

УДК 621.315.592

Мощные биполярные приборы на основе карбида кремния**Обзор**© П.А. Иванов[¶], М.Е. Левинштейн, Т.Т. Мнацаканов*, J.W. Palmour[†], А.К. Agarwal[†]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия* Всесоюзный электротехнический институт им. В.И. Ленина,
111250 Москва, Россия[†] Cree Inc.,
27703 Durham NC, USA

(Получен 1 декабря 2004 г. Принят к печати 29 декабря 2004 г.)

Рассмотрены высоковольтные биполярные приборы на основе 4H-SiC — выпрямительные диоды, биполярные транзисторы и тиристоры. Приводятся результаты экспериментальных и теоретических исследований статических и динамических характеристик приборов. Проанализированы особенности их работы, обусловленные специфическими электронными свойствами карбида кремния и p - n -структур на его основе.

1. Введение

В настоящее время освоение широкозонных материалов: карбида кремния SiC и нитридов III-й группы — становится одним из главных направлений развития современной полупроводниковой электроники. Уникальные свойства SiC: большая ширина запрещенной зоны (3–3.3 эВ для различных политипных форм), чрезвычайно высокое критическое поле лавинного пробоя (2–5 МВ/см), теплопроводность (3–5 Вт/см К), превосходящая при комнатной температуре теплопроводность меди, — делают карбид кремния одним из наиболее перспективных материалов для высокотемпературной, радиационно стойкой, мощной и быстродействующей электроники. Несмотря на технологические проблемы, которые обусловлены исключительной термостабильностью, механической прочностью и химической инертностью SiC, в начале 90-х годов в технологии карбида кремния был достигнут своего рода прорыв, который до настоящего времени обеспечивает ее устойчивый прогресс. Безусловно, одним из важнейших достижений того времени следует считать развитие газовой эпитаксии SiC (chemical vapor deposition — CVD [1,2]). С использованием CVD-материала продемонстрированы практически все классические электропреобразовательные полупроводниковые приборы: диоды Шоттки, диоды с p - n -переходом, полевые транзисторы с p - n -переходом, МОП транзисторы, биполярные транзисторы, выключаемые тиристоры, СВЧ приборы — полевые транзисторы с затвором Шоттки (MESFETs), лавинно-пролетные диоды. Многие фирмы в мире приступили к созданию промышленной основы для карбидкремниевой электроники. В результате на рынок уже начали выходить первые коммерческие SiC приборы — мощные ключевые диоды Шоттки и высокотемпературные MESFETs СВЧ диапазона.

За последние пять лет был достигнут большой прогресс в создании, на лабораторном уровне, мощных инжекционных приборов на основе SiC. Базовым элементом любого мощного биполярного полупроводникового прибора является p - n -переход, способный модулировать область блокирующей базы инжектированными неравновесными носителями заряда (ННЗ). В SiC p - n -структурах долгое время не удавалось создавать высокую концентрацию ННЗ по причине малого времени их жизни, порядка 1 нс. Некоторое время даже считалось, что в карбиде кремния времена жизни ННЗ 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 с помощью CVD-эпитаксии. К концу 90-х годов на основе 4H-SiC были изготовлены мощные диоды, тиристоры и биполярные транзисторы, способные блокировать напряжение в несколько киловольт и пропускать прямой ток плотностью до 10^4 – 10^5 А/см². Высоковольтные биполярные SiC-приборы продемонстрировали существенные преимущества по сравнению с аналогичными кремниевыми и арсенидгаллиевыми: меньшие прямые падения напряжения при больших плотностях тока, более высокие рабочие температуры и более высокое быстродействие [3–6]. Эти успехи позволили начать систематические исследования электронных процессов в высоковольтных биполярных 4H-SiC приборах. В данном обзоре обобщены результаты таких исследований и рассмотрены некоторые особенности их работы, которые обусловлены специфическими свойствами карбида кремния: большой шириной запрещенной зоны, высокими значениями критического поля лавинного пробоя и насыщенной скорости дрейфа электронов, сильной температурной зависимостью времени жизни ННЗ, неполной ионизацией акцепторных примесей при комнатной

[¶] E-mail: Pavel.Ivanov@mail.ioffe.ru

Таблица 1. Параметры структуры 6-кВ, 10-кВ и 20-кВ 4H-SiC $p^+-n_0-n^+$ -диодов

	Концентрация доноров в базе, см^{-3}	Толщина базы, $\mu\text{м}$
6-кВ	$1 \cdot 10^{15}$	50
10-кВ	$3 \cdot 10^{14}$	150
20-кВ	$3 \cdot 10^{14}$	200

температуре, большой разницей в подвижностях электронов и дырок, эффективным электронно-дырочным рассеянием носителей при больших плотностях прямого тока и др. Рассмотренные в обзоре экспериментальные исследования в основном касаются приборов, разработанных фирмой Cree Inc. (США) — мирового лидера в области SiC-электроники. Разработанные в Cree SiC-технологии позволяют изготавливать высококачественные многослойные меза-эпитаксиальные $p-n$ -структуры. Концентрация как донорных (азот), так и акцепторных (алюминий) примесей в эпитаксиальных слоях может варьироваться в широких пределах от 10^{13} до 10^{19} см^{-3} , а толщины слоев — в пределах от 0.1 до 200 $\mu\text{м}$. Для изготовления биполярных приборов используется в основном 4H-политип карбида кремния, который обладает рядом преимуществ по сравнению с другими политипами: высокой и почти изотропной подвижностью основных носителей, относительно небольшими величинами энергии активации легирующих примесей. Кроме того, технология этого политипа в настоящее время отработана лучше, чем для других SiC-политипов.

2. Диоды

В данном разделе приводятся результаты исследований статических и динамических характеристик выпрямительных 4H-SiC $p^+-n_0-n^+$ -диодов, рассчитанных на обратное напряжение 6, 10 и 20 кВ [7–13] и обозначаемых далее как 6-кВ, 10-кВ и 20-кВ диоды. Концентрация примесей в сильно легированных эмиттерных областях составляет $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$, уровень легирования и толщина базы n -типа определяются максимальным блокируемым напряжением (см. табл. 1).

2.1. Вольт-амперные характеристики при малых плотностях тока

В исследованных 4H-SiC диодах при малых плотностях тока основную роль играют генерация и рекомбинация носителей в области пространственного заряда (ОПЗ) $p-n$ -перехода и их диффузионный перенос через базу. Аналогичные результаты были получены в работах [14,15]. В диодах практически отсутствуют „избыточные“ токи, связанные с различного рода неоднородностями структуры и обусловленные, например, механизмами полевого и термополевого туннелирования. На рис. 1

в качестве примера показаны прямые вольт-амперные характеристики (ВАХ) 6-кВ диода, измеренные при температурах 297 и 537 К в диапазоне плотностей прямого тока $j_f = 10^{-7} - 1 \text{ А/см}^2$. В указанном интервале плотностей тока ВАХ хорошо аппроксимируются суммой рекомбинационного (j_{rec}) и диффузионного (j_{diff}) токов с учетом омического падения напряжения на базе диода ($j_f r_b$, где r_b — сопротивление базы):

$$j_f = j_{rec} + j_{diff} \\ = j_{or} \exp(qV_{pn}/2kT) + j_{od} \exp(qV_{pn}/kT), \quad (1)$$

$$V = V_{pn} + j_f r_b.$$

Обратный ток в исследованных 4H-SiC диодах при комнатной температуре настолько мал, что находится за пределами чувствительности измерительной аппаратуры. Заметный обратный ток появляется лишь при температурах свыше 600 К. На рис. 2 показана обратная

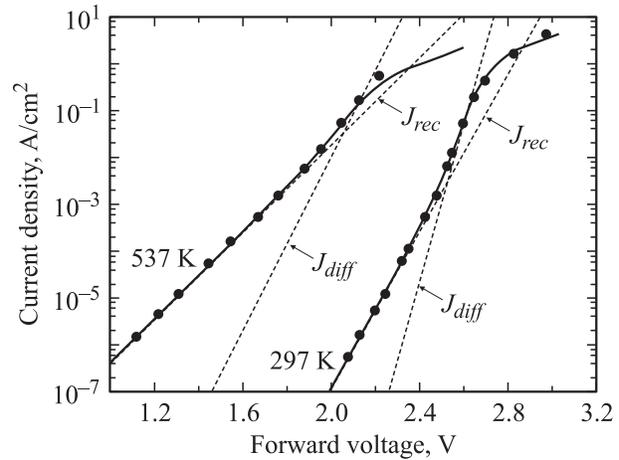


Рис. 1. Прямые ВАХ 6-кВ диода при низких плотностях тока. $T = 297 \text{ К}$: $j_{or} = 2.3 \cdot 10^{-24} \text{ А/см}^2$, $j_{od} = 1.5 \cdot 10^{-45} \text{ А/см}^2$, $r_b = 7.4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$, $T = 537 \text{ К}$: $j_{or} = 1 \cdot 10^{-11} \text{ А/см}^2$, $j_{od} = 3 \cdot 10^{-21} \text{ А/см}^2$, $r_b = 1.7 \cdot 10^{-1} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$.

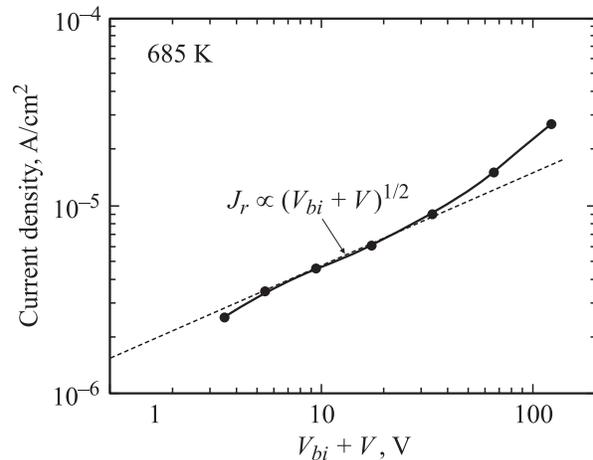


Рис. 2. Обратная ВАХ 6-кВ диода при $T = 685 \text{ К}$.

ВАХ 6-кВ диода, измеренная при температуре 685 К. Как видно из этого рисунка, $j_r \propto (V_{bi} + V)^{1/2}$ (V_{bi} — контактная разность потенциалов p - n -перехода). Таким образом, обратный ток обусловлен термической генерацией носителей в ОПЗ p - n -перехода.

2.2. Модуляция базы при высоких уровнях инжекции

На рис. 3 показаны импульсные квазистатические ВАХ 6-кВ, 10-кВ и 20-кВ диодов, измеренные при средних и высоких плотностях прямого тока. Как нетрудно убедиться, в 6-кВ и 10-кВ диодах реализуется достаточно глубокая модуляция базы инжектированными носителями. Так, например, при плотности прямого тока 180 A/cm^2 дифференциальное сопротивление 10-кВ диода $r_d = dV/dj_f = 1.6 \cdot 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$, в то время как омическое сопротивление немодулированной базы $r_b = W/q\mu_n n_0 = 0.39 \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ ($\mu_n = 800 \text{ см}^2/\text{Вс}$, $n_0 = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$), т.е. в 24 раза больше измеренного дифференциального сопротивления. Для 6-кВ диода омическое сопротивление немодулированной базы $r_b = 6.5 \cdot 10^{-2} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ в 16 раз больше, чем $r_d = 4.1 \cdot 10^{-3} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$. Такая ситуация свидетельствует о достаточно больших величинах коэффициента инжекции эмиттера и времени жизни ННЗ в базе диодов.

С целью определения времени жизни ННЗ изучались переходные процессы в диодах: установление прямого падения напряжения при пропуске ступеньки прямого тока, спад послейнжекционной эдс после обрыва тока (Госсик [16]), восстановление блокирующей способности диодов после их переключения из проводящего состояния в блокирующее (Лэкс [17]).

2.3. Время жизни ННЗ: включение диодов и спад послейнжекционной эдс

На рис. 4 показана осциллограмма напряжения на 6-кВ диоде при пропуске прямого тока, быстро нарастающего от нуля до 5 А. Реакция диода на ступеньку

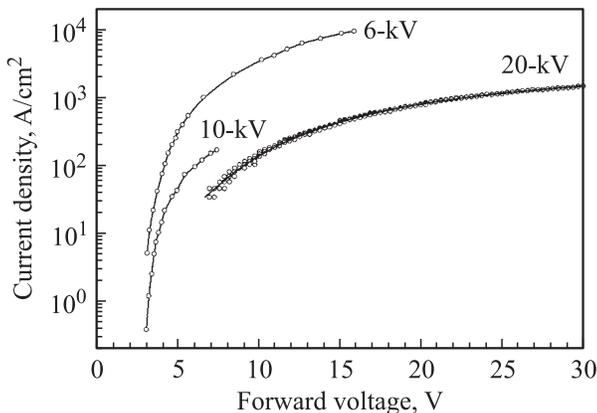


Рис. 3. Импульсные квазистатические прямые ВАХ 6-кВ, 10-кВ и 20-кВ диодов. $T = 293 \text{ К}$.

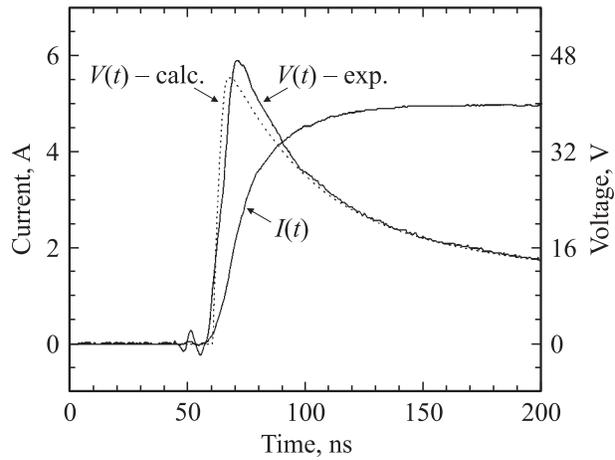


Рис. 4. Осциллограммы тока и напряжения при включении 6-кВ диода. $T = 293 \text{ К}$. Пунктиром показан результат расчета $V(t)$ по программе „Исследование“.

тока имеет „индуктивный“ характер, что свидетельствует о накоплении в базе высокой концентрации ННЗ. На зависимости $V(t)$ вначале наблюдается всплеск напряжения, амплитуда которого определяется сопротивлением немодулированной базы, а затем, по мере накопления ННЗ в базе напряжение падает до стационарного значения, определяемого сопротивлением модулированной базы. Время установления стационарного состояния (по порядку величины оно сравнимо с временем жизни ННЗ [18]) составляет около 0.6 мкс.

На рис. 5 показаны осциллограммы спада напряжения на 10-кВ диоде после обрыва прямого тока, измеренные при температурах 293 и 514 К. На осциллограммах видны три фазы спада напряжения: 1) резкий скачок напряжения, равный по величине стационарному падению напряжения на базе при прохождении прямого тока, 2) линейное с течением времени падение послейнжекционной эдс за счет рекомбинации избыточных носителей в базе и 3) нелинейный спад напряжения после исчезновения ННЗ в базе — разряд барьерной емкости p - n -перехода.

На линейном участке скорость спада эдс ($\Delta V/\Delta t$) обратно пропорциональна времени жизни τ инжектированных в базу ННЗ [19]:

$$\frac{\Delta V}{\Delta t} = -\frac{2kT}{q} \frac{1}{\tau}, \quad (2)$$

где kT — тепловая энергия. При комнатной температуре рассчитанная таким способом величина τ составляет 0.6 мкс для 6-кВ диода и 1.55 мкс для 10-кВ и 20-кВ диодов. Принимая подвижность дырок в базе $\mu_p = 117 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, подвижность электронов $\mu_n = 880 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, получим, что амбиполярный коэффициент диффузии $D_a = 2(kT/q)[\mu_n \mu_p / (\mu_n + \mu_p)] = 5.3 \text{ см}^2/\text{с}$. Амбиполярная диффузионная длина ННЗ в базе, $L_a = (D_a \tau)^{1/2}$, составляет 17.9 мкм для 6-кВ диода

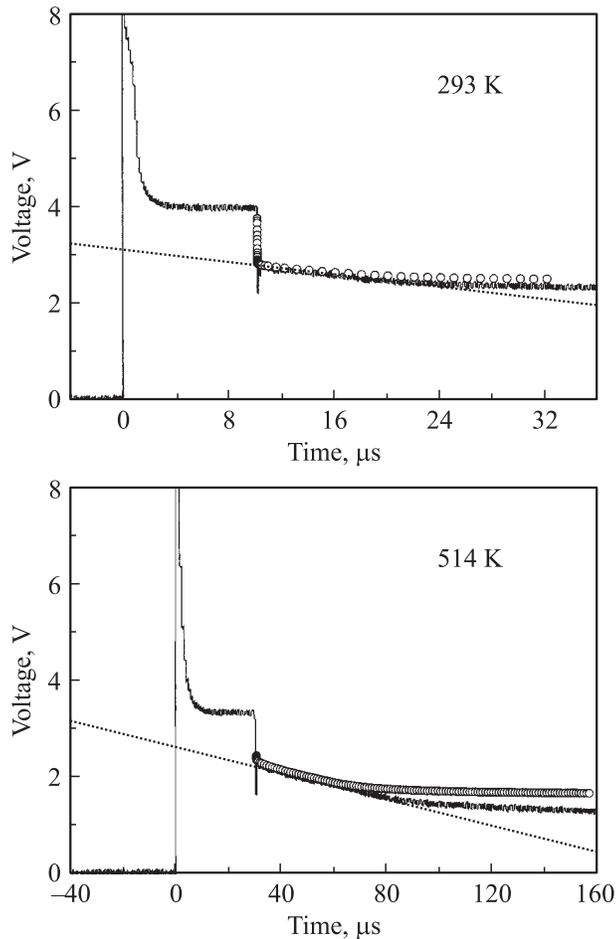


Рис. 5. Осциллограммы, показывающие спад послеинжекционной эдс 10-кВ диода после резкого обрыва тока. Точками показаны результаты расчета по программе „Исследование“.

и 28.7 мкм для 10-кВ и 20-кВ диодов. Такие диффузионные длины действительно могут обеспечивать достаточно глубокую модуляцию базы в случае 6-кВ и 10-кВ диодов (отношение толщины базы к диффузионной длине ННЗ $W/L_a = 2.8$ и 5.2 соответственно). Однако для глубокой модуляции 200-мкм базы 20-кВ диода этого явно недостаточно ($W/L_a = 7.0$). Следует однако заметить, что с ростом температуры время жизни ННЗ во всех диодах возрастает в несколько раз (см. рис. 5), что приводит к уменьшению падения напряжения, несмотря на падение подвижности носителей тока.

2.4. Время жизни ННЗ: восстановление блокирующей способности диодов после их переключения из проводящего состояния в блокирующее

В 4H-SiC диодах лэксковские измерения дают, как правило, существенно меньшие времена жизни ННЗ по сравнению с теми результатами, которые дает метод Госсика [20–22]. На рис. 6 показаны осциллограммы тока во время переключения 6-кВ и 10-кВ диодов с

прямого направления на обратное. В случае 6-кВ диода лэксковская „полочка“ — фаза протекания постоянного обратного тока — практически отсутствует, а в случае 10-кВ диода она хотя и проявляется, но ее длительность меньше той, которую можно было бы ожидать, исходя из времени жизни ННЗ, равного 1.55 мкс. Общей и наиболее вероятной причиной такого „аномального“ поведения диодов является очень малое время жизни ННЗ в сильно легированном p^+ -эмиттере, т.е. сравнительно невысокий коэффициент инжекции эмиттера.

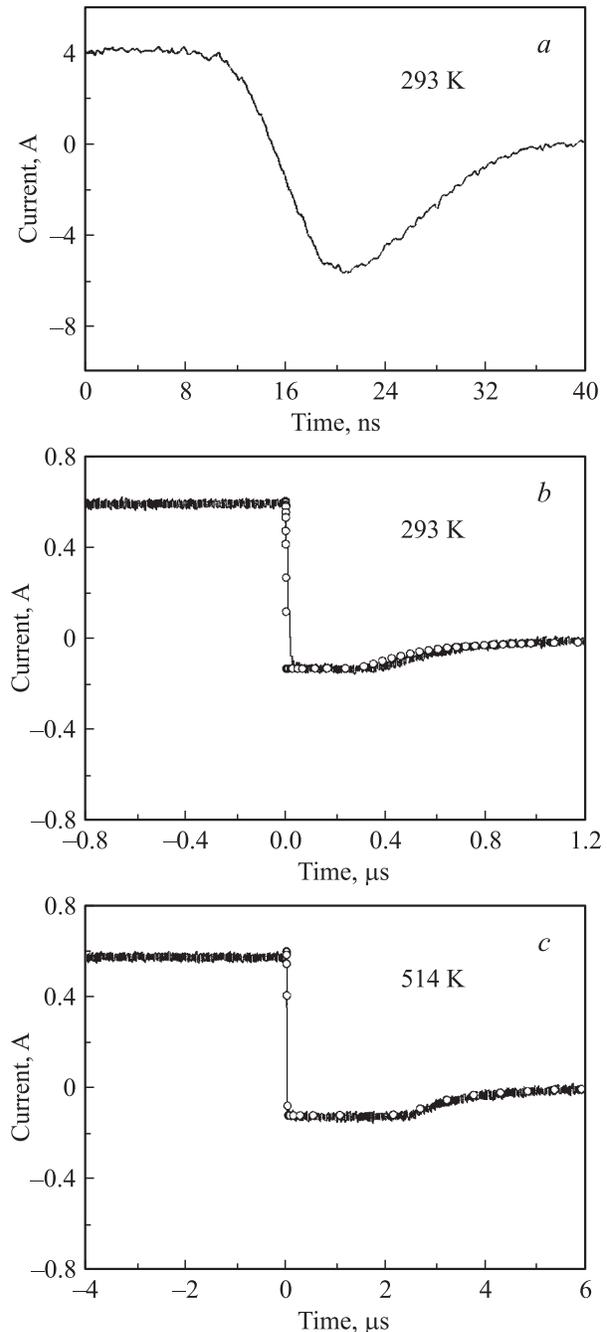


Рис. 6. Осциллограммы тока во время переключения 6-кВ (a) и 10-кВ (b, c) диодов с прямого направления на обратное. Точками показан результат расчета по программе „Исследование“.

Наблюдаемые отличия в характере поведения 6-кВ и 10-кВ диодов объясняются следующим образом. Мы полагаем, что в 6-кВ диоде в тонком слое базы, примыкающем к переходу, время жизни так же мало, как и в эмиттере. Образование такого слоя может быть вызвано тем, что высокотемпературное эпитаксиальное наращивание сильно легированного p -слоя приводит к росту общего числа дефектов у границы раздела из-за рассогласования параметров решеток сильно легированного и нелегированного слоев и возникающих при этом термических напряжений, а также вследствие диффузии примесных атомов Al и самодиффузии. Присутствие такой „нарушенной“ области в части базы, примыкающей к p - n -переходу, приводит к тому, что после переключения диода с прямого направления на обратное ОПЗ начинает быстро восстанавливаться (время восстановления блокирующей способности регулируется величиной времени жизни ННЗ в нарушенном слое), так что фазы протекания постоянного обратного тока практически нет.

В 10-кВ диоде, как мы полагаем, область с малым временем жизни несколько отодвинута от границы p - n -перехода (по-видимому, благодаря слегка растянутому профилю легирования эмиттерной области). В этом случае лэксовская полочка появляется, но ее длительность зависит от того, как далеко отодвинута от p - n -перехода область с малым временем жизни.

Присутствие нарушенного слоя в базе не оказывает существенного влияния на характер спада послеинжекционной эдс диодов (в отличие от лэксовских измерений). Дело в том, что в высоковольтных диодах толщина этого слоя существенно меньше, чем толщина ОПЗ при нулевом смещении. Таким образом, нарушенный слой после восстановления ОПЗ оказывается внутри последней. После обрыва прямого тока и восстановления ОПЗ утечка носителей из квазинейтральной модулированной базы в эмиттере практически отсутствует. Скорость спада эдс определяется при этом временем жизни в объеме базы. Это определяет преимущества метода Госсика, по сравнению с методом Лэкса, для определения времени жизни ННЗ в SiC-диодах.

2.5. Моделирование статических и переходных характеристик диодов

Для численного моделирования характеристик биполярных 4H-SiC приборов использовалась программа „Исследование“ [23], адаптированная для 4H-SiC. Эта программа основана на современных уравнениях переноса носителей заряда в полупроводниках [24,25], позволяющих корректно учитывать полную совокупность нелинейных эффектов высокого уровня инжекции и высокого уровня легирования: оже-рекомбинацию, сужение ширины запрещенной зоны, зависимость кинетических коэффициентов и времени жизни носителей заряда от уровня легирования в сильно легированных слоях структуры и т.д. С помощью этой программы

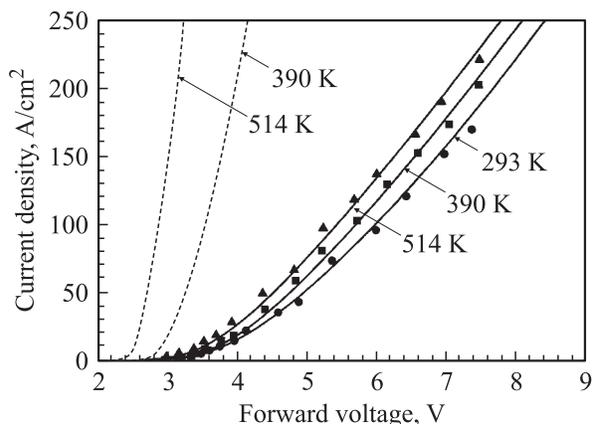


Рис. 7. Прямые ВАХ 10-кВ диода: экспериментальные (точки), рассчитанные в предположении об „идеализированном“ эмиттере (пунктирные линии) и рассчитанные с учетом присутствия нарушенного слоя в эмиттере (сплошные линии).

нами с успехом были смоделированы как статические, так и динамические характеристики 4H-SiC диодов и тиристоров.

На рис. 7 показаны результаты моделирования вольт-амперных характеристик 10-кВ диода. Вначале расчеты были выполнены исходя из предположения об „идеализированном“ эмиттере. В этом случае предполагалось, что в любой точке эмиттера локальное время жизни электронов определяется оже-рекомбинацией и рекомбинацией Шокли-Рида (для их описания использовались известные из литературы соотношения). Как видно из рисунка, такой расчет предсказывает гораздо меньшие прямые падения напряжения по сравнению с экспериментальными данными. Это означает, что реальный коэффициент инжекции эмиттера действительно меньше, чем в случае „идеализированного“ эмиттера. А именно, эффективное время жизни электронов в эмиттере существенно меньше того значения, которое можно ожидать, исходя из величины коэффициентов оже-рекомбинации в 4H-SiC и общепринятых представлений о рекомбинации Шокли-Рида в сильно легированных слоях. Моделирование показало, что вольт-амперные характеристики и переходные процессы по Лэксу и Госсигу в случае 10-кВ диода адекватно описываются, если предположить, что время жизни в сильно легированной части эмиттера составляет 0.43 нс при 297 К, 4.27 нс при 390 К и 23.7 нс при 514 К, а сама область с малым временем жизни отодвинута от металлургической границы p - n -перехода на 0.5 мкм (см. рис. 5–7).

2.6. Особенности переходных характеристик диодов с p -базой

В работах [26,27] впервые было показано, что в отличие от диодов с n -базой, которые демонстрируют довольно „мягкое“ восстановление блокирующей спо-

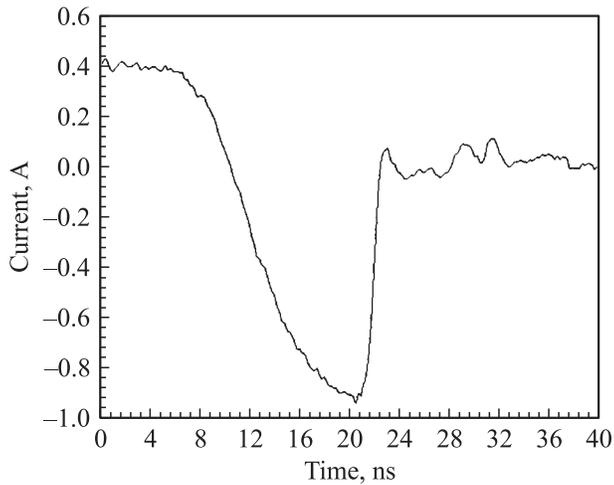


Рис. 8. Осциллограмма тока во время переключения 4H-SiC диода с *p*-базой с прямого направления на обратное.

способности, диоды с *p*-базой могут восстанавливаться довольно „жестко“. При одних и тех же величинах прямого тока накачки и обратного напряжения максимальный обратный ток в диодах с *p*-базой существенно больше, и этот ток обрывается очень резко за время меньше одной наносекунды (ср. рис. 6 и 8).

В работе [28] был проведен анализ процессов восстановления 4H-SiC диодов с базами *n*- и *p*-типа проводимости путем численного моделирования динамики неравновесной электронно-дырочной плазмы. Расчеты выполнялись с помощью программы „Исследование“. Расчетное время обрыва тока в диодах с *p*-базой оказалось равным 0.5 ± 0.05 нс (что соответствует эксперименту), тогда как в диодах с *n*-базой минимальное время обрыва составляло 3 нс. Показано, что главным фактором, определяющим разный характер восстановления, является большая величина отношения подвижностей электронов и дырок в 4H-SiC, $b = \mu_n/\mu_p$.

Известно, что скорость „вытягивания“ плазмы обратным током значительно выше из прианодной области, чем из прикатодной (в b^2 раз до и в b раз после восстановления эмиттерных переходов [29]). В карбиде кремния ($b = 7.5$) этот процесс проявляется даже более ярко, чем в кремнии ($b = 3$), и доминирует во всех типах диодов независимо от асимметрии эффективности эмиттеров и вызванной ею начальной неоднородности распределения плазмы в высокоомной базе. В диоде с *p*-базой область, свободная от плазмы, возникает на аноде и, расширяясь со временем, достигает катода раньше, чем успевает восстановиться переход катодного эмиттера. В результате к моменту начала восстановления ОПЗ неравновесные носители практически полностью выносятся из базы обратным током. В этом случае граница восстанавливающейся ОПЗ будет перемещаться в отсутствие ННЗ, т.е. с насыщенной скоростью.

2.7. ВАХ при высоких плотностях прямого тока: влияние электронно-дырочного рассеяния

На рис. 9 показаны ВАХ 6-кВ диода, измеренные при температурах 293–553 К до плотностей тока $j = 10^4$ А/см². Как видно, при достаточно больших плотностях тока имеет место „инверсия“ температурной зависимости ВАХ. Точка инверсии приходится на область плотностей тока 2000–3000 А/см², что более чем на порядок превышает плотность тока инверсии для аналогичных кремниевых структур. Для объяснения этого результата необходим анализ вклада различных нелинейных эффектов, определяющих вид ВАХ в области больших плотностей тока. К ним относятся эффекты, связанные с высоким уровнем легирования эмиттеров: сужение ширины запрещенной зоны, уменьшение подвижности основных носителей заряда, бимолекулярная и оже-рекомбинация. Кроме того, необходим учет взаимного рассеяния подвижных носителей друг на друга — электронно-дырочного рассеяния (ЭДР). Отметим, что эффекты, обусловленные ЭДР, оказываются чрезвычайно существенными в таких хорошо исследованных материалах, как Ge [30], Si [31,32] и GaAs [33,34], так как сильно уменьшают подвижность носителей заряда в биполярных приборах при больших плотностях тока.

Для определения параметров ЭДР в 4H-SiC нами был предложен метод, основанный на анализе ВАХ диодных структур в области больших плотностей тока [35]. Составляющая падения напряжения на базе V_{eh} , обусловленная ЭДР, обычно записывается в виде

$$V_{eh} = \frac{j}{q} \int_0^{W_n} \frac{dx}{p\mu_{np}} = \frac{jW_n}{qGp_0}, \quad (3)$$

где $\mu_{np} = Gp_0/p$ — подвижность, обусловленная ЭДР. Анализ экспериментальных ВАХ диодов в области больших плотностей тока и компьютерное моделирование по программе „Исследование“ показали, что при $T = 293$ К

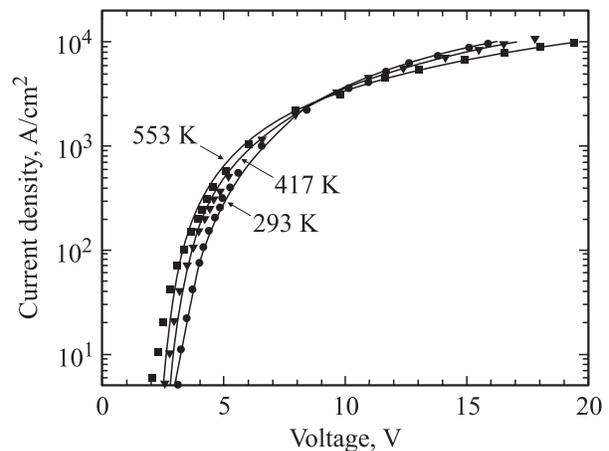


Рис. 9. Прямые ВАХ 6-кВ диодов. Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет с учетом ЭДР.

константа Gp_0 , определяющая подвижность μ_{np} , равна $5.8 \cdot 10^{19} \text{ В}^{-1} \text{ см}^{-1} \text{ с}^{-1}$, а величина qGp_0 , определяющая вклад ЭДР в ВАХ, — $9.3 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$. Отметим, что найденные значения параметров ЭДР в SiC оказываются примерно в 2 раза меньшими, чем в Si [36], в 4 раза меньшими, чем в Ge [30], и в 60 раз меньшими, чем в GaAs [37]. Это означает, что влияние ЭДР в SiC оказывается в соответствующее число раз более эффективным, чем в Si, Ge и GaAs.

3. Биполярные транзисторы (BJTs)

Изготавливаемые в настоящее время высоковольтные меза-эпитаксиальные 4H-SiC BJTs имеют $n-p-n$ -структуру. В транзисторах фирмы Cree (1.8 кВ, 10 А) коллекторный n_0 -слой толщиной 20 мкм легирован азотом с концентрацией $2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ [38]. Базовый p -слой толщиной 1 мкм легирован алюминием с концентрацией $2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Эмиттерный n^+ -слой толщиной 0.75 мкм легирован азотом с концентрацией порядка 10^{19} см^{-3} . Площадь дискретного транзистора составляет $1 \times 1.4 \text{ мм}^2$. В приборах применяется встречно-штыревая конфигурация электродов эмиттера и базы (с геометрией типа „overlayer“). Ширина эмиттерных полос составляет 12 мкм, а суммарная их длина — 6 см (площадь эмиттера $7.2 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$). В данном разделе приводятся результаты исследований усилительных свойств таких транзисторов [39,40], а также характеристики их включения и выключения [41,42].

3.1. Коэффициент усиления

Один из наиболее важных параметров биполярных транзисторов — это коэффициент усиления тока базы в схеме с общим эмиттером (ОЭ). Современные высоковольтные биполярные 4H-SiC $n-p-n$ -транзисторы имеют коэффициент усиления до нескольких десятков при комнатной температуре [43]. На рис. 10 показана зависимость коэффициента усиления 1.8-кВ транзистора от тока коллектора $B(I_C)$, измеренная при фиксированном напряжении на коллекторе (100 В). Как видно из рисунка, при малых токах коллектора B растет при увеличении тока, достигая максимума ($B_{\text{max}} = 20$) при $I_C = 6 \text{ А}$, а затем довольно быстро падает при дальнейшем увеличении тока.

На величину коэффициента усиления биполярных транзисторов влияют разные процессы [44]: объемная рекомбинация носителей в базовой области транзистора, рекомбинация носителей в ОПЗ эмиттерного перехода, поверхностная рекомбинация, „паразитная“ инжекция носителей из базовой области в область эмиттера (данный процесс усиливается с ростом плотности тока эмиттера и снижает эффективность последнего), „расширение базы“ при больших плотностях тока (данный процесс начинает играть заметную роль тогда, когда средняя концентрация инжектированных в базу

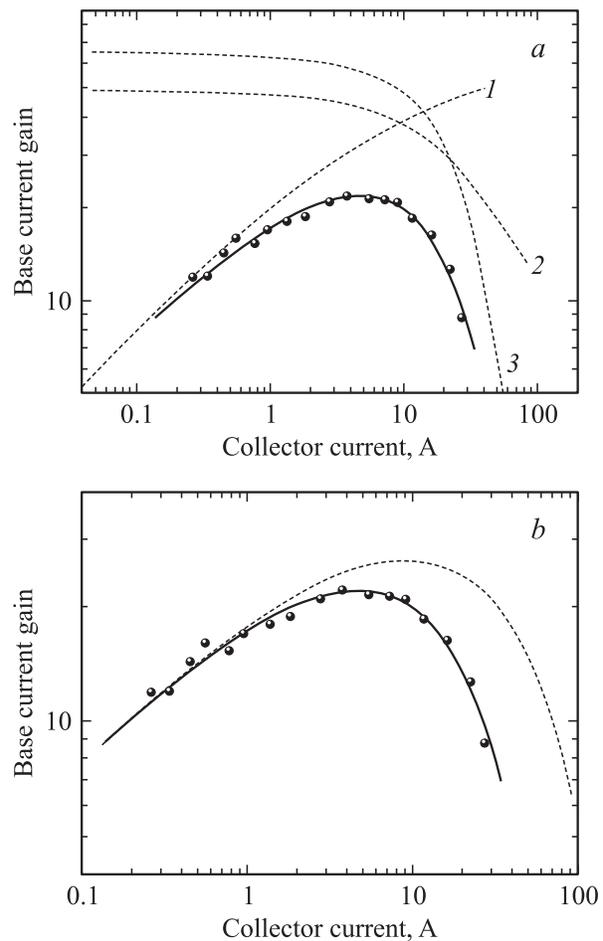


Рис. 10. Зависимости коэффициента усиления тока базы 4H-SiC BJT от тока коллектора в схеме ОЭ. $T = 293 \text{ К}$. Точками показаны экспериментальные данные при $V_{CB} = 100 \text{ В}$. Сплошные линии — результат расчетов. *a* — пунктирные линии показывают по отдельности вклад рекомбинации в ОПЗ (1), поверхностной рекомбинации (2) и рекомбинации в эмиттере (3). *b* — пунктирная линия показывает результат расчета для гипотетического случая $p_B = N_A$.

носителей сравнивается с концентрацией легирующих примесей в коллекторной области).

Усилительные свойства относительно низковольтных SiC-транзисторов анализировались в работе [45]. Однако из факторов, способных ограничивать усиление транзисторов, детально рассматривались только объемная рекомбинация носителей в базовой области приборов и эффективность эмиттера. Нами был проведен более детальный анализ, учитывающий рекомбинацию носителей в ОПЗ эмиттерного перехода, поверхностную рекомбинацию и рекомбинацию в объеме эмиттера. При этом принимался во внимание эффект оттеснения тока к краю эмиттера, который в SiC-транзисторах с p -базой должен играть весьма заметную роль по причине сравнительно высокого удельного сопротивления материала p -типа проводимости. Для анализа предложено следующее диф-

Таблица 2. Параметры транзисторной структуры, использованные для расчетов

Фиксированные параметры	Значение
Подвижность электронов в базе, μ_{nB} , $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	700
Подвижность дырок в базе, μ_{pB} , $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	150
Подвижность дырок в эмиттере, μ_{pE} , $\text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	50
Концентрация дырок в базе, p_B , см^{-3}	$4 \cdot 10^{16}$
Подгоночные параметры	Значение
Амбиполярная диффузионная длина носителей в базе, L_a , мкм	5.7
Предэкспоненциальный множитель тока рекомбинации в ОПЗ, j_{or} , $\text{А}/\text{см}^2$	$1.61 \cdot 10^{-24}$
Диффузионная длина дырок в эмиттере, L_p , мкм	0.2
Скорость поверхностной рекомбинации, s , $\text{см}/\text{с}$	4000

ференциальное уравнение для плотности базового тока:

$$j_B'' + \frac{\rho_B}{kT} j_B j_B' + \frac{\beta'}{\beta} j_B' = 0. \quad (4)$$

Это уравнение отличается от известного уравнения Хаузера [46] наличием в нем третьего члена, учитывающего то обстоятельство, что в условиях оттеснения тока локальный коэффициент усиления β , зависящий от плотности эмиттерного тока, падает от края к центру эмиттера:

$$\begin{aligned} \beta^{-1} &\approx \beta_{rB}^{-1} + \beta_{rE}^{-1} + \beta_{rSCR}^{-1} \\ \beta_{rB}^{-1} = \beta_0^{-1} &\approx \frac{w_B^2}{2L_a^2}, \quad \beta_{rE}^{-1} \approx \frac{D_{pE} j_E w_B^2}{q D_a^2 N_E L_{pE}}, \\ \beta_{rSCR}^{-1} &= \frac{j_{or}}{\sqrt{j_E j_{od}}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь β_{rB} — коэффициент усиления, ограниченный рекомбинацией в объеме базы, β_{rE} — коэффициент усиления, ограниченный уменьшением коэффициента инжекции эмиттера при высоком уровне инжекции (N_E — концентрация доноров в эмиттерном слое, D_{pE} — коэффициент диффузии дырок в эмиттере, L_{pE} — диффузионная длина дырок в эмиттере, w_B — толщина базы, D_a — коэффициент амбиполярной диффузии носителей в базе), β_{rSCR} — коэффициент усиления, ограниченный рекомбинацией носителей в ОПЗ эмиттерного перехода.

Ток поверхностной рекомбинации, зависящий от плотности тока на краю эмиттера, рассчитывался по формуле

$$I_{sr} = \frac{j_E(0) s w_B^2 Z_E}{2 D_a}, \quad (6)$$

где s — скорость поверхностной рекомбинации, Z_E — ширина дорожки эмиттера. Для численного интегрирования уравнения (4) использовался метод Рунге–Кутты. Уравнения (5) решались, на каждом шаге интегрирования, методом дихотомии. Одно из граничных условий вполне очевидно — плотность тока базы посередине эмиттерной дорожки равна нулю: $j_B(L_E/2) = 0$. Варьируя величину j_B' (в качестве второго граничного условия), можно получить ряд значений $j_B'(x_i)$ и $j_E(x_i)$.

Тогда полные базовый и эмиттерный токи могут быть рассчитаны следующим образом:

$$\begin{aligned} I_B &= -Z_E w_B \sum_i j_B'(x_i) h + I_{sr}, \\ I_E &= Z_E \sum_i j_E(x_i) h, \end{aligned} \quad (7)$$

где h — шаг интегрирования по координате. Наконец, для каждого значения тока коллектора $I_C \approx I_E$, коэффициент усиления тока базы рассчитывается как $B = I_E/I_B$. В табл. 2 приведены параметры, использованные для расчетов.

Подвижности носителей μ_{nB} , μ_{pE} и μ_{pB} были взяты из работы [47]. Величина p_B рассчитывалась из уравнения электронеutrальности:

$$p_B = N_v \exp\left(\frac{\Delta E_F}{kT}\right) = \frac{N_A}{1 + 2 \exp\left(\frac{\Delta E_A - \Delta E_F}{kT}\right)}, \quad (8)$$

где ΔE_F — положение уровня Ферми в нейтральном объеме относительно валентной зоны, N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне, ΔE_A — энергия ионизации акцепторов, N_A — концентрация акцепторов. При $N_A = 2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_v = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\Delta E_A = 0.19 \text{ эВ}$ рассчитанная величина p_B составила $4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при 300 К. Все другие параметры выбирались таким образом, чтобы наилучшим образом аппроксимировать экспериментальную зависимость $B(I_C)$. Как видно из рис. 10, а, на котором показаны результаты расчетов, предложенная модель хорошо аппроксимирует экспериментальные данные во всем диапазоне изменения тока коллектора. Максимальный экспериментально измеренный коэффициент усиления транзистора оказался почти в 3 раза меньше „внутреннего“ коэффициента усиления, который ограничен только рекомбинацией в объеме базы: $B_{in} \approx 2L_a^2/W_B^2 = 65$. На рис. 10, а построены три кривые, показывающие по отдельности вклад в зависимость $B(I_C)$ рекомбинации в ОПЗ, поверхностной рекомбинации и рекомбинации в области эмиттера. Видно, что при высоких плотностях тока главную роль

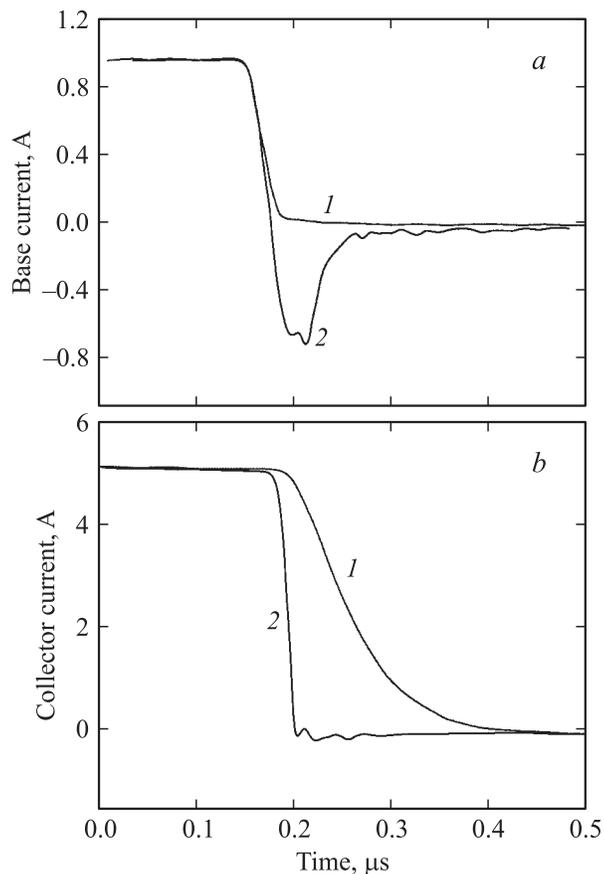


Рис. 11. *a* — осциллограммы тока базы и *b* — тока коллектора при выключении 4H-SiC BJTs обычным способом (1) и при смене полярности напряжения на базе (2).

в уменьшении V с увеличением I_C играют уменьшение коэффициента инжекции эмиттера, которое существенно усиливается эффектом оттеснения тока эмиттера. Роль эффекта оттеснения проиллюстрирована на рис. 10, *b*, где представлен результат расчетов для гипотетического случая полной ионизации акцепторов в базе: $p_B = N_A$.

3.2. Динамические характеристики

Время включения исследованных 1.8-кВ транзисторов (около 130 нс при включении в активном режиме в схеме ОЭ) определяется перезарядкой его коллекторной емкости с учетом эффекта Миллера. При включении транзисторов в режим насыщения постоянная времени нарастания тока коллектора несколько увеличивалась из-за увеличения емкости коллектора, как начальной (за счет уменьшения напряжения источника питания в коллекторной цепи), так и конечной (за счет того, что коллекторный переход после включения находится под прямым напряжением).

В биполярных приборах самым медленным процессом, ограничивающим предельную рабочую частоту приборов, является, как правило, выключение. Для мощных ключевых BJTs эта проблема особенно актуальна по той

причине, что при повышении степени насыщения транзисторов во включенном состоянии время их включения уменьшается, в то время как время выключения, напротив, увеличивается. Время выключения исследованных транзисторов существенно уменьшалось при пропуске через переход база-эмиттер импульса обратного тока (рис. 11). Перед выключением транзистор находился в состоянии глубокого насыщения: параметр насыщения $N = (\beta I_b - I_{C_{sat}})/I_{C_{sat}} = 3$. Кривые 1 на рис. 11 иллюстрируют обычный процесс выключения, за счет обрыва до нуля базового тока (в нашем эксперименте время спада тока базы, задаваемое внешней схемой управления, составляло 35 нс). Суммарное время выключения, включающее задержку и спад тока коллектора, составляло около 250 нс (при $N = 3$ время включения транзистора в схеме ОЭ составляло около 50 нс, т. е. в 5 раз меньше времени выключения). Однако при смене полярности напряжения на управляющем электроде (так, как это делается при лэсковских испытаниях диодов) время выключения транзисторов уменьшалось до 25 нс (кривые 2 на рис. 11). При этом через управляющий переход проходил импульс обратного тока амплитудой 0.7 А, напоминающий диаграмму тока при переключении диода с прямого направления на обратное: неосновные носители (электроны) удаляются из базы транзистора обратным током эмиттерного перехода. Интересно, что ток коллектора полностью обрывается к тому моменту, когда в базе еще остается значительное количество неравновесных носителей. Обратный ток эмиттерного перехода протекает в течение 120 нс после обрыва тока коллектора.

4. Тиристоры (GTOs)

Исследованные 2.6-кВ тиристоры имеют блокирующую базу p -типа проводимости: концентрация примесей (акцепторов) в блокирующей базе составляет $7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, а ее толщина — 50 мкм. Эмиттерные слои легированы до концентрации $\sim 1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Концентра-

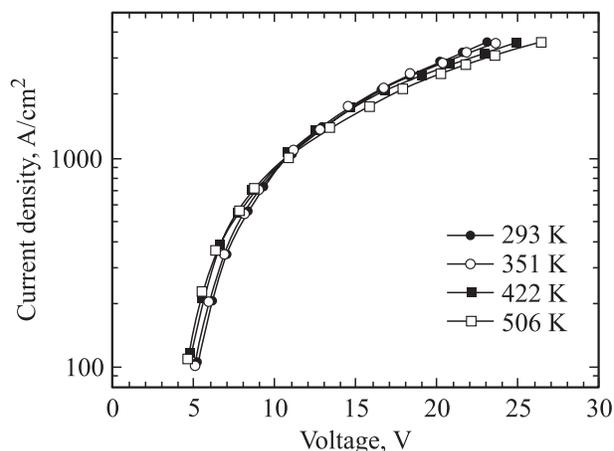


Рис. 12. ВАХ 2.6-кВ тиристора в открытом состоянии.

ция электронов в тонкой n -базе составляет величину порядка 10^{18} см^{-3} . Приборы имеют встречно-штыревую конфигурацию электродов анода и затвора. Суммарная площадь анода составляет $3.7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$. Кроме 2.6-кВ тиристоров, исследовались относительно низковольтные (400–700 В) тиристоры, которые имеют простейшую конфигурацию с боковым управляющим электродом.

Вольт-амперные характеристики исследованных 2.6-кВ тиристоров во включенном состоянии оказались похожими на прямые ВАХ 6-кВ диодов (ср. рис. 9 и 12). Это говорит о том, что время жизни ННЗ в блокирующей базе тиристоров должно быть близким по величине к времени жизни ННЗ в базе диодов. В данном обзоре мы не будем детально останавливаться на ВАХ тиристоров и рассмотрим подробнее характеристики их включения и выключения [48–54].

4.1. Включение по управляющему электроду

На рис. 13 показана зависимость минимального тока управления $I_{G \min}$, необходимого для включения 2.6-кВ тиристоров, от температуры. Как видно, этот ток монотонно уменьшается при нагревании в интервале от 300 до 500 К. Длительность фазы нарастания тока через тиристор (τ_r) так же монотонно уменьшается с ростом температуры (см. рис. 14, на котором показаны временные диаграммы нарастания тока при включении тиристоров). Наблюдаемая температурная зависимость τ_r является „аномальной“ (такая же зависимость наблюдалась в работе [55]) по сравнению с тиристорами на основе Si и GaAs. В тиристорах Si и GaAs τ_r возрастает при повышении температуры из-за падения подвижности носителей, коэффициента диффузии и насыщенной скорости носителей (отметим, что в карбиде кремния эти величины также уменьшаются при нагревании).

Качественно эффект ускорения включения 4H-SiC тиристоров при нагревании объясняется дополнительной ионизацией акцепторов (при комнатной температуре только 1–2% атомов Al в эмиттере ионизованы из-за относительно большой энергии их ионизации), ростом коэффициента инжекции эмиттерного перехода и увеличением коэффициента усиления транзисторной $p-n-p$ -секции. Подробный анализ этого эффекта на основе метода заряда [56–58] дал следующее выражение для постоянной времени нарастания тока:

$$\tau_r = \frac{1}{2} \times \frac{\sqrt{[(1 - \gamma_1 \alpha_{T1})\tau_2 + (1 - \gamma_2 \alpha_{T2})\tau_1]^2 + 4(\gamma_1 \alpha_{T1} + \gamma_2 \alpha_{T2} - 1)\tau_1 \tau_2}}{\gamma_1 \alpha_{T1} + \gamma_2 \alpha_{T2} - 1} + \frac{(1 - \gamma_1 \alpha_{T1})\tau_2 + (1 - \gamma_2 \alpha_{T2})\tau_1}{\gamma_1 \alpha_{T1} + \gamma_2 \alpha_{T2} - 1}, \quad (9)$$

где γ_i , α_{Ti} , τ_i ($i = 1, 2$) — коэффициент инжекции эмиттерного перехода, транспортный коэффициент и время диффузионного пролета носителей через базу для

соответствующей транзисторной секции. Данное выражение отличается от известного выражения для постоянной времени нарастания тока в кремниевых тиристорах [59] тем, что в нем коэффициенты инжекции эмиттерных переходов предполагаются отличными от единицы (для Si-тиристоров $\gamma_i = 1$). Как нетрудно видеть из формулы (9), в пределе малых коэффициентов инжекции эмиттерных переходов, когда $(\alpha_1 + \alpha_2) = (\gamma_1 \alpha_{T1} + \gamma_2 \alpha_{T2}) = 1 + \delta$ ($\delta \ll 1$), постоянная времени нарастания тока τ_r уменьшается с ростом коэффициента инжекции:

$$\tau_r = \frac{(1 - \gamma_1 \alpha_{T1})\tau_2 + (1 - \gamma_2 \alpha_{T2})\tau_1}{\gamma_1 \alpha_{T1} + \gamma_2 \alpha_{T2} - 1}. \quad (10)$$

Компьютерный расчет по программе „Исследование“ дополнительно подтвердил предположение о том, что большая энергия ионизации акцепторов в 4H-SiC — это основная причина, по которой 4H-SiC тиристоры быстрее включаются при повышенных температурах.

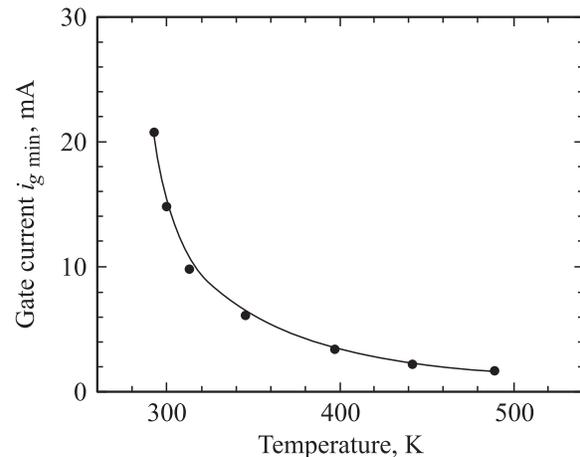


Рис. 13. Зависимость минимального тока управления, необходимого для включения 2.6-кВ тиристора, от температуры.

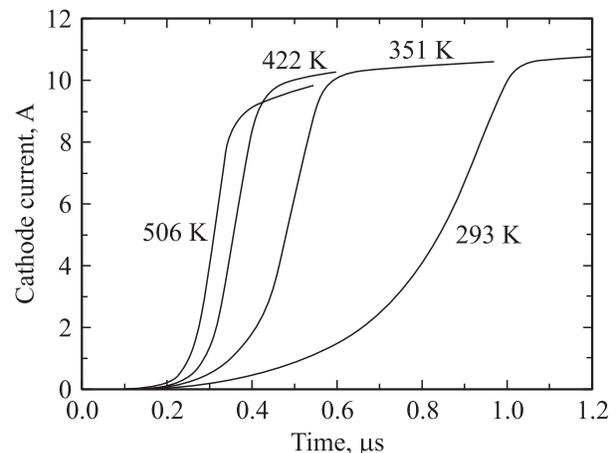


Рис. 14. Временные диаграммы нарастания тока при включении 2.6-кВ тиристоров по управляющему электроду.

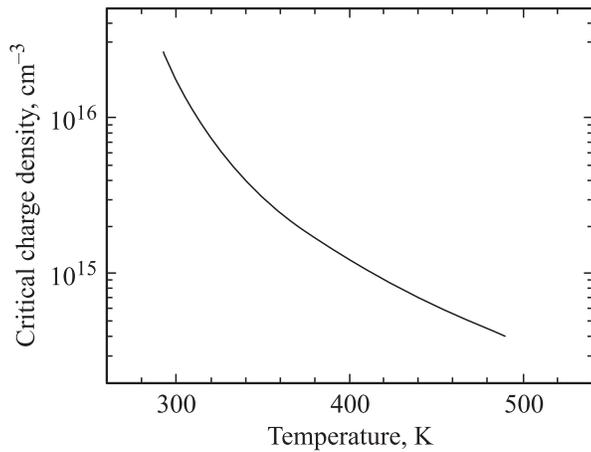


Рис. 15. Температурная зависимость критической плотности носителей при включении 2.6-кВ тиристоров по управляющему электроду.

Уменьшение минимального тока управления при нагревании обусловлено главным образом увеличением времени жизни ННЗ и соответствующим уменьшением „критического заряда“ (Q_{cr}) включения тиристора. При включении по управляющему электроду критическую плотность носителей n_{cr} в „тонкой“ базе (толщиной W_n) можно оценить следующим образом [60]:

$$n_{cr} \approx \frac{Q_{cr}}{qW_n} \approx \frac{j_g \min \tau_r}{qW_n}. \quad (11)$$

Температурная зависимость критической плотности носителей заряда, рассчитанная по формуле (11) с использованием экспериментальных данных (рис. 13 и 14), представлена на рис. 15. При комнатной температуре $n_{cr} \approx 2.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Как будет показано далее, эта величина близка к n_{cr} при включении тиристоров световыми импульсами. При нагревании до 500 К величина n_{cr} уменьшается до $4.3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, т.е. почти на 2 порядка величины.

Что касается однородности процесса включения исследованных тиристоров, то об этом можно судить по однородности рекомбинационного излучения из включенной части прибора. Как оказалось, в исследованных 2.6-кВ тиристорах это излучение распределено однородно по всей площади даже при минимальном токе, близком к току удержания $I_C \approx I_h$. В 400-В тиристорах при $I_C \approx I_h$ включенной оказывалась лишь 1/8 часть от общей площади прибора [61].

Однородность рекомбинационного свечения в стационарном состоянии еще не гарантирует однородности включения в процессе нарастания тока. Представление о степени однородности в процессе включения можно получить, исследуя временные зависимости тока через тиристор и падения напряжения на нем при различных величинах токов управления [62]. При больших токах управления необходимый для включения критический заряд вводится вдоль всей линии раздела эмиттер-база со значительным запасом, и включение происходит

наиболее однородно. При минимальном токе управления, еще включающем тиристор, критическая плотность носителей достигается в наиболее „слабой“ точке. Если критическая плотность в других точках структуры заметно больше, то включение осуществляется только в узком „шнуре“ вокруг слабой точки. При этом плотность тока в таком шнуре во много раз больше, чем в случае однородного включения. Соответственно во столько же раз больше оказывается и напряженность электрического поля в канале включения. Скорость нарастания тока при включении в этом случае заметно возрастает (при одних и тех же значениях тока и напряжения).

На рис. 16 показаны зависимости тока от времени при включении 2.6-кВ тиристора при различных значениях катодного напряжения V_C и максимальном токе управления I_G . Как видно, время включения уменьшается с увеличением V_C . На рис. 17 показана картина включения при максимальном (кривая 1) и мини-

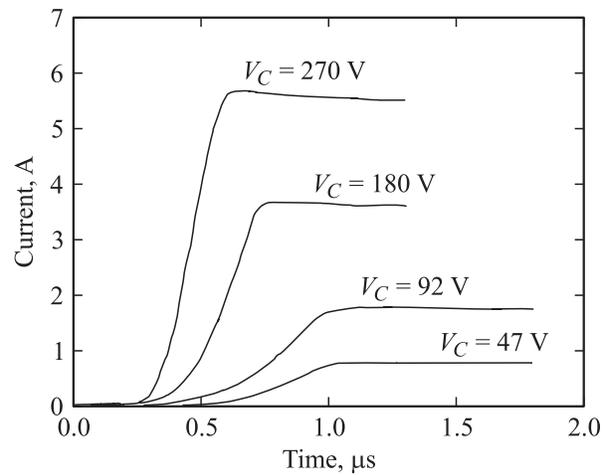


Рис. 16. Зависимости тока от времени при включении 2.6-кВ тиристора при различных значениях катодного напряжения V_C и максимальном токе управления. $T = 293 \text{ К}$.

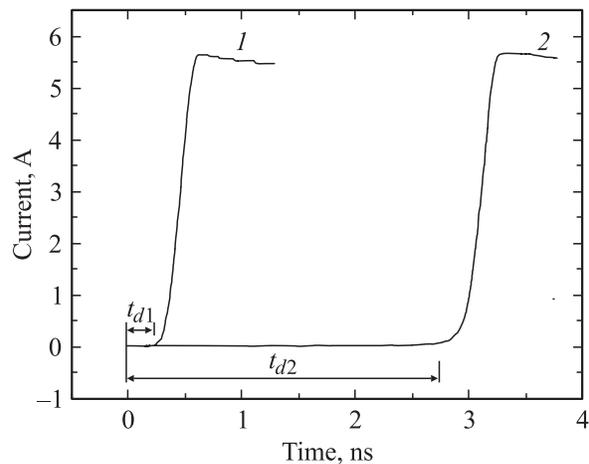


Рис. 17. Осциллограммы тока при включении 2.6-кВ тиристора при $I_G = 0.16 \text{ А}$ (кривая 1) и $I_G = 0.02 \text{ А}$ (кривая 2). $V_C = 270 \text{ В}$. $T = 293 \text{ К}$.

мальном (кривая 2) значениях I_G (при фиксированном $V_C = 270$ В). Как видно, время задержки включения (это время в Si-тиристорах увеличивается при уменьшении тока управления [63]) отличается более чем в 10 раз. Однако на фронте включения временные зависимости тока практически идентичны, что свидетельствует об однородном процессе включения исследованных тиристоров практически по всей площади.

Важно отметить, что в SiC-тиристорах условия для однородного включения реализовать проще, чем в мощных Si-тиристорах. Дело в том, что в 4H-SiC тиристорах длительность фазы быстрого нарастания тока (τ_f), фазы диффузионного перераспределения ННЗ в базах тиристора (τ_d) и фазы распространения включенного состояния (τ_{sp}) могут иметь один порядок величины (доли микросекунды), тогда как для Si-тиристоров характерно соотношение $\tau_f < \tau_d \ll \tau_{sp}$ (τ_{sp} в мощных Si-тиристорах достигает десятков и сотен микросекунд из-за их относительно большого поперечного размера).

4.2. Включение импульсами ультрафиолетового лазера

В работах [64,65] была продемонстрирована возможность сверхбыстрого однородного включения кремниевых тиристоров достаточно мощными световыми импульсами. Как было показано, для быстрого включения необходимо, чтобы число фотогенерированных в структуре неравновесных носителей было сравнимо с их числом в стационарном включенном состоянии при заданном токе.

На рис. 18 показаны временные диаграммы включения 2.6-кВ 4H-SiC тиристора при освещении импульсами ультрафиолетового азотного лазера ЛГ-21 (длина волны 337 нм, длительность 7 нс) разной интенсивности. „Пороговая“ энергия, необходимая для включения тиристора, составляла около 40 нДж. В этих условиях процесс включения тиристора был аналогичен процессу его включения по управляющему электроду — полное время включения составляло около 1 мкс. Однако при облучении тиристорной структуры неослабленными импульсами света с энергией около 0.8 мкДж время включения уменьшалось до 10 нс, что близко по величине к длительности самого лазерного импульса.

С точки зрения динамики накопления ННЗ в тиристорной структуре полученные результаты объясняются следующим образом. С учетом того что время жизни ННЗ в блокирующей базе составляет десятки доли микросекунды (см. далее), лазерный импульс длительностью 7 нс можно рассматривать как δ -образное воздействие. Световой импульс возбуждает большой по величине фототок, пропорциональный скорости фотогенерации носителей. Отметим, что внешний ток поддерживается при этом инжекцией носителей из эмиттеров. Временная зависимость тока после окончания светового импульса зависит от заряда ННЗ, возникшего в базах за время облучения. Если этот заряд ниже „критического“, то доминирующим процессом будет рекомбинация

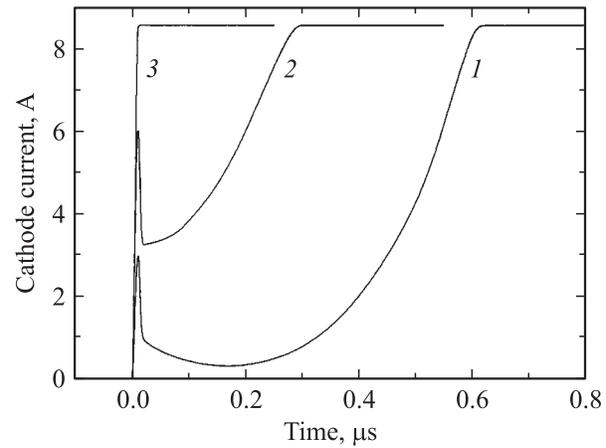


Рис. 18. Временные диаграммы включения 2.6-кВ тиристора при освещении световыми импульсами разной интенсивности: $I_1 < I_2 < I_3$.

ННЗ — тиристор не включится. Если возникший при облучении заряд немного превышает критический, то будет происходить дальнейшее его накопление за счет положительной обратной связи в тиристоре — тиристор спонтанно включится. При этом процесс включения будет контролироваться диффузией ННЗ аналогично тому, как это происходит при включении по управляющему электроду. При известном коэффициенте поглощения света легко оценить критическую плотность ННЗ. Для исследованных 4H-SiC GTOs она составляет около $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, что близко по величине к критической плотности ННЗ в мощных Si и GaAs тиристорах.

При энергии импульса 0.8 мкДж возможный фототок оценивается величиной около 30 А. В то же время в нашем случае внешний ток был ограничен (напряжением прямого смещения и сопротивлением нагрузки) величиной 9 А. Это означает, что во время светового импульса блокирующий переход насыщен: он оказывается „залитым“ неравновесными носителями, так что тиристор похож на $p-i-n$ -диод с неравновесным распределением электронно-дырочной плазмы. В этом случае переход к конечному стационарному включенному состоянию (после окончания лазерного импульса) поддерживается быстрым дрейфовым механизмом. И что важно, переход к стационарному состоянию происходит при неизменном токе через тиристор (во время этого перехода несколько изменяется падение напряжения на тиристоре). А именно, время включения тиристора, определяемое как длительность нарастания тока, задается длительностью лазерного импульса.

4.3. О критическом заряде включения SiC-тиристоров

Концепция критического заряда включения тиристора оказывается весьма полезной при анализе различных статических и динамических процессов в тиристорных структурах. В частности, критический заряд определяет

максимально допустимую скорость наброса напряжения [60], минимальный ток управления, необходимый для включения тиристора по управляющему электроду [66], скорость распространения включенного состояния [67], ток удержания и параметры токовых шнуров [68].

Как было показано выше, в исследованных 2.6-кВ 4H-SiC тиристорах критический заряд включения оказался близким по величине к критическому заряду в Si и GaAs тиристорах. Если исходить из классической теории критического заряда Уварова [60], то в исследованных 4H-SiC тиристорах он должен быть на 2–3 порядка меньше вследствие отсутствия в этих тиристорах технологической шунтировки эмиттера. Это свидетельствует о том, что в 4H-SiC тиристорах физический механизм формирования критического заряда несколько иной по сравнению с Si и GaAs тиристорами.

В работе [69] такой новый механизм был обнаружен с помощью моделирования. Хорошо известно, что S-образная вольт-амперная характеристика тиристора достигается за счет положительной обратной связи, которая возникает при условии

$$\gamma_1 \alpha_{T1} + \gamma_2 \alpha_{T2} = 1 - \frac{j_{co}}{j}, \quad (12)$$

где j_{co} — обратный ток коллекторного перехода; γ_i, α_{Ti} ($i = 1, 2$) — коэффициент инжекции эмиттерного перехода и транспортный коэффициент для соответствующей транзисторной секции. В теории Уварова предполагается, что γ_2, α_{T1} и α_{T2} — константы, и только коэффициент инжекции эмиттерного перехода (γ_1), который обычно имеет технологическую шунтировку, зависит от плотности протекающего через структуру тока. Переключение кремниевых тиристорov происходит, как правило, при низких уровнях инжекции в блокирующей базе, поэтому транспортные факторы α_{T1} и α_{T2} действительно могут считаться константами. Зависимость γ_1 от j очень резкая вблизи точки переключения, так что зависимостью $\gamma_2(j)$ можно пренебречь. При таких условиях критический заряд включения тиристора рассчитывается по формуле [70]

$$Q_{cr} = \tau_r j_{Ro}, \quad (13)$$

где j_{Ro} — плотность тока утечки зашунтированного эмиттерного перехода. В отличие от кремниевых, исследованные 2.6-кВ 4H-SiC тиристоры переключаются при таких величинах тока управления, которые соответствуют переходу от низких уровней инжекции в блокирующей базе структуры к средним. Для этого случая в работе [69] было получено иное по сравнению с формулой (13) выражение:

$$Q_{cr} = \tau_r \gamma_1 (j_{Ro} + j_{Reff}). \quad (14)$$

Данное выражение отличается от формулы (13) тем, что в нем, во-первых, присутствует коэффициент инжекции γ_1 , а во-вторых, появляется некоторая „добавочная

утечка“ эмиттера (j_{Reff}). Эта „шунтировка“ отражает вклад в формирование критического заряда нового механизма, обусловленного переходом к среднему уровню инжекции в блокирующей базе.

4.4. Выключение импульсным обратным током управляющего перехода

В данном разделе приводятся результаты исследований выключения тиристорov импульсным обратным током управления при температурах 293–500 К.

При заданном токе катода и фиксированной температуре коэффициент выключения тиристорov, равный отношению выключаемого тока катода к выключающему току затвора, $K = I_C / I_G$, зависел от длительности импульса обратного тока Δt_G : при увеличении длительности импульса коэффициент выключения возрастал, а затем насыщался при некотором „квазистационарном“ значении Δt_{Gst} . На рис. 19 показана зависимость относительной величины импульсного выключающего тока управления (I_G / I_{Gst}) от Δt_G при разных температурах. Выключаемый ток катода при каждой температуре выбирался приблизительно в два раза больше тока удержания тиристора, который падал с ростом температуры. Как видно из рис. 19, величина Δt_{Gst} , соответствующая квазистационарному режиму выключения, увеличивалась с ростом температуры. При $T = 293$ К она составляла около 2.5 мкс и становилась больше 10 мкс при нагреве до 500 К. Очевидно, что увеличение Δt_{Gst} с ростом T обусловлено увеличением времени жизни ННЗ в блокирующей базе тиристора. В работе [71] было предложено полуэмпирическое выражение для зависимости I_G / I_{Gst} от Δt_G :

$$I_G / I_{Gst} = \frac{1}{1 - \exp\left(-\frac{\Delta t_G}{\tau^*}\right)}, \quad (15)$$

где τ^* — параметр, который представляет собой оценочную величину времени жизни носителей в блокирующей

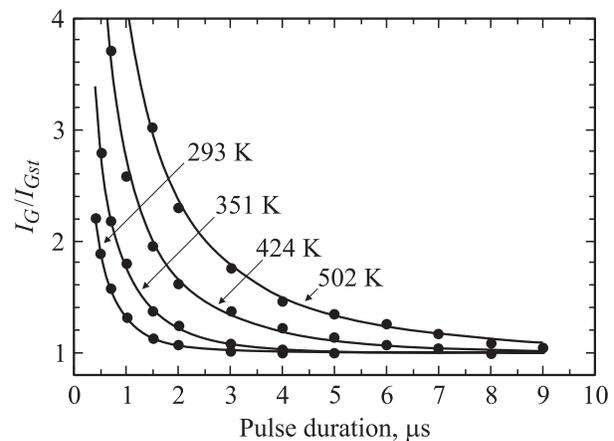


Рис. 19. Зависимость относительной величины импульсного выключающего тока управления (I_G / I_{Gst}) от длительности импульса.

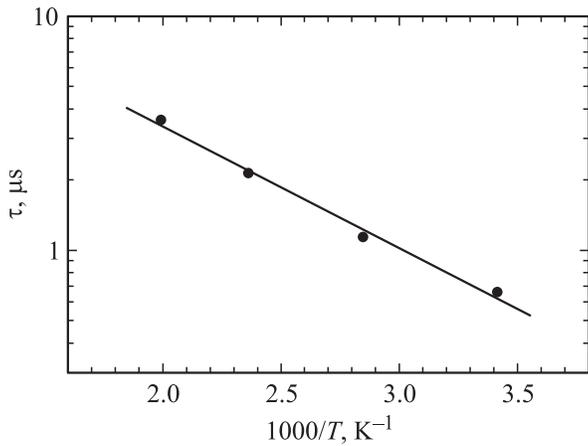


Рис. 20. Температурная зависимость характеристической постоянной времени τ^* .

ющей базе. На рис. 19 сплошными линиями показаны результаты аппроксимации экспериментальных данных по формуле (13). Как видно, при каждой температуре зависимость I_G/I_{Gst} от Δt_G очень хорошо аппроксимируется формулой (13). На рис. 20 показана температурная зависимость параметра τ^* . Как видно, время жизни носителей в блокирующей p_0 -базе экспоненциально увеличивается приблизительно от 0.6 мкс при комнатной температуре до 3.6 мкс при температуре 500 К. Как величины, так и температурные зависимости времени жизни неравновесных носителей в блокирующей p_0 -базе высоковольтных $4H$ -SiC тиристоров оказались близкими к тем, которые были измерены для 6-кВ диодов с базой n_0 -типа. В обоих типах приборов время жизни при комнатной температуре составляет несколько десятых долей микросекунды и экспоненциально возрастает при повышении температуры с энергией активации в пределах 0.11–0.13 эВ. На этом основании можно заключить, что время жизни неравновесных носителей заряда в $4H$ -SiC как n -, так и p -типа проводимости с уровнем легирования 10^{14} – 10^{15} см $^{-3}$ контролируется одними и теми же рекомбинационными центрами.

4.5. Выключение тиристоров импульсной закороткой управляющего перехода

Максимальный ток, который может быть выключен обратным током управляющего электрода, ограничен утечкой и пробоем низковольтного управляющего перехода. При комнатной температуре максимальная величина выключаемого тока составляла около 3.3 А, что соответствует плотности тока около 1000 А/см 2 .

В работе [72] был продемонстрирован другой способ выключения $4H$ -SiC тиристоров — с помощью импульсной омической закоротки управляющего перехода. В наших работах с этой целью использовался кремниевый МОП-транзистор, канал которого в открытом состоянии имеет сопротивление около 1 Ом. Максимальный ток катода, который мог быть выключен таким способом в

квазистатическом режиме, уменьшался при нагревании. При комнатной температуре он был не менее 10 А и уменьшался до 2.3 А при $T = 496$ К.

Как оказалось, для полного выключения тиристора длительность выключающего импульса должна была быть не менее определенной величины Δt_{off}^* . В противном случае после прекращения импульса тиристор самопроизвольно включался снова. Пример процесса повторного включения при комнатной температуре показан на рис. 21, где приведены временные зависимости тока через тиристор в квазистатическом (длительность импульса закоротки $\Delta t_{off} = 20$ мкс; кривая 1) и импульсном ($\Delta t_{off} = 0.2$ и 0.8 мкс; кривые 2 и 3) режимах. Из общих соображений понятно, что Δt_{off}^* представляет собой интервал времени, в течение которого заряд инжектированных в базу носителей уменьшается до величины, близкой к критическому заряду включения тиристора. На рис. 22 показана температурная зависимость величины Δt_{off}^* в полулогарифмическом масштабе. Как

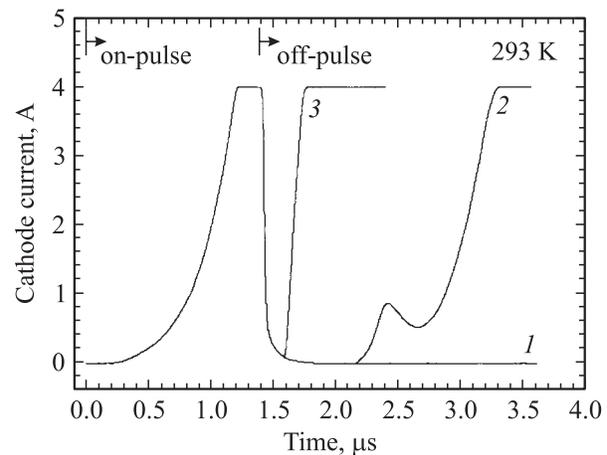


Рис. 21. Осциллограммы тока через тиристор при выключении путем закоротки управляющего электрода в квазистатическом (длительность импульса закоротки $\Delta t_{off} = 20$ мкс; кривая 1) и импульсном ($\Delta t_{off} = 0.2$ и 0.8 мкс; кривые 2 и 3 соответственно) режимах.

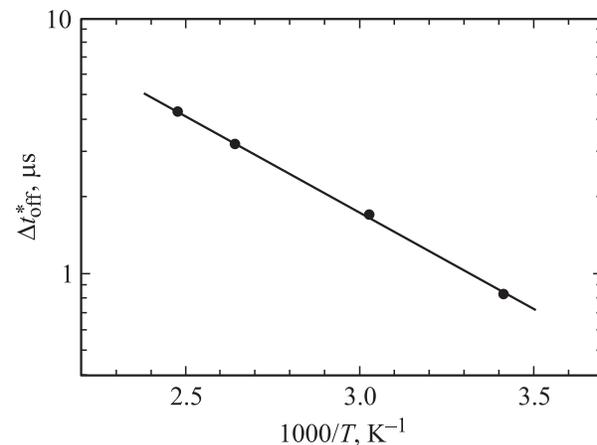


Рис. 22. Температурная зависимость величины Δt^* .

видно, это время растет от 0.8 до 4.3 мкс в интервале температур 293–404 К. Энергия активации величины Δt_{off}^* (0.12 эВ) близка к энергии активации времени жизни ННЗ. Это показывает, что именно температурная зависимость времени жизни дает основной вклад в температурную зависимость Δt_{off}^* .

5. Выводы и заключение

По результатам исследований мощных биполярных приборов на основе карбида кремния можно сделать ряд важных выводов.

При комнатной температуре время жизни ННЗ в 4H-SiC как n -, так и p -типа (с концентрацией донорных и акцепторных примесей в пределах 10^{14} – 10^{15} см $^{-3}$) может достигать порядка одной микросекунды. Такие времена жизни обеспечивают глубокую модуляцию базы выпрямительных диодов, рассчитанных на обратное напряжение до 10 кВ.

Время жизни ННЗ экспоненциально растет при повышении температуры с энергией активации 0.11–0.13 эВ, достигая нескольких микросекунд при температурах 550–600 К. Такая сильная температурная зависимость времени жизни приводит к целому ряду следствий. Например, критическая концентрация ННЗ, необходимая для включения тиристора, снижается с $\sim 10^{16}$ до $\sim 10^{14}$ см $^{-3}$, т.е. на 2 порядка величины.

Важно отметить, что биполярные 4H-SiC приборы могут быть сконструированы с более тонкой и более сильно легированной блокирующей базой по сравнению с кремниевыми и арсенидгаллиевыми приборами (рассчитанными на одинаковое обратное напряжение). Это допускает меньшую величину времени жизни ННЗ в приборах на основе 4H-SiC (при одном и том же отношении W/L_a). Именно поэтому при высоких плотностях тока SiC-приборы демонстрируют более высокое быстродействие и меньшие прямые потери. В частности, при температуре около 500 К включение 700-В тиристоров происходит с постоянной времени около 1 нс [73], а 2.6-кВ тиристоры — с постоянной времени около 30 нс. Для 400-В 4H-SiC тиристоры продемонстрированы рекордные значения частоты переключения: 500 кГц при плотности переключаемого тока 14 кА/см 2 и 1 МГц при плотности тока 2.7 кА/см 2 [74]. Это значит, что силовые преобразователи на основе мощных SiC-тиристоры могут иметь в 5–10 раз большую частоту преобразований, чем аналогичные кремниевые.

Тем не менее в 4H-SiC существуют и свои специфические проблемы. Так, эффективность ЭДР в SiC оказывается примерно в 2 раза большей, чем в Si, в 4 раза большей, чем в Ge, и в 60 раз большей, чем в GaAs. При комнатной температуре сильно легированные p^+ -эмиттеры имеют относительно невысокую инжекционную эффективность из-за малого времени жизни ННЗ и сравнительно большой энергии ионизации акцепторных примесей в 4H-SiC. Это приводит к увеличению прямого падения напряжения в диодах, к

аномальной температурной зависимости времени включения тиристоры и существенному увеличению критического заряда включения по сравнению с тем, который можно было бы ожидать исходя из классической теории Уварова. Возможный путь решения проблемы низкой инжекционной эффективности p -эмиттеров — это использование гетерополитипных переходов и эмиттеров из более широкозонного нитрида галлия.

В биполярных транзисторах с базой p -типа при комнатной температуре сильно проявляется эффект отеснения тока к краю эмиттера. При больших токах коллектора это приводит к усилению поверхностной рекомбинации, усилению рекомбинации в эмиттере и снижению коэффициента усиления транзисторов до 3-х раз по сравнению с тем, которые можно ожидать исходя из времени жизни ННЗ в базе. Несмотря на это, от 4H-SiC BJTs ожидают высокий уровень выходной мощности в ВЧ диапазоне [75]. То же относится к СВЧ p - i - n -диодам в качестве микроволновых переключателей [76].

Другие фундаментальные проблемы, которые еще предстоит решить — это получить данные об оже-рекомбинации из электрических измерений (сейчас они известны только из оптических измерений), между тем оже-рекомбинация определяет коэффициенты инжекции $p^+ - n_0$ - и $n^+ - p_0$ -переходов и их зависимости от плотности тока, исследовать импульсный пробой диодов и влияние на него глубоких уровней; изучить зависимость скорости дрейфа дырок от поля (в настоящее время такие данные есть только для электронов); исследовать деградацию ВАХ при больших плотностях тока (см., например, [77]) и др.

В заключение отметим, что помимо достигнутых важных практических результатов исследования 4H-SiC приборов позволили расширить понимание физики полупроводниковых приборов вообще — практически все модели, разработанные для описания работы кремниевых приборов, в случае 4H-SiC потребовали пересмотра. Полученные в результате этих исследований новые знания должны способствовать расширению областей применения полупроводниковых приборов на основе широкозонных материалов.

В Cree Inc. работа поддержана Office of Naval Research MURI program (contract No N00014-95-1-1302, monitored by Dr. J. Zolper). В ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН и ВЭИ работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты N 05-02-16541, 05-02-17768).

Список литературы

- [1] O. Kordina, C. Hallin, R.C. Glass, A. Henry, E. Janzen. Inst. Phys. Conf. Ser., N 137, 41 (1994); H. Matsunami. Inst. Phys. Conf. Ser., N 137, 45 (1994).
- [2] D.J. Larkin, P.G. Neudeck, J.A. Powell, L.G. Matus. Inst. Phys. Conf. Ser., N 137, 51 (1994).
- [3] O. Kordina, J.P. Bergman, A. Henry, E. Janzen, S. Savage, J. Andre, L.P. Ramberg, U. Lindefelt, W. Hermansson, K. Bergman. Appl. Phys. Lett., 67, 1561 (1995).

- [4] A.K. Agarwal, S.H. Ryu, R. Singh, O. Kordina, J.W. Palmour. *Mater. Sci. Forum*, **338–342**, 1387 (2000).
- [5] C.F. Huang, J.A. Cooper. *IEEE Trans.* **EDL-24**, 396 (2003).
- [6] M.E. Levinshtein, J.W. Palmour, S.L. Rumyantsev, R. Singh. *Semicond. Sci. Technol.*, **12**, 1498 (1997).
- [7] N.V. Dyakonova, P.A. Ivanov, V.A. Kozlov, M.E. Levinshtein, J.W. Palmour, S.L. Rumyantsev, R. Singh. *IEEE Trans.*, **ED-46**, 2188 (1999).
- [8] P.A. Ivanov, M.E. Levinshtein, J.W. Palmour, S.L. Rumyantsev, R. Singh. *Semicond. Sci. Technol.*, **15**, 908 (2000).
- [9] P.A. Ivanov, M.E. Levinshtein, K.G. Irvine, O. Kordina, J.W. Palmour, S.L. Rumyantsev, R. Singh. *Electron. Lett.*, **35**, 1382 (1999).
- [10] M.E. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov, P.A. Ivanov, J.W. Palmour, S.L. Rumyantsev, R. Singh, S.N. Yurkov. *Electron. Lett.*, **36**, 1241 (2000).
- [11] M.E. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov, P.A. Ivanov, J.W. Palmour, S.L. Rumyantsev, R. Singh, S.N. Yurkov. *IEEE Trans.*, **ED-48**, 1703 (2001).
- [12] M.E. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov, P.A. Ivanov, J.W. Palmour, R. Singh, K.G. Irvine. *Electron. Lett.*, **39**, 689 (2003).
- [13] M.E. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov, P.A. Ivanov, R. Singh, J.W. Palmour, S.N. Yurkov. *Sol. St. Electron.*, **48**, 807 (2004).
- [14] N.I. Kuznetsov, E.V. Astrova, E.V. Kalinina, V.A. Dmitriev, H. Kohg, C.H. Carter. *Proc. 3rd Int. HiTEC*, (Albuquerque, NM, 1996) p. P77.
- [15] T. Kimoto, N. Miyamoto, H. Matsunami. *IEEE Trans.*, **ED-46**, 471 (1999).
- [16] B.R. Gossik. *J. Appl. Phys.*, **27**, 905 (1956).
- [17] B. Lax, T. Neustadter. *J. Appl. Phys.*, **25**, 1148 (1954).
- [18] Ю.П. Носов. *Физические основы работы полупроводникового диода в импульсном режиме* (М., 1968).
- [19] H. Schlangenotto, W. Gerlach. *Sol. St. Electron.*, **15**, 393 (1972).
- [20] P.G. Neudeck, C. Fazi. *Mater. Sci. Forum*, **264–268**, 1037 (1998).
- [21] T. Kimoto, N. Miyamoto, H. Matsunami. *IEEE Trans.*, **ED-46**, 471 (1999).
- [22] Y. Sugawara, K. Asano, R. Singh, J.W. Palmour. *Mater. Sci. Forum*, **338–342**, 1371 (2000).
- [23] T.T. Mnatsakanov, I.L. Rostovtsev, N.I. Philatov. *Sol. St. Electron.*, **30**, 579 (1987).
- [24] Т.Т. Мнацаканов, И.Л. Ростовцев, Н.И. Филатов. *ФТП*, **18**, 1293 (1984).
- [25] T.T. Mnatsakanov. *Phys. Status Solidi B*, **143**, 225 (1987).
- [26] И.В. Грехов, П.А. Иванов, А.О. Константинов, Т.П. Самсонова. *Письма ЖТФ*, **28**, 24 (2002).
- [27] I.V. Grekhov, P.A. Ivanov, D.V. Khristyuk, A.O. Konstantinov, S.V. Korotkov, T.P. Samsonova. *Sol. St. Electron.*, **47**, 1769 (2003).
- [28] И.В. Грехов, А.С. Кюрегян, Т.Т. Мнацаканов, С.Н. Юрков. *ФТП*, **37**, 1148 (2003).
- [29] H. Benda, E. Shpenke. *Proc. IEEE*, **55**, 1331 (1967).
- [30] L.V. Davies. *Nature*, **194**, 762 (1962).
- [31] F. Dannhauser. *Sol. St. Electron.*, **15**, 1371 (1972).
- [32] J.R. Krausse. *Sol. St. Electron.*, **15**, 1377 (1972).
- [33] R.A. Hopfel, J. Shah, P.A. Wolff, A.C. Gossard. *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 2736 (1986).
- [34] R.A. Hopfel, J. Shah, P.A. Wolff, A.C. Gossard. *Appl. Phys. Lett.*, **49**, 572 (1986).
- [35] Т.Т. Мнацаканов, М.Е. Левинштейн, П.А. Иванов, J.W. Palmour, А.Г. Тандоев, S.N. Yurkov. *J. Appl. Phys.*, **93**, 1095 (2003).
- [36] В.А. Кузьмин, Т.Т. Мнацаканов, В.Б. Шуман. *Письма ЖТФ*, **6**, 689 (1980).
- [37] Б.Н. Грессеров, Т.Т. Мнацаканов. *ФТП*, **24**, 1668 (1990).
- [38] S.H. Ryu, A.K. Agarwal, R. Singh, J.W. Palmour. *IEEE Trans.*, **EDL-22**, 124 (2001).
- [39] P.A. Ivanov, M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. *Sol. St. Electron.*, **46**, 567 (2002).
- [40] P.A. Ivanov, M.E. Levinshtein, A.K. Agarwal, J.W. Palmour, S.-H. Ryu. *Abstract 10th Int. Conf. on Silicon Carbide and Related Materials 2003 (ISCSRM-2003)* October 5-10, 2003, (Lyon, France) p. 64.
- [41] P.A. Ivanov, M.E. Levinshtein, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. *Semicond. Sci. Technol.*, **16**, 521 (2001).
- [42] P.A. Ivanov, M.E. Levinshtein, A.K. Agarwal, J.W. Palmour, S.-H. Ryu. *Sol. St. Electron.*, **48**, 491 (2004).
- [43] Y. Tang, J.B. Fedison, T.P. Chow. *IEEE Trans.*, **EDL-22**, 119 (2001).
- [44] А. Блихер. *Физика силовых биполярных и полевых транзисторов* (Л., 1986).
- [45] Y. Wang, W. Xie, J.A. Cooper, M.R. Melloch, J.W. Palmour. *Inst. Phys. Conf. Ser.*, N 142, 809 (1995).
- [46] R. Hauser. *IEEE Trans.*, ED-11, 238 (1964).
- [47] *Properties advanced Semiconductor Materials: CaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*, eds. by M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev and M.S. Shur (John Wiley & Sons, 2001).
- [48] P.A. Ivanov, M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. *Sol. St. Electron.*, **44**, 2155 (2000).
- [49] A.K. Agarwal, P.A. Ivanov, M.E. Levinshtein, J.W. Palmour, S.L. Rumyantsev, S.-H. Ryu. *Semicond. Sci. Technol.*, **16**, 260 (2001).
- [50] M.E. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov, P.A. Ivanov, A.K. Agarwal, J.W. Palmour, S.L. Rumyantsev, A.G. Tandoev, S.N. Yurkov. *Sol. St. Electron.*, **45**, 453 (2001).
- [51] M.E. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov, P.A. Ivanov, A.K. Agarwal, J.W. Palmour, S.L. Rumyantsev, A.G. Tandoev, S.N. Yurkov. *Sol. St. Electron.*, **46**, 529 (2002).
- [52] M.E. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov, S.N. Yurkov, P.A. Ivanov, A.G. Tandoev, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. *Sol. St. Electron.*, **46**, 1955 (2002).
- [53] M.E. Levinshtein, P.A. Ivanov, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. *Electron. Lett.*, **38**, 592 (2002).
- [54] M.E. Levinshtein, P.A. Ivanov, T.T. Mnatsakanov, S.N. Yurkov, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. *Sol. St. Electron.*, **47**, 699 (2003).
- [55] L. Cao, B. Li, J.H. Zhao. *Sol. St. Electron.*, **44**, 347 (2000).
- [56] F.E. Gentry, F.W. Gutzwiller, N. Holohyak, E.E. Zastrow. *Semiconductor controlled rectifiers* (Englewood Cliffs, N.J., Prentice-Hall, 1964).
- [57] R.L. Davies, J. Petruzella. *Proc. IEEE*, **55**, 1318 (1967).
- [58] A. Blicher. *Thyristor physics* (Springer Verlag, N.Y.–Heidelberg–Berlin, 1976).
- [59] G.D. Bergman. *Sol. St. Electron.*, **8**, 757 (1965).
- [60] A.I. Uvarov. *Physics of p-n-junctions and semiconductor devices*, eds. by S.M. Ryvkin, Yu.V. Shmartsev (Consultants Bureau, N.Y.–London, 1971) p. 216.
- [61] M.E. Levinshtein, J.W. Palmour, S.L. Rumyantsev, R. Singh. *IEEE Trans.*, **ED-45**, 307 (1998).
- [62] С.В. Вайнштейн, Ю.В. Жиляев, М.Е. Левинштейн. *Письма ЖТФ*, **9**, 546 (1983).

- [63] Ю.А. Евсеев, П.Г. Дерменжи. *Силовые полупроводниковые приборы* (М., 1981).
- [64] И.В. Грехов, М.Е. Левинштейн, В.Г. Сергеев. *ФТП*, **8**, 672 (1974).
- [65] И.В. Грехов, М.Е. Левинштейн, В.Г. Сергеев. *ФТП*, **10**, 345 (1976).
- [66] М.И. Дьяконов, М.Е. Левинштейн. *ФТП*, **12**, 1674 (1978).
- [67] М.И. Дьяконов, М.Е. Левинштейн. *ФТП*, **12**, 729 (1978).
- [68] М.И. Дьяконов, М.Е. Левинштейн. *ФТП*, **14**, 478 (1980).
- [69] T.T. Mnatsakanov, S.N. Yurkov, M.E. Levinshtein, F.G. Tandoev, A.K. Agarwal, J.W. Palmour. *Sol. St. Electron.*, **47**, 1581 (2003).
- [70] A.I. Uvarov. In: *Physics of p-n-junctions and semiconductor devices*, ed. by S.M. Ryzkin, Yu.V. Shmartsev (Consultants Bureau, N.Y.-London, 1971) p. 170.
- [71] И.Л. Каганов. *Промышленная электроника* (М., 1968).
- [72] A.K. Agarwal, S. Seshadri, M. McMillan, S.S. Mani, J. Casady, P. Sanger, P. Shah. *Sol. St. Electron.*, **44**, 303 (2000).
- [73] N.V. Dyakonova, M.E. Levinshtein, J.W. Palmour, S.L. Rumyantsev, R. Singh. *Semicond. Sci. Technol.*, **13**, 241 (1998).
- [74] M.E. Levinshtein, J.W. Palmour, S.L. Rumyantsev, R. Singh. *Semicond. Sci. Technol.*, **14**, 207 (1999).
- [75] A. Agarwall, C. Capell, B. Phan, J. Milligan, J.W. Palmour, J. Stambaugh, H. Bartlow, K. Brewer. *Mater. Sci. Forum*, **433–436**, 785 (2003).
- [76] А.В. Блудов, Н.С. Болтовец, К.В. Василевский, А.В. Зоренко, К. Зекентес, В.А. Кривуца, Т.В. Крицкая, А.А. Лебедев. *Письма ЖТФ*, **3**, 82 (2004).
- [77] H. Lendenmann, J.P. Bergman, F. Dahlquist, H. Hallin. *Mater. Sci. Forum*, **433–436** 901 (2003).

Редактор Л.В. Беляков

Power bipolar devices based on silicon carbide

P.A. Ivanov, M.E. Levinshtein, T.T. Mnatsakanov*,
J.W. Palmour[†], A.K. Agarwal[†]

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

* All-Russian Electrotechnical Institute,
111250 Moscow, Russia

[†] Cree Inc., Durham NC 27703, USA

Abstract High voltage 4H-SiC bipolar devices such as rectifier diodes, bipolar transistors and thyristors have been reviewed. Results of experimental and theoretical studies of both static and transient characteristics of the devices are presented. Peculiarities of the device operation resulting from specific electronic properties of silicon carbide and SiC-based *p-n*-structures are being analyzed.