на основе карбида кремния был продемонстрирован в ФТИ им. Иоффе [82, 83] в 1988 г. Блокирующее напряжение этого прибора составляло 30–50 В, а эффективная площадь равнялась  $7 \times 10^{-4}$  см<sup>2</sup>. В последующие годы был достигнут впечатляющий прогресс в увеличении блокирующего напряжения, рабочей площади и тока, коммутируемого SiC-тиристорами [84]. К настоящему времени продемонстрированы SiC-тиристоры 18-киловольтного класса [85, 86]. Тиристоры на основе 4H-SiC с блокирующим напряжением 9 кВ, большой скоростью нарастания тока  $dI/dt$  и коммутируемым импульсным током до  $\sim 5500$  А исследованы в работе [87].

Основные физические особенности SiC-тиристоров были изучены в конце XX – начале XXI вв. после появления тиристорных структур с блокирующим напряжением в несколько сотен вольт [84, 88–92]. С появлением структур с высоким блокирующим напряжением,  $V_b \geq 3$  кВ, было показано, что наряду с механизмом включения, характерным для детально исследованных тиристоров на основе кремния, в высоковольтных SiC-тиристорах может реализовываться принципиально другой механизм включения [93].

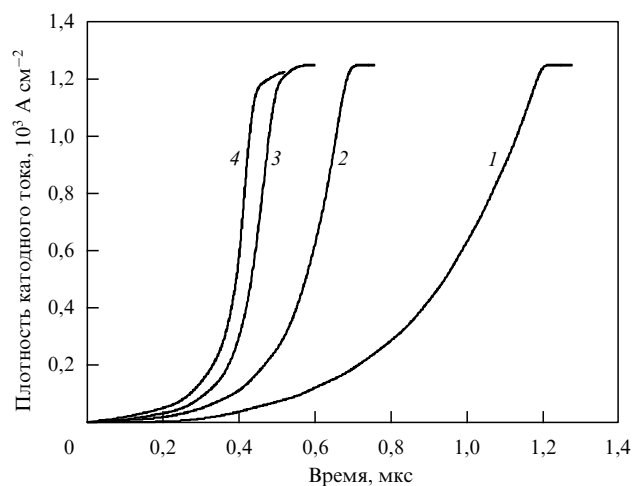


Рис. 42. Зависимость тока от времени в процессе включения тиристора с блокирующим напряжением 2,6 кВ при различных температурах: 293 К (кривая 1), 330 К (кривая 2), 379 К (кривая 3), 404 К (кривая 4). Катодное напряжение  $V_c = 200$  В, нагрузочное сопротивление  $R_l = 50$  Ом.

**5.1.1. Процесс включения.** Основная особенность процесса включения SiC-тиристоров: "аномальная" температурная зависимость скорости нарастания тока в процессе включения, по сравнению с аналогичными зависимостями в Si- и GaAs-тиристорах, была экспериментально продемонстрирована в работах [94, 95]. В Si- и GaAs-тиристорах время включения возрастает с увеличением температуры вследствие уменьшения подвижности, коэффициента диффузии и скорости насыщения носителей. В SiC подвижность, коэффициент диффузии и насыщенная скорость носителей также убывают с увеличением температуры. Тем не менее время включения SiC-тиристоров *уменьшается* с возрастанием температуры, причём, как видно из рис. 42, уменьшается довольно значительно. При  $T \geq 380$  К температурная зависимость времени включения стремится к насыщению. При охлаждении тиристоров постоянная времени включения чрезвычайно резко возрастает. Так, при  $T = 160$  К постоянная времени включения приблизительно в 30 раз больше, чем при  $T = 500$  К [88].

Качественное объяснение этому эффекту дано в работе [95]. Эффект обусловлен тем, что энергия ионизации самого мелкого акцепторного уровня в 4H-SiC (алюминия) достаточно велика ( $\sim 0,2$  эВ). Поэтому при комнатной температуре только 1–2 % атомов Al оказываются ионизованными ( $N_A \sim (1-2) \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>) в сильно легированном  $p^+$ -эмиттере "составляющего"  $p^+ - n - p^0$ -транзистора. С возрастанием температуры концентрация дырок в эмиттере увеличивается. Соответственно возрастает коэффициент инжекции  $p^+$ -эмиттера, и, как следствие, коэффициент усиления "составляющего"  $p^+ - n - p^0$ -транзистора. Объяснение, предложенное в [95], основывается на уравнении, полученном в работе [96]:

$$\tau_r = 2 \left( \frac{\tau_1 \tau_2}{\alpha_1 + \alpha_2 - 1} \right)^{1/2}, \quad (5.1)$$

где  $\tau_r$  — постоянная времени возрастания тока,  $\tau_1$  и  $\tau_2$  — времена пролёта неосновных носителей через базы тиристора,  $\alpha_1 = \gamma_1 \alpha_{T1}$  и  $\alpha_2 = \gamma_2 \alpha_{T2}$  — коэффициенты



усиления составляющих транзисторов тиристорной структуры (верхнего  $p^+-n-p^0$  и нижнего  $n-p^0-n^+$ ) соответственно,  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  — коэффициенты инжекции верхнего  $p^+-n$ -перехода и нижнего  $n^+-p$ -перехода эмиттер–база,  $\alpha_{T1}$  и  $\alpha_{T2}$  — коэффициенты переноса для верхней (узкой) и нижней (блокирующей) баз соответственно.

Согласно [95]  $\tau_r$  уменьшается с возрастанием температуры вследствие увеличения  $\alpha_1$ . Однако такая трактовка внутренне противоречива: уравнение (5.1) получено в [96] в предположении, что коэффициенты инжекции обоих переходов,  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ , равны единице. Следовательно, уравнение (5.1) может быть использовано для сравнения тиристорных с разными значениями  $\alpha_T$ , но оно не годится для анализа реальной ситуации, когда с изменением температуры изменяется и коэффициент инжекции  $\gamma_1$ .

Адекватное аналитическое исследование и компьютерный анализ ускорения процесса включения с повышением температуры представлены в работах [97, 98]. В работе [97] выражение для  $\tau_r$  получено в рамках метода заряда (charge control model) при условии низкого уровня инжекции в блокирующей базе тиристора. Для наиболее важного случая, в котором  $\alpha_1 + \alpha_2 = \gamma_1 \alpha_{T1} + \gamma_2 \alpha_{T2} \Rightarrow 1 + \delta$ , где  $\delta \ll 1$ , выражение для  $\tau_r$  принимает вид

$$\tau_r = \frac{(1 - \gamma_1 \alpha_{T1})\tau_1 + (1 - \gamma_2 \alpha_{T2})\tau_2}{\gamma_1 \alpha_{T1} + \gamma_2 \alpha_{T2} - 1}, \quad (5.2)$$

где  $\tau_1$  и  $\tau_2$  — времена жизни в тонкой и блокирующей базе тиристора соответственно. Если известны температурная зависимость концентрации дырок в сильно легированном эмиттере и основные параметры тиристора, то можно, используя выражение (5.2), оценить температурную зависимость  $\tau_r$ . Однако для корректного сравнения экспериментальных результатов с теоретическими необходимо принять во внимание температурные зависимости не только  $\gamma_1$ , но и других параметров тиристора. Кроме того, важно учесть нелинейные эффекты, также влияющие на температурную зависимость  $\tau_r$ . Расчёты такого рода возможны только в рамках численного моделирования.

В работе [97] использовалась программа "Исследование" [99]. Эта программа основана на уравнениях переноса носителей заряда, позволяющих корректно учитывать полную совокупность нелинейных эффектов высокого уровня инжекции и высокого уровня легирования: оже-рекомбинацию, электронно-дырочное рассеяние, сужение ширины запрещённой зоны, зависимость кинетических коэффициентов и времени жизни носителей заряда от уровня легирования в сильнолегированных слоях структуры и т.д. [100].

Из рисунка 43, на котором результаты численного расчёта сравниваются с экспериментальными данными, видно, что результаты моделирования очень хорошо согласуются с экспериментальными результатами.

В работе [101] полученные в [97] аналитические результаты использовались для аналитической оценки скорости включения в случаях низкого и высокого уровня инжекции в блокирующей базе тиристора, соответствующих низкой и высокой плотности тока, протекающего через тиристор после включения. Показано, что постоянные времени включения в этих случаях могут очень сильно различаться. В некоторых случаях

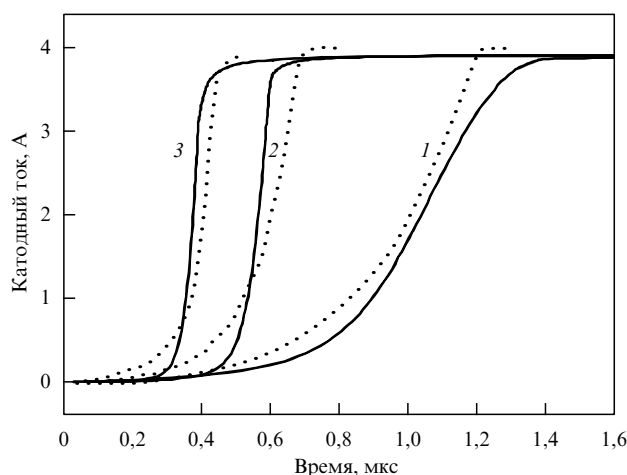


Рис. 43. Зависимость тока от времени в процессе включения тиристора с блокирующим напряжением 2,6 кВ при температурах: 293 К (кривая 1), 330 К (кривая 2), 379 К (кривая 3). Сплошные кривые — результаты эксперимента, пунктирные — результаты моделирования.

отношение постоянной времени включения для низкого уровня инжекции  $\tau_{rL}$  к соответствующей постоянной времени для высокого уровня инжекции  $\tau_{rH}$  может различаться в несколько десятков раз:  $\tau_{rL}/\tau_{rH} \geq 20$ . Полученные аналитические оценки подтверждены результатами численного расчёта.

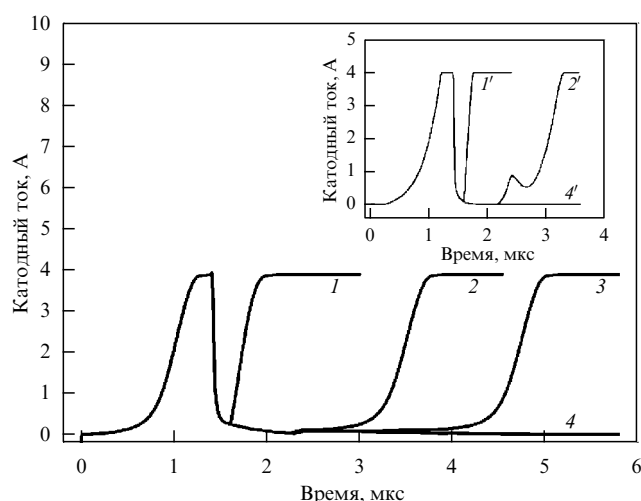
В работах [92, 102, 103] обращено внимание на то, что включение SiC-тиристорных происходит при весьма больших токах управления. При этом в блокирующей базе тиристора включение осуществляется не при низком уровне инжекции, как в "классических" Si-тиристорах, а при уровне, промежуточном между низким и высоким уровнями инжекции. В работе [104] проанализированы причины этого явления и сделан вывод о том, что в высоковольтных тиристорах при комнатной и меньших температурах реализуется механизм включения, качественно отличающийся от механизма включения классических Si-тиристорных. Получены аналитические оценки для нового механизма включения, и в рамках моделирования с помощью программного пакета "Исследование" проанализированы температурные характеристики тиристорных и зависимости параметров включения от блокируемого напряжения. Сделан важный с практической точки зрения вывод: для получения SiC-тиристорных с воспроизводимыми параметрами и необходимой стойкостью к эффекту  $dV/dt$  необходимо введение внешней шунтировки перехода эмиттер–база в тонкой базе тиристора.

**5.1.2. Процесс выключения.** Процесс выключения тиристора обратным током управляющего электрода в SiC-тиристорных структурах с относительно низким блокирующим напряжением при комнатной температуре исследовался в работах [105–107]. В работе [108] детально исследован процесс выключения тиристора с блокирующим напряжением 2,6 кВ в диапазоне температур 293–500 К.

Максимальный ток, который может быть выключен обратным током управляющего электрода, ограничен пробоем низковольтного управляющего перехода. В работе [91] исследован другой способ выключения

4H-SiC-тиристоров — с помощью импульсного омического закорачивания управляющего перехода. В этом случае ток, выключаемый внешним управляющим сигналом, может быть существенно увеличен. В [91] с этой целью использовался кремниевый МОП-транзистор, сопротивление которого в открытом состоянии порядка 1 Ом. Показано, что для полного выключения тиристора длительность импульса, закорачивающего управляющий электрод, должна быть не менее определённой величины  $\Delta t_{\text{off}}^*$ . В противном случае после прекращения импульса тиристор самопроизвольно включается снова. Качественно понятно, что  $\Delta t_{\text{off}}^*$  представляет собой интервал времени, в течение которого заряд инжектированных в базы тиристора носителей убывает до величины, меньшей критического заряда включения. Поскольку время жизни в блокирующей базе тиристора увеличивается с возрастанием температуры [109],  $\Delta t_{\text{off}}^*$  также возрастает при увеличении температуры. Причём температурная зависимость  $\Delta t_{\text{off}}^*$  близка к температурной зависимости времени жизни. Этот режим выключения детально изучен с помощью программного пакета "Исследование" в работе [110].

На рисунке 44 представлены результаты моделирования процесса выключения с помощью импульсного омического закорачивания управляющего перехода МОП-транзистором. На вставке приведены соответствующие экспериментальные результаты [91]. Видно, что экспериментальные и расчётные результаты хорошо согласуются между собой. Моделирование позволило прояснить природу долговременной "задержки" между окончанием закорачивающего импульса и началом возрастания тока в процессе спонтанного включения (кривая 3 на рис. 44). Как видно из рис. 44, длительность этой "задержки" значительно превышает как время нарастания тока в процессе включения, так и время выключения тиристора.



**Рис. 44.** Рассчитанные зависимости тока от времени при различных длительностях закорачивающего импульса  $\Delta t_{\text{off}}$ . Как и в эксперименте [91], переход анод–управляющий электрод закорачивается сопротивлением 1 Ом в момент  $t = 1,4$  мкс. Значения  $\Delta t_{\text{off}}$ : 1 — 0,2 мкс, 2 — 0,8 мкс, 3 — 0,82 мкс, 4 — 0,83 мкс ( $\Delta t_{\text{off}} > \Delta t_{\text{off}}^*$ ). На вставке показаны соответствующие экспериментальные зависимости [9].  $T = 300$  К. Блокируемое напряжение  $V_0 = 200$  В, сопротивление нагрузки  $R_1 = 50$  Ом.  $\Delta t_{\text{off}}$ : 1' — 0,2 мкс, 2' — 0,8 мкс, 4' — 0,9 мкс ( $\Delta t_{\text{off}} > \Delta t_{\text{off}}^*$ ).

Под временем задержки принято понимать время накопления неравновесного заряда, равного критическому заряду включения. Однако, поскольку при  $\Delta t_{\text{off}} < \Delta t_{\text{off}}^*$  тиристор спонтанно включается, ясно, что находящийся в базах после окончания закорачивающего импульса заряд превышает критическое значение. Моделирование показало, что процесс включения начинается сразу же после окончания закорачивающего импульса без какой-либо задержки. Однако до достижения током определённой величины включение происходит при низком уровне инжекции. Как отмечалось выше, постоянная времени включения при низком уровне инжекции  $\tau_{\text{IL}}$  может быть значительно больше, чем постоянная  $\tau_{\text{IH}}$  при высоком уровне инжекции. Для случая, показанного на рис. 44,  $\tau_{\text{IL}}/\tau_{\text{IH}} \approx 16$ .

**5.1.3. Критический заряд включения и  $dV/dt$ -эффект.** Концепция критического заряда была сформулирована в работе [111] и развита в работах [112, 113]. Эта концепция позволяет с единой точки зрения анализировать импульсные процессы включения тиристора, такие как  $dV/dt$ , включение короткими импульсами тока управления, включение короткими световыми импульсами и т.д., и "медленные", квазистационарные процессы включения. К последним относятся включение медленно нарастающим током управления, изменением температуры, квазистационарным возрастанием анодного напряжения и т.д.

В кремниевых тиристорах плотность критического заряда  $n_{\text{cr}}$  лежит в пределах от  $\sim 10^{13}$  см $^{-3}$  для специально сконструированных приборов с очень низкими значениями  $dV/dt$  и предельно низкими управляющими токами включения [114, 115] до  $(2-3) \times 10^{16}$  см $^{-3}$  для мощных высоковольтных тиристорov. Приблизительно те же значения  $n_{\text{cr}}$  характерны и для GaAs-тиристорov [116].

Впервые плотность критического заряда в SiC-тиристорах была определена в работе [89] для сравнительно низковольтных структур с блокирующим напряжением  $\sim 400$  В. В высоковольтных структурах с блокирующим напряжением 1,5–2,6 кВ основные характеристики критического заряда исследованы в работах [92, 102]. В работе [92] показано, что в 2,6-киловольтных SiC-тиристорах  $n_{\text{cr}}$  порядка  $10^{16}$  см $^{-3}$  при комнатной температуре и с возрастанием температуры она монотонно уменьшается. При  $T = 500$  К плотность  $n_{\text{cr}} \approx 10^{14}$  см $^{-3}$ .

Моделирование с помощью программы "Исследование" выявило качественное противоречие с моделью [112, 113], описывающей параметры критического заряда в Si-тиристорах. Более подробно источник этого противоречия аналитически и численно исследован в работе [102]. Отмечено, что при исследовании критического заряда в SiC-тиристорах необходимо учитывать несколько факторов. Прежде всего, коэффициент инжекции перехода эмиттер–тонкая сильнолегированная база  $\gamma_1$  в теории [112, 113] считается равным единице. Если для кремниевых тиристорov такое предположение с высокой точностью выполняется, то для SiC-структур оно неправомерно: вследствие большой энергии ионизации акцепторного уровня (Al) в р-эмиттере величина  $\gamma_1$  при комнатной температуре заметно меньше единицы [97]. Второе важное отличие карбид-кремниевых тиристорov от кремниевых, отмечавшееся выше, состоит в том, что SiC-структуры включаются не при низком, а при промежу-

точном уровне между низким и высоким уровнями инжекции в блокирующей базе тиристора. Понятно, что если тиристор не может быть включён при низком уровне инжекции, то для его переключения при промежуточном уровне инжекции должен быть накоплен дополнительный критический заряд. При этом существенную роль должна играть токовая зависимость коэффициента переноса в блокирующей базе тиристора  $\alpha_{T2}$ .

Напряжение, которое может быть приложено к тиристор, уменьшается с увеличением скорости возрастания напряжения (эффект  $dV/dt$ ). Этот эффект тщательно изучался в Si- и GaAs-тиристорах [116–120]. Эффект  $dV/dt$  особенно важен для SiC-тиристор, поскольку предполагается, что одним из важных преимуществ SiC-приборов является их способность работать в очень высокочастотных цепях [121].

Эффект  $dV/dt$  в высоковольтных SiC-тиристорах исследован в работах [122, 123]. Если длительность фронта напряжения, прикладываемого к тиристор,  $\Delta t$  меньше, чем время пролёта неосновных носителей через тонкую базу тиристора, так что носители за время фронта не успевают рекомбинировать, то в каждой из баз прибора при приложении напряжения  $V_0$  возникает заряд неосновных носителей  $Q = \int_{V_{bi}}^{V_0} C(V) dV$ . Здесь  $C(V)$  — ёмкость перехода на единицу площади,  $V_{bi} \sim 3$  В — встроенный потенциал. Таким образом, установив, при каком минимальном напряжении тиристор может быть включён импульсом с достаточно резким фронтом, можно непосредственно определить плотность критического заряда прибора.

В [122, 123] для включения тиристора эффектом  $dV/dt$  использовались импульсы с длительностью фронта 30 нс. На рисунке 45 показаны зависимости от времени напряжения на тиристоре при различных температурах. Для каждой температуры амплитуда напряжения  $V_0$  соответствует минимальному значению, включающему тиристор. Видно, что чем выше температура, тем меньшее напряжение требуется для включения тиристора.

На рисунке 46 рассчитанные с помощью программы "Исследование" температурные зависимости минималь-

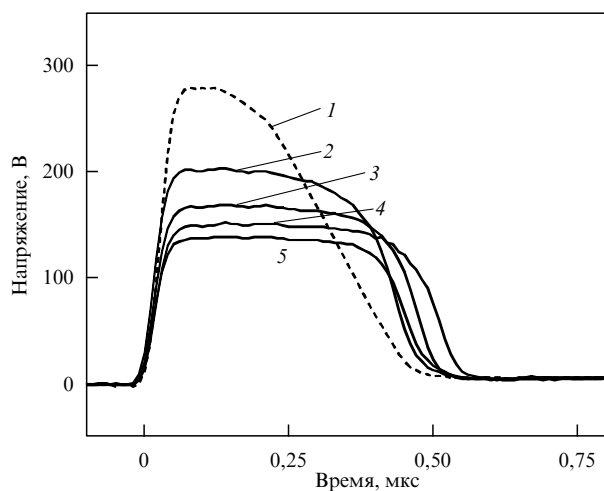


Рис. 45. Зависимости от времени напряжения на 1,5-киловольтном SiC-тиристоре при различных температурах: 1 — 300 К, 2 — 344 К, 3 — 392 К, 4 — 442 К, 5 — 504 К. Длительность фронта нарастания напряжения 30 нс. Для каждой температуры амплитуда напряжения  $V_0$  соответствует минимальному значению, включающему тиристор.

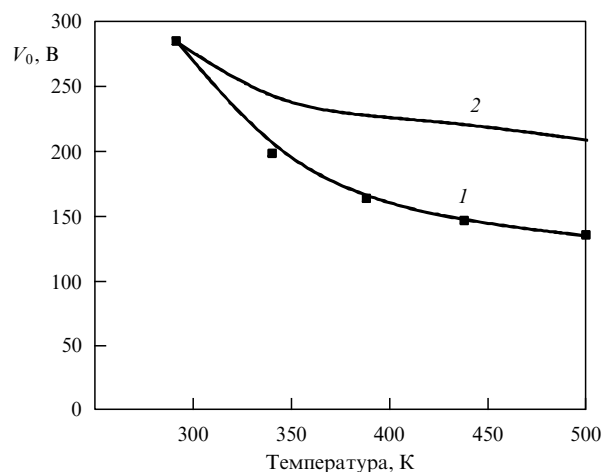


Рис. 46. Температурная зависимость амплитуды  $V_0$ . 1 — экспериментальные результаты, 2 — результаты расчёта в одномерной модели с помощью программы "Исследование".

ного напряжения  $V_0$  сравниваются с экспериментальными результатами. Как видно из рисунка, хотя между расчётными и экспериментальными результатами наблюдается качественное согласие, количественное расхождение довольно значительно. Показано, что если для комнатной температуры согласования расчётных и экспериментальных результатов можно добиться, варьируя значения времён жизни в базах тиристора, то экспериментальную зависимость  $V_0(T)$  не удаётся адекватно описать в рамках *одномерного* подхода ни при каких разумных предположениях.

В работе [122] на основе подхода, предложенного в монографии [123], построена квазидвумерная модель, которая с использованием пакета "Исследование" позволила с очень хорошей точностью описать экспериментальную зависимость  $V_0(T)$ . В рамках такого квазидвумерного подхода получено также хорошее согласие расчётных и экспериментальных зависимостей скорости нарастания тока в процессе включения.

**5.1.4. SiC-оптотиристоры.** Переключаемые световым импульсом полупроводниковые приборы [124] на основе Si и GaAs нашли многочисленные применения для синхронизации мощных лазерных устройств, в блоках питания эксимерных лазеров, при реализации электрически изолированных высоковольтных мощных цепей (см. например, [125–127]). Оптическое включение SiC-тиристора впервые было продемонстрировано в ФТИ им. А.Ф. Иоффе в работе [128]. Позднее в [129] была продемонстрирована возможность включения SiC-тиристора с помощью УФ-светодиода. Включение высоковольтного (12 кВ-класса) SiC-оптотиристора с помощью УФ-лазера с длиной волны 266 нм на ток 100 А было осуществлено и исследовано в работе [130]. При этом время включения тиристора составляло 10–20 нс при длительности оптического импульса 25–30 пс и энергии в импульсе  $J \approx 10$  мкДж.

В работе [131] в рамках адиабатического приближения на основе программы "Исследование" развита модель включения и распространения включённого состояния в SiC-оптотиристоре. Модель позволила оценить площадь, первоначально включаемую светом, постоянную времени включения тиристора в зависимости от

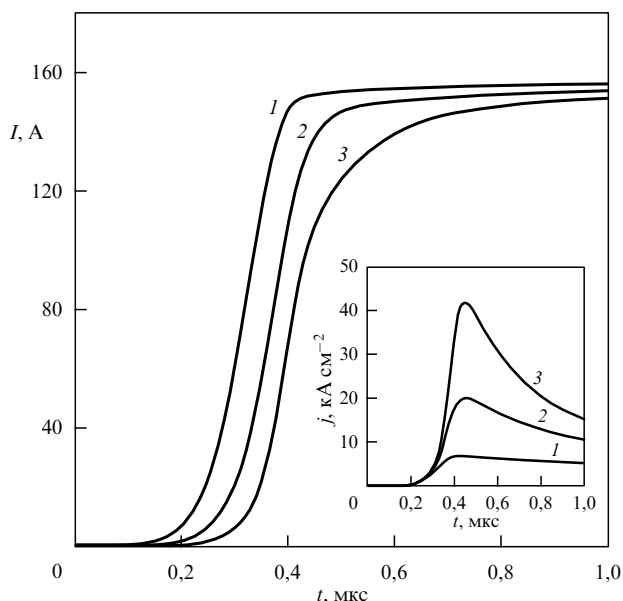


Рис. 47. Зависимость тока от времени при включении оптотиристора при различных значениях радиуса оптического окна  $r_0$ : 1 — 800 мкм, 2 — 400 мкм, 3 — 200 мкм. На вставке показаны соответствующие зависимости плотности тока от времени.

энергии используемого для коммутации УФ-источника света, а также перегрев структуры с учётом величины коммутируемого тока  $I_{\max}$  (рис. 47). Как видно из рис. 47, несмотря на спонтанное распространение включённого состояния, плотность тока во включающемся приборе при неудачном выборе размера оптического окна может превысить  $40 \text{ кА см}^{-2}$ . При этом перегрев активной области включающейся структуры может превышать  $2000^\circ\text{C}$ .

Для SiC-оптотиристорov характерна так называемая осесимметричная конфигурация: прибор включается светом в круглом окне небольшого радиуса  $r_0$ , а затем включённое состояние спонтанно распространяется на всю площадь прибора [132, 133]. Особенности процесса включения, обусловленные такой конфигурацией реальных приборов, аналитически и численно исследованы в работах [134–136].

В работе [134] в рамках численной модели и аналитического подхода изучен процесс распространения включённого состояния. Получен и адекватно интерпретирован весьма неожиданный результат: показано, что на начальном этапе распространения длительностью  $\sim (2-3)\tau$  (где  $\tau$  — постоянная времени включения тиристора) скорость распространения сравнительно мала, особенно в осесимметричном случае. Ранее считалось, что скорость распространения возрастает с увеличением плотности тока во включённой части тиристора (и насыщается при очень большой плотности тока). Полученный результат необходимо учитывать при выборе допустимых значений скорости возрастания тока  $dI/dt$ .

В работе [135] проанализированы особенности стационарного распределения носителей и характер тока удержания для осесимметричного случая. Проанализирован относительный вклад полевого и диффузионного механизмов распространения включённого состояния. Показано, что при достаточно большой исходной концентрации носителей  $p_l(0)$  (пропорциональной току, на который включён тиристор) область, занятая включё-

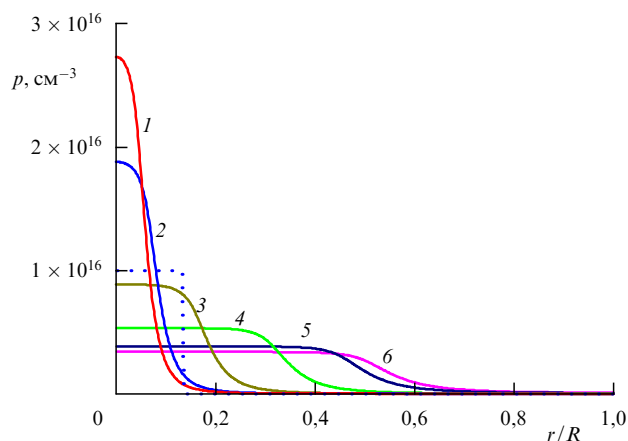


Рис. 48. Стационарные профили распределения дырок  $p(r)$  в осесимметричном случае при различных исходных значениях  $p_l(0)$ : 1 —  $0,08 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , 2 —  $0,10 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , 3 —  $0,20 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , 4 —  $0,40 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , 5 —  $0,60 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , 6 —  $0,65 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Плотность тока в каждой точке пропорциональна  $p$ . Пунктирной линией показано исходное распределение дырок  $p_l(0)$  для кривой 2.

ным состоянием, увеличивается с возрастанием  $p_l(0)$ . Такой результат, всегда справедливый для плоского случая, считался универсальным. Показано, однако, что в осесимметричном случае, когда исходная концентрация носителей относительно мала (ток близок к току удержания), концентрация носителей в стационарном случае *больше*, чем исходная концентрация  $p_l(0)$ . Как видно из рис. 48, если исходная плотность тока (исходное значение  $p_l(0)$ ) мала, то в процессе стационарного состояния плотность тока в центре оптического окна возрастает по сравнению с исходной. Этот эффект необходимо принимать во внимание при включении SiC-оптотиристорov на токи, близкие к токам удержания.

В работе [136] проанализированы соотношения между плотностью критического заряда, током удержания и максимальной плотностью тока для осесимметричного случая.

В работах [137, 138] экспериментально исследованы переходные процессы в сверхвысоковольтных оптотиристорах с блокирующим напряжением 18 кВ. При работе на чисто индуктивную нагрузку коммутируемый ток достигал 1200 А (при энергии запускающего светового импульса  $\sim 40 \text{ мкДж}$  и длительности 30 пс). Включение таких тиристорov на относительно небольшие токи  $\leq 20 \text{ А}$  носило необычный "двухступенчатый" характер. На первом этапе включения ток возрастал с характерной постоянной времени 15–20 нс. Достигнув промежуточного максимума, ток начинал убывать со значительно большей постоянной времени, а затем следовало новое возрастание тока до стационарной величины, определяемой напряжением на приборе и сопротивлением нагрузки. В тиристорах с блокирующим напряжением 12 кВ такой эффект никогда не наблюдался. Полное объяснение появлению эффекта двухступенчатого включения дано в работе [139] на основе расчётов в рамках программы "Исследование".

## 5.2. Биполярные транзисторы

Мощные относительно высоковольтные биполярные транзисторы (БТ) на основе 4H-SiC с блокирующим напряжением  $V_b \geq 1,5 \text{ кВ}$  и приемлемым коэффициен-

том усиления в схеме с общим эмиттером  $\beta \sim 30$  были продемонстрированы в начале XXI в. [140–142]. В настоящее время мощные БТ на основе карбида кремния рассматриваются как весьма перспективные быстродействующие переключательные приборы благодаря сочетанию таких параметров, как высокое блокируемое напряжение, малое остаточное сопротивление во включённом состоянии (low on-resistance,  $R_{ON}$ ) и достаточно большой коэффициент усиления. Разработаны 4H-SiC-БТ с блокирующим напряжением, превосходящим 9 кВ [143], коэффициентом усиления в схеме с общим эмиттером  $\beta > 300$  [144] и весьма низкими значениями  $R_{ON}$  [145].

Переходные характеристики в 4H-SiC-БТ (с  $V_b = 1,8$  кВ) впервые были исследованы в работе [64]. Было показано, что значительную роль в процессе включения БТ играет поверхностная рекомбинация и эта роль значительно возрастает по мере оттеснения тока к краям эмиттера (crowding).

Одним из наиболее важных параметров БТ при работе в активном режиме является коэффициент усиления в схеме с общим эмиттером  $\beta$ . Зависимости  $\beta$  от коллекторного тока в высоковольтных 4H-SiC и факторы, ограничивающие величину  $\beta$ , исследовались в работах [146, 147]. На рисунке 49 показана типичная для 4H-SiC-БТ зависимость  $\beta$  от тока коллектора [148]. Коэффициент усиления возрастает в области малых токов, достигает максимума и затем убывает при дальнейшем увеличении тока. Как видно из рис. 49, результаты расчётов в рамках полуэмпирической модели [148] хорошо согласуются с экспериментальными данными. В модели учитываются, помимо рекомбинации неравновесных носителей в базе БТ, вклады рекомбинации в области пространственного заряда эмиттер–база, рекомбинации в эмиттерном слое и поверхностной рекомбинации. Принято во внимание то обстоятельство, что в условиях оттеснения тока к краям эмиттера локальный коэффициент усиления  $\beta$  убывает от края к центру эмиттера. Развита модель с успехом использована для интерпре-

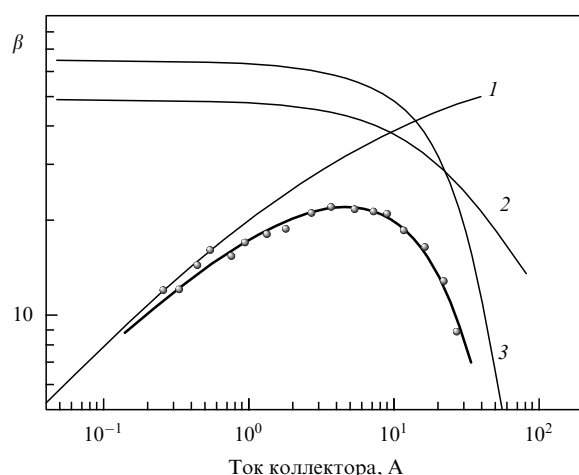
тации экспериментальных результатов по исследованию зависимости коэффициента усиления  $\beta$  от тока коллектора в диапазоне температур 300–520 К [147].

Если при использовании БТ в активном режиме важнейшим параметром является коэффициент усиления в схеме с общим эмиттером  $\beta$ , то при использовании БТ в качестве мощного переключателя одним из наиболее важных параметров прибора является сопротивление в открытом состоянии  $R_{ON}$ . В большинстве случаев  $R_{ON}$  равно сопротивлению (или даже превышает его) немодулированного коллекторного слоя мощного БТ [149, 150]). Однако в нескольких работах продемонстрирована возможность существенного снижения  $R_{ON}$  посредством модуляции сопротивления коллекторного слоя неосновными носителями, инжектированными в режиме насыщения из базового слоя структуры [151, 152].

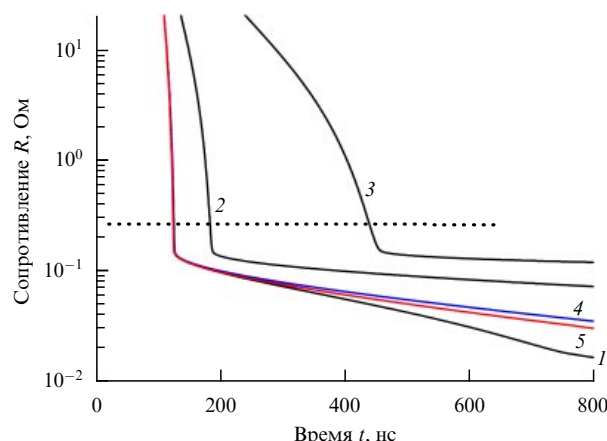
В работе [153] для исследования основных физических особенностей процесса модуляции сопротивления коллектора использовалась разработанная в ФТИ им. А.Ф. Иоффе эффективная одномерная модель [154]. Эта модель успешно применялась также для адекватного описания Si- и GaAs-БТ, в том числе в режимах предельно больших плотностей тока [155, 156].

Точное количественное описание переходных процессов в мощных SiC-БТ со встречно-штыревой структурой требует, вообще говоря, двумерного (2D) моделирования. Однако основные физические закономерности процессов включения и выключения БТ во многих случаях удобно изучать в рамках одномерных моделей. Такое моделирование позволяет наглядно проанализировать влияние на переходные процессы основных параметров структуры и режимов переключения.

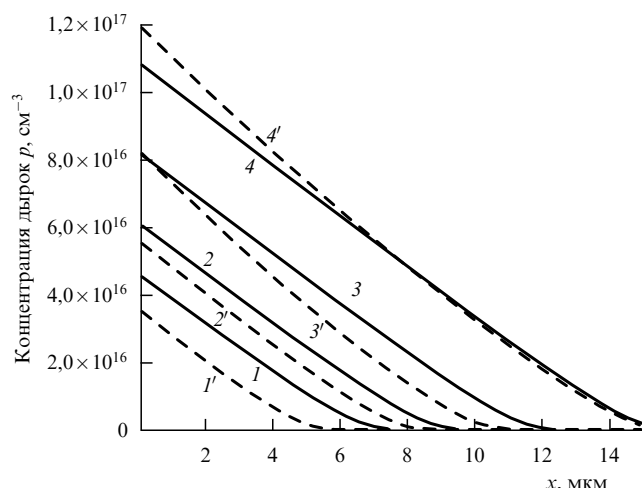
Моделирование показывает [153], что модуляция неосновными носителями может очень сильно снизить сопротивление БТ во включённом состоянии (рис. 50). Из рисунка 50 видно, что при достаточно большом входном сигнале  $I_b$  сопротивление транзистора за счёт модуляции коллекторного слоя может быть снижено до значений, существенно меньших, чем исходное сопро-



**Рис. 49.** Зависимости коэффициента усиления  $\beta$  4H-SiC-БТ от тока коллектора.  $T = 293$  К. Кружками показаны экспериментальные данные при напряжении коллектор–база  $V_{CB} = 100$  В. Жирная кривая — результат расчётов в рамках полуэмпирической модели [67]. Тонкие кривые показывают вклад рекомбинации в области пространственного заряда (кривая 1), поверхностной рекомбинации (кривая 2) и рекомбинации в эмиттере (кривая 3).



**Рис. 50.** Зависимость от времени сопротивления БТ в процессе включения. Результаты расчёта для БТ с параметрами, характерными для БТ с блокирующим напряжением 1200 В. Кривые 1–3 рассчитаны для времени жизни в базе  $\tau_b = 100$  нс и времени жизни в коллекторе  $\tau_c = 2$  мкс. Базовый ток  $I_b = 0,6$  А (кривая 1), 0,2 А (кривая 2) и 0,06 А (кривая 3). Кривая 4:  $I_b = 0,6$  А,  $\tau_b = 20$  нс,  $\tau_c = 2$  мкс. Кривая 5:  $I_b = 0,6$  А,  $\tau_b = 100$  нс,  $\tau_c = 400$  нс. Пунктирная прямая показывает сопротивление немодулированного коллекторного слоя.



**Рис. 51.** Распределения дырок  $p(x)$  вдоль коллектора БТ с параметрами, характерными для БТ с блокирующим напряжением 1200 В, в различные моменты времени. В момент  $t = 0$  транзистор переходит в режим насыщения и дырки начинают диффундировать против направления поля, уменьшая сопротивление коллектора. Базовый ток  $I_b = 0,2$  А (кривые 1, 1' и 2, 2') и  $I_b = 0,6$  А (кривые 3, 3' и 4, 4'). Время  $t = 300$  нс (кривые 1, 1' и 3, 3') и  $t = 600$  нс (кривые 2, 2' и 4, 4'). Сплошные кривые 1–4 — результаты аналитического расчёта, штриховые кривые 1'–4' — результаты расчётов в рамках численной модели [153].

тивление немодулированного коллектора. Как показано в [153], эффективная модуляция сопротивления коллектора возможна при достаточно быстром включении транзистора, условием которого являются большая амплитуда и резкий фронт нарастания включающего базового тока.

Аналитическая модель модуляции коллекторного слоя БТ развита в работе [157] на основе теории диффузии неосновных носителей против вектора электрического поля при высоком уровне инжекции [158]. В рамках модели [157] оказывается возможным не только рассчитать распределение носителей и уровень модуляции коллектора в стационарном состоянии, но и проследить движение неосновных носителей (дырок) вдоль коллекторного слоя n-типа в процессе модуляции (рис. 51).

В биполярных приборах самым медленным процессом, определяющим предельную рабочую частоту при-

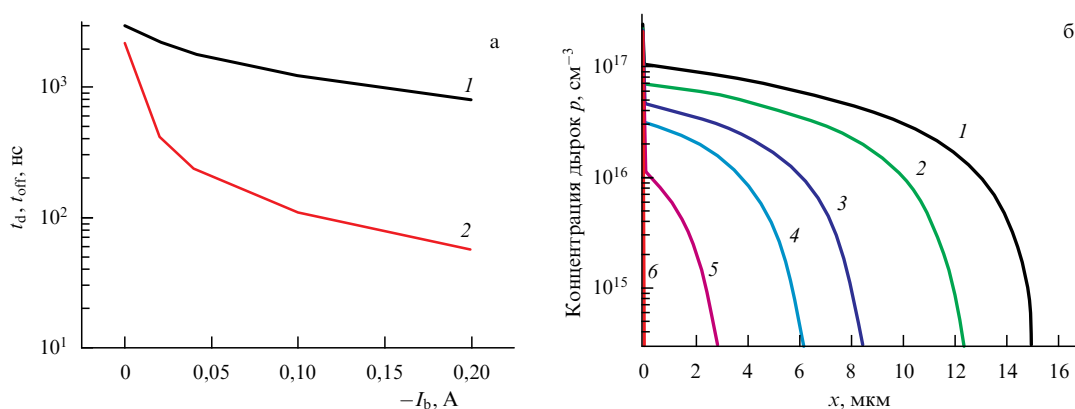
боров, является выключение. В мощных ключевых БТ при повышении плотности тока во включённом состоянии время включения уменьшается, тогда как время выключения, напротив, увеличивается. Понятно, однако, что накопление неосновных носителей в коллекторе в процессе модуляции коллектора и снижения его сопротивления способно существенно увеличить время задержки и время выключения транзистора [80]. Такая ситуация может сделать неприемлемым желаемое снижение  $R_{ON}$  при высокочастотном переключении.

В работах [159, 160] экспериментально продемонстрирована возможность значительного уменьшения времён задержки и времени выключения при приложении в процессе выключения импульса обратного базового тока [161]. Условия выключения SiC БТ при эффективной модуляции коллектора прибора неосновными носителями исследовались в работе [162] в рамках модели [153]. Исследован процесс выключения как в "стандартном" режиме, в котором выключается базовый ток, так и в режиме выключения отрицательным током базы. Показано, что при вполне реалистических значениях выключающего базового тока время выключения может быть уменьшено в  $\sim 40$  раз по сравнению с временем выключения при нулевом базовом токе. Время задержки также может быть существенно, в несколько раз, сокращено (рис. 52).

Из рисунка 52 видно, что и время задержки, и время выключения монотонно уменьшаются с ростом отрицательного базового тока ( $-I_b$ ). Для  $I_b = -0,2$  А (рис. 52б) время задержки 820 нс, а время выключения 57 нс. Когда транзистор выключается при нулевом базовом токе, время задержки уменьшается в 3,6 раза, а время выключения — в 38 раз по сравнению с соответствующими временами в стандартном режиме. При этом время выключения практически равняется времени включения. Заметим, что в экспериментальной работе [160] при использовании для выключения большого отрицательного базового тока зафиксировано уменьшение времени задержки в 4 раза, а времени выключения — в 20 раз.

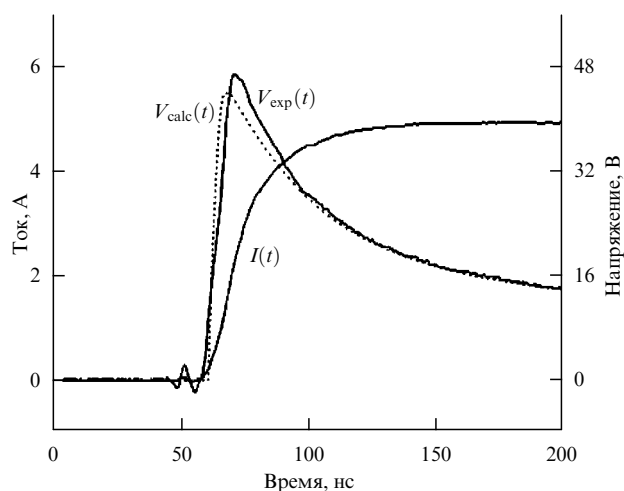
### 5.3. Выпрямительные p–i–n-диоды

Высоковольтные выпрямительные p–i–n-4H-SiC-диоды с рабочим напряжением в несколько киловольт были продемонстрированы в начале 2000-х годов (см., например, [163]). Достаточно быстро были созданы и



**Рис. 52.** (а) Зависимости времени задержки  $t_d$  (кривая 1) и времени выключения  $t_{off}$  (кривая 2) от отрицательного (выключающего) базового тока  $I_b$ . (б) Распределение дырок в коллекторе в процессе выключения при значении  $I_b = -0,2$  А. Выключающий импульс базового тока подаётся в момент  $t = 5000$  нс. Кривая 1 — 5000 нс, 2 — 5300 нс, 3 — 5600 нс, 4 — 5700 нс, 5 — 5800 нс, 6 — 5840 нс.





**Рис. 53.** Временные зависимости тока и напряжения на 6-киловольтном диоде в процессе включения. Сплошные кривые — экспериментальные осциллограммы. Пунктирная кривая — результат расчёта с помощью программного пакета "Исследование" [165].

исследованы диоды с рабочим напряжением  $\approx 20$  кВ и рабочим током в несколько сотен ампер [164].

**5.3.1. Процесс включения.** При исследовании процесса включения наиболее важными параметрами являются модуляция сопротивления базы диода в переходном процессе и прямое падение напряжения на структуре в конце переходного процесса в стабильном состоянии.

На рисунке 53 показаны временные зависимости тока и напряжения на 6-киловольтном диоде в процессе переключения [165]. В эксперименте через диод пропусклся импульс прямого тока с временем нарастания от нуля до 5 А за примерно 30 нс. Зависимость  $I(t)$  наглядно демонстрирует две характерные стадии процесса переключения. Первый этап соответствует "перезарядке" перехода эмиттер–база. На этом этапе наблюдается всплеск напряжения, амплитуда которого определяется сопротивлением немодулированной базы. Затем по мере накопления в базе носителей напряжение убывает до стационарного значения, определяемого сопротивлением базы, промодулированной за счёт накопления неосновных носителей. Анализ показывает [165], что при столь резком нарастании тока через диод модуляция базы осуществляется благодаря быстрому движению электронного фронта со скоростью насыщения  $v_s$  ( $\sim 10^7$  см  $s^{-1}$ ) и встречному относительно медленному движению дырочного фронта.

Аналитическое и численное исследование процессов быстрого переключения диода в прямом направлении проведено в работах [166, 167]. Показано, что если амплитуда тока достаточно велика, а время нарастания мало, реализуются режимы с нарушенной нейтральностью. При этом модуляция базы диода может происходить благодаря распространению быстрых волн электронов и дырок, движущихся навстречу друг другу с насыщенными скоростями носителей заряда в сильном электрическом поле.

**5.3.2. Время жизни неосновных носителей.** Интересно, что ещё в середине 1990-х годов считалось, что в карбиде кремния времена жизни неосновных носите-

лей принципиально не могут быть большими из-за высокой концентрации (на уровне  $10^{20}$  см $^{-3}$  и даже выше) стехиометрических дефектов в виде избытка кремния. Однако эти опасения оказались напрасными, и проблема увеличения времени жизни была успешно решена. Если в середине 2000-х годов зафиксированное рекордно большое время жизни в  $n$ -базе 4H-SiC-диода при комнатной температуре составляло 1,55 мкс [168], то сейчас в толстых слоях карбида кремния  $n$ -типа продемонстрировано время жизни в несколько десятков микросекунд [169].

Время жизни в базах  $p-i-n$ -диодов определяется, как правило, либо с помощью измерения длительности фазы высокой обратной проводимости при переключении диода из проводящего состояния в блокирующее (метод Лэкса [170]), либо по скорости спада послеинжекционной электродвижущей силы (ЭДС) (метод Госсика [171]). В кремниевых диодах оба метода, как правило, дают близкие результаты. В карбид-кремниевых диодных структурах метод Лэкса, однако, оказывается неадекватным [100, 172, 173]. Наиболее подробный анализ причин такой ситуации проведён в работе [100] на основе качественных соображений и численного моделирования в рамках программы "Исследование".

Как показало детальное сопоставление экспериментальных данных с результатами моделирования, в карбид-кремниевых  $p-i-n$ -диодах на границе между эмиттером и базой часто образуется узкий слой с очень малым временем жизни. Образование такого слоя может быть обусловлено тем, что высокотемпературное наращивание сильнолегированного  $p$ -слоя приводит к росту числа дефектов у границы раздела эмиттер–база из-за рассогласования параметров решёток сильнолегированного и нелегированного слоёв, а также вследствие диффузии примесных атомов Al и самодиффузии. Существование такой "нарушенной" области вблизи  $p-n$ -перехода приводит к тому, что после переключения диода с прямого направления на обратное область пространственного заряда вблизи перехода ОПЗ начинает быстро восстанавливаться (время восстановления блокирующей способности регулируется величиной времени жизни носителей в нарушенном слое), так что фазы протекания постоянного обратного тока практически нет. Заметим, что возможность существования такого нарушенного слоя с малым временем жизни может также играть важную роль в работе транзисторных и тиристорных структур.

С другой стороны, метод Госсика позволяет адекватно измерить время жизни в базах SiC- $p-i-n$ -диодов в широком диапазоне температур [172–174].

## 5.4. Особенности физических процессов в биполярных приборах на основе карбида кремния

**5.4.1. Электронно-дырочное рассеяние.** В импульсных режимах SiC-приборы способны работать при плотностях тока до  $10^5$  А см $^{-2}$  в режиме одиночных коротких импульсов [175]. В режиме так называемых длинных импульсов (длительностью 8–10 мс) рабочая плотность тока может составлять несколько тысяч ампер на 1 см $^2$  [176]. Как показывает опыт работы Si- и GaAs-приборов, электронно-дырочное рассеяние (ЭДР) при больших плотностях тока может очень существенно снизить эффективную амбиполярную подвижность носителей [177, 178].

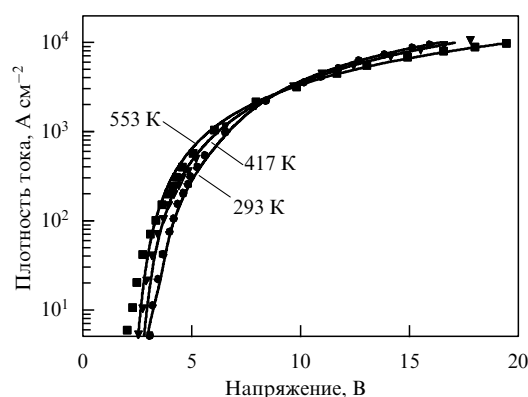


Рис. 54. Прямые ВАХ 6-киловольтного 4Н-SiC-диода. Кружками показаны экспериментальные результаты, сплошными кривыми — результаты расчёта с учётом ЭДР.

Первые эксперименты по исследованию ЭДР в карбиде кремния были проведены в работе [179]. В этой работе предложена оригинальная методика определения параметров ЭДР из анализа импульсных изотермических вольтамперных характеристик 4Н-SiC-диодов. На рисунке 54 приведены прямые ВАХ 6-киловольтного 4Н-SiC-диода, измеренные при температурах 293–553 К и плотностях тока до  $j = 10^4 \text{ А см}^{-2}$ . Видно, что при достаточно больших плотностях тока наблюдается "инверсия" температурной зависимости ВАХ. Точка инверсии соответствует плотностям тока порядка 2000–3000  $\text{А см}^{-2}$ . (Эти значения более чем на порядок превышают плотности тока инверсии для аналогичных кремниевых структур.) В работе [179] развита простая полуэмпирическая модель, позволившая определить параметры ЭДР из анализа ВАХ при больших плотностях тока.

Как правило, компонента подвижности, обусловленная ЭДР, описывается выражением

$$\mu_{\text{нр}} = G \frac{p_0}{p}, \quad (5.3)$$

где  $p$  — концентрация дырок,  $G$  и  $p_0$  — характеристические константы ЭДР [100]. Тогда вклад ЭДР в падение напряжения на базе прибора имеет вид

$$V_{\text{ch}} = \frac{jW}{qGp_0}, \quad (5.4)$$

где  $j$  — плотность тока,  $W$  — толщина базы,  $q$  — элементарный заряд. На основе представленных на рис. 54 экспериментальных ВАХ в рамках полуэмпирической модели для величины  $Gp_0$  получено:  $Gp_0 = 5,8 \times 10^{19} \text{ В}^{-1} \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$ . Указанное значение в четыре раза меньше, чем соответствующая величина в Si, и в 60 раз меньше, чем в GaAs. Это означает, что влияние ЭДР в SiC на амбиполярную подвижность и падение напряжение на базах биполярных приборов значительно больше, чем в кремниевых и арсенид-галлиевых приборах [180].

Более строгий анализ с помощью программы "Исследование" позволил оценить возможное влияние контактного сопротивления на вклад ЭДР в области относительно малых плотностей тока.

Следует отметить, что даже в наиболее популярных мощных пакетах коммерческих симуляторов, таких как

DESSIS (Device Simulation for Smart Integrated Systems), Atlas, Medici, уравнения, описывающие ЭДР, представлены в виде, не позволяющем корректно моделировать электронно-дырочное рассеяние в биполярных приборах [181].

**5.4.2. Проблема эффективного эмиттера в биполярных приборах на основе SiC.** Аналитические и численные оценки показывают, что характеристики биполярных карбид-кремниевых приборов далеки от оптимальных [182]. Одной из основных причин такой ситуации является низкая инжектирующая способность сильнолегированных эмиттеров  $p^{++}$ -типа. Именно такие эмиттеры используются и в тиристорах, и в БТ, и в диодах на основе SiC. Как отмечалось выше, энергия ионизации самого мелкого акцепторного уровня в 4Н-SiC, алюминия, составляет  $\sim 0,2 \text{ эВ}$ . Поэтому при комнатной температуре только  $\sim 2\%$  атомов Al оказываются ионизованными в сильно легированном ( $N_A \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ )  $p^{++}$ -слое. В результате коэффициент инжекции SiC-эмиттеров оказывается значительно меньше единицы.

В работе [182] проблема увеличения коэффициента инжекции SiC-эмиттеров  $p^{++}$ -типа исследована аналитически и численно с учётом таких нелинейных эффектов, как сужение ширины запрещённой зоны с увеличением уровня легирования, оже-рекомбинация, электронно-дырочное рассеяние, излучательная и поверхностная рекомбинация. Аналитическое исследование проведено в рамках хорошо известной и многократно использовавшейся для оценки качества эмиттеров в Si- и GaAs-приборах модели "тока насыщения"  $j_{\text{sn}}$  [183]. Численный анализ проведён с помощью программного пакета "Исследование". Показано, что для улучшения инжектирующей способности эмиттера прежде всего необходимо устранить "нарушенный слой", часто возникающий на границе сильнолегированный  $p^{++}$ -эмиттер –  $n$ -база (см. разд. 5.3.2).

Получены оценки для "идеального" эмиттера, в котором время жизни носителей определяется фундаментальными эффектами — излучательной рекомбинацией и оже-рекомбинацией. Показано, что зависимость  $j_{\text{sn}}$  от уровня легирования  $N_A$  имеет минимум вблизи значения  $N_A \approx 4 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , соответствующий  $j_{\text{sn}} \approx 2 \times 10^{-49} \text{ А см}^{-2}$ . Эта величина  $j_{\text{sn}}$  на два порядка меньше, чем самое малое значение  $j_{\text{sn}}$ , наблюдавшееся в приборах на основе SiC. Отмечено, что наблюдающийся на зависимости  $j_{\text{sn}}(N_A)$  минимум является довольно "пологим", так что увеличение  $N_A$  от значения  $N_A = (5-6) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , достаточно часто используемого при создании SiC-приборов, до оптимального значения  $N_A \approx 4 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$  не слишком сильно увеличивает инжектирующую способность эмиттера. Основным резервом для улучшения коэффициента инжекции эмиттера является увеличение времени жизни носителей [184]. Однако при снижении  $N_A$  до величины  $N_A \leq 1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  приемлемое значение коэффициента инжекции не может быть получено даже при очень больших временах жизни.

**5.4.3. Предельное блокируемое напряжение и предельные плотности тока.** В настоящее время достигнутый уровень технологии позволяет получать структурно совершенные слои 4Н-SiC  $n$ -типа толщиной в несколько сотен микрон с временем жизни носителей в них в

несколько десятков микросекунд. Однако в связи со сложностью возникающих при этом технологических и экономических проблем встаёт вопрос: до какого уровня целесообразно повышать напряжение единичного SiC-прибора?

Электроника на основе кремния столкнулась с аналогичной проблемой около 30 лет назад, когда уровень технологии принципиально позволил создавать единичные приборы для работы на промышленной частоте 50 Гц с блокируемым напряжением  $V_b$  до 80 кВ. Тем не менее значения  $V_b$  в реальных кремниевых приборах (диодах и тиристорах) не превышают 8–10 кВ. Подробный анализ вопроса о том, до какого уровня целесообразно повышать напряжение единичного прибора на основе Si, был дан в работе [185] с учётом всех основных нелинейных процессов.

Подробный анализ этой проблемы для приборов на основе SiC проведён в работе [186]. Принято во внимание то, что время жизни неосновных носителей в SiC сильно возрастает с увеличением температуры (см. раздел 5.3.2), и то, что инжектирующая способность реальных SiC-эмиттерных переходов в настоящее время существенно хуже, чем у эмиттерных переходов в Si-структурах, а также учтён тот факт, что процессы электронно-дырочного рассеяния в карбиде кремния существенно более эффективны, чем в кремнии (см. раздел 5.4.1).

В качестве критерия, определяющего предел увеличения блокирующей способности приборов, принято следующее условие: величину  $V_b$  структуры целесообразно увеличивать до тех пор, пока прямое падение напряжения на структуре в проводящем состоянии не превысит суммарного прямого падения напряжения на двух последовательно соединённых структурах, способных блокировать ту же величину  $V_b$ .

Результаты аналитических и численных оценок представлены в [186] в виде "кривых уровня" на  $(W, \tau)$ -плоскости ( $W$  — толщина блокирующей базы,  $\tau$  — время жизни носителей в базе). Такие кривые рассчитаны в работе [106] для температур окружающей среды 300, 450, 600 и 850 К и рабочих плотностей прямого тока  $j_F$  150, 300, 700, 1000 и 2000 А см<sup>-2</sup>. В качестве примера на рис. 55 приведены кривые уровня для двух температур и

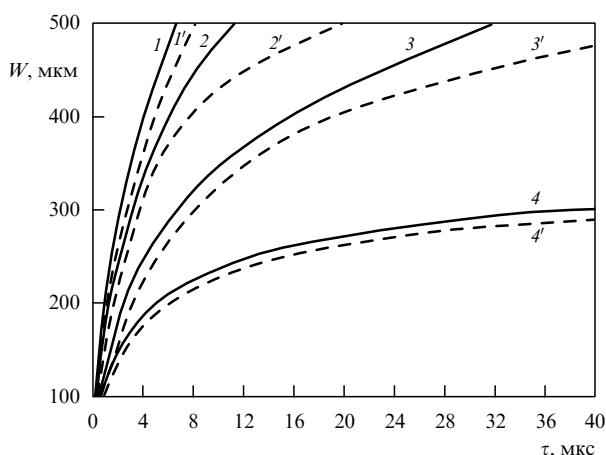


Рис. 55. Линии уровня при температуре структуры  $T = 300$  К (кривые 1, 1' и 2, 2') и  $T = 600$  К (кривые 3, 3' и 4, 4'). Сплошные кривые рассчитаны для "идеального" эмиттера, штриховые кривые — для "реального" эмиттера [173]. Плотности тока  $j_F$ : 150 А см<sup>-2</sup> (кривые 1, 1' и 3, 3'), 1000 А см<sup>-2</sup> (кривые 2, 2' и 4, 4').

двух значений рабочей плотности тока. Пара выбранных значений  $W$  и  $\tau$  определяет точку на плоскости  $(W, \tau)$ . Если эта точка лежит *ниже* кривой уровня для выбранного значения  $j_F$ , то прямое падение напряжения на одиночном приборе меньше, чем на двух включённых последовательно приборах с шириной базы  $W/2$  и временем жизни в базе  $\tau$ . Если выбранная точка лежит *выше* соответствующей кривой уровня, то вместо одиночного прибора целесообразно использовать два включённых последовательно прибора.

Следует учесть, что при грубой оценке блокирующей способности SiC-приборов принимается, что прибор с толщиной базы 10 мкм способен блокировать напряжение  $V_b \approx 1$  кВ. Таким образом, например, если выбранное значение  $W = 200$  мкм, то расчёт проводится для прибора класса 20 кВ.

Из рисунка 55 видно, что эффект снижения инжектирующей способности эмиттера может быть компенсирован увеличением времени жизни носителей заряда в базовом слое структуры. Например, при  $T = 600$  К и  $j_F = 1000$  А см<sup>-2</sup> использование одиночного прибора с шириной базы  $W = 275$  мкм (что соответствует  $V_b \approx 27,5$  кВ) и "идеальным" эмиттером оправданно при времени жизни  $\tau = 22$  мкс, тогда как для варианта с реальным эмиттером время жизни должно быть не менее  $\tau = 28$  мкс.

При обсуждении значений предельной плотности тока в SiC-приборах необходимо различать три характерных режима. Первый предельный случай соответствует саморазогреву прибора в режиме постоянного тока. Второй (противоположный) режим соответствует работе прибора в режиме "коротких" импульсов. Под режимом коротких импульсов понимается ситуация, в которой в течение импульса выделившееся в приборе тепло не успевает достичь теплоотвода. Часто для стандартизации и возможности сравнения результатов используются так называемые импульсы промышленного стандарта 8/20 мкс, т.е. импульсы треугольной формы с длительностью переднего фронта 8 мкс и заднего 20 мкс. В то же время для характеристики режима коротких импульсов нередко используются прямоугольные импульсы длительностью 20–50 мкс. Наконец, режим "длинных" импульсов соответствует прямоугольным импульсам с длительностью, равной полупериоду промышленной частоты (10 мс для частоты 50 Гц и 8 мс для частоты 60 Гц).

Саморазогрев SiC-приборов в режиме постоянного тока теоретически и экспериментально исследован в работе [187]. Показано, что измеренные в широком диапазоне температур изотермические ВАХ приборов могут служить основой для адекватного анализа работы в заведомо не изотермическом режиме постоянного тока. При наличии надлежащего теплоотвода приборы могут сохранять работоспособность при плотностях тока вплоть до  $\sim 2000$  А см<sup>-2</sup>. При определённых условиях возможно возникновение N-образной ВАХ, когда ток, протекающий через прибор, *уменьшается* с возрастанием смещения.

Режим длинных импульсов теоретически и экспериментально проанализирован в работе [176]. Показано, что приборы способны выдержать несколько импульсов длительностью 8 мс с амплитудой плотности тока  $\sim 9000$  А см<sup>-2</sup>. Для адекватного описания саморазогрева в этом режиме предложена термоэлектрическая

модель, основанная на предварительно измеренных изотермических ВАХ. Модель хорошо описывает временные зависимости саморазогрева при плотностях тока вплоть до  $\sim 5000 \text{ А см}^{-2}$ . Качественное согласие получено во всём диапазоне плотностей токов вплоть до  $9000 \text{ А см}^{-2}$ .

В работе [175] использовались короткие импульсы длительностью 20 мкс. Достигнуты плотности тока  $\approx 65 \text{ кА см}^{-2}$ . При этом температура прибора в конце импульса составляла  $\approx 1650 \text{ К}$ . Многократное приложение таких импульсов или попытка превысить установленное значение плотности тока приводили к деградации прибора. Максимальная плотность тока в одиночном импульсе достигала  $\sim 100 \text{ кА см}^{-2}$ .

## 5.5. Выводы

Несмотря на наличие мощных пакетов коммерческих симуляторов полупроводниковых приборов, таких как DESSIS, Atlas, Medici, использование самостоятельно разработанных проблемно-ориентированных компьютерных моделей наряду с аналитическими исследованиями позволяет выявить и проанализировать основные физические закономерности процессов, протекающих в биполярных приборах на основе карбида кремния. Использование таких моделей и адекватных аналитических расчётов позволило описать все основные процессы в биполярных приборах на основе карбида кремния: диодах, биполярных транзисторах и тиристорах.

## 6. Нанoeлектроника на основе карбида кремния

### 6.1. Спиновые центры окраски в карбиде кремния как платформа для сенсорики, квантовой фотоники и обработки информации в условиях окружающей среды

Уникальные квантовые свойства азотно-вакансионных (NV) центров окраски в алмазе мотивировали исследования по поиску центров с функциональными квантовыми свойствами в карбиде кремния, которые могут качественно расширить возможности таких систем [188–205]. Карбид кремния берёт на себя новую роль гибкой и практичной платформы для использования в современных квантовых технологиях. Центры окраски атомных размеров в объёмном и нанокристаллическом SiC являются перспективными системами для спинтроники, фотоники, совместимой с волоконной оптикой, квантовой обработки информации и зондирования в условиях окружающей среды.

Возможности высокотемпературных оптических спиновых манипуляций как на спиновых ансамблях, так и на одиночных спинах открыли новую эру в применении спиновых явлений как в фундаментальной, так и в прикладной науке. Снято температурное ограничение в проведении квантовых операций в живых системах, включая

сети нейронов, поскольку все эти явления происходят при комнатной и более высоких температурах.

Показано, что в SiC имеется по крайней мере два семейства центров окраски с  $S = 1$  и  $S = 3/2$  со структурой в виде комбинаций вакансий кремния и углерода, которые обладают свойством оптического выстраивания населённости спиновых уровней и позволяют управлять спином при комнатных температурах. Установлено, что для семейства  $S = 3/2$  основное и возбуждённое состояния имеют спин  $S = 3/2$  и инверсия населённости в основном состоянии может быть генерирована оптической накачкой, что приводит к вынужденному микроволновому излучению, т.е. к мазерному эффекту, даже при комнатной и более высоких температурах.

Изготовление различных типов микроструктур и наноструктур SiC с центрами окраски привлекает всё большее внимание благодаря их применениям в электронных и фотонных устройствах. Успешное использование метаматериалов с центрами NV даёт основание предлагать аналогичную комбинацию для центров окраски в SiC, излучение которых простирается до ближнего ИК-диапазона (800–1600 нм), являющегося областью прозрачности для волоконной оптики и живых систем.

Спиновые манипуляции осуществлялись с помощью методов оптического детектирования магнитного резонанса (ОДМР) (Optical Detected Magnetic Resonance, ODMR), антипересечения уровней (АПУ) (Level Anti-Crossing, LAC), ОДМР с "выжиганием провалов" (ВП) ("hole burning"), кроссрелаксации (КР) (Cross-Relaxation, CR). Эти воздействия приводили к изменению населённости спиновых уровней, что в свою очередь оказывает сильное воздействие на интенсивность фотолюминесценции (ФЛ) (PhotoLuminescence, PL) спиновых центров. Изменения в локальном поле в области нахождения спиновых центров регистрируются оптическим методом по изменению интенсивности фотолюминесценции (ΔPL) в ближнем ИК-диапазоне, отличительной особенностью которого является совпадение этого диапазона с полосой прозрачности волоконной оптики и живой материи.

Энергия спиновых уровней рассчитывается с помощью спинового гамильтониана:

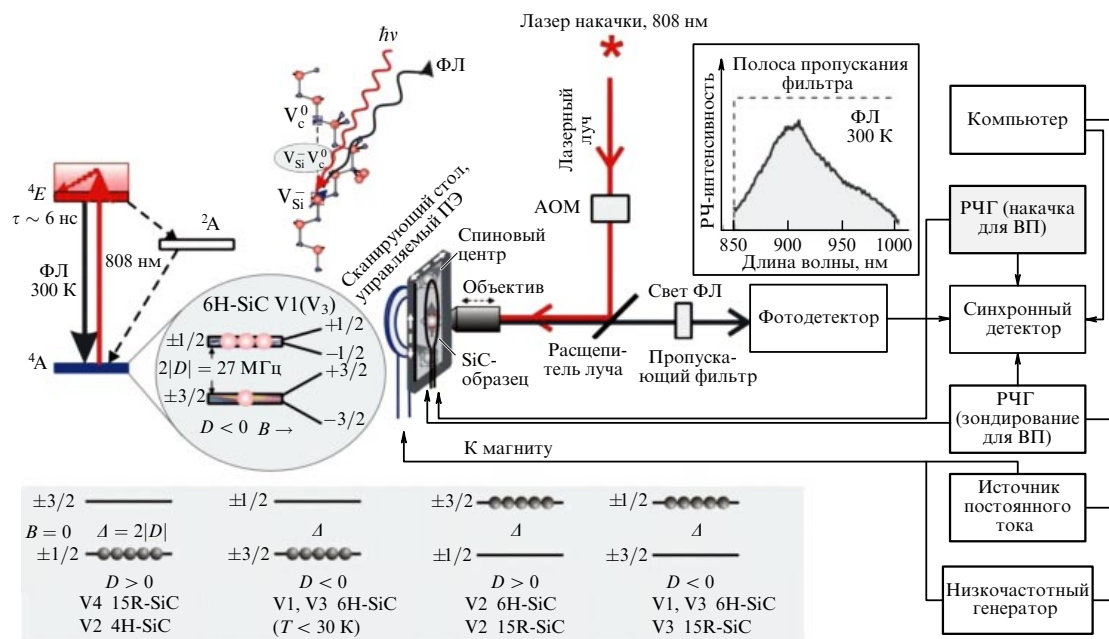
$$H = \gamma \mathbf{S} \mathbf{B} + D \left[ S_z^2 - \frac{1}{3} S(S+1) \right]. \quad (6.1)$$

Здесь  $\mathbf{S}$  — оператор электронного спина,  $\gamma = g\mu_B$  — гиромангнитное отношение,  $g$  — электронный  $g$ -фактор,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $D$  — параметр, характеризующий расщепление тонкой структуры в аксиальном кристаллическом поле.

Спиновые центры окраски принято обозначать как соответствующие им безфононные линии (БФЛ): V1, V2, V3, V4. В таблице 4 приведены энергии БФЛ в поли типах 4H-SiC, 6H-SiC и 15R-SiC.

**Таблица 4.** Энергии оптических переходов/длины волн для БФЛ при температуре 4 К; расщепления тонкой структуры  $\Delta$  ( $\Delta = 2|D|$ ) в нулевом магнитном поле (Zero-Field Splitting — ZFS) при комнатной температуре для семейства спиновых центров окраски с  $S = 3/2$  в 4H-, 6H- и 15R-SiC. Для всех центров  $g \approx 2,003$

Поли тип	4H-SiC		6H-SiC			15R-SiC		
БФЛ	V1	V2	V1	V2	V3	V2	V3	V4
$E$ , эВ/нм	1,438/862	1,352/917	1,433/865	1,397/887	1,368/906	1,399/886,5	1,372/904	1,352/917
$\Delta$ , МГц/ $10^{-4} \text{ см}^{-1}$	39/13	66/22	27/9	128/42,7	27/9	139,2/46,4	11,6/3,87	50,2/16,7



**Рис. 56.** Упрощённая схема сканирующего прибора для измерения магнитных и температурных полей с субмикрометровым пространственным разрешением, выполненного на основе спектрометра магнитного резонанса и конфокального микроскопа. Серым цветом выделены части установки, которые используются при "выжигании провалов". На вставках представлена информация по оптическому выстраиванию населённости различных спиновых центров. Обозначения: ФЛ — фотолюминесценция, АОМ — акустооптический модулятор, РЧГ — радиочастотный генератор, ПЭ — пьезоэлемент, ВП — выжигание провалов.

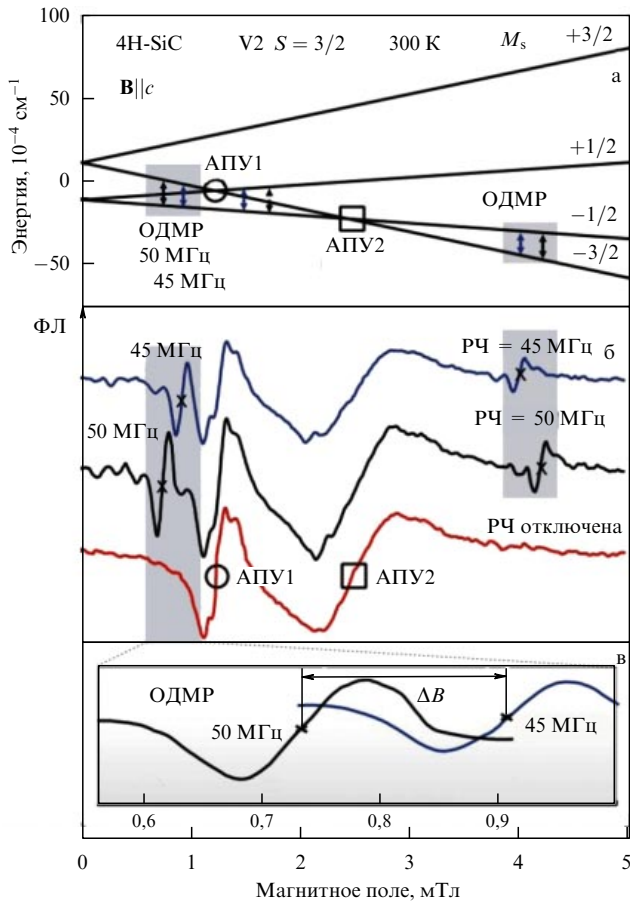
В настоящем обзоре обсуждаются экспериментальные достижения в области магнитометрии и термометрии с микрометровым и субмикрометровым разрешением, основанные на манипуляции спиновыми состояниями методами ОДМР, ВП, АПУ и КР в нулевом и ненулевом внешнем магнитном поле в широком диапазоне температур. Предложены новая, полностью оптическая, технология магнитометрии и термометрии, базирующаяся на АПУ в основном и возбуждённом состояниях, а также полностью оптическая технология термометрии, основанная на КР уровней энергии в спиновых центрах в карбиде кремния. Приборная база для использования спиновых центров в SiC представлена в ряде патентов и статей [200, 201, 206–216].

На рисунке 56 приведена упрощённая схема сканирующего устройства, выполненного на основе комбинации спектрометра ОДМР и конфокального оптического микроскопа. В этом устройстве в качестве активного материала используется кристалл SiC, содержащий спиновые центры окраски. Спиновые центры вводятся в кристалл посредством облучения электронами с энергией 1–2 МэВ, при этом, регулируя поток электронов, можно управлять концентрациями спиновых центров в широких пределах, вплоть до выделения в возбуждаемом светом объёме одиночных центров, которые одновременно могут служить сенсорами магнитного поля или температуры, кубитами (кудитами) и источниками одиночных фотонов. Предельным объектом миниатюризации элементной базы микро- и оптоэлектроники является устройство на основе единичного атома, единичной молекулы, единичного дефекта. Этот фантастический сценарий начинает реализовываться в настоящее время после открытия уникальных оптических и магнитных свойств спиновых центров в алмазе и карбиде кремния.

Лазерный луч ближнего ИК-диапазона (750–820 нм) фокусируется на кристалле SiC в пятно диаметром ме-

нее 1 мкм и возбуждает ФЛ спиновых центров, которая регистрируется фотодетектором (ФД) и синхронным детектором (СД) на частоте модуляции радиочастотного генератора (РЧГ) или частоте модуляции магнитного поля. На рисунке 56 представлены схемы оптически индуцированного выстраивания населённости спиновых уровней в нулевом магнитном поле при комнатной температуре для спиновых центров окраски в кристаллах SiC разных политипов. Видно, что наблюдается инверсная населённость спиновых уровней в нулевом магнитном поле (мазерный эффект) при комнатной температуре для центров V2 в 6H-SiC и 15R-SiC, центров V1, V3 в 6H-SiC и V3 в 15R-SiC. Для импульсных измерений используются акустооптический модулятор (АОМ) и специальное аппаратное и программное обеспечение для создания заданных последовательностей оптических и радиочастотных импульсов.

**Метод ОДМР и антипересечения уровней.** На рисунке 57 в качестве примера приведены сигналы ОДМР и антипересечения уровней спиновых центров V2 в кристалле 4H-SiC, зарегистрированные при комнатной температуре по изменению интенсивности ФЛ спиновых центров в ближнем ИК-диапазоне (см. рис. 56); энергия соответствующих спиновых уровней показана на рис. 57а для ориентации магнитного поля  $B \parallel c$ . Изменения ФЛ спиновых центров при приложении постоянного магнитного поля и осциллирующего низкочастотного магнитного поля зарегистрированы с помощью синхронного детектирования. Показаны сигналы антипересечения спиновых уровней (АПУ) в отсутствие РЧ-поля (РЧ отключена), обозначенные как АПУ1 и АПУ2, и два спектра ОДМР, зарегистрированные при включении РЧ-поля на частотах 50 и 45 МГц. Такой выбор частот обусловлен тем, что при приближении сигнала ОДМР к сигналу АУП1 сигнал ОДМР возрастает в несколько раз и приближается по интенсивности к сигналу АПУ1, что



**Рис. 57.** (а) Схема энергетических уровней спиновых центров. (б) Сигналы антипересечения спиновых уровней и ОДМР, полученные в результате синхронного детектирования изменения ФЛ спиновых центров в монокристалле 4H-SiC при приложении постоянного магнитного поля и осциллирующего низкочастотного магнитного поля. (в) Сдвиг линии ОДМР (в увеличенном масштабе) в магнитном поле для двух частот.

видно из рис. 57б. На рисунке 57в показан в увеличенном масштабе сдвиг линии ОДМР в магнитном поле на частотах 50 и 45 МГц, демонстрирующий принцип измерения магнитных полей методом ОДМР, при этом размер монокристалла может быть уменьшен до нескольких десятков нанометров при сохранении высокой концентрации спиновых центров. Магнитные поля для точек антипересечения уровней:  $B_{LAC1} = D/(g\mu B)$  для уровней  $M_S = -3/2, M_S = +1/2$  и  $B_{LAC2} = 2D/(g\mu B)$  для уровней  $M_S = -3/2, M_S = -1/2$ . Точка антипересечения АПУ1 слабо зависит от ориентации кристалла в магнитном поле, поэтому именно она используется при измерении магнитных полей и температур в порошковых материалах.

Метод ОДМР с "выжиганием провалов" позволил значительно уменьшить ширины линий оптического отклика при синхронном детектировании и тем самым существенно повысить чувствительность измерений. Эти эффекты также перспективны при разработке аппаратного обеспечения (кубитов, кудитов) для квантовых вычислений, развития искусственного интеллекта.

На рисунке 58а приведены результаты выжигания провалов в неоднородно уширенной линии ОДМР в кристалле 15R-SiC при комнатной температуре; в верхней части рисунка показаны уровни спиновых центров,

поясняющие принцип выжигания провалов. РЧ-накачка насыщает спиновый переход  $M_S = -1/2 \leftrightarrow M_S = -3/2$  с одним конкретным значением  $D$ . Из-за спиновой релаксации он воздействует на переход  $M_S = +1/2 \leftrightarrow M_S = +3/2$  с тем же  $D$ . Следовательно, спутник должен появиться при частоте  $f_{s1} = f_p + 2\gamma B$ . Если неоднородное уширение больше зеемановского расщепления, то та же накачка насыщает также переход  $M_S = +1/2 \leftrightarrow M_S = +3/2$ , но с другим  $D$ . Соответственно, он влияет на переход  $(M_S = -1/2 \leftrightarrow M_S = -3/2)$ , а другой спутник появляется при частоте  $f_{s2} = f_p - 2\gamma B$ .

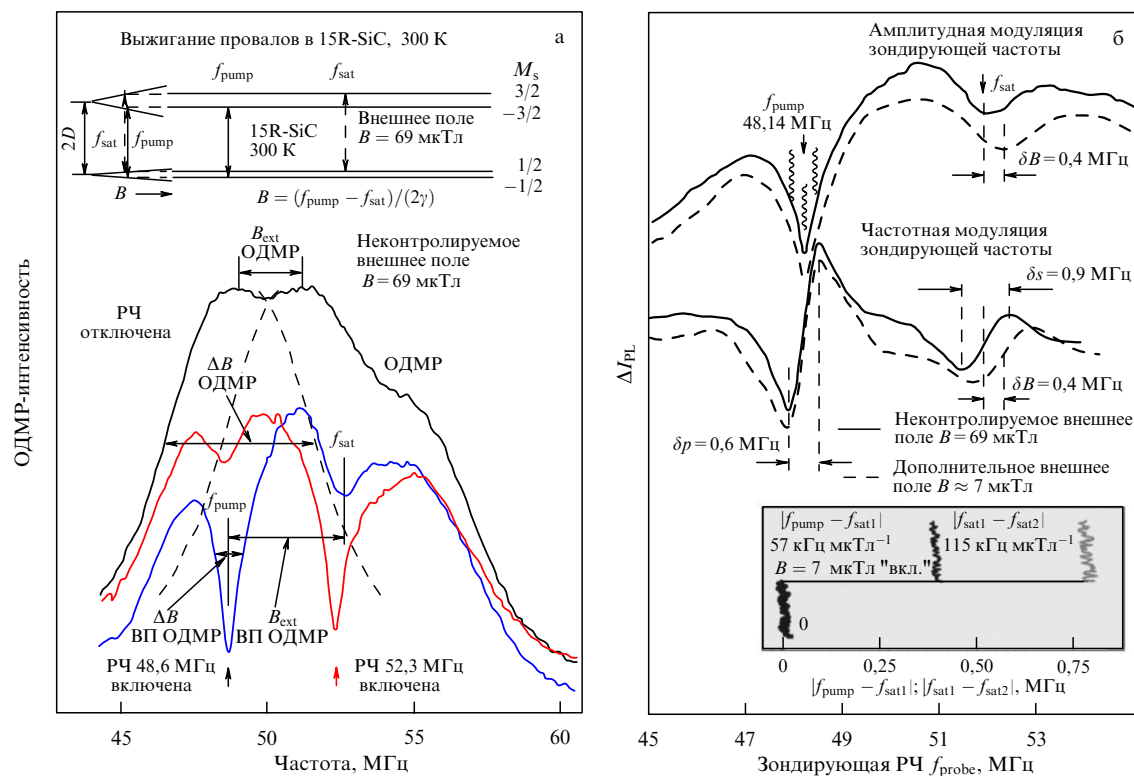
Таким образом, коэффициент для линейной зависимости от магнитного поля равен  $2\gamma$ , т.е. он в два раза выше, чем в случае стандартного ОДМР, где соответствующий коэффициент равен гиромагнитному отношению  $\gamma$ . Этот эффект наглядно проявляется в расщеплении в магнитном поле широкой линии ОДМР,  $B_{ext}(ODMR)$ , и примерно в два раза большему расщепления между частотой накачки и частотой спутника,  $B_{ext}(HB\ ODMR)$ . Оба спутника могут использоваться для измерения магнитного поля, причём расстояние между ними  $f_{s1} - f_{s2} = 4\gamma B$ , т.е. коэффициент для линейной зависимости от магнитного поля возрастает ещё в два раза, до  $4\gamma$ .

Таким образом, для определения магнитного поля измеряются частоты спутников, зависящие от расщепления зеемановских уровней для основного квадруплетного спинового состояния  $S = 3/2$  спиновых центров в SiC, и в соответствии с формулой для зеемановского расщепления спиновых уровней рассчитывается по разнице частот измеряемое магнитное поле, в котором находится область кристалла, возбуждаемая сфокусированным лазерным излучением.

На рисунке 58б приведены в увеличенном масштабе две схемы регистрации: в верхней части рисунка — с низкочастотной модуляцией мощности ВЧ-зондирования с приложением второй РЧ-накачки (pump),  $f_p = 48,14$  МГц, в нижней части рисунка — с низкочастотной модуляцией частоты РЧ-зондирования с приложением РЧ-накачки; там же приведена частота спутника  $f_s$ , которая соответствует нескомпенсированному внешнему магнитному полю 69 мкТл. Для обеих схем регистрации приведены спектры, зарегистрированные с подачей дополнительного внешнего магнитного поля 7 мкТл (штриховые кривые), на которых виден сдвиг частоты спутников. На вставке рис. 58б представлены зависимости разности частот  $|f_p - f_{s1}|$  и  $|f_{s2} - f_{s1}|$ , которые используются для определения локального магнитного поля в объёме кристалла, возбуждаемого сфокусированным лазерным лучом, при ступенчатом изменении внешнего магнитного поля на 7 мкТл, которые находятся в соответствии с формулами для вычисления магнитного поля:  $B = |f_p - f_{s1}|/(2\gamma)$  или  $B = |f_{s2} - f_{s1}|/(4\gamma)$ . Изменение магнитного поля исходя из величины шума измеряется с погрешностью порядка 1 мкТл Гц $^{-1/2}$ .

Метод кроссрелаксации. Выше рассмотрено явление антипересечения уровней в основном состоянии спиновых центров, которое использовалось для чисто оптического измерения магнитных полей. Расщепление тонкой структуры спиновых центров в возбуждённом состоянии характеризуется сильной температурной зависимостью, что нами было предложено использовать для измерений температуры с использованием антипересечения уровней в возбуждённом состоянии (Excited State — ES) (ES LAC).





**Рис. 58.** (а) Демонстрация выжигания провалов в неоднородно уширенной линии ОДМР в кристалле 15R-SiC при комнатной температуре; в верхней части рисунка показаны уровни спиновых центров, поясняющие принцип выжигания провалов. (б) Результаты регистрации выжигаемых провалов в магнитном поле 69 мкТл без приложения (сплошные кривые) и при приложении (штриховые кривые) дополнительного поля 7 мкТл, соответствующие двум модуляционным схемам, указанным на рисунке. На вставке в нижней части рисунка приведены зависимости разности частот провалов при ступенчатом изменении внешнего магнитного поля.

Недостатком указанного метода является достаточно большая ширина линии ES LAC, которая определяется временем жизни в возбужденном состоянии, и она не может быть уменьшена. Поэтому мы предлагаем использовать физическое явление кроссрелаксации уровней энергии оптически активных, назовём их "яркими" ("bright"), спиновых центров с квадруплетным спиновым состоянием  $S = 3/2$  и оптически неактивных, назовём их "тёмными" ("dark"), центров с триплетным спиновым состоянием  $S = 1$ , характеризующихся сильной зависимостью расщепления тонкой структуры от температуры,  $D(T)$ , и содержащихся в кристалле SiC гексагонального или ромбического полтипа.

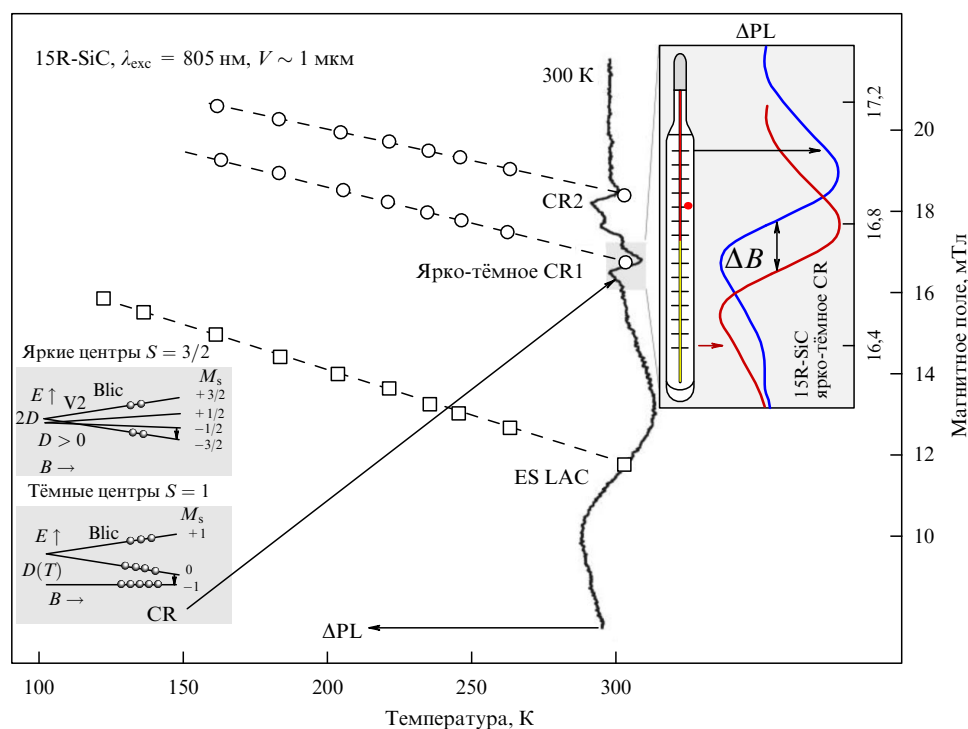
На рисунке 59 показаны изменения интенсивности фотолюминесценции ( $\Delta\text{PL}$ ) спиновых центров в кристалле 15R-SiC в зависимости от приложенного магнитного поля в области антипересечения спиновых уровней в возбужденном состоянии (ES LAC) и в области кроссрелаксации (CR) между яркими центрами в квадруплетном спиновом состоянии и тёмными центрами в триплетном спиновом состоянии. Штриховыми линиями показаны зависимости положения сигналов ES LAC и CR от температуры, которые могут быть использованы как градуировочные кривые, экспериментальные точки показаны квадратами (ES LAC) и кружками (CR). На вставках в левой части рисунка приведены спиновые подуровни для яркого ( $S = 3/2$ ) и тёмного ( $S = 1$ ) центров и магнитное поле, при котором происходит кроссрелаксация. На вставке в правой части рисунка в увеличенном масштабе показан сдвиг линии CR1 при изменении температуры в пределах шкалы медицинского градусника.

Видно, что линия CR примерно на порядок уже линии ES LAC при практически одинаковой зависимости положения этих линий от температуры.

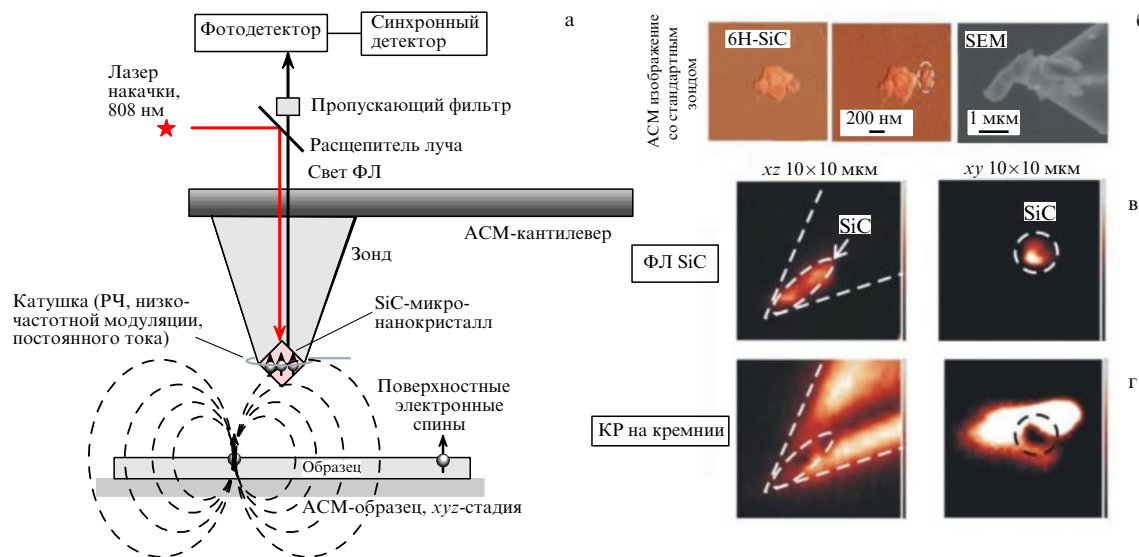
Спиновый гамильтониан (6.1) применим для расчёта энергетических уровней центров обоих типов с  $S = 3/2$  и  $S = 1$ , между которыми происходит кроссрелаксация, причём  $\gamma$  имеет практически одинаковую величину для этих центров. Нас будут интересовать только переходы между уровнями ярких центров, которые приводят к изменению интенсивности ФЛ. Чтобы найти магнитные поля, соответствующие КР, необходимо приравнять разности энергий для центров с  $S = 3/2$  и с  $S = 1$ , в результате получаем выражение в виде абсолютной величины:  $B = |D(T) - 2D|/(2\gamma)$ .

Зависимость величины магнитного поля  $B_{\text{CR}}$ , соответствующего КР, от температуры в диапазоне 150–300 К в кристалле 15R-SiC (см. рис. 59) можно аппроксимировать линейной функцией:  $B_{\text{CR}} = B_0 - kT$ , где  $k$  — коэффициент (размерностью мТл  $\text{K}^{-1}$ ) линейной зависимости положения пика КР от температуры,  $T$  — значение температуры в кельвинах. Для пиков CR1 и CR2:  $B_{\text{CR1}} = 21,8 \text{ мТл} - 0,017 \text{ мТл } \text{K}^{-1} \times T$ ;  $B_{\text{CR2}} = 23,8 \text{ мТл} - 0,018 \text{ мТл } \text{K}^{-1} \times T$ .

*Сканирующее устройство для диагностики магнитных и температурных полей.* Сенсоры на основе микроили нанокристаллов SiC с ансамблем высоколокализованных спиновых центров окраски, помещённые на зонд атомно-силового микроскопа, могут быть расположены в непосредственной близости от внешних источников магнитного поля. Для исследований использовался радиоспектроскопический комплекс, включающий в себя



**Рис. 59.** Демонстрация измерения температуры по изменению интенсивности ФЛ ( $\Delta PL$ ) спиновых центров в кристалле 15R-SiC в зависимости от приложенного магнитного поля в области антипересечения спиновых уровней в возбуждённом состоянии (ES LAC) и в области кроссрелаксации (CR) между яркими центрами в квадруплетном спиновом состоянии и тёмными центрами в триплетном спиновом состоянии. На вставках в левой части рисунка показаны спиновые уровни для яркого ( $S = 3/2$ ) и тёмного ( $S = 1$ ) центров, стрелками условно указано направление магнитного поля для сигнала CR. На вставке в правой части рисунка показан в увеличенном масштабе сдвиг линии CR1 при изменении температуры в пределах медицинского градусника.



**Рис. 60.** (а) Сканирующее устройство на основе микро- или нанокристалла SiC со спиновыми центрами, помещённого на острие АСМ, который служит чувствительным магнитометром или термометром с субмикровметровым пространственным разрешением. (б) Манипуляция наночешуйкой SiC и захват её на кончик зонда и SEM-изображение после захвата наночешуйки на кончик АСМ-зонда. (в, г) Нанокристаллы 6H-SiC со спиновыми центрами, помещённые на острие стандартного кремниевых зонда АСМ. (в) ФЛ спиновых центров в нанокристалле 6H-SiC и (г) комбинационного рассеяния от кремниевых зонда.

сканирующий спектрометр магнитного резонанса, созданный на основе совмещения АСМ и конфокального микроскопа компании "НТ-МДТ Спектрум Инструментс". При измерениях на этом комплексе массив спиновых центров окраски (вплоть до одиночного центра) вводится в наноразмерный кристалл SiC, помещённый

на острие зонда, который можно приблизить к источнику магнитного поля или к источнику температуры вплоть до расстояния в несколько нанометров.

На рисунке 60а представлен элемент сканирующего микроскопа на основе микро- или нанокристалла SiC со спиновыми центрами, помещённого на кантилевер АСМ,

который служит в качестве чувствительного магнитометра (термометра) с субмикронным пространственным разрешением. Возможна также экспериментальная реализация на основе сканирующего микроскопа ближнего поля, при этом нанокристалл SiC может быть прикреплён непосредственно к концу изогнутого и конусного оптического волокна, при этом особенно перспективным является уникальное свойство ФЛ и возбуждения ФЛ спиновых центров в SiC: длины волн для возбуждения и регистрации ФЛ этих центров лежат в полосе прозрачности волоконной оптики и биологических объектов.

На рисунке 60б продемонстрирована манипуляция наночешуйкой SiC и захват её на кончик зонда: последовательно показаны АСМ-изображения агломерата SiC-чешуек на Si-подложке до начала манипуляции и в ходе манипуляции, а также изображение в сканирующем электронном микроскопе после захвата наночешуйки (выделена пунктирным овалом, высота 100 нм) кантилевером АСМ-зонда. На рисунке 60в,г представлены нанокристаллы 6H-SiC со спиновыми центрами, помещённые на острие стандартного кремниевого зонда сканирующего АСМ, а также ФЛ спиновых центров SiC и комбинационного рассеяния (Si), зарегистрированная стандартным кремниевым зондом NSG-10/Pt. Спектр ФЛ нанокристалла 6H-SiC показан на вставке рис. 58а.

Далее могут быть использованы все перечисленные выше эффекты для измерения магнитных или температурных полей вблизи острия зонда АСМ, на котором помещены микро- или нанокристаллы SiC со спиновыми центрами. При этом оптическое возбуждение ФЛ может осуществляться по разным схемам, в зависимости от конструкции микроскопа. Важным достоинством метода является возможность использования одного и того же ансамбля спиновых центров для регистрации магнитных и температурных полей, при этом используются разные состояния спиновых центров (подобная регистрация не реализуема в случае NV-центров в алмазе).

Спиновые центры окраски в SiC можно рассматривать как информативные микроскопические зонды атомных размеров для локальной диагностики политипной композиции SiC. Свойства спиновых центров каждого политипа будут уникальными, более того, даже в одном политипе центр может находиться в разных неэквивалентных положениях решётки. Параметры спиновых центров (см. табл. 4) являются "отпечатками пальцев" некоторых политипов, и они были использованы нами для политипного контроля кристалла на примере монокристалла 15R-SiC, при этом применение комбинационного рассеяния, в отличие от ОДМР-контроля, не выявило наличия других политипов. Кроме того, ОДМР-метод может быть применён для идентификации карбида кремния, известного как карборунд в природе, включая космическое пространство, путём регистрации оптически индуцированной радиочастотной эмиссии центров спинового цвета (см. рис. 56).

## 6.2. Графен на SiC: получение, исследование и возможные приборные применения

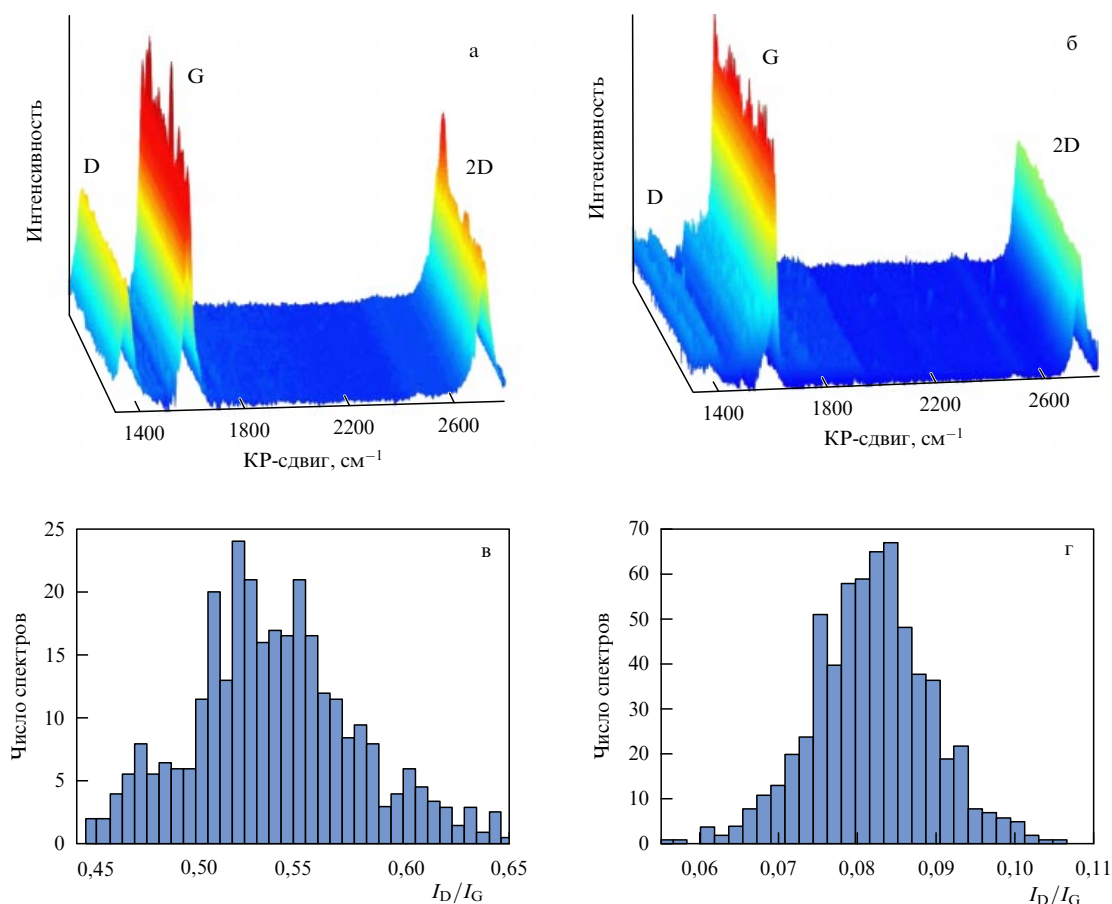
**6.2.1. Выращивание плёнок графена и исследования их параметров.** В настоящее время графен позиционируется как один из самых перспективных материалов для применения в качестве основы компонентной базы

активно развивающейся наноэлектроники [217]. Использование графена позволит преодолеть существенные традиционной кремниевой электронике ограничения, которые связаны со степенью миниатюризации и энергопотребления устройств. Основанием для этого являются уникальные физические характеристики графена, среди которых одной из важнейших является чрезвычайно высокая подвижность носителей заряда при комнатной температуре. Различные технологии получения графена, а также теплофизические свойства графеновых плёнок подробно рассмотрены в работе [218].

Одной из перспективных технологий синтеза графена, которая позволяет получать высококачественный материал и в то же время может быть интегрирована в промышленное производство, является термодеструкция поверхности полуизолирующих подложек карбида кремния. Процесс термодеструкции может осуществляться как в вакууме [219, 220], так и в среде инертного газа [221–224]. Различие между технологиями получения графена на SiC в вакууме и в аргоне не ограничивается только использованием разной среды роста. Различаются также температуры роста и ориентации поверхности подложки, на которой идёт формирование графена. Изменение технологических параметров обусловлено изменением кинетики роста вследствие частичного подавления аргонном сублимации компонентов карбида кремния с поверхности подложки. Благодаря этому появилась возможность использовать более термически стабильную Si-грань подложки SiC, что в свою очередь привело к снижению скорости роста графена и позволило получать однородные монослойные (monolayer — ML) графеновые плёнки [225].

На рисунке 61 представлены массивы спектров комбинационного рассеяния света (КРС) плёнок графена, выращенных термодеструкцией политипа 4H-SiC в вакууме (рис. 61а) и среде аргона (рис. 61б). Спектры были измерены на площади образцов размером  $12,5 \times 12,5$  мкм<sup>2</sup>. В таблице 5 приведены средние значения ширины на половине высоты (full width at half maximum — FWHM) фоновых линий G и 2D, позволяющие оценить структурное совершенство двух плёнок. Существенно большие значения FWHM<sub>G</sub> для плёнки, выращенной в вакууме, указывают на её более низкое структурное совершенство. Об этом же свидетельствует величина отношения интегральных интенсивностей  $I_D/I_G$ , служащая для количественной оценки степени дефектности графена [226]. Видно, что максимум распределения отношения  $I_D/I_G$  для плёнки, выращенной в вакууме, близок к 0,5 (рис. 61в), что соответствует значению концентрации дефектов в кристаллической решётке  $N_d \sim 5 \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup> [227]. В то же время для плёнки, выращенной в среде аргона, этот параметр существенно меньше:  $\sim 0,08$  (рис. 61г), а значит, ниже и концентрация дефектов в кристаллической решётке:  $N_d < 10^{10}$  см<sup>-2</sup>. Установлено также, что форма 2D-линии в большинстве спектров для плёнки, выращенной в среде аргона, имеет симметричный вид и хорошо аппроксимируется одиночным контуром Лоренца, что является признаком однослойного графена [228]. Толщина графеновой плёнки, полученной методом термодеструкции в вакууме на C-границе, оценивается в 7–9 монослоёв [218].

Для подготовки полученных плёнок графена к проведению электрофизических измерений на поверхности



**Рис. 61.** (В цвете онлайн.) Массивы спектров КРС образцов графена, выращенных в вакууме (а) и в среде аргона (б). Спектр подложки SiC вычтен из исходных спектров. Гистограммы отношений  $I_D/I_G$  для образцов графена, выращенных в вакууме (в) и среде аргона (г).

**Таблица 5.** Сравнение структурных и транспортных характеристик графеновых плёнок, выращенных в вакууме и в среде аргона [229]

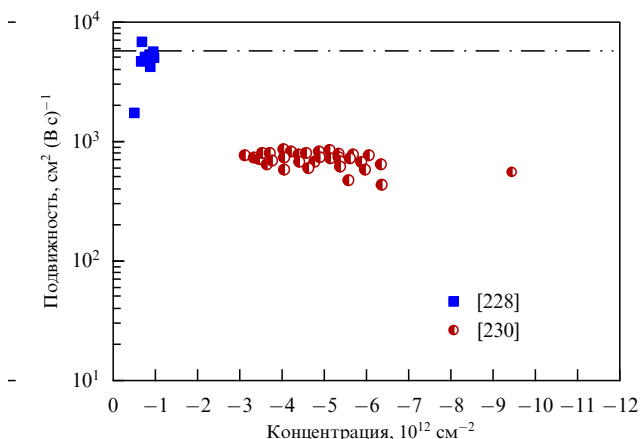
Технология выращивания	$\text{FWHM}_G, \text{см}^{-1}$ (см. рис. 61)	$\text{FWHM}_{2D}, \text{см}^{-1}$ (см. рис. 61)	$I_D/I_G$ (см. рис. 61)	Толщина плёнки (число слоёв)	Тип проводимости	$\mu_{\text{max}}, \text{см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$	$Q, \text{см}^{-2}$
В вакууме	30–32	55–60	0,45–0,55	7–9	p-тип	$\sim 100$ (4,2 К)	$5 \times 10^{12}$
В аргоне	15–16	33–34	0,07–0,09	1–2	n-тип	6000 (300 К)	$7 \times 10^{11} - 1 \times 10^{12}$

образцов формировались тестовые структуры в геометрии холловского моста. Топология требуемых структур была создана с применением стандартной процедуры процесса контактной фотолитографии с использованием специально разработанного комплекта фотомасок.

Измерение концентрации и подвижности носителей заряда в графене, выращенном в среде аргона, осуществлялось при комнатной температуре с использованием измерительной установки Ascent HL5500PC в магнитном поле 0,314 Тл. По знаку холловского сигнала для исследованных структур был установлен электронный тип проводимости. Концентрация носителей заряда в двумерном электронном газе ( $Q$ ) графена составила  $7 \times 10^{11} - 3 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , а максимальные значения подвижности электронов  $\mu_{\text{max}}$  в исследуемых плёнках достигали  $6000 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ . В таблице 5 для сравнения приведены параметры подвижности и концентрации носителей заряда для плёнок, выращенных в вакууме [219], которые, согласно данным холловских измерений, имеют дырочный тип проводимости. Несмотря на то что

измерения подвижности носителей заряда для графена, полученного в вакууме, проводились при температуре жидкого гелия, значения подвижностей более чем на порядок уступают значениям подвижности, измеренным при комнатной температуре в плёнках, выращенных в среде аргона.

На рисунке 62 представлена зависимость подвижности электронов от двумерной концентрации носителей заряда в неинтеркалированном графене, выращенном в среде аргона на Si-границе. График построен с использованием данных измерений, проведённых разными исследовательскими группами на образцах графена, выращенных при различных технологических условиях [221–224]. Чётко прослеживается, что подвижность электронов в графене увеличивается с уменьшением двумерной концентрации носителей заряда. Значения подвижности в выращенных плёнках с концентрацией электронов менее  $10^{12} \text{ см}^{-2}$ , полученные авторами [229], достигают теоретически рассчитанных величин для графена с собственной проводимостью при  $T = 300 \text{ К}$  без водородной интеркаляции [220].



**Рис. 62.** Значения подвижности носителей заряда, полученные разными исследовательскими группами на образцах неинтеркалированного графена [229, 231]. Штрихпунктирная прямая — теоретические предсказания предельного значения подвижности для образцов графена данного типа [233].

Таким образом, можно сделать вывод о том, что метод термодеструкции поверхности SiC (0001) в среде аргона при определённых технологических условиях роста (давление аргона 700–760 Торр, температура 1800–1850 °С, время роста 10 мин) позволяет получать высококачественные однослойные плёнки графена, обладающие значениями подвижности носителей заряда, близкими к теоретически предсказанным для Si-границы. Это открывает возможность использования созданной технологии для производства приборов на основе графена.

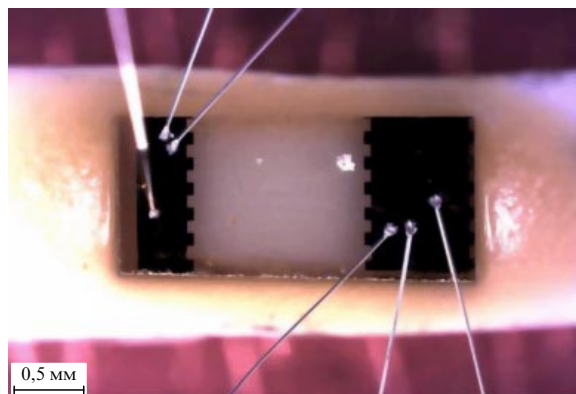
**6.2.2. Сенсоры на основе графена.** Известно, что графен как двумерный материал обладает уникальным набором электрофизических свойств:

- высокой подвижностью носителей заряда в сочетании с их малой концентрацией;
- максимально возможным большим отношением площади поверхности к объёму;
- низким уровнем шумов.

Сочетание этих свойств приводит к тому, что адсорбция минимального количества примеси поверхностью графена может заметно изменить его общую проводимость. Таким образом, графен является весьма перспективным материалом для изготовления газовых сенсоров.

В работе [230] показано, что графен способен чувствовать адсорбцию даже одной молекулы. Как известно, сопротивление проводника определяется как концентрацией носителей заряда, так и их подвижностью. Адсорбированные молекулы газа в зависимости от их заряда ведут себя как доноры или акцепторы, т.е. изменяют концентрацию подвижных носителей заряда. Адсорбаты также создают дополнительные центры рассеяния и изменяют подвижность носителей. В результате в зависимости от типа адсорбированной молекулы наблюдается уменьшение или увеличения сопротивления плёнки.

Для очистки графенового детектора через него пропускают ток около 10 мА — достаточный для того, чтобы нагреть структуру настолько, что будет происходить десорбция частиц газа. Такой механизм очистки не влияет на степень эффективности детектирования газов: процесс сорбции–десорбции газов полностью



**Рис. 63.** Чип газового сенсора. Светлая область — графен, тёмная — металлические омические контакты с присоединёнными проводами.

обратим, т.е. это детектор многократного использования.

Следует отметить, что в [230] для изготовления сенсора использовался графен, полученный методом отшелушивания (exfoliated). Создаваемые по этой технологии плёнки графена обладают лучшим структурным совершенством, однако имеют малые размеры и неправильную форму, что делает данную технологию неперспективной для промышленного производства.

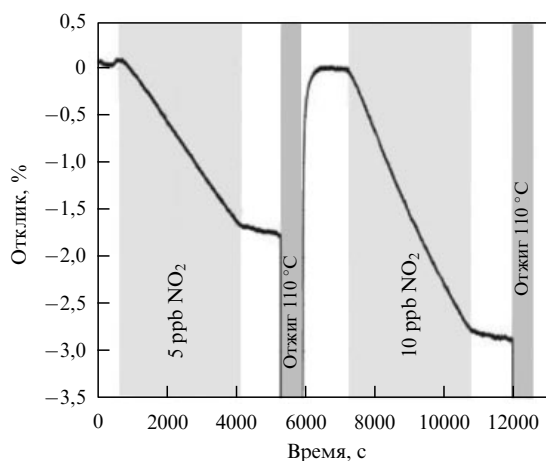
Структура сенсора формировалась на графеновой плёнке с использованием лазерной фотолитографии и AZ5214-фоторезиста [231, 232] (рис. 63). Излишки графена удалялись с поверхности подложки травлением в кислородно-аргоновой плазме. Омические контакты Ti/Au (5/50 нм) изготавливались взрывной фотолитографией после нанесения металлов на поверхность фоторезиста электронно-лучевым испарением. Чип сенсора закреплялся на держателе вместе с двумя резисторами Pt100. Один из резисторов использовался для измерения температуры, а другой — в качестве нагревателя. В качестве газа-носителя использовался очищенный воздух. Чувствительность сенсора  $r$ , выраженная в процентах, определялась как относительное изменение сопротивления образца при наличии в газовой смеси регистрируемого газа:

$$r = \frac{R - R_0}{R_0},$$

где  $R$  — сопротивление сенсора при подаче газа,  $R_0$  — исходное сопротивление при отсутствии детектируемого газа в потоке поступающего воздуха.

На рисунке 64 представлены относительные изменения сопротивления сенсора на основе графена при наличии  $\text{NO}_2$  в газовой смеси (периоды подачи газа обозначены светло-серыми полосами) при температуре 20 °С. Поскольку скорость десорбции  $\text{NO}_2$  при комнатной температуре очень низка, для возвращения датчика в исходное состояние после каждого периода экспозиции использовался отжиг при температуре 110 °С [233, 234]. Для концентрации  $\text{NO}_2$  10 ppb (parts per billion) амплитуда отклика датчика составила около 3 % при воздействии газовой смеси в течение 1 ч. Такая чувствительность сенсоров вполне достаточна для мониторинга окружающей среды.





**Рис. 64.** Зависимость отклика газового сенсора на основе графена от концентрации  $\text{NO}_2$  в газовой смеси при температуре  $20^\circ\text{C}$ . Периоды подачи газа обозначены светло-серыми полосами, периоды отжига — темно-серыми.

Следует отметить, что одним из серьезных недостатков графенового газового сенсора является отсутствие селективности. Действительно, по изменению проводимости нельзя сказать, какая именно молекула адсорбировалась поверхностью графена. Более того, некоторые молекулы дают вклады противоположного знака, таким образом, суммарное изменение сопротивления может быть близко к нулю. Проблему селективности датчика на основе графена можно решить путём использования реакции антиген–антитело. Компоненты этой пары могут взаимодействовать только между собой и ни с какими другими белками. Известно, что на определённых стадиях многих заболеваний человека в крови появляются антигены-маркеры, специфичные для одного заболевания или группы заболеваний. Эти антигены могут взаимодействовать со специфичными антителами, предварительно нанесёнными на поверхность графенового сенсора. Реакция, как и в случае газового сенсора, приводит к изменению сопротивления графеновой плёнки.

Использование пары антиген–антитело позволяет решить проблему селективности биосенсора и открывает широкие перспективы для применения датчиков на основе графена в медицине и биологии. Этот подход может привести к созданию портативных биосенсоров, способных в режиме экспресс-анализа выявлять в биологических жидкостях диагностически значимые маркеры заболеваний, которые в настоящее время детектируются только с помощью трудоёмкой и длительной процедуры иммуноферментного анализа [235].

Ti/Au-контакты к графену были сформированы с помощью электронно-лучевого испарения и взрывной фотолитографии. Чип датчика размером  $2 \times 2$  мм был приклеен на керамический держатель и распаян с помощью Au-проводов. Проводящий канал графенового датчика был модифицирован с использованием реакции диазотизации.

Для разработки технологии изготовления биосенсора на основе графена была выбрана иммунохимическая система, состоящая из флуоресцеина и моноклональных антител (МКАТ), связывающих флуоресцеин, в виде как свободных молекул, так и химической группы, ковалентно

присоединённой к белковым носителям. Молекулярная масса флуоресцеина (0,332 кДа) сопоставима с размерами ряда биологически значимых маркерных молекул, таких как гормоны, нуклеотиды и некоторые короткие пептиды.

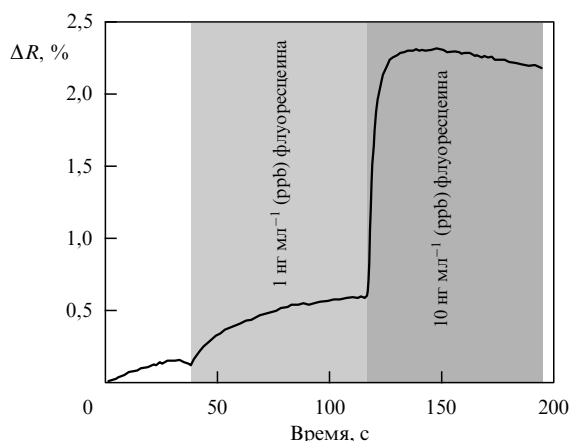
Флуоресцеин в течение многих лет применяли в качестве флуорохрома для мечения антител, используемых в люминесцентной микроскопии. Его изотиоцианатное производное (fluorescein isothiocyanate, FITC) в мягких условиях образует устойчивые ковалентные связи с белками, при этом свойства модифицированных белков изменяются мало, а количество присоединённых молекул флуорохрома определяют спектрофотометрически [236]. Флуоресцеин, ковалентно присоединённый к белкам, так же как свободная молекула, поглощает свет с длиной волны 488 нм и излучает в жёлто-зелёной области (495–522 нм) спектра [237].

Для разработки технологии нанесения антител на поверхность графена были использованы полученные в лаборатории гибридной технологии Российского научного центра радиологии и хирургических технологий им. А.М. Гранова (РНЦРХТ) мышинные МКАТ против флуоресцеина (код антител F2A3). Образец графена помещался в раствор 2 мкМ 4-нитробензол-диазоний-тетрафлюобората (НДТ) и в раствор 0,1 М тетрабутил-аммоний тетрафлюобората в ацетонитриле. После присоединения нитрофениловых групп к поверхности графена производилось восстановление нитрофениловых групп в фениламинные. Электрохимическая реакция проводилась в растворе 0,1 М KCl в смеси воды и этилового спирта 9:1. Постоянное напряжение  $-0,9$  В прикладывалось между Ag/AgCl-электродом и графеновым электродом [238]. Активированные графеновые образцы погружались в раствор антитела F2A3 и выдерживались в течение 5 ч при  $T = 4^\circ\text{C}$ , затем споласкивались водой и высушивались. Измерения отклика датчика проводились в режиме постоянного приложенного напряжения 50 мВ, при этом регистрировалось изменение тока через графеновый резистор. Отклик датчика  $r$  на измеряемый реагент рассчитывался по формуле  $r = (I - I_0)/I_0$ , где  $I$  — ток через датчик,  $I_0$  — ток перед внесением реагента. Измерения проводились в боратном буферном растворе. Испытания датчика на основе графена с нанесёнными на его поверхность МКАТ против флуоресцеина показали, что при контакте с растворами, содержащими низкомолекулярный лиганд в концентрациях 1 или 10 нг  $\text{мл}^{-1}$ , электрическое сопротивление сенсора отчётливо изменялось (рис. 65).

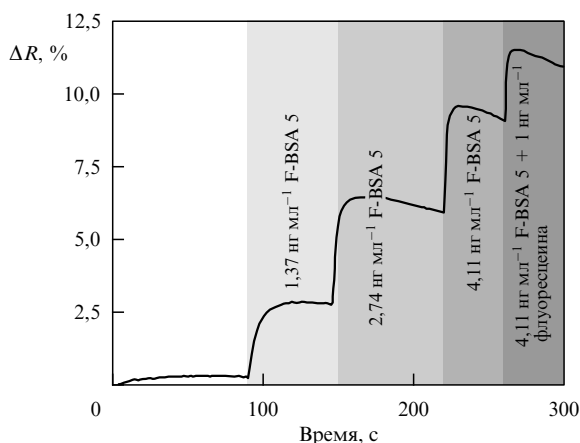
В качестве высокомолекулярного лиганда в работе [239] использовался приготовленный в лаборатории препарат бычьего сывороточного альбумина, конъюгированного с флуоресцеином (F-BSA-5). Молекулярная масса F-BSA-5 (69 кДа) сопоставима с размерами белков, используемых в качестве маркеров заболеваний человека. В составе конъюгата с F-BSA-5 каждая химическая группа флуоресцеина составляет около 5 % массы молекулы.

По данным спектрофотометрии использованный конъюгат содержал по три группы флуоресцеина на одну молекулу F-BSA-5. При контакте с раствором высокомолекулярного лиганда (F-BSA-5) были зарегистрированы изменения электрического сопротивления датчика при концентрациях конъюгата  $1,37\text{--}3,11$  нг  $\text{мл}^{-1}$  (рис. 66). После контакта с раствором, содержащим





**Рис. 65.** Изменение сопротивления ( $\Delta R$ ) датчика при контакте с растворами, содержащими указанные на графике концентрации свободного флуоресцеина. По оси абсцисс — время контакта с растворами.



**Рис. 66.** Относительное изменение сопротивления ( $\Delta R$ ) датчика при контакте с растворами, содержащими указанные на графике концентрации конъюгата БСА с флуоресцеином (F-BSA-5) или смесь конъюгата и свободного флуоресцеина. По оси абсцисс — время контакта с растворами [239].

F-BSA-5 в наибольшей концентрации, датчик сохранял способность реагировать на добавление в раствор свободного низкомолекулярного лиганда в концентрации  $1 \text{ нг мл}^{-1}$ . Полученные данные указывают, что датчик на основе графена и нанесённых на его поверхность МКАТ способен присоединять не только низкомолекулярные лиганды, такие как флуоресцеин, но и белковые макромолекулы, масса которых по крайней мере в 20 раз превышает размеры низкомолекулярных лигандов.

Диагностика заболеваний человека в настоящее время в значительной мере основана на определении концентраций или присутствия в крови определённых маркерных молекул, специфичных для одного заболевания или целой их группы. Выявление диагностически значимых макромолекул выполняется с помощью длительного и трудоёмкого метода иммуноферментного анализа. Применение биологических сенсоров на основе графена позволит ускорить и технически усовершенствовать процесс диагностики заболеваний человека.

## 7. Заключение

В настоящем обзоре рассмотрены работы по развитию электроники на основе карбида кремния, значительная часть которых была выполнена в ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Дается краткий анализ электрофизических свойств SiC и других широкозонных полупроводников с точки зрения создания приборов различного типа. Продемонстрированы возможности контролируемого выращивания карбида кремния различных политипов.

За последние полтора-два десятилетия в лаборатории мощных полупроводниковых приборов ФТИ им. А.Ф. Иоффе разработаны высоковольтные (свыше 1 кВ) диоды на основе 4H-SiC, реализующие потенциальные достоинства карбида кремния для силовой и импульсной электроники.

Разработанные силовые JBS-диоды по параметрам не уступают зарубежным аналогам (в настоящее время в закрытом акционерном обществе "Группа Кремний-Л" налажен выпуск JBS-диодов по разработанной в ФТИ им. А.Ф. Иоффе постростовой технологии, адаптированной к промышленным условиям).

Разработанные лавинные диоды способны рассеивать в режиме лавинных импульсов предельно большую энергию, ограниченную локальным саморазогревом базовой области диодов до такой высокой температуры, при которой концентрации собственных носителей в 4H-SiC становится сравнимой с концентрацией легирующих примесей в базе диодов.

Разработанные 4H-SiC-ДДРВ позволили создать генераторы высоковольтных электрических импульсов с фронтом нарастания порядка 100 пс (такие приборы пока не имеют аналогов в мире).

С помощью аналитических моделей и численного моделирования в рамках оригинальной программы "Исследование" рассмотрены основные процессы, протекающие в силовых биполярных приборах на основе 4H-SiC: тиристорах, биполярных транзисторах и диодах. Показано, что центры окраски атомарных размеров в объёмном и нанокристаллическом SiC являются перспективными системами для спинтроники, фотоники, совместимой с полосой прозрачности волоконной оптики и живых систем, квантовой обработки информации и зондирования в условиях окружающей среды. Рассмотрена технология выращивания графеновых плёнок методом термодеструкции поверхности SiC-монокристаллов. Показано, что данные плёнки обладают хорошим структурным совершенством и они могут быть использованы для создания сверхчувствительных газовых сенсоров и биосенсоров.

Е.Н.М. и С.С.Н. (раздел 3) выражают признательность за поддержку Российскому научному фонду (грант 16-42-01098).

## Список литературы

1. Acheson E G *Chem. News* **68** 179 (1893)
2. Pensl G, Helbig R, in *Festkörperprobleme 30* (Advances in Solid State Physics, Vol. 30, Ed. V Rössler) (Berlin: Springer, 1990) p. 133
3. Round N J *Electrical World* **30** 309 (1907)
4. Лосев О В *ЖТФ* **1** 718 (1931)
5. Lely J A *Berichte Deutschen Keramischen Gesellschaft* **32** 229 (1955)
6. Vodakov Yu A et al. *Krist. Tech.* **14** 729 (1979)
7. Tairov Yu M, Tsvetkov V F *J. Cryst. Growth* **43** 209 (1978)
8. Chaussende D et al. *Mater. Sci. Forum* **778–780** 3 (2014)

9. Nishino S, Powell J A, Will N A *Appl. Phys. Lett.* **42** 460 (1983)
10. Kong H S et al. *Appl. Phys. Lett.* **51** 442 (1987)
11. Аристов В Ю *УФН* **171** 801 (2001); Aristov V Yu *Phys. Usp.* **44** 761 (2001)
12. Edmond J A, Kong H-S, Carter C H (Jr.) *Physica B* **185** 453 (1993)
13. Palmour J W et al. *Physica B* **185** 461 (1993)
14. Johnson E O *RCR Rev.* **26** 163 (1965)
15. Вавилов В С *УФН* **164** 287 (1994); Vavilov V S *Phys. Usp.* **37** 269 (1994)
16. Лебедев А А, Челноков В Е *ФТП* **33** 1096 (1999); Lebedev A A, Chelnokov V E *Semiconductors* **33** 999 (1999)
17. Yong L et al. *J. Semicond.* **34** 054007 (2013)
18. Вавилов В С *УФН* **166** 807 (1996); Vavilov V S *Phys. Usp.* **39** 757 (1996)
19. Leonard R T et al. *Mater. Sci. Forum* **600–603** 7 (2009)
20. Choi J-W et al. *Mater. Sci. Forum* **924** 23 (2018)
21. Jenny J R et al. *Mater. Sci. Forum* **457–460** 35 (2004)
22. Водаков Ю А, Мохов Е Н, Авторское свид. № 403275 (1970); Patent USA No. 414572 (1979)
23. Mokhov E N et al. *Mater. Sci. Eng. B* **46** 317 (1997)
24. Vodakov Yu A, Mokhov E N, in *Vacuum Science and Technology. Nitrides as Seen by the Technology* (Eds T Paskova, B Monemar) (Trivandrum: Research Signpost, 2002) p. 59
25. Mokhov E N et al. *J. Cryst. Growth* **281** 93 (2005)
26. Mokhov E N et al. *J. Cryst. Growth* **181** 254 (1997)
27. Karpov S Yu et al. *J. Cryst. Growth* **173** 408 (1997)
28. Segal A S et al. *J. Cryst. Growth* **208** 431 (2000)
29. Simin D et al. *Phys. Rev. X* **6** 031014 (2016)
30. Fuchs F *Sci. Rep.* **3** 1637 (2013)
31. Водаков Ю А, Ломакина Г А, Мохов Е Н *ФТТ* **24** 1377 (1982); Vodakov Yu A, Lomakina G A, Mokhov E N *Sov. Phys. Solid State* **24** 780 (1982)
32. Vodakov Yu A et al., Patent USA No. 6,428, 621 B1, Aug. 6 (2002)
33. Matukov I D et al. *J. Cryst. Growth* **266** 313 (2004)
34. Argunova T S et al. *CrystEngComm* **16** 8917 (2014)
35. Мохов Е Н, Нагалюк С С *Письма в ЖТФ* **37** (21) 25 (2011); Mokhov E N, Nagalyuk S S *Tech. Phys. Lett.* **37** 999 (2011)
36. Mokhov E N, Nagalyuk S S, Soltamov V A *Mater. Sci. Forum* **897** 7 (2017)
37. Kimoto T, Cooper J A *Fundamentals of Silicon Carbide Technology: Growth, Characterization, Devices and Applications* (Singapore: Wiley, 2014)
38. Ivanov P A, Ignat'ev K I *Mater. Sci. Forum* **264–268** 809 (1998)
39. Иванов П А, Потапов А С, Самсонова Т П *ФТП* **43** 197 (2009); Ivanov P A, Potapov A S, Samsonova T P *Semiconductors* **43** 185 (2009)
40. Потапов А С, Иванов П А, Самсонова Т П *ФТП* **43** 640 (2009); Potapov A S, Ivanov P A, Samsonova T P *Semiconductors* **43** 612 (2009)
41. Иванов П А и др. *ФТП* **47** 83 (2013); Ivanov P A et al. *Semiconductors* **47** 81 (2013)
42. Грехов И В и др. *ФТП* **42** 211 (2008); Grekhov I V et al. *Semiconductors* **42** 211 (2008)
43. Иванов П А и др. *ФТП* **42** 878 (2008); Ivanov P A et al. *Semiconductors* **42** 858 (2008)
44. Иванов П А и др. *ФТП* **43** 527 (2009); Ivanov P A et al. *Semiconductors* **43** 505 (2009)
45. Иванов П А и др. *ФТП* **44** 680 (2010); Ivanov P A et al. *Semiconductors* **44** 653 (2010)
46. Иванов П А и др. *ФТП* **45** 1427 (2011); Ivanov P A et al. *Semiconductors* **45** 1374 (2011)
47. Иванов П А и др. *ФТП* **46** 411 (2012); Ivanov P A et al. *Semiconductors* **46** 397 (2012)
48. Иванов П А и др. *ФТП* **43** 1249 (2009); Ivanov P A et al. *Semiconductors* **43** 1209 (2009)
49. Иванов П А и др. *ФТП* **45** 677 (2011); Ivanov P A et al. *Semiconductors* **45** 668 (2011)
50. Sze S M *Physics of Semiconductor Devices* (New York: Wiley, 1981); Пер. на русск. яз.: *Физика полупроводниковых приборов* Т. 1 (М.: Мир, 1984)
51. Gerardi G J et al. *Appl. Phys. Lett.* **49** 348 (1986)
52. Ivanov P A, in *2nd European Conf. on Silicon Carbide and Related Materials, September 2–4, 1998, Montpellier, France*. Abstracts, p. 303
53. Иванов П А и др. *Письма в ЖТФ* **23** (10) 55 (1997); Ivanov P A et al. *Tech. Phys. Lett.* **23** 798 (1997)
54. Waldrop J R et al. *J. Appl. Phys.* **72** 4757 (1992)
55. Андреев А Н и др. *ФТП* **29** 1828 (1995); Andreev A N et al. *Semiconductors* **29** 957 (1995)
56. Афанасьев А В и др. *ЖТФ* **71** (5) 78 (2001); Afanas'ev A V et al. *Tech. Phys.* **46** 584 (2001)
57. Ferrero S et al. *Mater. Sci. Forum* **483–485** 733 (2005)
58. Anantharam V, Bhat K N *IEEE Trans. Electron Dev.* **27** 939 (1980)
59. Baliga B J, Ghandhi S K *Solid-State Electron.* **19** 739 (1976)
60. Suh K-D et al. *Solid-State Electron.* **33** 1125 (1990)
61. Wahab Q et al. *Appl. Phys. Lett.* **76** 2725 (2000)
62. Hull B et al. *Mater. Sci. Forum* **600–603** 931 (2009)
63. Иванов П А и др. *ФТП* **51** 390 (2017); Ivanov P A et al. *Semiconductors* **51** 374 (2017)
64. Иванов П А, Самсонова Т П, Потапов А С *ФТП* **52** 1527 (2018); Ivanov P A, Samsonova T P, Potapov A S *Semiconductors* **52** 1630 (2018)
65. Иванов П А и др. *Радиотехника и электроника* (2019) в печати
66. Иванов П А и др. *ФТП* **52** 1187 (2018); Ivanov P A et al. *Semiconductors* **52** 1307 (2018)
67. Козловский В В *Модифицирование полупроводников пучками протонов* (СПб.: Наука, 2003)
68. RENESAS, AN1968, Nov 9, 2015, <https://www.intersil.com/content/dam/Intersil/documents/an19/an1968.pdf>
69. Грехов И В, Месяц Г А *УФН* **175** 735 (2005); Grekhov I V, Mesyats G A *Phys. Usp.* **48** 703 (2005)
70. Grekhov I V et al. *Solid-State Electron.* **47** 1769 (2003)
71. Грехов И В и др. *ФТП* **37** 1148 (2003); Grekhov I V et al. *Semiconductors* **37** 1123 (2003)
72. Иванов П А, Грехов И В *ФТП* **46** 544 (2012); Ivanov P A, Grekhov I V *Semiconductors* **46** 528 (2012)
73. Иванов П А, Грехов И В *ЖТФ* **85** (6) 111 (2015); Ivanov P A, Grekhov I V *Tech. Phys.* **60** 897 (2015)
74. Иванов П А, Грехов И В *ЖТФ* **86** (2) 85 (2016); Ivanov P A, Grekhov I V *Tech. Phys.* **61** 240 (2016)
75. Иванов П А, Грехов И В *ЖТФ* **88** (1) 89 (2018); Ivanov P A, Grekhov I V *Tech. Phys.* **63** 86 (2018)
76. Иванов П А и др. *ФТП* **50** 900 (2016); Ivanov P A et al. *Semiconductors* **50** 883 (2016)
77. Ivanov P A et al. *Solid-State Electron.* **123** 15 (2016)
78. Hjelm M et al. *J. Appl. Phys.* **93** 1099 (2003)
79. Bellotti E et al. *Int. J. High Speed Electron. Syst.* **11** 525 (2001)
80. Иванов П А и др. *ФТП* **49** 1558 (2015); Ivanov P A et al. *Semiconductors* **49** 1511 (2015)
81. Иванов П А и др. *Письма в ЖТФ* **44** (6) 11 (2018); Ivanov P A et al. *Tech. Phys. Lett.* **44** 229 (2018)
82. Dmitriev V A et al. *Electron. Lett.* **24** 1031 (1988)
83. Baier R et al. *Phys. Lett. B* **345** 277 (1995)
84. Levinshtein M E et al., in *SiC Materials and Devices Vol. 1* (Eds M Shur, S Rumyantsev, M Levinshtein) (Singapore: World Scientific, 2006)
85. Rumyantsev S L et al. *Semicond. Sci. Technol.* **28** 125017 (2013)
86. Rumyantsev S L et al. *Mater. Sci. Forum* **821–823** 893 (2015)
87. O'Brien H et al. *Mater. Sci. Forum* **717–720** 1155 (2012)
88. Dyakonova N V et al. *Electron. Lett.* **33** 914 (1997)
89. Levinshtein M E et al. *IEEE Trans. Electron Dev.* **45** 307 (1998)
90. Levinshtein M E et al. *Semicond. Sci. Technol.* **14** 207 (1999)
91. Ivanov P A et al. *Solid-State Electron.* **44** 2155 (2000)
92. Levinshtein M E et al. *Solid-State Electron.* **47** 699 (2003)
93. Rezaei M A et al. *Mater. Sci. Forum* **778–780** 1021 (2014)
94. Dyakonova N V et al. *Semicond. Sci. Technol.* **13** 241 (1998)
95. Cao L, Li B, Zhao J H *Solid-State Electron.* **44** 347 (2000)
96. Bergman G D *Solid-State Electron.* **8** 757 (1965)
97. Levinshtein M E et al. *Solid-State Electron.* **45** 453 (2001)
98. Mnatsakanov T T et al. *Solid-State Electron.* **46** 525 (2002)
99. Mnatsakanov T T, Rostovtsev I L, Philatov N I *Solid-State Electron.* **30** 579 (1987)

100. Levinshtein M E et al. *IEEE Trans. Electron Dev.* **48** 1703 (2001)
101. Mnatsakanov T T et al. *Solid-State Electron.* **46** 525 (2002)
102. Mnatsakanov T T et al. *Solid-State Electron.* **47** 1581 (2003)
103. Мнацаканов Т Т, Юрков С Н, Тандоев А Г *ФТП* **39** 372 (2005); Mnatsakanov T T, Yurkov S N, Tandoev A G *Semiconductors* **39** 354 (2005)
104. Yurkov S N et al. *Semicond. Sci. Technol.* **29** 125012 (2014)
105. Xie K et al. *IEEE Electron Dev. Lett.* **17** 142 (1996)
106. Agarwal A K et al. *IEEE Electron Dev. Lett.* **18** 518 (1997)
107. Li B, Cao L, Zhao J H *IEEE Electron Dev. Lett.* **20** 219 (1999)
108. Agarwal A K et al. *Semicond. Sci. Technol.* **16** 260 (2001)
109. Ivanov P A et al. *Electron. Lett.* **35** 1382 (1999)
110. Levinshtein M E et al. *Solid-State Electron.* **46** 1953 (2002)
111. Weiser K et al. *Trans. AIME* **230** 271 (1964)
112. Uvarov A I, in *Physics of p-n Junctions and Semiconductor Devices* (Eds S M Ryvkin, Yu V Shmartsev) (New York: Consultants Bureau, 1971) p. 170
113. Uvarov A I, in *Physics of p-n Junctions and Semiconductor Devices* (Eds S M Ryvkin, Yu V Shmartsev) (New York: Consultants Bureau, 1971) p. 216
114. Suzuki M et al. *IEEE Trans. Electron Dev.* **29** 1222 (1982)
115. Dodson H, Longini R L *IEEE Trans. Electron. Dev.* **13** 478 (1966)
116. Вайнштейн С Н, Жилиев Ю В, Левинштейн М Е *ФТП* **21** 129 (1987)
117. Gentry F E et al. *Semiconductor Controlled Rectifiers. Principles and Applications of p-n-p-n Devices* (Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1964)
118. Blicher A *Thyristor Physics* (New York: Springer-Verlag, 1976)
119. Gerlach W *Thyristoren* (Heidelberg: Springer-Verlag, 1981)
120. Korobov V, Mitin V J. *Appl. Phys.* **79** 1143 (1996)
121. Elasser A, Chow T P *Proc. IEEE* **90** 969 (2002)
122. Yurkov S N et al. *Solid-State Electron.* **49** 2011 (2005)
123. Levinshtein M E et al. *Semicond. Sci. Technol.* **20** 793 (2005)
124. Кузьмин В А (Ред.) *Расчет силовых полупроводниковых приборов* (М.: Энергия, 1980)
125. Auston D H *Appl. Phys. Lett.* **26** 101 (1975)
126. Hur J H et al. *IEEE Trans. Electron Dev.* **37** 2520 (1990)
127. Korobov V, Mitin V J. *Appl. Phys.* **79** 1143 (1996)
128. Levinshtein M E et al. *Electron. Lett.* **38** 592 (2002)
129. Dheilly N et al. *Electron. Lett.* **47** 459 (2011)
130. Rumyantsev S L et al. *Semicond. Sci. Technol.* **27** 015012 (2012)
131. Левинштейн М Е et al. *ФТП* **46** 1224 (2012); Levinshtein M E et al. *Semiconductors* **46** 1201 (2012)
132. Дьяконов М И, Левинштейн М Е *ФТП* **12** 729 (1978); D'yakonov M I, Levinshtein M E et al. *Sov. Phys. Semicond.* **12** 426 (1978)
133. Дьяконов М И, Левинштейн М Е *ФТП* **12** 1674 (1978); D'yakonov M I, Levinshtein M E et al. *Sov. Phys. Semicond.* **12** 992 (1978)
134. Yuferev V S, Levinshtein M E, Palmour J W *Semicond. Sci. Technol.* **27** 035004 (2012)
135. Юфёров В С, Левинштейн М Е, Palmour J W *ФТП* **47** 118 (2013); Yuferev V S, Levinshtein M E, Palmour J W *Semiconductors* **47** 116 (2013)
136. Yuferev V S, Levinshtein M E, Palmour J W *Semicond. Sci. Technol.* **28** 105009 (2013)
137. Левинштейн М Е и др. *ФТП* **50** 408 (2016); Levinshtein M E et al. *Semiconductors* **50** 404 (2016)
138. Rumyantsev S L et al. *Semicond. Sci. Technol.* **29** 115003 (2014)
139. Mnatsakanov T T et al. *Semicond. Sci. Technol.* **29** 055005 (2014)
140. Luo Y, Fursin L, Zhao J H *Electron. Lett.* **36** 1496 (2000)
141. Tang Y, Fedison J B, Chow T P *IEEE Electron Dev. Lett.* **22** 119 (2001)
142. Ryu S et al. *IEEE Electron Dev. Lett.* **22** 124 (2001)
143. Zhang J et al. *Electron. Lett.* **40** 1381 (2004)
144. Miyake H, Kimoto T, Suda J *IEEE Electron Dev. Lett.* **32** 841 (2011)
145. Zhang J et al. *IEEE Electron Dev. Lett.* **27** 368 (2006)
146. Ivanov P A et al. *Solid-State Electron.* **46** 567 (2002)
147. Ivanov P A et al. *IEEE Trans. Electron Dev.* **53** 1245 (2006)
148. Иванов П А и др. *ФТП* **39** 897 (2005); Ivanov P A et al. *Semiconductors* **39** 861 (2005)
149. Balachandran S et al. *IEEE Electron Dev. Lett.* **26** 470 (2005)
150. Ghandi R et al. *Mater. Sci. Forum* **679–680** 706 (2011)
151. Gao Y, PhD Thesis (2007); <https://repository.lib.ncsu.edu/handle/1840.16/4818> (2008)
152. Buono B et al. *IEEE Trans. Electron Dev.* **58** 2081 (2011)
153. Yuferev V S et al. *Solid-State Electron.* **123** 130 (2016)
154. Vainshtein S N, Yuferev V S, Kostamovaara J T *IEEE Trans. Electron Dev.* **49** 142 (2002)
155. Vainshtein S et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 176601 (2007)
156. Vainshtein S et al. *Appl. Phys. Lett.* **100** 073505 (2012)
157. Dmitriev A P et al. *J. Appl. Phys.* **123** 134503 (2018)
158. Gert A V et al. *Appl. Phys. Lett.* **111** 203503 (2017)
159. Levinshtein M E et al. *Solid-State Electron.* **48** 491 (2004)
160. Ivanov P A et al. *Semicond. Sci. Technol.* **25** 045030 (2010)
161. Степаненко И П *Основы теории транзисторов и транзисторных схем* (М. – Л.: Госэнергоиздат, 1963)
162. Юфёров В С и др. *ФТП* **51** 1243 (2017); Yuferev V S et al. *Semiconductors* **51** 1194 (2017)
163. Kordina O et al. *Appl. Phys. Lett.* **67** 1561 (1995)
164. Sugawara Y et al., in *Proc. of Intern. Symp. on Power Semiconductor Devices and Ics, Osaka, Japan* (2001) p. 27
165. Mnatsakanov T T et al. *Semicond. Sci. Technol.* **20** 62 (2005)
166. Mnatsakanov T T et al. *J. Appl. Phys.* **99** 074503 (2006)
167. Мнацаканов Т Т и др. *ФТП* **41** 1401 (2007); Mnatsakanov T T et al. *Semiconductors* **41** 1381 (2007)
168. Ivanov P A et al. *Solid-State Electron.* **50** 1368 (2006)
169. Miyazawa T et al. *J. Appl. Phys.* **118** 085702 (2015)
170. Lax B, Neustadter T J. *Appl. Phys.* **25** 1148 (1954)
171. Gossick B R J. *Appl. Phys.* **27** 905 (1956)
172. Levinshtein M E et al. *Electron. Lett.* **39** 689 (2003)
173. Levinshtein M E et al. *Solid-State Electron.* **48** 807 (2004)
174. Levinshtein M E et al. *Electron. Lett.* **36** 1241 (2000)
175. Levinshtein M E et al. *Solid-State Electron.* **52** 1802 (2008)
176. Levinshtein M E et al. *Semicond. Sci. Technol.* **23** 085011 (2008)
177. Dannhäuser F *Solid-State Electron.* **15** 1371 (1972)
178. Höpfel R A et al. *Phys. Rev. Lett.* **56** 2736 (1986)
179. Mnatsakanov T T et al. *J. Appl. Phys.* **93** 1095 (2003)
180. Мнацаканов Т Т, Ростовцев И Л, Филатов Н И *ФТП* **18** 1293 (1984); Mnatsakanov T T, Rostovtsev I L, Filatov N I *Sov. Phys. Semicond.* **18** 807 (1984)
181. Levinshtein M E, Mnatsakanov T T *IEEE Trans. Electron Dev.* **49** 702 (2002)
182. Levinshtein M E et al. *Semicond. Sci. Technol.* **26** 055024 (2011)
183. Herlet A *Solid-State Electron.* **11** 717 (1968)
184. Jenny J R et al. *J. Appl. Phys.* **100** 113710 (2006)
185. Кузьмин В А и др. *Радиотехника и электроника* **33** 609 (1989)
186. Mnatsakanov T T et al. *Semicond. Sci. Technol.* **24** 125010 (2009)
187. Levinshtein M E et al. *Solid-State Electron.* **51** 955 (2007)
188. Gruber A et al. *Science* **276** 1212 (1997)
189. Jelezko F, Wrachtrup J *Phys. Status Solidi A* **203** 3207 (2006)
190. Баранов П Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **82** 494 (2005); Baranov P G et al. *JETP Lett.* **82** 441 (2005)
191. Баранов П Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **86** 231 (2007); Baranov P G et al. *JETP Lett.* **86** 202 (2007)
192. Weber J R et al. *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **107** 8513 (2010)
193. Baranov P G et al. *Phys. Rev.* **B 83** 125203 (2011)
194. Riedel D et al. *Phys. Rev. Lett.* **109** 226402 (2012)
195. Kraus H et al. *Sci. Rep.* **4** 5303 (2014)
196. Kraus H et al. *Nature Phys.* **10** 157 (2014)
197. Simin D et al. *Phys. Rev. X* **6** 031014 (2016)
198. Widmann M et al. *Nature Mater.* **14** 164 (2015)
199. Christle D J et al. *Nature Mater.* **14** 160 (2015)
200. Anisimov A N et al. *Sci. Rep.* **6** 33301 (2016)
201. Soltamov V A et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 247602 (2015)
202. Anisimov A N et al. *Appl. Magn. Reson.* **49** 85 (2018)
203. Baranov P G et al. *Magnetic Resonance of Semiconductors and Their Nanostructures. Basic and Advanced Applications* (Springer Series in Materials Science, Vol. 253) (New York: Springer, 2017)
204. von Bardeleben H J et al. *Phys. Rev. B* **94** 121202(R) (2016)
205. Carter S G et al. *Phys. Rev. B* **92** 161202(R) (2015)
206. Баранов П Г и др., Патент РФ № 2523744 (2014)
207. Анисимов А Н и др., Патент РФ № 2617293 (2017)
208. Анисимов А Н и др., Патент РФ № 2617194 (2017)

209. Бабунц Р А и др., Патент РФ № 2607840 (2017)
210. Бабунц Р А и др., Патент РФ № 2601734 (2016)
211. Анисимов А Н и др. *Письма в ЖТФ* **43** (7) 70 (2017); Anisimov A N et al. *Tech. Phys. Lett.* **43** 355 (2017)
212. Анисимов А Н и др. *Письма в ЖТФ* **42** (12) 22 (2016); Anisimov A N et al. *Tech. Phys. Lett.* **42** 618 (2016)
213. Солтамов В А, Баранов П Г *УФН* **186** 678 (2016); Soltamov V A, Baranov P G *Phys. Usp.* **59** 605 (2016)
214. Anisimov A N et al. *Письма в ЖЭТФ* **104** 82 (2016); *JETP Lett.* **104** 82 (2016)
215. Солтамов В А и др. *ФТТ* **57** 877 (2015); Soltamov V A *Phys. Solid State* **57** 891 (2015)
216. Simin D et al. *Phys. Rev. Appl.* **4** 014009 (2015)
217. Novoselov K S et al. *Nature* **490** 192 (2012)
218. Елецкий А В и др. *УФН* **181** 233 (2011); Eletskii A V et al. *Phys. Usp.* **54** 227 (2011)
219. Лебедев А А и др. *ФТП* **45** 634 (2011); Lebedev A A et al. *Semiconductors* **45** 623 (2011)
220. Geng Z et al. *Ann. Physik* **529** 1700033 (2017)
221. Robinson J A et al. *Nano Lett.* **11** 3875 (2011)
222. Emtsev K V et al. *Nature Mater.* **8** 203 (2009)
223. Kruskopf M et al. *2D Mater.* **3** 041002 (2016)
224. Händel B et al. *Appl. Surf. Sci.* **291** 87 (2014)
225. Давыдов В Ю и др. *ФТП* **51** 1116 (2017); Davydov V Yu et al. *Semiconductors* **51** 1072 (2017)
226. Cançado L G et al. *Nano Lett.* **11** 3190 (2011)
227. Ganesan K et al. *Phys. Chem. Chem. Phys.* **18** 22160 (2016)
228. Ferrari A C, Basko D M *Nature Nanotechnol.* **8** 235 (2013)
229. Лебедев С П и др. *Письма в ЖТФ* **43** (18) 64 (2017); Lebedev S P et al. *Tech. Phys. Lett.* **43** 849 (2017)
230. Schedin F et al. *Nature Mater.* **6** 652 (2007)
231. Usikov A et al. *Key Eng. Mater.* **799** 197 (2019)
232. Novikov S et al. *IEEE Trans. Instrum. Measur.* **62** 1859 (2013)
233. Tedesco J L et al. *Appl. Phys. Lett.* **95** 122102 (2009)
234. Novikov S et al. *Sensors Actuators B* **236** 1054 (2016)
235. Егоров А М, Осипов А П, Дзантиев Б Б *Теория и практика иммуноферментного анализа* (М.: Высшая школа, 1991) с. 288
236. Jorbágy A, Király K *Biochem. Biophys. Acta BBA Gen. Subjects* **124** 166 (1966)
237. Tengerdý R P, Chang C-A *Analyt. Biochem.* **16** 377 (1966)
238. Tehrani Z et al. *2D Mater.* **1** 025004 (2014)
239. Лебедев А А и др. *Письма в ЖТФ* **42** (14) 28 (2016); Lebedev A A et al. *Tech. Phys. Lett.* **42** 729 (2016)

### SiC-based electronics (100th anniversary of the Ioffe Institute)

A.A. Lebedev\*, P.A. Ivanov, M.E. Levinshtein, E.N. Mokhov, S.S. Nagalyuk, A.N. Anisimov, P.G. Baranov<sup>†</sup>  
*Ioffe Institute, ul. Politekhnicheskaya 26, 194021 Saint Petersburg, Russian Federation*  
*E-mail: \* shura.lebe@mail.ioffe.ru, <sup>†</sup> pavel.baranov@mail.ioffe.ru*

We review the history and modern state of silicon carbide and SiC-based devices. Main techniques for growing bulk SiC crystals and epitaxial SiC films are discussed. Epitaxial SiC structures used for post-growth processing are briefly reviewed. The state of the art achieved in developing SiC-devices is presented. The main problems that occur in developing SiC-equipment and prospects for designing and developing such equipment are analyzed.

**Keywords:** silicon carbide, bulk crystals, sublimation, polytypes, lateral overgrowth, dislocations, high-voltage power diodes, high-voltage subnanosecond pulse diodes, thyristors, bipolar junction transistors, analytical models, computer simulations, color center, spin, sensorics, magnetic field, ODMR, graphene, two-dimensional materials, Raman spectroscopy

PACS numbers: 81.05.ue, **81.10. – h**, **85.30. – z**

Bibliography — 239 references

*Received 4 September 2018, revised 1 October 2018*

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **189** (8) 803–848 (2019)

*Physics – Uspekhi* **62** (8) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.10.038437>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.10.038437>