

©1995 г.

ПРЯМОЙ И ОБРАТНЫЙ ТОК p - n -СТРУКТУР НА ОСНОВЕ $6H$ -SiC, ИЗГОТОВЛЕННЫХ БЕСКОНТЕЙНЕРНОЙ ЖИДКОСТНОЙ ЭПИТАКСИЕЙ

А.М.Стрельчук, В.В.Евстропов, В.А.Дмитриев, А.Е.Черенков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 25 февраля 1995 г. Принята к печати 6 марта 1995 г.)

Представлены токовые характеристики (вольт-амперные и релаксационные) p - n -структур на основе $6H$ -SiC, изготовленных бесконтейнерной жидкостной эпитаксией. Исследования вольт-амперных характеристик проведены в диапазоне температур 300–800 К и плотностей тока 10^{-6} – $5 \cdot 10^2$ А/см². Показано, что прямой ток соответствует термоинжекционным моделям. Температурная зависимость остаточного сопротивления такая же, как для удельного сопротивления n -SiC. Напряженности электрического поля при пробое равны $(2-6) \cdot 10^6$ В/см. Обратные допробойные токи в целом не имеют термоактивационного характера. Время жизни, определенное из переходных характеристик, составляет 20–30 нс.

1. Введение

В настоящее время понимание физических процессов в p - n -переходах на основе SiC, в частности механизмов тока в них, приобретает все большее практическое значение. В данной работе представлены результаты исследования вольт-амперных и токовых переходных характеристик p - n -структур на основе $6H$ -SiC, выращенных бесконтейнерной жидкостной эпитаксией. Бесконтейнерная жидкостная эпитаксия (БЖЭ) была разработана с целью преодоления так называемой «проблемы тигля». Отличительной чертой БЖЭ является проведение эпитаксиального роста из раствора-расплава, висящего в высокочастотном электромагнитном поле [1,2]. Метод позволил создать ряд новых приборов на карбиде кремния [3–6]. Было показано, что он обеспечивает достаточно высокое качество выращиваемых слоев. Так, например, диффузионные длины и времена жизни неравновесных носителей заряда в p - n -структурах на основе $6H$ -SiC, изготовленных методом БЖЭ, больше, чем в структурах, изготовленных сублимацией [7,8], а коротковолновая инжекционная электролюминесценция более интенсивна [9].

Токовые характеристики (вольт-амперные и переходные) являются основными для многих типов полупроводниковых приборов. Между тем ранее для $p-n$ -структур, изготовленных БЖЭ, достаточно полно представлены результаты исследования лишь малых прямых токов [10] (в диапазоне плотностей $10^{-6} - 10^1$ А/см²), а также некоторых особенностей пробоя [11,12]. Прямые вольт-амперные характеристики в области больших токов для $p-n$ -структур, изготовленных методом БЖЭ, ранее приводились лишь при комнатной температуре в работе [13]; обратные допробойные токи характеризовались также только при комнатной температуре [1,13]. Кроме того, эти характеристики отражены в работе [14], где обсуждается возможность применения как прямо, так и обратно смещенных $p-n$ -структур в качестве ограничителей напряжения. В данной работе кроме вольт-амперных представлены токовые переходные характеристики при переключении диода из прямого направления в обратное.

Вольт-амперные характеристики ранее рассматривались лишь для $p-n$ -структур с достаточно высокой степенью легирования n -слоя (концентрация нескомпенсированных доноров $N_d - N_a = (0.5 - 4) \times 10^{18}$ см⁻³). Отличием данной работы является то, что приводятся характеристики $p-n$ -структур с пониженной степенью легирования ($N_d - N_a \sim 6 \cdot 10^{16}$ см⁻³).

2. Технология изготовления и некоторые параметры $p-n$ -структур

Объектами исследования являлись $p^+ - n - n^+$ -структуры, выращенные на $6H$ -SiC-подложках. Структуры были изготовлены в ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Подложками n^+ -типа служили монокристаллы $6H$ -SiC, изготовленные методом Лели. Концентрация нескомпенсированных доноров в подложке $N_d - N_a \sim 3 \cdot 10^{18}$ см⁻³, толщина подложки — 450 мкм. Слои осаждали на грани (0001)Si. Эпитаксиальные слои n - и p -типа выращивали в одном технологическом процессе методом бесконтейнерной жидкостной эпитаксии из раствора углерода в расплаве кремния. Слой n -типа проводимости в большинстве случаев специально не легировали, в ряде экспериментов в реактор вводили азот. Полученные слои характеризовались $N_d - N_a = 6 \cdot 10^{16} - 4 \cdot 10^{18}$ см⁻³. Концентрация нескомпенсированных акцепторов в p^+ -слое $N_a - N_d \sim 4 \cdot 10^{19}$ см⁻³ (акцепторная примесь — алюминий). Технология легирования карбида кремния азотом и алюминием при БЖЭ описана в работах [2,15]. Слои были того же политипа, что и подложка. Омический контакт к p^+ -слою создавался при напылении алюминия, к подложке — при напылении хрома или при нанесении смеси In-Ga на подложку после локальных электрических пробоев поверхности подложки. Меза-структуры формировали реактивным ионно-плазменным травлением [16]; площади меза-структур — $(0.7-2) \cdot 10^{-3}$ см².

3. Прямой ток

3.1. Прямой ток в диапазоне плотностей $10^{-6}-10^0$ А/см². В работе [10] было показано, что в структурах, выращенных БЖЭ, существуют термоинжекционный ток (экспоненциально зависящий от напряжения и температуры): $j = j_0 \exp(qU/\varepsilon)$, $j_0 = j_0^* \exp(-E_a/kT)$, где $\varepsilon = \beta kT$ — характеристическая энергия, β — характеристический коэффициент, не зависящий от температуры, E_a — энергия активации. Ток характеризовался значением $\beta = 6/5$, что позволило описать его моделью [17], рассматривающей ток, обусловленный рекомбинацией в слое объемного заряда p - n -перехода, через многоуровневый, многовалентный (в работе [10] — 5-уровневый) центр. Такой же ток обнаружен и в p - n -структурах, изготовленных сублимацией с последующим ионным легированием (см. [10]). Исследование в диапазоне температур 300–800 К вольт-амперных характеристик p - n -структур, изготовленных сублимацией, показало существование тока с $\beta = 3/2$ [18].

Ранее термоинжекционные токи с $1 < \beta < 2$ экспериментально наблюдались в p - n -структурах на основе различных полупроводников (GaAs, GaP, GaAlAs; $\beta = 3/2, 4/3, 5/4$; обзор см. в [10,17]), что и явилось основанием для развития модели [17], которая представляет собой расширение классической модели Саа-Нойса-Шокли [19]. Согласно [17], такой многоуровневый центр в общем случае должен иметь две группы уровней: мелкие (термализованные) и глубокие (нетермализованные). При определенном соотношении сечений захвата носителей (таким, что основной рекомбинационный поток идет через мелкие уровни) ток должен экспоненциально зависеть от напряжения и температуры, при этом коэффициент $\beta = (s + 2d)/(s + d)$, где s и d — количество соответственно мелких и глубоких уровней многовалентного центра. Таким образом, β может принимать некоторые дробные, промежуточные между 1 и 2, значения: $3/2$ — если центр имеет один глубокий и один мелкий уровень, $4/3$ — один глубокий и два мелких уровня, $5/4$ — один глубокий и три мелких и т. д.

В данной работе представлены новые результаты исследований механизмов прямого тока.

В диапазоне плотностей тока $j = 10^{-6}-10^0$ А/см² наблюдаются два участка вольт-амперной характеристики с экспоненциальной зависимостью тока от напряжения. При комнатной температуре и малых токах ($j < 10^{-3}$ А/см²) ε для различных структур лежит в диапазоне

Параметры ε и β на нижнем (индекс 1) и верхнем (индекс 2) участках прямой вольт-амперной характеристики для различных p - n -структур при комнатной температуре

№ п. п.	T , К	ε_1 , мэВ	β_1	ε_2 , мэВ	β_2
1	297	52.6	2.07	34.7	1.37
2	297	53.0	2.07	33.4	1.31
3	293.5	50.4	1.99	33.0	1.31
4	299	53.0	2.06	34.7	1.35
5	299	51.7	2.01	35.8	1.39

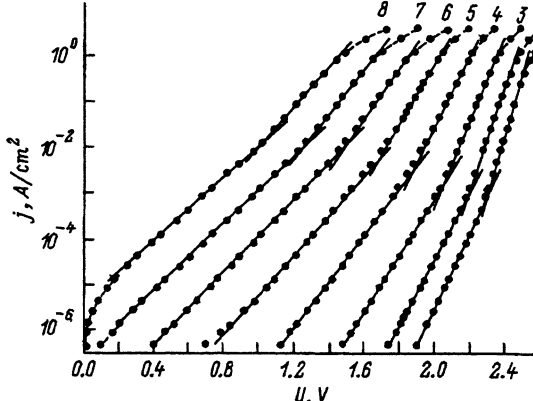


Рис. 1. Прямые вольт-амперные характеристики p - n -структуры в области малых токов при различных температурах T , К: 1 — 296, 2 — 332, 3 — 388, 4 — 461, 5 — 540, 6 — 619, 7 — 697, 8 — 781.

$(5.0-5.3) \cdot 10^{-2}$ эВ, следовательно, коэффициент β близок к 2, а при больших токах $\epsilon = (3.3-3.5) \cdot 10^{-2}$ эВ и β лежит в диапазоне 1.30-1.39 (рис. 1, кривая 1; см. таблицу). При нагреве общий вид вольт-амперной характеристики, состоящей из двух экспоненциальных участков, сохраняется, при этом ϵ на каждом участке растет прямо пропорционально температуре (рис. 1, 2, а). Таким образом, β от температуры не зависит и близок к 2 на нижнем участке (за исключением самых высоких температур — более 700 К, когда β начинает уменьшаться) и лежит между 1.3 и 1.4 на верхнем участке характеристики (рис. 2, а). Предэкспоненциальный множитель j_0 экспоненциально растет с обратной температурой (рис. 2, б). Для нижнего участка вольт-амперной характеристики энергия активации $E_a \approx 1.65$ эВ, $j_0^* \approx 3 \cdot 10^5$ А/см², для верхнего участка $E_a \approx 2.42$ эВ, $j_0^* \approx 3 \cdot 10^8$ А/см².

Итак, описанные токи являются термоинжекционными: они экспоненциально зависят от напряжения и температуры, коэффициент β от температуры не зависит.

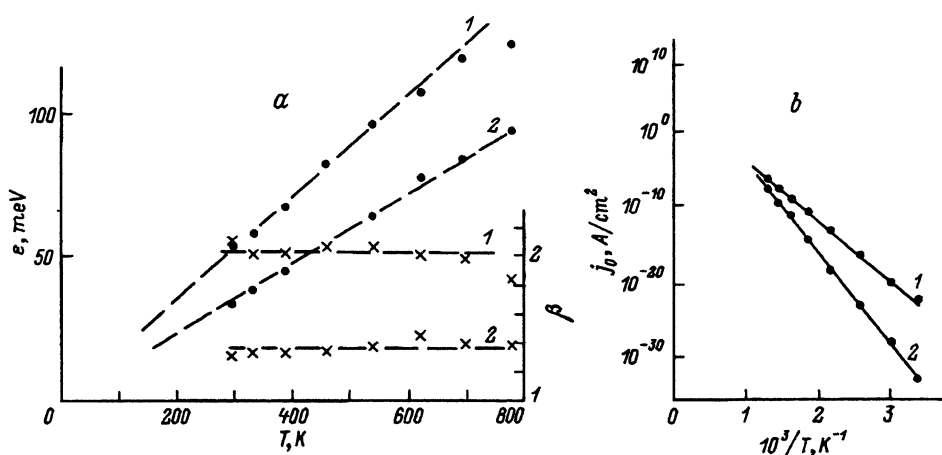


Рис. 2. Температурные зависимости параметров β (крестики) и ϵ (точки) (а) и j_0 (б) нижнего (1) и верхнего (2) участков прямой вольт-амперной характеристики.

Нижний экспоненциальный участок вольт-амперной характеристики (где $\beta \approx 2$ и энергия активации тока $E_a \approx E_g(0)/2$) удовлетворяют модели Саа-Нойса-Шокли [19], т.е. ток обусловлен рекомбинацией в слое объемного заряда p - n -перехода через уровень вблизи середины запрещенной зоны. В структурах, описанных в [10], этот ток также наблюдался, но с моделью не сопоставлялся.

В обсуждаемых структурах экспериментальное значение $\beta = 1.30-1.37$ наиболее близко модельному $\beta = 4/3 \approx 1.33$. Таким образом, согласно модели, ток должен быть обусловлен рекомбинацией в слое объемного заряда через центр, имеющий один глубокий и два мелких уровня.

Для изучения прямого тока можно привлечь характеристику интенсивность электролюминесценции-ток. Известно, что интенсивность Φ краевой инжекционной электролюминесценции (межзонной и экситонной) экспоненциально зависит от напряжения: $\Phi \sim \exp(qU/kT)$ [20]. Следовательно, при термоинжекционном токе зависимость интенсивности от тока должна быть степенной с показателем степени β : $\Phi \sim j^\beta$. В частности, в работе [10] было показано, что в структурах, в которых наблюдался термоинжекционный ток с $\beta \approx 1.2$, это соотношение соблюдается. В обсуждаемых в настоящей работе структурах краевая инжекционная электролюминесценция выражена ростом температуры (в то время как интенсивность более длинноволнового излучения уменьшается) и зависимость интенсивности Φ от тока j степенная: $\Phi \sim j^n$ с показателем степени $n \approx 1.3 - 1.4$ [9]. Подчеркнем, что эта зависимость выполняется и при токах $j > 10^0$ А/см², когда зависимость тока от напряжения уже не экспоненциальная. В частности, при комнатной температуре она выполняется до токов $j \sim 10^3$ А/см². Поэтому можно предположить, что ток описывается моделью [17] и на том участке вольт-амперной характеристики, где ее вид определяется влиянием остаточного сопротивления.

3.2 Прямой ток при плотностях $j > 10$ А/см². При плотностях тока $j > 10^0$ А/см² вольт-амперная характеристика близка к линейной из-за

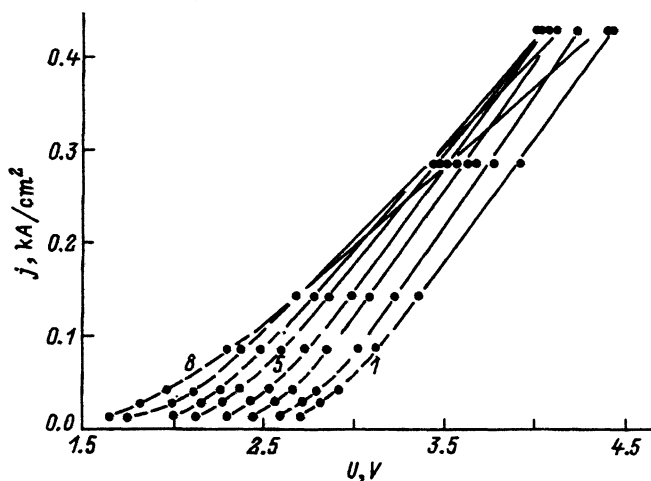


Рис. 3. Прямые вольт-амперные характеристики p - n -структуры в области больших токов при различных температурах T , К: 1 — 295, 2 — 328, 3 — 376, 4 — 459, 5 — 538, 6 — 615, 7 — 688, 8 — 779.

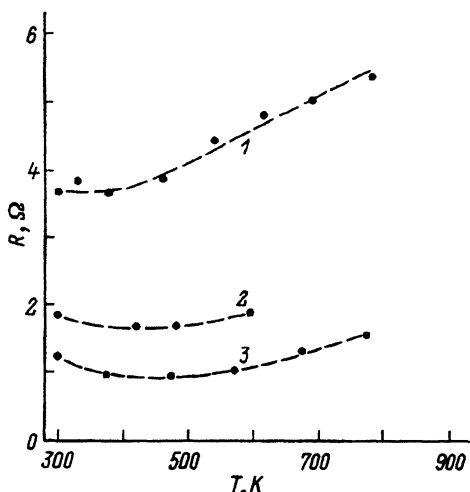


Рис. 4. Температурные зависимости остаточного сопротивления R для p - n -структур разной площади, см^2 : 1 — $2 \cdot 10^{-3}$, 2 — $6 \cdot 10^{-3}$, 3 — $1.5 \cdot 10^{-2}$.

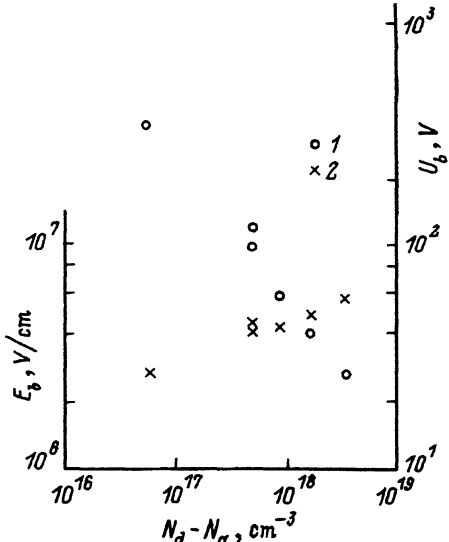


Рис. 5. Напряжения пробоя U_b (1) и напряженности поля пробоя E_b (2) p - n -структур с различной степенью легирования $N_d - N_a$ n -слоя.

влияния остаточного сопротивления (рис. 3). Увеличение температуры приводит к уменьшению напряжения отсечки; остаточное сопротивление при нагреве до 400–500 К не изменяется или слабо уменьшается, а при дальнейшем нагреве — растет (рис. 4).

Уменьшение напряжения отсечки с ростом температуры отражает уменьшение контактной разности потенциала p - n -перехода. Указанное уменьшение остаточного сопротивления R можно объяснить увеличением концентрации носителей заряда при нагреве, поскольку основные донорная (азот) и акцепторная (алюминий) примеси в SiC достаточно глубокие (0.1–0.15 и ≈ 0.2 эВ соответственно) и при комнатной температуре ионизованы не полностью. Увеличение остаточного сопротивления R при температурах более 500 К обусловлено уменьшением подвижности носителей заряда. В целом температурная зависимость остаточного сопротивления R структур, изготовленных БЖЭ, близка температурной зависимости удельного сопротивления n -SiC(6H) [21].

4. Обратный ток

4.1 Пробой. Для структур БЖЭ основное внимание ранее уделялось особенностям температурного коэффициента напряжения пробоя и параметрам одиночных микроплазм [11,12]. В данной работе обобщаются результаты по напряжениям пробоя и напряженностям электрического поля при пробое.

Пробой в относительно низковольтных структурах, с напряжением пробоя U_b около 150 В и меньше, обычно носит устойчивый характер и обратим (см. [14]). В структурах с $U_b > 300$ В (высоковольтных) пробой часто бывает необратим (структура деградирует) и, видимо,

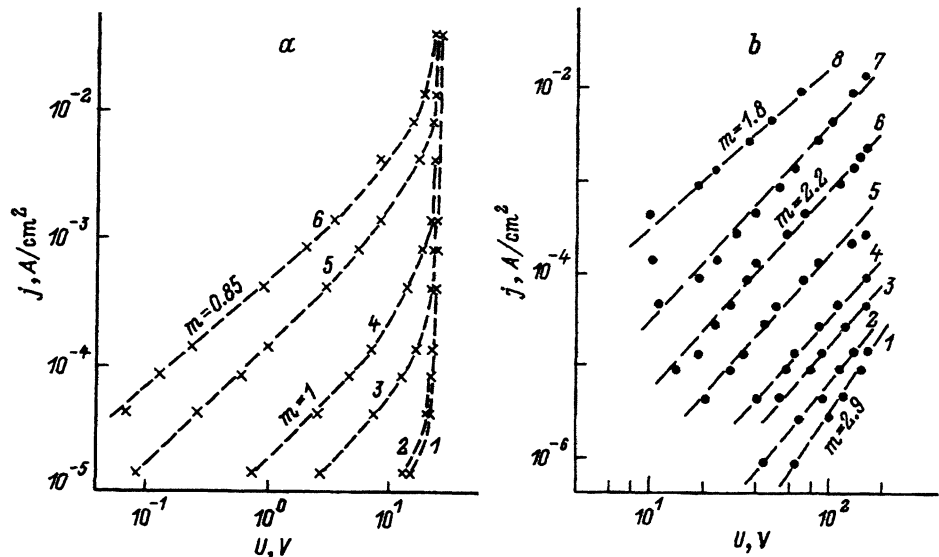


Рис. 6. Обратные вольт-амперные характеристики при различных температурах p - n -структур: a — низковольтной ($U_b = 27$ В, $N_d - N_a \approx 4 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$), b — высоковольтной ($U_b = 350$ В, $N_d - N_a \approx 6 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$). Температура, К: a) 1 — 293, 2 — 373, 3 — 483, 4 — 573, 5 — 683, 6 — 783; b) 1 — 463, 2 — 505, 3 — 541, 4 — 567, 5 — 619, 6 — 693, 7 — 747, 8 — 793.

происходит по поверхности мезо-структуры. Напряжения пробоя и напряженности поля пробоя E_b в p - n -структурах, изготовленных БЖЭ и характеризующихся различной степенью легирования n -слоя, показаны на рис. 5. В частности, E_b изменяется от $2.5 \cdot 10^6$ В/см при $N_d - N_a = 6 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ до $5.5 \cdot 10^6$ В/см при $N_d - N_a = 3 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. Величины U_b и E_b близки к максимальным из ранее наблюдавшихся для структур с аналогичной ориентацией, т.е. когда гексагональная ось C перпендикулярна плоскости p - n -перехода и электрическое поле направлено вдоль оси C (см. [22,23]). С ростом температуры напряжение пробоя может как уменьшаться, так и расти. Характер пробоя в рассматриваемых структурах и проблемы пробоя в SiC обсуждаются в [11,12].

4.2. Допробойные токи. Зависимость допробойного тока от напряжения обычно в большом диапазоне напряжений описывается степенной зависимостью: $j \sim U^m$. Величина тока и значение m могут быть различны для разных структур (даже с одинаковой величиной $N_d - N_a$) и зависят от температуры. Величина m в структурах с примерно одинаковой величиной $N_d - N_a$ обычно больше тогда, когда больше средний ток. При увеличении температуры заметна тенденция к уменьшению m . В лучших структурах допробойный ток (при $U < 0.9U_b$) при комнатной температуре менее 10^{-9} А. На рис. 6 представлены обратные вольт-амперные характеристики при различных температурах, а на рис. 7 температурные зависимости тока при выделенном напряжении низковольтной ($U_b = 27$ В, рис. 6, a) и высоковольтной ($U_b = 350$ В, рис. 6, b) структур с минимальными из зарегистрированных обратными токами.

Как известно [19], обратный ток, обусловленный генерацией носителей в слое объемного заряда p - n -перехода, пропорционален ширине

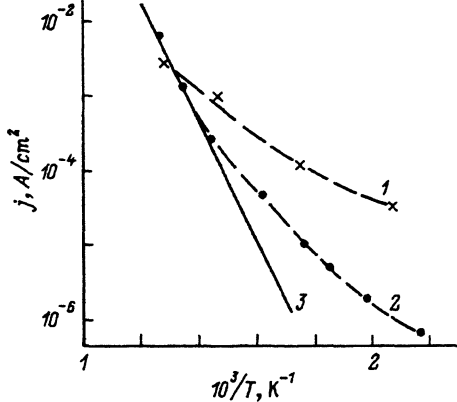


Рис. 7. Температурные зависимости обратного тока для низковольтной ($N_d - N_a \approx 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, кривая 1) и высоковольтной ($N_d - N_a \approx 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, кривая 2) $p-n$ -структур при обратных напряжениях 6 В (1) и 60 В (2); 3 — расчетный наклон зависимости тока от обратной температуры для термоактивационного тока с энергией активации 1.55 эВ.

слоя объемного заряда, т.е. квадратному корню из напряжения (для резких $p-n$ -переходов) при напряжениях, много больших контактной разности потенциалов. Ток экспоненциально растет с температурой, и энергия активации тока E_a характеризует глубину уровня, участвующего в процессе генерации. Ток максимален, если уровень находится в середине запрещенной зоны; в этом случае $E_a \approx E_g/2$.

Из рис. 6 видно, что экспериментальное значение показателя степени m превышает модельное $m = 0.5$. Зависимость тока от температуры в целом не термоактивационная (рис. 7), т.е. также не соответствует модели [19]. Однако следует обратить внимание, что с увеличением температуры несоответствие уменьшается (т.е. качественно картина такая же, как и в $p-n$ -структурах, изготовленных сублимацией [24]). Так, в высоковольтной структуре при температурах 700–800 К рост тока приближается к термоактивационному с $E_a \approx E_g/2$, а абсолютные величины обратного тока при высоких температурах и малых напряжениях (до 10 В) приближаются к расчетным значениям для генерационного тока (при $T = 750\text{--}800 \text{ К}$ и $U = 10 \text{ В}$ $j \sim 10^{-5}\text{--}10^{-4} \text{ А/см}^2$). В низковольтной структуре, хотя величина $m = 0.8\text{--}0.9$ при высоких температурах и ближе к модельной, но ток с температурой растет слабее, а абсолютные величины обратного тока при высоких температурах примерно такие же, как в высоковольтной структуре, т.е. значительно превышают генерационный ток (следует учесть то, что ширина слоя объемного заряда в этой структуре на 1.5 порядка меньше, чем в высоковольтной). Можно предположить, что токи при низких температурах связаны с туннельными эффектами. Величина тока в значительной степени может также определяться свойствами поверхности, поскольку никакая специальная защита или пассивация поверхности меза-структур не производилась. В целом с увеличением температуры обратный ток приближается термогенерационному, описываемому моделью [19].

5. Переходные характеристики

Для наблюдения переходных характеристик через $p-n$ -структуру пропускался постоянный прямой ток, прерываемый импульсами обратного напряжения длительностью 30–100 нс, частотой 50–300 Гц от формирователя импульсов И1-7. Длительность переднего фронта импуль-

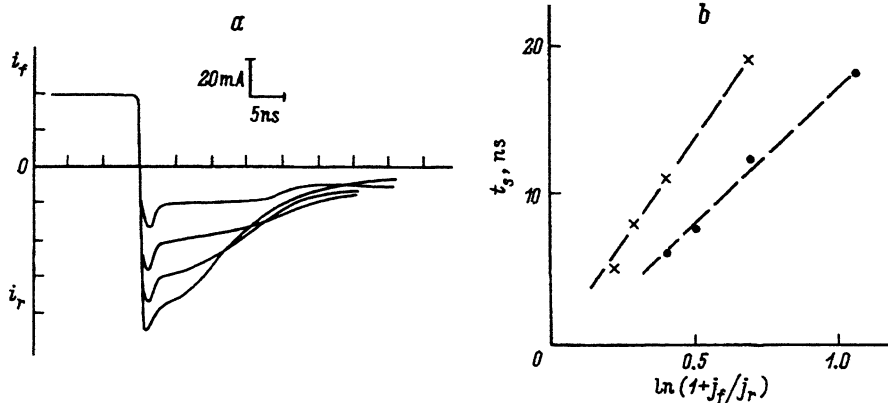


Рис. 8. *a* — токовые переходные характеристики переключения *p-n*-структуры (площадью $3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$) при различных обратных токах; *b* — зависимости длительности «полочки» t_s от отношения прямого j_f и обратного j_r токов для двух *p-n*-структур (разные обозначения точек). Температура — комнатная.

са напряжения, определяющая временное разрешение установки, составляла 0.5 нс. Нагрузочным сопротивлением являлось входное сопротивление осциллографа (50 Ом), включенное последовательно с *p-n*-структурой. Переходные характеристики наблюдались на экране стробоскопического осциллографа С1-70/3 с линией задержки ЛЗ-05.

Осциллограммы переходных характеристик для одной из структур представлены на рис. 8, *a*. Можно выделить две фазы релаксации: сохранения и быстрого спада. Видно, что фаза сохранения выражена достаточно отчетливо и при изменении соотношения прямого j_f и обратного j_r токов изменяется в соответствии с выражением $t_s = \tau_{\text{rel}} \ln(1 + j_f/j_r)$, где t_s — длительность фазы сохранения (длительность «полочки»), τ_{rel} — релаксационное время жизни (рис. 8, *b*). Значение τ_{rel} составляет 20–30 нс (т.е. примерно на порядок больше, чем в структурах, изготовленных сублимацией [8]).

6. Заключение

Рассмотрены прямые и обратные вольт-амперные и токовые переходные характеристики *p-n*-структур из карбида кремния, выращенных бесконтейнерной жидкостной эпитаксией. Структуры выращены из раствора-расплава Si-C на грани (0001)Si подложек 6H-SiC. Область *n*-типа проводимости легирована в пределах $N_d - N_a = 6 \times 10^{16} - 4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Прямой ток при малых плотностях ($j < 10^{-3} \text{ А/см}^2$) удовлетворяет модели Саа-Нойса-Шокли (ток обусловлен рекомбинацией в слое объемного заряда через одноуровневый центр), а при больших токах ($j > 10^{-3} \text{ А/см}^2$) — обобщению модели Саа-Нойса-Шокли на случай рекомбинации в слое объемного заряда через многоуровневый центр, имеющий один глубокий и несколько мелких уровней. При токах $j > 10^0 \text{ А/см}^2$ вид вольт-амперной характеристики определяется остаточным сопротивлением, температурная зависимость которого близка к температурной зависимости удельного сопротивления *n*-SiC.

Напряжения пробыя и напряженности электрического поля при пробое близки к максимальным значениям для $6H$ -SiC p - n -структур с аналогичной ориентацией p - n -перехода. Величина E_b изменяется от $2.5 \cdot 10^6$ В/см при $N_d - N_a = 6 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ до $5.5 \cdot 10^6$ В/см при $N_d - N_a = 3 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. Допробойный ток не соответствует термогенерационному механизму, однако с повышением температуры это несоответствие уменьшается.

Релаксационное время жизни носителей заряда, определенное путем переключения p - n -структуры от прямого тока к обратному, составило 20–30 нс.

Авторы благодарят А.Л. Сыркина за напыление контактов и травление меза-структур, А.Е. Николваева за консультации, В.Е. Челнокова за интерес к работе.

Работа выполнена при частичной поддержке Министерства обороны США.

Список литературы

- [1] В.А. Дмитриев, П.А. Иванов, И.В. Коркин, Я.В. Морозенко, И.В. Попов, Т.А. Сидорова, А.М. Стрельчук, В.Е. Челноков. Письма ЖТФ, 11, 238 (1985).
- [2] V.A. Dmitriev. Physica B, 185, 440 (1993).
- [3] V.A. Dmitriev, M.E. Levinshtein, S.N. Vainshtein, V.E. Chelnokov. Electron. Lett. 24, 1031 (1988).
- [4] В.А. Дмитриев, Л.М. Коган, Я.В. Морозенко, Б.В. Паренков, В.Е. Челноков, А.Е. Черенков. ФТП, 23, 39 (1989).
- [5] В.А. Дмитриев, Л.М. Коган, Я.В. Морозенко, В.Е. Челноков, А.Е. Черенков. Письма ЖТФ, 16, 50 (1990).
- [6] V.A. Dmitriev, P.A. Ivanov, Ya.V. Morozenko, V.E. Chelnokov, A.E. Cherenkov. Proc. Int. Conf. the Applications of Diamond Films and Related Materials (Auburn, USA, August 1991, Elsevier Science Publishers B.V., 1991), p. 769.
- [7] М.М. Аникин, А.А. Лебедев, С.Н. Pyatko, V.A. Soloviev, А.М. Стрельчук. Springer Proc. in Physics, 56, 269 (1992).
- [8] М.М. Аникин, А.С. Зубрилов, А.А. Лебедев, А.М. Стрельчук, А.Е. Черенков. ФТП, 25, 479 (1991).
- [9] М.М. Аникин, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин, В.Е. Челноков, А.Е. Черенков. ФТП, 28, 284 (1994).
- [10] М.М. Аникин, В.В. Евстропов, И.В. Попов, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин. ФТП, 23, 1813 (1989).
- [11] М.М. Аникин, М.Е. Левинштейн, И.В. Попов, В.П. Растегаев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин. ФТП, 22, 1574 (1988).
- [12] Б.С. Кондратьев, И.В. Попов, А.М. Стрельчук, М.Л. Тиранов. ФТП, 24, 647 (1990).
- [13] В.А. Дмитриев, П.А. Иванов, Я.В. Морозенко, Ю.В. Мельник, И.В. Попов, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин, В.Е. Челноков. Тез. докл. Всес. науч.-техн. конф. «Перспективы развития технологического оборудования, новых материалов и технологических процессов...», сентябрь 1985, Белая Церковь, (М., 1985) с. 54.
- [14] В.А. Дмитриев, П.А. Иванов, И.В. Попов, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин, В.Е. Челноков. Письма ЖТФ, 12, 773 (1986).
- [15] V.A. Dmitriev, A.E. Cherenkov. J. Cryst. Growth, 128, 343 (1993).
- [16] И.В. Попов, А.Л. Сыркин, В.Е. Челноков. Письма ЖТФ, 12, 240 (1986).
- [17] В.В. Евстропов, К.В. Киселев, И.Л. Петрович, Б.В. Паренков. ФТП, 18, 1852 (1984).
- [18] М.М. Аникин, В.В. Евстропов, И.В. Попов, В.П. Растегаев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин. ФТП, 23, 647 (1989).
- [19] S.T. Sah, R.N. Noyse, W. Shockley. Proc. IRE, 45, 1228 (1957).

- [20] M. Gershunzon, R.A. Logan, D.F. Nelson. *Phys. Rev.*, **149**, 580 (1966).
- [21] D.L. Barret, R.B. Campbell. *J. Appl. Phys.* **38**, 53 (1967).
- [22] А.П. Дмитриев, А.О. Константинов, Д.П. Литвин, В.И. Санкин. *ФТП*, **17**, 1093 (1983).
- [23] M.M. Anikin, P.A. Ivanov, A.A. Lebedev, S.N. Pyatko, A.M. Strel'chuk, A.L. Syrkin. In.: *Semiconductor Interfaces and microstructures*, ed. by Z.C. Feng (World Scientific, Singapore, 1992), p. 280.
- [24] М.М. Аникин, А.А. Лебедев, И.В. Попов, В.П. Растегаев, А.М. Стрельчук, А.Л. Сыркин, Ю.М. Таиров, В.Ф. Цветков, В.Е. Челноков. *ФТП*, **22**, 298 (1988).

Редактор В.В. Чалдышев

Forward and reverse current in 6H-SiC-based $p-n$ -structures prepared by container-free liquid-phase epitaxy

A.M. Strel'chuk, V.V. Evstropov, V.A. Dmitriev, A.E. Cherenkov

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Science, 194021 St. Petersburg, Russia

Presented in the paper are current-voltage and transient current characteristics of 6H-SiC-based $p-n$ structures prepared by container-free liquid-phase epitaxy. Current-voltage characteristics were studied within a temperature range of 300–800 K and in a $(10^{-6} \div 10^2)$ A/cm² range of current densities. It has been shown that the forward current corresponds to thermal injection models. The temperature dependence of the residual resistance is identical to that of the resistivity in n -SiC. The electric field strength at breakdown is $(2-6) \cdot 10^6$ V/cm. The reverse pre-breakdown currents generally do not follow thermal injection patterns. The lifetime derived from the transient current characteristics is 20–30 ns.
