

Об „избыточных“ токах утечки в высоковольтных диодах Шоттки на основе 4H-SiC

© П.А. Иванов[¶], И.В. Грехов, А.С. Потапов, Т.П. Самсонова,
Н.Д. Ильинская, О.И. Коньков, О.Ю. Серебренникова

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 21 сентября 2009 г. Принята к печати 29 сентября 2009 г.)

Изготовлены высоковольтные диоды Шоттки на основе 4H-SiC с никелевым барьером и охранной системой в виде „плавающих“ планарных $p-n$ -переходов. Анализ вольт-амперных характеристик, измеренных в широком диапазоне температур, показал, что ток в прямом направлении обусловлен термоэлектронной эмиссией, однако в обратном направлении ток „избыточен“. Выдвигается предположение о том, что обратный ток протекает локально, в местах выхода на границу Ni-SiC проникающих дислокаций. Вид обратных вольт-амперных характеристик позволил заключить, что электронный транспорт происходит по механизму монополярной инжекции (ток, ограниченный пространственным зарядом) с участием ловушек захвата.

1. Введение

В настоящее время высоковольтные диоды Шоттки (ДШ) на основе 4H-SiC находят все большее применение в импульсных преобразователях напряжения в качестве бустерных диодов, антипараллельных диодов в IGBT-модулях и др. По сравнению с традиционными кремниевыми быстро восстанавливающимися диодами ДШ на 4H-SiC обладают тем преимуществом, что в них практически нет токов обратного восстановления, что уменьшает энергетические потери в преобразователях во время переходных процессов и позволяет увеличить рабочую частоту, массогабаритные показатели и КПД устройств.

Приборы на основе 4H-SiC потенциально способны работать при очень высоких температурах, вплоть до 600–700°C, однако для диодов Шоттки максимальная рабочая температура должна быть меньше. Дело в том, что высота барьера Шоттки, составляющая обычно от 1 до 1.5 эВ, в 2–3 раза меньше ширины запрещенной зоны 4H-SiC. Как следствие, в диодах Шоттки тенденция к росту токов утечки при нагревании проявляется раньше. Например, максимальная рабочая температура коммерческих ДШ на 4H-SiC, выпускаемых фирмой Cree, Inc., составляет 175°C [1]. Более того, обратный ток в ДШ на 4H-SiC зачастую проявляет „избыточный“ характер. Причины этого до настоящего времени достоверно не установлены, и это не позволяет прогнозировать параметры разрабатываемых приборов. Вообще проверить применимость той или иной модели для описания токов утечки в ДШ на 4H-SiC довольно трудно, так как на величину утечек влияют самые разнообразные факторы: неоднородность высоты барьера в пределах площади металлического контакта, точечные и протяженные дефекты в эпитаксиальном слое, конструктивные особенности диодов, приводящие к преждевременному краевому пробою, и др.

В настоящей работе изготовлены ДШ на основе 4H-SiC с высоким потенциальным барьером и охранной системой в виде „плавающих“ планарных $p-n$ -переходов (высокий барьер нужен для того, чтобы минимизировать ток термоэмиссии в обратном направлении, а охранная система — для подавления утечек за счет краевых эффектов). Измерены прямые и обратные вольт-амперные характеристики (ВАХ) в широком диапазоне температур. Показано, что в прямом направлении ток обусловлен термоэлектронной эмиссией, однако в обратном направлении ток „избыточен“. Выдвигается и обсуждается гипотеза о том, что избыточный ток протекает локально, в местах выхода на границу Ni-SiC проникающих дислокаций.

2. Образцы

Экспериментальные образцы ДШ изготавливались на основе коммерческого эпитаксиального материала 4H-SiC фирмы Intrinsic Semiconductor: концентрация доноров в n -слое $N = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, толщина n -слоя $d = 12 \text{ мкм}$. Для уменьшения краевых утечек в структуре ДШ была использована охранная система из планарных $p-n$ -переходов, формируемых неравновесной диффузией бора из имплантированного источника, как описано в работе [2]. После формирования охранных колец поверхность эпитаксиального слоя была пассивирована слоем собственного окисла SiO_2 , выращенного в потоке сухого кислорода при температуре 1150°C в течение 9 ч. Затем формировался никелевый омический контакт к шлифованной с обратной стороны подложке (катод) путем ионного распыления Ni-мишени (толщина слоя Ni $\sim 100 \text{ нс}$) с последующим отжигом в вакууме при температуре 950°C в течение 15 мин.

Поверх контактного вожженного металла напылялся дополнительный слой никеля толщиной $\sim 0.5 \text{ мкм}$. Анодные контакты диаметром 250 мкм формировались электронно-лучевым напылением никеля в высоком вакууме (толщина слоя Ni $\sim 150 \text{ нм}$). Поверх никеля

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

напылялся защитный слой алюминия толщиной 1 мкм магнетронным распылением в вакууме. Готовые структуры отжигались в вакууме при температуре 200°C в течение 1 ч. Далее поверхность приборов закрывалась силиконовым гелем. Измерения вольт-амперных характеристик проводились с помощью специального прижимного зонда. Температурные измерения проводились с использованием термостатированной печи.

3. Вольт-амперные характеристики

На рис. 1, *a* точками показаны экспериментальные прямые ВАХ, измеренные на постоянном токе при разных температурах в диапазоне от комнатной до 499 К. Измеренные ВАХ были аппроксимированы экспонентами, которыми обычно описывают ток в рамках теории термоэлектронной эмиссии [3]:

$$I = I_0 \left(\exp \frac{qV}{nkT} - 1 \right), \quad (1)$$

где I_0 и n — подгоночные параметры (обратный ток насыщения и фактор идеальности соответственно), q — элементарный заряд, V — приложенное напряжение, T — абсолютная температура, k — константа Больцмана. Оказалось, что $n = 1.07$ при комнатной температуре и уменьшается до 1 по мере повышения температуры (см. таблицу). Согласно теории термоэлектронной эмиссии, ток насыщения I_0 связан с высотой барьера Φ_B соотношением

$$I_0 = SA^*T^2 \exp \left(-\frac{\Phi_B}{nkT} \right), \quad (2)$$

где S — площадь контакта Шоттки, A^* — эффективная константа Ричардсона. На рис. 1, *b* точками показана зависимость $\ln(I_0/T^2)$ от $1/nkT$ (график Ричардсона). Точки хорошо ложатся на прямую линию, что является дополнительным свидетельством в пользу реализации механизма термоэлектронной эмиссии. Из наклона зависимости $\ln(I_0/T^2)$ от $1/nkT$ можно определить высоту барьера, а экстраполяцией этой зависимости на ось ординат — эффективную константу Ричардсона; они оказались равными: $\Phi_B = 1.53$ эВ, $A^* = 35$ А/см² · К².

На рис. 2, *a*, показаны обратные ВАХ одного из ДШ, измеренные на постоянном токе при напряжениях

Экспериментальные значения тока насыщения и фактора идеальности при разных температурах

Температура T , К	Ток насыщения I_0 , А	Фактор идеальности n
297	$8 \cdot 10^{-22}$	1.07
335	$6.6 \cdot 10^{-20}$	1.02
373	$8 \cdot 10^{-18}$	1.01
448	$1.9 \cdot 10^{-14}$	1.00
499	$1.5 \cdot 10^{-12}$	1.00

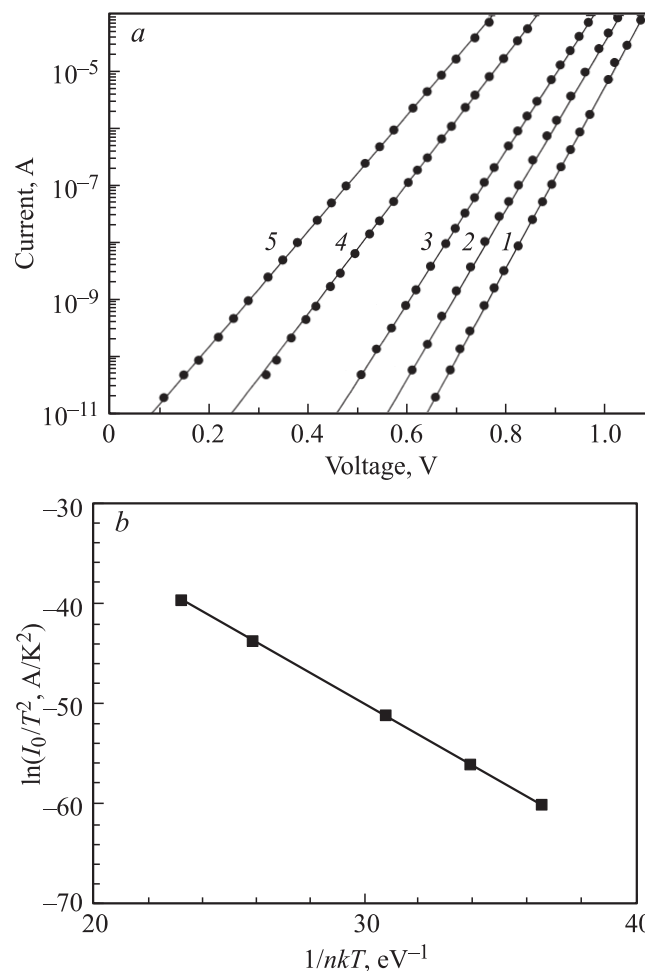


Рис. 1. *a* — прямые ВАХ 4H-SiC-ДШ: точки — эксперимент, сплошные линии — аппроксимации по формуле (1). Температура T , К: 1 — 297, 2 — 335, 3 — 373, 4 — 448, 5 — 499. *b* — график Ричардсона.

от нуля до $V_r = 1200$ В при разных температурах в диапазоне от комнатной до 522 К (в двойном логарифмическом масштабе). Как видно, при комнатной температуре обратный ток ~ 0.01 нА (предел чувствительности измерительной аппаратуры) появлялся при напряжении 300 В, а при напряжении $V_r = 1200$ В ток достигал 200 нА. При повышении температуры заметный ток появлялся при меньших напряжениях, однако крутизна ВАХ в целом уменьшалась. При $T = 522$ К ток ~ 0.01 нА появлялся при напряжении ~ 10 В (отметим, что при этой температуре ток насыщения $I_0 = 0.007$ нА), однако при напряжении 1200 В он не превышал 20 нА, т. е. был меньше, чем при комнатной температуре. К наиболее характерным особенностям измеренных обратных ВАХ можно отнести следующие.

1) При высоких температурах на ВАХ можно выделить начальный участок, где ток зависит от напряжения как $V_r^{1/3}$ и падает по мере понижения температуры.

2) Участок, на котором $I \propto V_r^{1/3}$, сначала сменяется более крутой зависимостью, а затем вновь обнаружива-

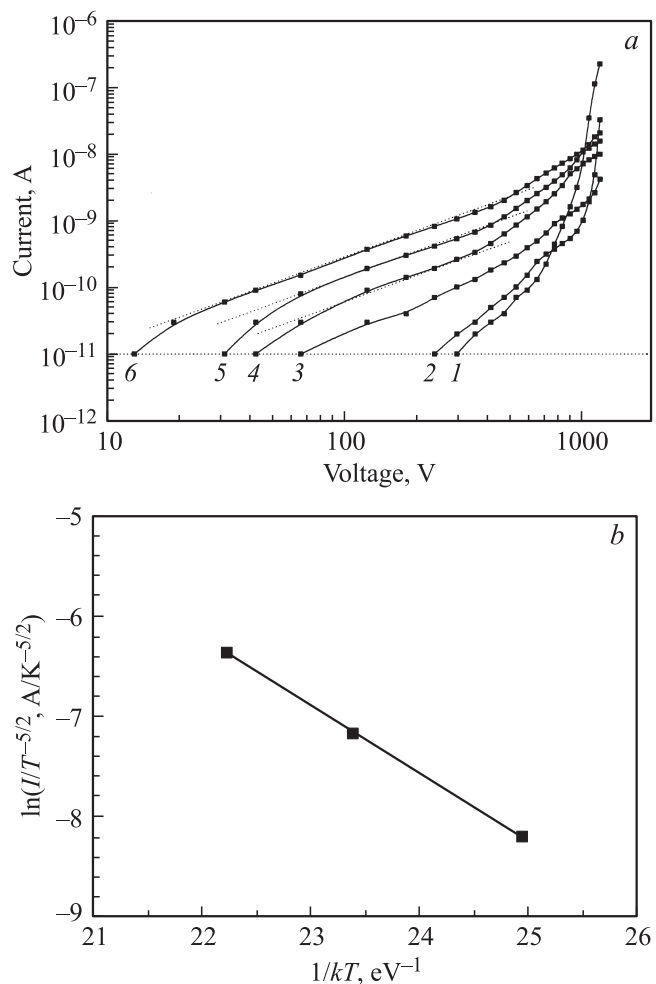


Рис. 2. *a* — обратные ВАХ 4H-SiC-ДШ. Температура T , К: 1 — 298, 2 — 359, 3 — 407, 4 — 465, 5 — 496, 6 — 522. *b* — термоактивационная зависимость обратного тока на участке $I \propto V_r^{1/3}$.

ется тенденция к выполаживанию ВАХ. При охлаждении протяженность участка $I \propto V_r^{1/3}$ уменьшается вплоть до его полного вырождения (уменьшается напряжение, при котором происходит переход к более крутому участку).

3) Вольт-амперные характеристики, измеренные при двух разных температурах (низкой и высокой), пересекаются при некотором напряжении, т.е. при больших напряжениях низкотемпературная утечка оказывается больше высокотемпературной.

4. Обсуждение результатов

Ранее в нескольких работах была отмечана корреляция величины тока утечки с плотностью проникающих дислокаций (см., например, [4,5]). В использованных нами для изготовления ДШ эпитаксиальных пленках плотность таких дислокаций, выявленных травлением в расплавленной щелочи, составляет $N_0 = 8 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$. Наиболее вероятно, что избыточный обратный ток про-

текает именно в местах выхода дислокаций на границу Ni-SiC. Далее необходимо отметить, что ток проявляет избыточный характер только в обратном направлении, когда к металлу приложен отрицательный (относительно полупроводника) потенциал. Это обстоятельство исключает из рассмотрения такой механизм утечки, как туннелирование, поскольку туннелирование должно было бы проявиться и в прямом направлении. Мы считаем, что в изготовленных ДШ избыточный ток протекает по механизму токов, ограниченных пространственным зарядом (ТОПЗ) [6], за счет монополярной инжекции электронов из точечных областей, находящихся в пределах металла (там, где дислокации выходят на гетерограницу) в обедненную область полупроводника.

В местах выхода дислокаций на поверхность энергетический барьер для электронов, покидающих металл, может быть понижен и отодвинут от поверхности полупроводника в его объем на некоторое расстояние [7]. Как следствие, в приповерхностной области полупроводника образуется, по терминологии Ламперта и Марка [6], точечный „резервуарный“ контакт. Приложение отрицательного потенциала к металлу вызывает монополярную инжекцию электронов из такого наномасштабного резервуара в обедненную область полупроводника. При этом увеличение напряжения сопровождается суперлинейным ростом тока, поскольку с ростом напряжения растет и число инжектированных электронов (механизм ТОПЗ). Здесь исключительно важную роль могут играть ловушки электронов. Дело в том, что все ловушки в обедненной области первоначально опустошены и легко могут захватывать инжектированные электроны. В этом случае лишь часть инжектируемых в обедненный слой электронов создает ток проводимости.

В рамках модели ТОПЗ, учитывающей захват электронов ловушками [6], перечисленные выше особенности ВАХ объясняются следующим образом.

1) Пока число захваченных электронов остается много меньше числа ловушек и отношение числа свободных электронов к числу захваченных $n/n_t \ll 1$, ток растет с напряжением как V_r^m , где m может принимать значения от одного до двух. В нашем случае при высоких температурах есть участок ВАХ, где $m = 1.3$. При охлаждении скорость термоэмиссии с уровней уменьшается и все меньшее число электронов остаются свободными (отношение n/n_t падает), так что ток тоже падает с ростом температуры. Поскольку подвижность электронов в 4H-SiC зависит от температуры как $T^{-5/2}$, можно ожидать, что на участке $I \propto V_r^{1/3}$ величина $I/T^{-5/2}$ будет пропорциональной $1/kT$, а коэффициент пропорциональности будет равен энергии ионизации ловушек ΔE_t . В нашем случае величина ΔE_t оказалась равной 0.68 эВ (рис. 2, *b*). Это очень близко к энергии ионизации основного состояния хорошо известных центров Z_1/Z_2 (см., например, [8]), присутствующих в пленках 4H-SiC, выращенных CVD-методом (chemical vapor deposition), в достаточно высокой концентрации.

2) При некотором напряжении V_1 наступает так называемый режим полного заполнения ловушек (ПЗЛ), когда число захваченных электронов начинает сравниваться с числом ловушек, а количество свободных электронов и соответственно ток начинают быстро расти при увеличении напряжения. Очевидно, что чем ниже температура, тем меньшее напряжение требуется приложить для достижения режима ПЗЛ. В нашем случае напряжение $V_1 \approx 500$ В при $T = 522$ К и падает при охлаждении, что и приводит к постепенному вырождению участка $I \propto V_r^{1/3}$. Наблюдающаяся тенденция к выполаживанию ВАХ после участка ПЗЛ может быть связана с захватом инжектированных электронов на другое, более мелкое состояние центров Z_1/Z_2 .

3) Тот факт, что при больших напряжениях утечки при низких температурах больше, чем при высоких, объясняется следующим образом: в режиме ПЗЛ, когда почти весь инжектированный заряд остается подвижным, величина тока определяется подвижностью электронов, которая растёт при понижении температуры.

5. Заключение

В заключение следует отметить, что проблема выращивания бездислокационного эпитаксиального материала 4H-SiC пока еще не решена, хотя прогресс в этом направлении есть: недавно появились работы, в которых сообщается об уменьшении плотности проникающих дислокаций (краевых и винтовых) до уровня $10^2 - 10^3 \text{ см}^{-2}$ (см., например, [5]). Однако даже такая небольшая плотность дислокаций должна играть существенную роль в мощных ДШ, рассчитанных на большой прямой ток. В дальнейшем мы планируем разработать количественную модель для описания избыточного обратного тока. Должны быть приняты во внимание и другие факторы, увеличивающие ток и обусловленные эффектами сильного поля, — это полевая эмиссия захваченных на ловушки носителей и ударная ионизация.

Авторы выражают благодарность П.Б. Родину за полезные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке Федерального агентства по науке и инновациям (госконтракт № 02.516.12.6009).

Список литературы

- [1] http://www.cree.com/products/power_docs2.asp
- [2] П.А. Иванов, И.В. Грехов, Н.Д. Ильинская, Т.П. Самсонова, А.С. Потапов. ФТП, **43**, 527 (2009).
- [3] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., 1984) т. 1.
- [4] Q. Wahab, A. Ellison, A. Henry, E. Janzen, C. Hallin, J. Di Persio, R. Martinez. Appl. Phys. Lett., **76**, 2725 (2000).
- [5] B. Hull, J. Sumakeris, M.O' Loughlin, J. Zhang, J. Richmond, A. Powell, M. Paisley, V. Tsvetkov, A. Hefner, A. Rivera. Mater. Sci. Forum, **600–603**, 931 (2009).

- [6] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., 1973).
- [7] R.T. Tung. Appl. Phys. Lett., **58**, 2821 (1991).
- [8] C. Hemmingsson, N. Son, A. Ellison, J. Zhang, E. Janzen. Phys. Rev. B, **58**, R10119 (1998).

Редактор Л.В. Шаронова

About „surplus“ leakage current in high-voltage 4H-SiC Schottky diodes

P.A. Ivanov, I.V. Grekhov, A.S. Potapov,
T.P. Samsonova, N.D. Il'inskaya, O.I. Kon'kov,
O.Yu. Serebrennikova

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

Abstract High-voltage 4H-SiC Schottky barrier diodes have been fabricated, possessing nickel Schottky contacts and planar $p-n$ junctions as „floating“ quard rings. Current–voltage characteristics were measured in a wide temperature range. It is shown that in forward direction, the current flow is described well by the thermionic emission. However, reverse current shows excess value as compared to thermionic emission. A hypothesis is put forward about that the reverse current flows through very small points located at dislocation outcrops within the Schottky area. The shape of current–voltage characteristics makes possible to conclude that electron transport is governed by monopolar injection (space charge limited current), with electron traps being involved.