

Анализ прямых вольт-амперных характеристик неидеальных барьеров Шоттки Ti/4H-SiC

© П.А. Иванов[¶], А.С. Потапов, Т.П. Самсонова

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

(Получена 16 апреля 2008 г. Принята к печати 28 апреля 2008 г.)

Проанализированы прямые вольт-амперные характеристики неидеальных контактов Шоттки Ti/4H-SiC с коэффициентом неидеальности на экспоненциальном участке характеристик $n = 1.1-1.2$. Неидеальность рассматривается как следствие образования тонкого диэлектрического слоя между напыленным титаном и 4H-SiC. По измеренным вольт-амперным характеристикам определены электрофизические параметры контактов — высота энергетического барьера, толщина промежуточного диэлектрического слоя, распределение плотности состояний по энергиям на границе раздела диэлектрик/полупроводник.

PACS: 73.30.+y, 73.40.Ei, 73.40.Ns

1. Введение

Экспериментальные вольт-амперные характеристики (ВАХ) прямосмещенных контактов Шоттки обычно аппроксимируют экспоненциальной зависимостью вида

$$I = SA^*T^2 \exp\left(-\frac{\phi_{B \text{ eff}}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right), \quad (1)$$

где q — элементарный заряд, S — площадь контакта, A^* — постоянная Ричардсона, $\phi_{B \text{ eff}}$ — эффективная высота барьера, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура. Для идеального контакта Шоттки коэффициент n очень близок к единице (как правило, $n = 1.01-1.03$ из-за влияния сил изображения на высоту барьера). Однако нередко ВАХ барьеров Шоттки оказываются „неидеальными“ — показатель n оказывается существенно больше единицы. Для объяснения неидеальности ВАХ контактов Шоттки (в том числе на SiC) часто привлекают представления о неоднородной структуре контакта [1–4]. Считается, что в пределах площади контакта имеются участки, где высота энергетического барьера понижена. „Избыточные“ токи, протекающие через такие участки, приводят к неидеальности ВАХ. Кроме неоднородной структуры контакта, неидеальность могут порождать и другие факторы, связанные с условиями приготовления образцов, — наличие промежуточного диэлектрического слоя между металлом и полупроводником, присутствие на границе раздела диэлектрик/полупроводник электронных состояний [5–7]. В данной работе для контактов с промежуточным слоем предлагается методика определения (по измеренным ВАХ) высоты энергетического барьера, толщины промежуточного диэлектрического слоя и распределения плотности состояний по энергиям на границе раздела диэлектрик/полупроводник. С использованием предложенной методики проводится анализ прямых ВАХ контактов Шоттки, сформированных на 4H-SiC магнетронным распылением титана.

2. Образцы

Исследованные диоды Шоттки изготавливались на основе коммерческого эпитаксиального материала 4H-SiC. Концентрация доноров (примесь азота) в n -слое толщиной 10 мкм составляла $N = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. На рис. 1 показана структура изготовленных диодов; технология их изготовления детально описана в работе [8]. Охранные p - n -переходы формировались имплантацией бора с последующим высокотемпературным отжигом. Поверхность 4H-SiC была пассивирована слоем термического оксида. Омическим контактом к подложке служил никель, нанесенный ионным распылением и отожженный в вакууме при температуре 950°C в течение 15 мин. Контакты Шоттки площадью $3.5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ формировались магнетронным распылением титана в вакууме. Часть диодных структур была подвергнута термическому отжигу в вакууме при температуре 300°C.

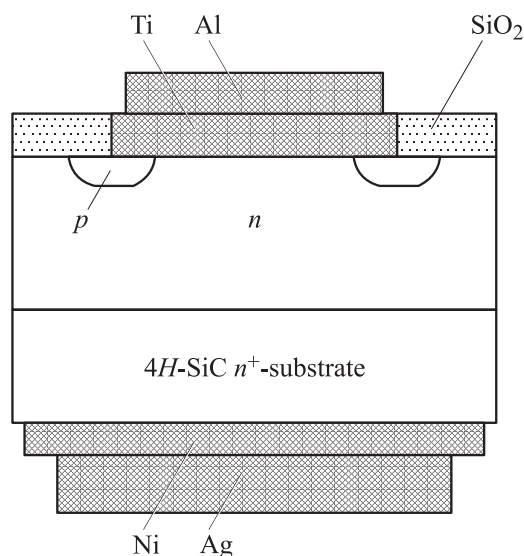


Рис. 1. Поперечное сечение изготовленных диодов Шоттки на 4H-SiC.

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

3. Модель контакта и методика определения параметров структуры контакта

Будем рассматривать контакт Шоттки с тонким промежуточным диэлектрическим слоем, который туннельно прозрачен для электронов. В этом случае влияние диэлектрика сводится к тому, что на нем падает часть внешнего напряжения, приложенного к структуре. Для расчета прямой ВАХ контакта Шоттки примем следующие допущения:

- пренебрежем влиянием сил изображения на высоту барьера;
- будем считать, что доноры в нейтральной области n -слоя полностью ионизованы;
- примем для области пространственного заряда (ОПЗ) в полупроводнике приближение резкой границы;
- будем считать, что прямой ток не искажает равновесного распределения электронов в полупроводнике по энергиям (электронный квазиуровень Ферми постоянен);
- будем считать, что поверхностные электронные состояния с энергиями в верхней половине запрещенной зоны нейтральны в опустошенном состоянии и отрицательно заряжены в заполненном (акцепторного типа).

С учетом принятых допущений энергетическая диаграмма прямосмещенного контакта Шоттки показана на рис. 2. Будем отсчитывать энергию от положения уровня Ферми в металле. В соответствии с показанной диаграммой ток можно записать в виде

$$I = SA^*T^2 \exp\left(-\frac{\phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV_s}{kT}\right), \quad (2)$$

где ϕ_B — высота барьера, V_s — часть внешнего напряжения, падающая на области пространственного заряда в полупроводнике,

$$V_s = V - V_d - IR, \quad (3)$$

V — внешнее напряжение, приложенное к структуре, V_d — падение напряжения на диэлектрике, R — последовательное сопротивление диода. Величина V_d рассчитывается следующим образом:

$$V_d = \frac{\Delta Q_s + \Delta Q_{it}}{C_d}, \quad (4)$$

где ΔQ_s и ΔQ_{it} — приращения заряда в объеме полупроводника и заряда, захваченного поверхностными состояниями, C_d — емкость диэлектрика. В свою очередь

$$\Delta Q_s = qN\Delta W, \quad (5)$$

$$\Delta Q_{it} = q \int_0^{qV_s} D_{it}(E) dE, \quad (6)$$

где N — концентрация доноров в полупроводнике, ΔW — сужение ОПЗ в полупроводнике при приложении

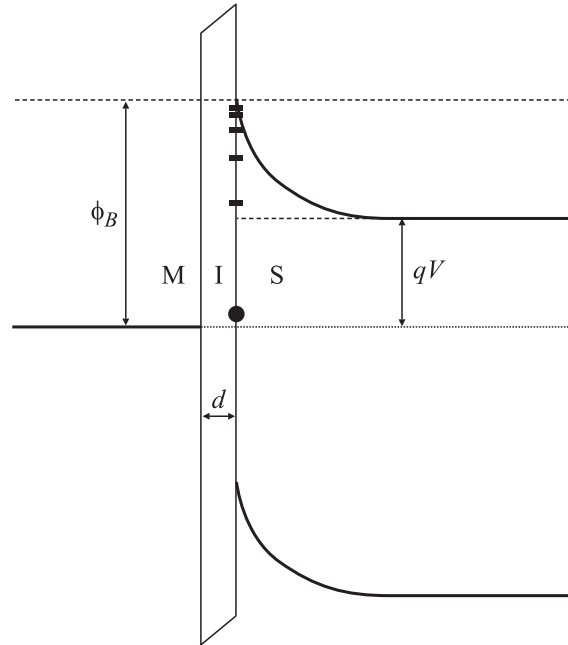


Рис. 2. Энергетическая диаграмма прямосмещенного контакта Шоттки. М — металл, I — диэлектрик, S — полупроводник.

напряжения, D_{it} — распределение плотности состояний по энергиям в запрещенной зоне полупроводника. Величина ΔW связана с V_s следующим образом:

$$\Delta W = \sqrt{\frac{\epsilon_s}{2qN}} \left[\sqrt{\phi_B/q} - \sqrt{(\phi_B/q) - V_s} \right], \quad (7)$$

где ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника. После соответствующих подстановок получаем окончательную систему уравнений, описывающую зависимость тока I от напряжения V :

$$I = SA^*T^2 \exp\left(-\frac{\phi_B}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV_s}{kT}\right), \quad (8)$$

$$V_d = \frac{d}{\epsilon_d} \left\{ \sqrt{2qN\epsilon_s} \left[\sqrt{\phi_B/q} - \sqrt{(\phi_B/q) - V_s} \right] + q \int_0^{qV_s} D_{it}(E) dE \right\}, \quad (9)$$

$$V = V_d + V_s + IR. \quad (10)$$

Величину R можно измерить при больших токах, когда все напряжение, приложенное к структуре, падает на последовательном сопротивлении диода. При аппроксимации экспериментальной ВАХ формулами (8)–(10) подгонными являются следующие параметры: высота барьера ϕ_B , толщина промежуточного слоя d (в большинстве случаев диэлектрическую проницаемость ϵ_d туннельно-тонкого промежуточного слоя можно принять равной диэлектрической проницаемости вакуума) и распределение плотности состояний по энергиям

Электрофизические параметры контактов Ti/4H-SiC

Условия формирования	Коэффициент неидеальности	Эффективная высота барьера $\phi_{B \text{ eff}}$, эВ	Толщина диэлектрической прослойки d , нм	Высота барьера ϕ_B , эВ
Без отжига	1.2	0.66	5.9	1.25
Отжиг при 300°C	1.09	0.67	3.2	1.21

$D_{it}(E)$. Строго говоря, при произвольно сложном характере зависимости $D_{it}(E)$ провести аппроксимацию не представляется возможным. Однако иногда ситуация упрощается тем, что при $V = 0$ плотность состояний на уровне Ферми относительно мала, так что $\Delta Q_{it} \ll \Delta Q_s$ в некотором диапазоне изменения напряжения V (это имеет место, например, при U -образном распределении $D_{it}(E)$, когда плотность состояний мала в середине запрещенной зоны и резко нарастает при приближении к разрешенным зонам). В таком случае можно построить ВАХ, соответствующую гипотетическому случаю $D_{it} = 0$, аппроксимируя начальный участок ВАХ с подгонкой по двум параметрам — ϕ_B и d . Далее, пользуясь тем обстоятельством, что одинаковым значениям рассчитанного и экспериментального тока соответствуют одни и те же значения V_s (ток является „мерой“ V_s), распределение $D_{it}(E)$ можно определить, анализируя отклонение экспериментальной ВАХ от рассчитанной аналогично тому, как это делается при анализе высокочастотных вольт-фарядных характеристик структур металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) (см., например, [9]):

$$qD_{it}(V_s) = C_d \frac{d(V_{\text{cal}} - V_{\text{exp}})}{dV_s}. \quad (11)$$

Здесь V_{cal} и V_{exp} — расчетные и экспериментальные значения напряжения, соответствующие одним и тем же значениям тока. На практике используется численный метод: для ряда значений V_s по формулам (8)–(10) вычисляются соответствующие значения I и V_{cal} . Значения производной $d(V_{\text{cal}} - V_{\text{exp}})/dV_s$ определяются численным дифференцированием. Далее от зависимости $D_{it}(V_s)$ можно перейти к энергетическому распределению $D_{it}(E)$, сопоставив каждому значению V_s энергию $E_c - E = \phi_B - qV_s$.

4. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 3 показаны типичные прямые ВАХ неотожженных и отоженных изготовленных контактов Шоттки Ti/4H-SiC (для 2 и 3 образцов соответственно), измеренные при комнатной температуре в диапазоне токов 10^{-11} – 10^{-2} А/см². Как видно, на начальном участке (до

плотностей тока $\sim 10^{-7}$ А/см²) ВАХ близки к экспоненциальным. Коэффициент неидеальности на экспоненциальном участке для неотожженных образцов составляет 1.2, а для отоженных 1.09. Экстраполяция ВАХ к нулевому напряжению в обоих случаях дает приблизительно одинаковую отсечку $I_0 = 10^{-12}$ А/см². Соответствующая

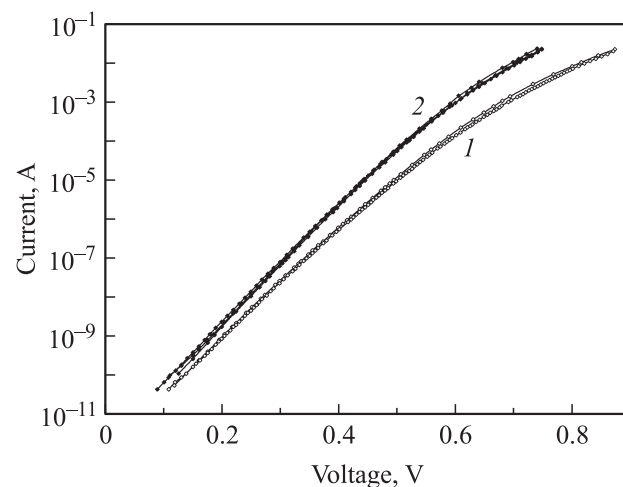


Рис. 3. Экспериментальные прямые ВАХ ряда неотожженных (1) и отоженных (2) диодов.

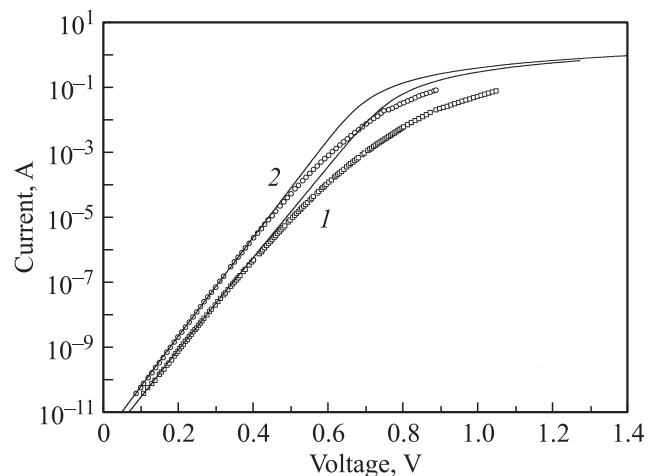


Рис. 4. Расчетные ВАХ (сплошные кривые), соответствующие $D_{it} = 0$. Параметры ϕ_B и d подобраны так, чтобы наилучшим образом аппроксимировать экспериментальные ВАХ (точки) на начальном участке. 1 — неотожженный образец, 2 — отоженный.

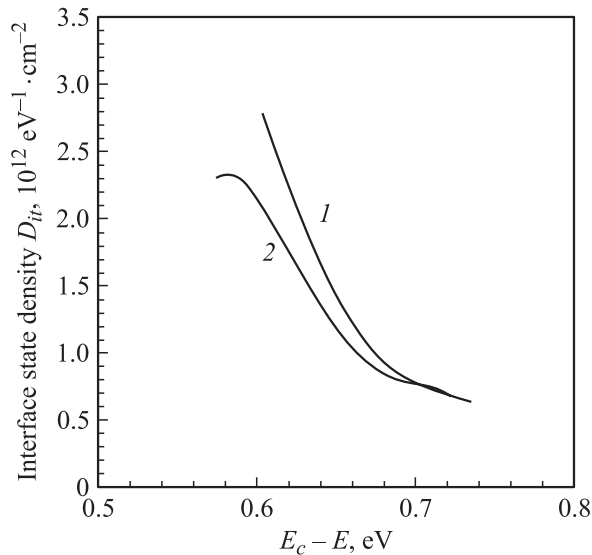


Рис. 5. Энергетические распределения плотности состояний $D_{it}(E)$ для неотожженного (1) и отожденного (2) образцов.

эффективная высота барьера составляет $\phi_{B\text{eff}} = 0.66$ эВ (постоянная Ричардсона $A^* = 75 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{K}^2$ [10]).

На рис. 4 показаны расчетные ВАХ, соответствующие $D_{it} = 0$. В расчетах последовательное сопротивление R принималось равным измеренному дифференциальному сопротивлению диода на омическом участке ВАХ: $R = 0.53 \text{ Ом}$. Параметры ϕ_B и d (см. таблицу) подбирались так, чтобы наилучшим образом аппроксимировать экспериментальные ВАХ на начальном участке. На рис. 5 показаны энергетические распределения плотности состояний $D_{it}(E)$ для неотожженного и отожденного образцов, построенные по описанной выше методике.

Как мы полагаем, диэлектрическая прослойка — это тонкий слой окисла титана (TiO_x) на гетерогранице. Полученные электрофизические параметры контактов (см. таблицу и рис. 5) можно прокомментировать следующим образом. Значения толщин диэлектрической прослойки, 5.9 и 3.2 нм для неотожженных и отоженных образцов соответственно, не противоречат принятому допущению о том, что прослойка TiO_x туннельно прозрачна для электронов. Энергетическая плотность состояний $D_{it} = (0.6\text{--}2.5) \cdot 10^{12} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ (она увеличивается по мере приближения к краю зоны проводимости E_c) имеет разумную величину для туннельного МДП диода. Отметим, что термический отжиг контактов в вакууме при температуре 300°C способствует „формовке“ контактов — толщина диэлектрической прослойки уменьшается почти в 2 раза; кроме того, несколько уменьшается плотность состояний (благодаря формовке коэффициент неидеальности уменьшается от 1.2 до 1.09). „Истинная“ высота барьера $\phi_B = 1.21\text{--}1.25$ эВ существенно превышает эффективную высоту $\phi_{B\text{eff}} = 0.66$ эВ. Отметим, что найденная величина $\phi_B = 1.2$ эВ близка к тем значениям, которые приводят для идеальных Ti-контактов Шоттки на 4H-SiC [3,10].

Работа поддержана федеральной целевой программой „Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2012 годы“ (госконтракт № 02.523.11.3006 от 15 августа 2007 г.), ОФН РАН (программа „Новые принципы преобразования энергии в полупроводниковых структурах“) и грантом РФФИ № 07-02-13529-офи-ц.

Список литературы

- [1] R.F. Schmitsdorf, T.U. Kampen, W. Monch. *J. Vac. Sci. Technol. B*, **15**, 1221 (1997).
- [2] R. Perez, N. Mestres, J. Montserrat, D. Tournier, P. Godignon. *Phys. Status Solidi A*, **202**, 692 (2005).
- [3] D. Defives, O. Noblanc, C. Dua, C. Brylinski, M. Barhula, V. Aubry-Fortuna, F. Meyer. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **46**, 449 (1999).
- [4] B.J. Skromme, E. Luckowski, K. Moore, M. Bhatnagar, C.E. Weitzel, T. Gehoski, D. Ganser. *J. Electron. Mater.*, **29**, 376 (2000).
- [5] H.C. Card, E.H. Roderick. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **4**, 1602 (1971).
- [6] K. Hattori, T. Yamasaki, Y. Uraoka, T. Fujii. *J. Appl. Phys.*, **54**, 7020 (1983).
- [7] М.Б. Шалимова, Н.В. Щербакова. *Письма ЖТФ*, **31**, 27 (2005).
- [8] И.В. Грехов, П.А. Иванов, Н.Д. Ильинская, О.И. Коньков, А.С. Потапов, Т.П. Самсонова. *ФТП*, **42**, 211 (2008).
- [9] В.А. Гуртов. *Твердотельная электроника. Учебное пособие* (Петрозаводск, ПетрГУ, 2004) гл. 3, с. 108.
- [10] D. Stephani, R. Schoerner, D. Peters, P. Friedrichs. *Mater. Sci. Forum*, **527–529**, 1147 (2006).

Редактор Л.В. Шаронова

Analysis of forward current–voltage characteristics of non-ideal Ti/4H-SiC Schottky barriers

P.A. Ivanov, A.S. Potapov, T.P. Samsonova

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

Abstract Forward current–voltage characteristics of non-ideal Ti/4H-SiC Schottky barriers with ideality factor $n = 1.1\text{--}1.2$ have been analyzed. The non-ideality is considered as a result of formation of a thin intermediate dielectric layer between the deposited titanium layer and 4H-SiC. Using experimental current–voltage characteristics, the electrophysical characteristics of Ti contacts such as energy barrier height, the thickness of the intermediate layer and the energy distribution of the interface state density are determined.