

# Диоды с барьером Шоттки Au—TiB<sub>x</sub>—*n*-6H-SiC: особенности токопереноса в выпрямляющих и невыпрямляющих контактах

© О.А. Агеев, А.Е. Беляев\*, Н.С. Болтовец†, В.Н. Иванов†, Р.В. Конакова\*¶, Я.Я. Кудрик\*, П.М. Литвин\*, В.В. Миленин\*, А.В. Саченко\*

Технологический институт Южного федерального университета,  
347924 Таганрог, Россия

\* Институт физики полупроводников им. В.Е. Лашкарёва  
Национальной академии наук Украины,  
03028 Киев, Украина

† Государственное предприятие Научно-исследовательский институт „Орион“,  
03057 Киев, Украина

(Получена 21 августа 2008 г. Принята к печати 1 октября 2008 г.)

Исследован механизм токопереноса в диоде на основе карбида кремния с барьером Шоттки, сформированным квазиаморфной фазой внедрения TiB<sub>x</sub> на поверхности монокристаллов *n*-6H-SiC (0001), с концентрацией нескомпенсированных доноров (азот)  $\sim 10^{18}$  см<sup>-3</sup> и концентрацией дислокаций  $\sim (10^6 - 10^8)$  см<sup>-2</sup>. Показано, что при температурах  $T \lesssim 400$  К токоперенос определяется туннельным током вдоль дислокаций, пересекающих область пространственного заряда. При  $T > 400$  К происходит смена механизма токопереноса на термоэлектронный с высотой барьера  $\sim 0.64$  эВ и фактором неидеальности, близким к 1.3.

PACS: 73.25.+y, 73.40.Cg, 73.40.Ei, 73.40.Gk

## 1. Введение

Механизмы токопереноса в барьерных структурах изучают уже более 50 лет как с точки зрения диагностики и исследования электрофизических свойств полупроводниковых материалов (структурно-примесных неоднородностей, параметров глубоких центров), так и с точки зрения качества и надежности полупроводниковых приборов [1–6]. Теоретические и экспериментальные работы, выполненные в этом направлении, способствовали во многом формированию знаний о фундаментальных свойствах пространственно-неоднородных структур, созданию современной твердотельной электроники.

В последнее десятилетие в связи с освоением новых полупроводниковых технологий и широкозонных полупроводниковых материалов для задач экстремальной электроники существенно возрос интерес к особенностям токопрохождения в омических и барьерных контактах. Несмотря на успехи в технологии широкозонных материалов, основными структурными дефектами в них, особенно в гетеропереходах, остаются дислокации. Вклад дислокаций в формирование избыточных токов в широкозонных гетеропереходах на основе соединений A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> был исследован в работах [7,8]. В работах [9–11] изучались особенности прохождения тока с учетом высокой плотности дислокаций в омических контактах к GaP и GaN. В [12,13] туннельные токи исследованы в карбидкремниевых *p*–*n*-переходах и гетероструктурах *p*-Si–*n*-3C-SiC. Особенностью работ [7,8,12,13] является исследование туннельных токов в широких (невырожденных) *p*–*n*-гомо- и гетеропереходах.

Аналогичная модель была предложена в [7] для поверхностно-барьерных структур Au–*n*-GaP–*n*-Si. Определяющая роль дислокаций в токопереносе и деградации нитридгаллиевых светодиодов отмечалась в [14–16].

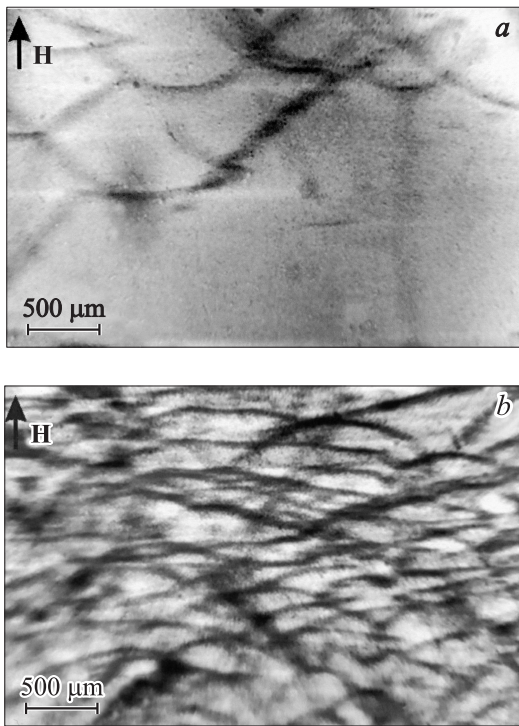
Попытка учесть роль дислокаций, введенных искусственно при царапании поверхности SiC, в токопрохождении на прямой ветви вольт-амперной характеристики (ВАХ) карбидкремниевых диодов с барьером Шоттки была сделана в [17]. Однако вклад высокой плотности ростовых дислокаций в механизм токопереноса барьерных контактов на основе SiC подробно не исследовался.

В данной работе мы изучали механизм токопереноса в карбидкремниевом диоде с барьером Шоттки, сформированным квазиаморфной фазой внедрения TiB<sub>x</sub> или ZrB<sub>x</sub> при их магнетронном распылении из прессованных мишеней на поверхность монокристаллов *n*-6H-SiC (0001), подвергнутую предварительно фотонной очистке. Быстрый термический отжиг (БТО) таких барьерных контактов при температуре  $T_a = 1000^\circ\text{C}$  не создает дополнительных фаз и соединений компонентов, используемых для металлизации, с SiC. Электрофизические характеристики таких контактов должны определяться объемными свойствами SiC.

## 2. Методика эксперимента

Исходным материалом были монокристаллы *n*-6H-SiC, выращенные методом Лели с концентрацией нескомпенсированных доноров (азот)  $\sim 10^{18}$  см<sup>-3</sup>, толщиной  $\sim 400$  мкм. Плотность дислокаций в монокристаллах SiC определялась рентгеновским методом. На

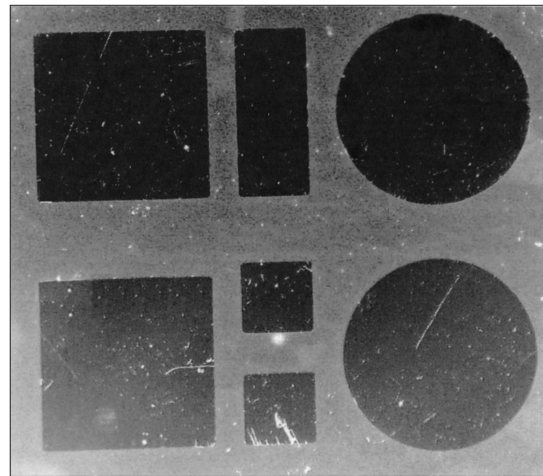
¶ E-mail: konakova@isp.kiev.ua



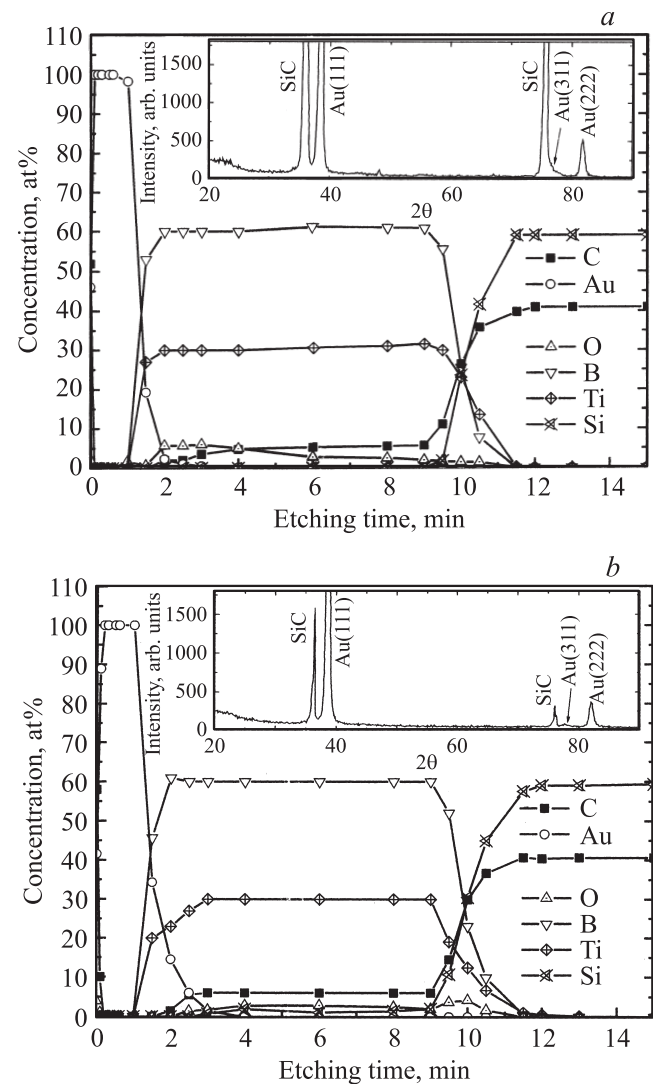
**Рис. 1.** Фрагменты рентгеновских топограмм подложек SiC ( $\text{MoK}_\alpha$ -излучение, отражение 3300,  $\mathbf{H}$  — вектор дифракции). Плотность дислокаций,  $\text{см}^{-2}$ :  $a$  —  $10^2$ ,  $b$  —  $10^6$ .

рис. 1 приведены фрагменты топограмм монокристаллов  $n$ -6H-SiC, снятых в геометрии на прохождение (метод Ланга). Дифракционный контраст эффективно выявляет локальные деформационные поля от ростовых дислокаций. При этом наиболее эффективно проявляются дислокации с вектором Бюргера, перпендикулярным вектору дифракции. Разная степень размытости изображения обусловлена разным положением объектов, определяющих контраст, в объеме кристалла (дислокации, залегающие ближе к поверхности, через которую пучок входит в монокристалл, дают более размытый контраст). Из данных, приведенных на рис. 1,  $a$ , следует, что в объеме кристалла находится незначительное количество дислокаций,  $\lesssim 10^2 \text{ см}^{-2}$ . Вместе с тем на отдельных участках пластины  $n$ -6H-SiC плотность ростовых дислокаций достигает  $10^6$ – $10^8 \text{ см}^{-2}$  (см. рис. 1,  $b$ , здесь дислокации представлены в виде густой (плотной) распределенной в объеме сетки).

На поверхность  $n$ -6H-SiC (0001), подвергнутую фотонной очистке, методом магнетронного распыления последовательно наносились слои  $\text{TiB}_x$  толщиной  $\sim 50$  нм и Au толщиной  $\sim 100$  нм. Омические контакты формировались магнетронным распылением Ni (100 нм),  $\text{TiB}_x$  (100 нм) и Au (100 нм) с последующим БТО при  $T_a = 1000^\circ\text{C}$  в течение 60 с. Исследовались два типа металлизированных структур: тестовые и приборные. Тестовые структуры представляли собой пластины  $n$ -6H-SiC со сплошным слоем барьерной или



**Рис. 2.** Структуры для измерения удельного сопротивления омического контакта.



**Рис. 3.** Профили распределения компонентов барьерных контактов до (а) и после БТО в режиме  $1000^\circ\text{C}$ , 60 с (b). На вставках — рентгеновские дифрактограммы структур Au– $\text{TiB}_x$ – $n$ -6H-SiC.

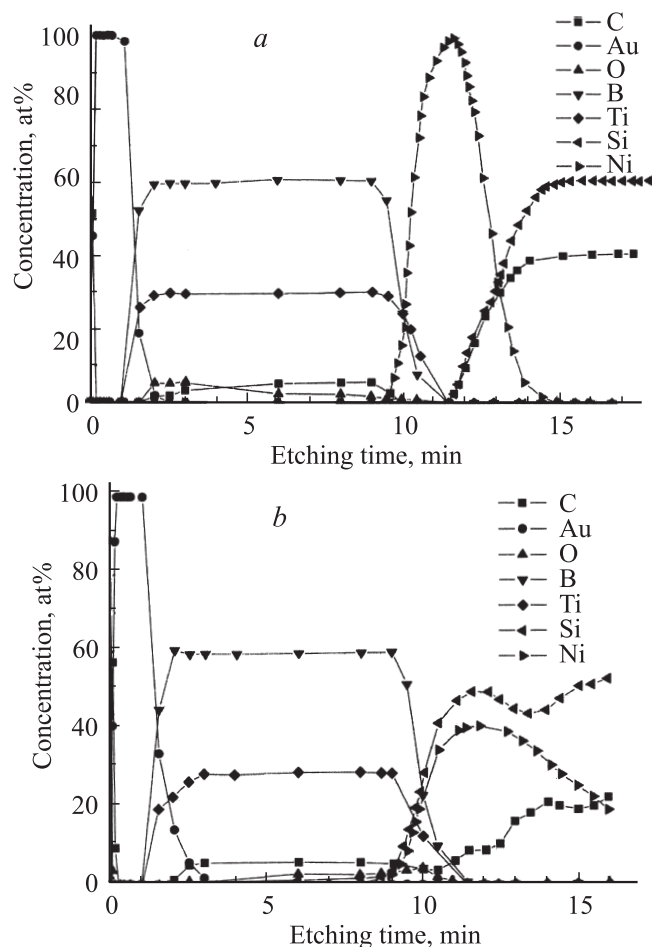


Рис. 4. Профили распределения компонентов омических контактов до (а) и после БТО в режиме 1000°С, 60 с (b).

омической металлизации до и после БТО. Приборные структуры с барьером Шоттки диаметром 400 мкм, а также структуры для измерения удельного контактного сопротивления омического контакта в интервале температур  $T = 77–720$  К (рис. 2) изготавливались с помощью фотолитографии. До и после БТО на тестовых структурах измерялись профили распределения компонентов и фазовый состав в барьерных и омических контактах. На приборных структурах в интервале температур  $T = 77–720$  К измерялись прямые и обратные ветви ВАХ.

Анализ рентгенодифрактограмм тестовых структур с барьерными контактами до и после отжига показал, что БТО практически не изменил фазовый состав контактного слоя металлизации. На дифрактограммах отмечаются рефлексы от Au с преобладающей ориентацией кристаллитов в плоскости (111); TiB<sub>x</sub> находится в квазиаморфном состоянии. Типичные дифрактограммы тестовой структуры Au–TiB<sub>x</sub>–n-SiC до и после БТО приведены на вставках к рис. 3, а, b. Рентгенодифрактограммы от омического контакта оказались подобными описанным нами ранее в [18,19]. Исходные структуры Ni–n-6H–SiC содержали металлическую фазу Ni и небольшое коли-

чество простейших силицидов никеля, после БТО омический контакт формировался преимущественно фазой Ni<sub>2</sub>Si. Профили распределения компонентов барьерных и омических контактов до и после БТО представлены на рис. 3, а, b и рис. 4, а, b, из которых видно, что слой TiB<sub>x</sub> не взаимодействует с SiC и Au в случае барьерного контакта ни до, ни после БТО. В омическом контакте после БТО проявились буферные свойства TiB<sub>x</sub>, препятствующие проникновению атомов Au в SiC, а граница раздела с SiC формируется силицидной фазой никеля. Эти результаты находятся в соответствии с данными рентгеновской дифрактометрии и указывают на то, что структурные и физико-химические свойства границы раздела фаз в барьерном контакте после БТО существенно не изменяются. Следовательно, можно надеяться, что электрофизические характеристики барьерных контактов будут определяться свойствами области пространственного заряда (ОПЗ) в объеме SiC.

### 3. Вольт-амперные характеристики диодов Шоттки на основе SiC

Экспериментальные ВАХ диодов Шоттки на основе SiC при прямом смещении для одного из исследованных образцов приведены на рис. 5, а.

Была проведена теоретическая подгонка прямых ветвей ВАХ диодов Шоттки на основе SiC, измеренных в диапазоне температур от 100 до 600 К (через 20 К). В результате теоретической обработки получены следующие результаты:

- при достаточно низких температурах ВАХ  $I(V)$  может быть описана одной экспонентой вида  $\exp(qV/E_0)$  при изменении тока на 5–7 порядков ( $q$  — заряд электрона,  $I$  — ток,  $V$  — напряжение,  $E_0$  — эффективная энергия активации); по мере увеличения температуры диапазон токов, описываемых одной экспонентой, сужается;

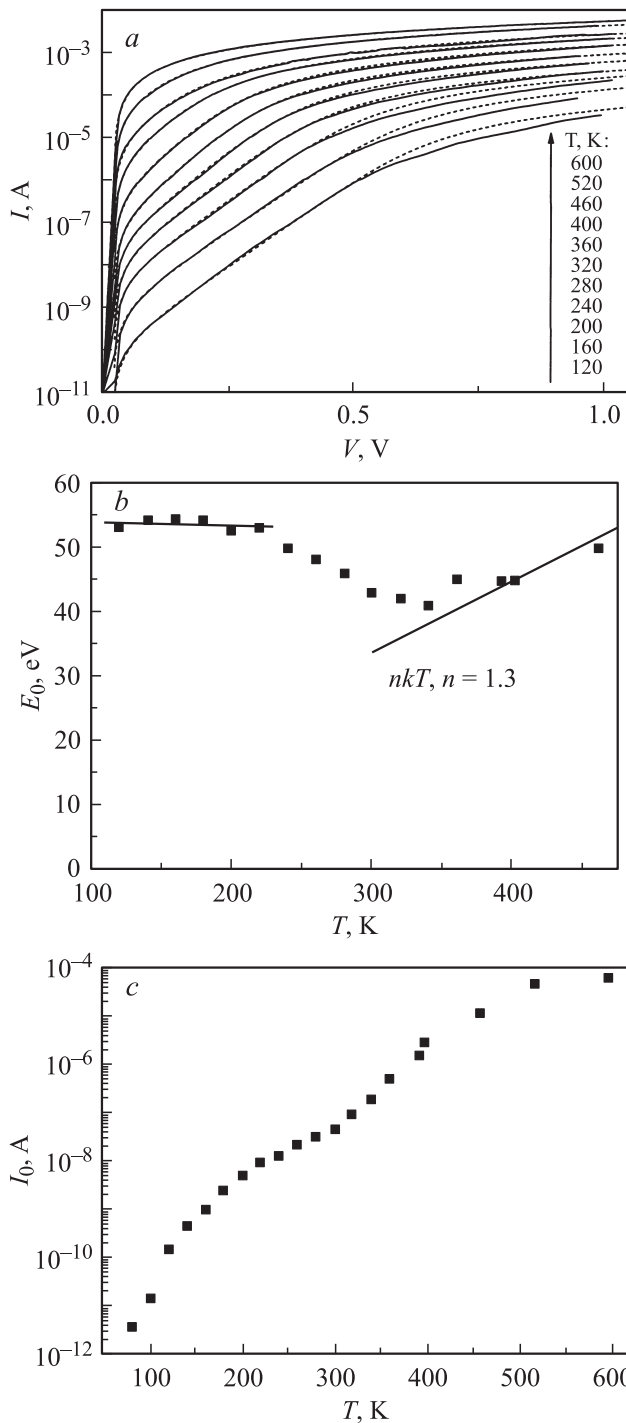
- величина  $E_0$  слабо зависит от температуры (рис. 5, b), как правило, уменьшаясь при повышении температуры, и лежит в диапазоне от 53 до 40 мэВ; в этом случае она является характеристической энергией туннелирования;

- зависимость предэкспоненциального множителя (т.е. тока насыщения) от температуры — слабая, он растет от  $10^{-11}$  до  $10^{-7}$  А при изменении температуры от 100 до 350 К (рис. 5, c).

Все перечисленное свидетельствует в пользу того, что основной компонентой прямого тока при температурах  $T \lesssim 400$  К является избыточно-туннельный ток, связанный, вероятнее всего, с туннелированием по дислокациям, пересекающим ОПЗ.

При температурах от 500 до 600 К подгонка ВАХ достигается и при использовании стандартного выражения  $I(V) \propto \exp(qV/nkT)$ , где  $k$  — постоянная Больцмана,  $n$  — коэффициент неидеальности, лежащий в интервале между 1.2 и 1.5.

Следует отметить, что последовательное сопротивление исследованных диодов достаточно велико, особенно при низких температурах (до  $10^4$  Ом). По мере повышения температуры оно уменьшается (до значений  $\sim 10^2$  Ом при температурах 500–600 К).



**Рис. 5.** Экспериментальные (сплошные кривые) и теоретические (штриховые) ВАХ диодов Шоттки на основе SiC при прямом смещении для одного из исследованных образцов (а), величина  $E_0$  в зависимости от температуры (б) и зависимость предэкспоненциального множителя  $I_0$  (тока насыщения) от температуры (с).

Таким образом, реализация эффективного фактора неидеальности  $\sim 1.5$  при  $T = 300$  К не является доказательством доминирования в токопрохождении надбарьерного механизма. Более веским доказательством является слабая температурная зависимость тока насыщения, характерная для туннельного механизма.

Более того, зависимость логарифма тока насыщения от температуры при  $T \lesssim 400$  К для всех исследованных образцов является линейной. Это, в соответствии с теоретической моделью „дислокационного шунта“, предложенной в работах [7,8], также свидетельствует в пользу механизма, связанного с туннелированием по дислокациям.

Анализ обратной ветви ВАХ исследованных образцов показывает, что туннельная компонента тока преобладает и при обратном смещении практически во всем рабочем диапазоне температур. Об этом, в частности, свидетельствует наличие на обратных ветвях ВАХ участков степенной зависимости тока от напряжения  $I \propto V^m$ , где  $m \approx 4$  [2,5,20].

Оценим далее высоту барьера и ее зависимость от температуры в экспериментально исследованных диодах Шоттки, считая в соответствии с работой [7], что плотность тока насыщения  $J_s(T)$  туннельной компоненты полного тока определяется соотношением

$$J_s(T) = q\nu_D N_D \exp\left[\frac{\varphi_b(T)}{\varepsilon_T}\right], \quad (1)$$

где  $\nu_D$  — дебаевская частота,  $N_D$  — плотность дислокаций,  $\varphi_b(T)$  — высота барьера в диоде Шоттки,  $\varepsilon_T$  — характеристическая энергия.

Из (1) следует

$$\varphi_b(T) = \varepsilon_T \ln[q\nu_D N_D / J_s(T)]. \quad (2)$$

На рис. 6, а, б приведены зависимости высоты барьера для исследованных диодов от температуры, построенные при использовании следующих параметров:  $\nu_D = 10^{13} \text{ с}^{-1}$ ,  $N_D = 10^6$  и  $10^8 \text{ см}^{-2}$ . Величина  $\varepsilon_T$  составляет 0.045, 0.045, 0.040, 0.040 эВ для кривых 1–4 соответственно.

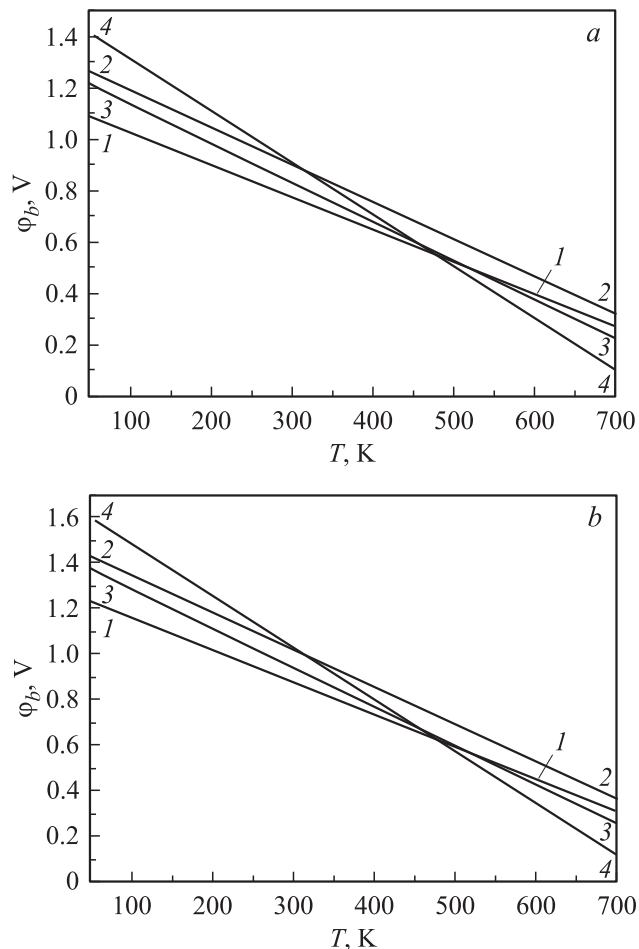
Как видно из рис. 6, высота барьера линейно уменьшается при повышении температуры, а ее типичные значения для различных образцов при комнатной температуре лежат в пределах 0.8–1 эВ.

Экспериментальная зависимость эффективной энергии активации  $E_0$  от температуры при использовании одноэкспоненциальной ВАХ вида

$$I = I_0 \left\{ \exp\left[\frac{q(V - IR_0)}{E_0}\right] - 1 \right\} \quad (3)$$

приведена на рис. 5, б. Здесь  $I$  — полный ток,  $I_0$  — ток насыщения,  $R_0$  — последовательное сопротивление.

Выражение для ВАХ вида (3) описывает как предельный случай, когда ток определяется туннелированием



**Рис. 6.** Температурные зависимости  $\phi_b$  диодов Шоттки Au-TiB<sub>x</sub>-n-6H-SiC, расчет при  $N_D \approx 10^6$  (a) и  $10^8$  см<sup>-2</sup> (b). (1-4) — разные диоды.

(при этом  $E_0 = \varepsilon_T$  и не зависит или очень слабо зависит от температуры), так и предельный случай, когда ток определяется термоэлектронным процессом, т.е.  $E_0 = nkT$ .

Как видно из рис. 5, b, в области низких температур (от температуры жидкого азота до температуры больше 200 К) энергия активации  $E_0 = \varepsilon_T$  практически не зависит от температуры и равна  $\sim 53$  мэВ. Это область чисто туннельного протекания тока, причем за туннелирование ответственны дислокации. В области температур от 230 до 350 К величина  $E_0$  уменьшается с ростом температуры, при температурах больше 350 К возрастает, а в области температур выше 400 К температурная зависимость величины  $E_0$  описывается выражением  $nkT$ , где  $n \approx 1.3$ . Таким образом, при температурах выше 400 К ВАХ определяется термоактивационным механизмом. На вопрос, какой механизм протекания тока доминирует в промежуточной температурной области, позволяют ответить температурные зависимости тока насыщения  $I_0$  и  $\ln(R_0T)$ , приведенные на рисунках 5, c и 7 (кривая 1). Как видно из рис. 5, c, в промежуточной

температурной области от 230 до 350 К ток насыщения зависит от температуры слабо, что характерно для механизма туннелирования.

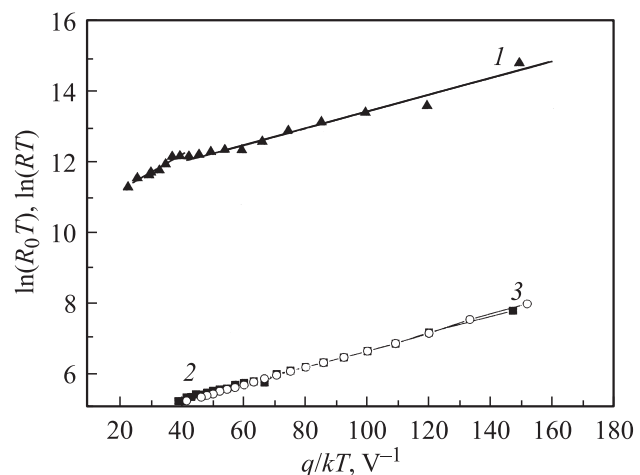
#### 4. Особенности токопрохождения в омических контактах

Обычно температурную зависимость сопротивления (или проводимости) для случая протекания тока между двумя омическими контактами в SiC объясняют контактным сопротивлением, связанным с термоэмиссионным током через слабо выпрямляющий контакт с высотой барьера  $\sim kT$ . На рис. 7 (кривые 2 и 3) приведены экспериментальные зависимости  $\ln(RT)$  от  $q/kT$  для двух случаев, когда омические контакты имеют квадратную и круглую форму. Как видно из рисунка, экспериментальные зависимости сопротивления омического контакта  $R$  в полулогарифмическом масштабе представляют собой прямые линии, а их аппроксимация формулой

$$R = \frac{k}{qA^*T} \exp\left(\frac{\phi_b}{kT}\right), \quad (4)$$

где  $A^*$  — эффективная постоянная Ричардсона, позволяет определить высоту барьера в контакте, которая соответственно оказывается равной 0.0234 и 0.0247 эВ.

На этом же рисунке (кривая 1) приведена экспериментальная зависимость  $\ln(R_0T)$  от  $q/kT$ , где  $R_0$  — величина последовательного сопротивления диодов Шоттки на основе SiC, определенная из сопоставления теоретических ВАХ с экспериментальными. Как видно из сравнения кривых 1 и 2, 3 в области температур, меньших 350 К, они параллельны в координатах рис. 7, однако кривая 1 проходит значительно выше, так что отношение  $R_0/R \sim 10^3$ . Это различие нельзя объяснить различием рабочих площадей омических и неомических



**Рис. 7.** Экспериментальные зависимости  $\ln(R_0T)$  диода Шоттки (1) и  $\ln(RT)$  омического контакта от  $q/kT$  для случаев омических контактов квадратной (2) и круглой формы (3).

контактов, поскольку отношение полных площадей омических и неомических контактов значительно меньше и имеет величину  $\sim 10$ .

По-видимому, неомический контакт является существенно неоднородным по своим параметрам и протекание тока происходит только через сравнительно небольшую площадь ( $\sim 1\%$  от полной площади). Это согласуется с тем, что при туннельном механизме протекания тока с участием торчковых дислокаций фактически можно считать, что ток проходит через области пространственного заряда, окружающие дислокации. Если оценить их относительную площадь в случае, когда концентрация доноров равна  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ , а концентрация дислокаций  $2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ , то она как раз и составляет  $\sim 1\%$ .

Таким образом, как следует из рис. 5, а и 7, практически во всей промежуточной температурной области зависимости последовательного сопротивления от температуры описываются температурной зависимостью контактного сопротивления, а величина последовательного сопротивления обратно пропорциональна суммарной площади дислокационных трубок. С учетом слабой зависимости тока насыщения от температуры все это позволяет сделать вывод о том, что в промежуточной температурной области основным механизмом протекания тока в исследуемых диодах также является туннельный ток, как и в низкотемпературной области.

В то же время при  $T > 350 \text{ К}$  последовательное сопротивление уменьшается с ростом температуры значительно сильнее, что объясняется переходом от туннельного механизма формирования ВАХ к термоэмиссионному.

## 5. Заключение

Итак, суммируя результаты исследования ВАХ в диодах Шоттки на основе  $n\text{-}6\text{H-SiC}$  с большим количеством дислокаций, можно сделать вывод, что при  $T \leq 400 \text{ К}$  токоперенос определяется туннельным прохождением тока вдоль дислокаций, пересекающих область пространственного заряда. В пользу данного вывода свидетельствуют: 1) независимость характеристической энергии туннелирования при температурах, меньших  $330 \text{ К}$ , и ее слабая зависимость в диапазоне температур от  $230$  до  $350 \text{ К}$ ; 2) слабая температурная зависимость тока насыщения в данной области температур; 3) большая величина последовательного сопротивления, определяемая малой суммарной площадью дислокационных трубок.

Температурная зависимость омического контакта — значительно более слабая по сравнению с расчетом для объемного сопротивления полупроводника с учетом температурных зависимостей подвижности [21] и концентрации [22]. В координатах  $\ln(RT)$  от  $q/kT$  данная зависимость хорошо описывается прямой линией, что

может указывать на термоэлектронный механизм токопереноса в контакте и определяющую роль контактного сопротивления в общем сопротивлении.

## Список литературы

- [1] Г.Е. Пикус. *Основы теории полупроводниковых приборов* (М., Наука, 1965).
- [2] А. Милнс, Д. Фойхт. *Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник* (М., Мир, 1975).
- [3] В.И. Стриха. *Теоретические основы работы контакта металл-полупроводник* (Киев, Наукова думка, 1974).
- [4] Э.Х. Родерик. *Контакты металл-полупроводник* (М., Радио и связь, 1982).
- [5] С.В. Булярский, Н.С. Глушко. *Физические принципы функциональной диагностики p-n переходов с дефектами* (Кишинев, Штиинца, 1992).
- [6] А.А. Чернышев. *Основы надежности полупроводниковых приборов и интегральных микросхем* (М., Радио и связь, 1988).
- [7] В.В. Евстропов, Ю.В. Жиляев, М. Джумаева, Н. Назаров. *ФТП*, **31** (2), 152 (1997).
- [8] В.В. Евстропов, Ю.В. Жиляев, М. Джумаева, Н. Назаров, А.А. Ситникова, Л.М. Федоров. *ФТП*, **34** (11), 1357 (2000).
- [9] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, В.Г. Никитин, Е.А. Поссе. *Письма ЖТФ*, **30** (19), 17 (2004).
- [10] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг, О.В. Константинов, В.Г. Никитин, Е.А. Поссе. *ФТП*, **40** (10), 1204 (2006).
- [11] Т.В. Бланк, Ю.А. Гольдберг. *ФТП*, **41** (11), 1281 (2007).
- [12] В.В. Евстропов, А.М. Стрельчук. *ФТП*, **30** (1), 92 (1996).
- [13] С.Ж. Каражанов, И.Г. Атабаев, Т.М. Салиев, Э.В. Канаки, Е. Джаксимов. *ФТП*, **35** (1), 75 (2001).
- [14] P. Visconti, K.M. Jones, M.A. Reshchikov, R. Cingolani, H. Morkoc, R.J. Molnar. *Appl. Phys. Lett.*, **77** (22), 3532 (2000).
- [15] X.A. Cao, S.D. Arthur. *Appl. Phys. Lett.*, **85** (18), 3571 (2004).
- [16] X.A. Cao, L.M. Teetsov, M.P. D'Evelyn, D.W. Merfeld, C.H. Jan. *Appl. Phys. Lett.*, **85** (1), 7 (2004).
- [17] J.F. Barbot, C. Blanchard, J.L. Demenet. *Phys. Status Solidi B*, **222**, 159 (2000).
- [18] V.L. Litvinov, K.D. Demakov, O.A. Ageev, A.M. Svetlichnyi, R.V. Konakova, P.M. Lytvyn, V.V. Milenin. *Mater. Sci. Forum*, **389–393**, 905 (2002).
- [19] В.Л. Литвинов, К.Д. Демаков, О.А. Агеев, А.М. Светличный, Р.В. Конакова, П.М. Литвин, О.С. Литвин, В.В. Миленин. *ФТП*, **37** (4), 473 (2003).
- [20] М.Э. Райх, И.И. Рузин. *ФТП*, **19** (7), 1217 (1985).
- [21] Т.Т. Мнацаканов, Л.И. Поморцева, С.Н. Юрков. *ФТП*, **35** (4), 406 (2001).
- [22] М.В. Алексеев, А.Г. Забродский, М.П. Тимофеев. *Письма ЖТФ*, **11** (16), 1018 (1985).

Редактор Л.В. Шаронова

## Au–TiB<sub>x</sub>–*n*-6H-SiC Schottky barrier diodes: the features of current flow in rectifying and nonrectifying contacts

O.A. Ageev, A.E. Belyaev\*, N.S. Boltovets†, V.N. Ivanov†, R.V. Konakova\*, Ya.Ya. Kudryk\*, P.M. Lytvyn\*, V.V. Milenin\*, A.V. Sachenko\*

Taganrog Technological Institute  
of the Southern Federal University,  
347924 Taganrog, Russia

\* V. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
03028 Kyiv, Ukraine

† State Enterprise Research Institute „Orion“,  
03057 Kyiv, Ukraine

**Abstract** We studied a mechanism of current flow in a silicon carbide Schottky barrier diode formed with the quasi-amorphous interstitial phase TiB<sub>x</sub> on (0001) surface of *n*-6H-SiC single crystal. The concentration of uncompensated donors (nitrogen) was  $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , while the dislocation density was  $\sim (10^6 - 10^8) \text{ cm}^{-2}$ . It was shown that at temperatures  $T \leq 400 \text{ K}$  current flow was determined by tunneling along dislocations intersecting the space-charge region. At  $T > 400 \text{ K}$ , the above current flow mechanism was replaced with the thermionic one, with barrier height of  $\sim 0.64 \text{ eV}$  and ideality factor close to 1.3.