

03,08

Исследование электрофизических характеристик изотипного гетероперехода 3C-SiC-Si

© Н.В. Полонский^{1,2}, М.В. Лобанок¹, С.В. Козодоев³, П.И. Гайдук¹

¹ Белорусский государственный университет,
Минск, Беларусь

² НИУ „Институт ядерных проблем“ БГУ,
Минск, Беларусь

³ ОАО „ИНТЕГРАЛ“ — управляющая компания холдинга „ИНТЕГРАЛ“,
Минск, Беларусь

E-mail: mishalobanok@gmail.com

Поступила в Редакцию 1 июля 2026 г.

В окончательной редакции 10 сентября 2026 г.

Принята к публикации 11 сентября 2026 г.

С использованием методов молекулярно-лучевой эпитаксии слоев 3C-SiC и электронно-лучевого испарения пленок металлов изготовлены выпрямляющие структуры $Me|3C-SiC|Si$ ($Me = Al, Ti, Ni$). Измерения вольт-фарадных характеристик показали, что область пространственного заряда локализована в кремниевой подложке. Обнаружено, что в структурах $Al|SiC|Si$ и $Ni|SiC|Si$ ширина области пространственного заряда составляет соответственно 10.69 и 14.09 μm , что коррелирует с увеличением работы выхода металла. Путем численного решения одномерного уравнения Пуассона рассчитаны распределения потенциалов в слое 3C-SiC и Si. Полученные результаты интерпретированы с помощью модели металл-диэлектрик-полупроводник с учетом поверхностных состояний на границе раздела 3C-SiC-Si.

Ключевые слова: гетероструктуры 3C-SiC|Si, изотипный гетеропереход, уравнение Пуассона, плотность поверхностных состояний.

DOI: 10.61011/FTT.2026.09.63905.10306

1. Введение

Эпитаксиальные гетероструктуры на основе слоев кубического карбида кремния на кремнии (3C-SiC|Si) перспективны для формирования термически и радиационно устойчивых приборов на основе хорошо отработанной технологии кремниевой электроники [1–3]. В частности, структуры $Me|3C-SiC|Si$ ранее использовались при формировании фотоприемников [4], структур микроэлектромеханических систем [5], газовых сенсоров и элементов квантовой электроники [1]. Основной причиной, существенно снижающей эффективность этих приборов, является значительное рассогласование параметров кристаллических решеток ($\sim 20\%$) и коэффициентов термического расширения ($\sim 8\%$), вследствие чего на границе раздела 3C-SiC-Si присутствуют структурные дефекты (дислокации несоответствия, дефекты упаковки, микродвойники и связанные с ними антифазные домены и др.) в высокой концентрации [2]. Очевидно, что эти дефекты существенным образом увеличивают плотность поверхностных состояний (N_{ss}), и, как следствие, могут приводить к значительным изменениям высоты барьера и ширины области пространственного заряда (ОПЗ) вдоль границы раздела SiC-Si [6]. Еще более важным представляется роль поверхностных состояний в структурах с низкоразмерными пленками 3C-SiC (толщиной до ~ 100 nm), выращенными на Si-подложках, поскольку в этом случае ширина ОПЗ сравнима с

характерными геометрическими размерами основных элементов структуры и достаточно сильно зависит от величины N_{ss} . Вместе с тем, влияние поверхностных состояний на электрофизические параметры таких структур исследовано недостаточно полно, несмотря на их практическую значимость для приборных применений. Так, известны работы, в которых поверхностные состояния исследовались на анизотипных гетеропереходах n -3C-SiC- p -Si [7,8]. Полученные в этих работах значения N_{ss} варьировались в диапазоне $10^{11} - 10^{12} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. В то же время в литературе отсутствуют подобные данные для изотипных гетеропереходов 3C-SiC|Si.

С учетом изложенного, целью настоящей работы явилось исследование электрофизических характеристик изотипных гетеропереходов $Me|3C-SiC|Si$ и определение роли поверхностных состояний.

2. Материалы и методы

В качестве исходных использованы (111)-ориентированные подложки кремния ($a = 0.543$ nm) n -типа проводимости с удельным сопротивлением $\sim 1100 \Omega \cdot \text{cm}$. Слои 3C-SiC ($a = 0.435$ nm) толщиной $\delta \approx 80$ nm выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии при температуре 960° на установке VG Semicon V80 [9]. Концентрация слоев 3C-SiC (N_d^{3C-SiC}) составляла $\sim 1.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Исследование

структуры сформированных слоев проводили методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) и просвечивающей электронной дифракции (ПЭД) с использованием микроскопа FEI Talos (S)TEM при ускоряющем напряжении 200 keV.

Пластины 3C-SiC/Si были разделены на четыре серии образцов размером $2 \times 2 \text{ см}^2$. Методом электронно-лучевого испарения на лицевую сторону образцов (поверхность 3C-SiC) первой, второй и третьей серии нанесены слои металла (Al, Ti, Ni) толщиной 50 nm. Выбор типа металла (Al, Ti и Ni) был обусловлен варьированием работы выхода электронов (Φ_{Me}) от 4.28 eV для Al и до 5.15 eV для Ni [10].

Для проведения электрофизических измерений были изготовлены цилиндрические мезоструктуры с площадью основания A от 5.50 до $10.0 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$. Мезоструктуры формировали методом фотолитографии и последующего селективного травления в смеси кислот $\text{HF}:\text{HNO}_3$ (1:5). На тыльной стороне образцов (на поверхности Si) были сформированы омические контакты путем нанесения галлий-алюминиевой пасты.

Для измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) использовали измеритель параметров полупроводниковых приборов ИППП-1/6. Вольт-фарадные характеристики (ВФХ) измеряли с использованием прибора Е7-28 при частоте переменного сигнала 1 MHz, амплитуде 50 mV и напряжении смещения от -1.0 до $+1.0 \text{ V}$.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Результаты структурно-фазовых исследований слоев SiC методами ПЭМ и ПЭД представлены на рис. 1. Так, на ПЭД-картине (рис. 1, а) можно выделить две группы интенсивных точечных рефлексов: обусловленных дифракцией электронов на Si-подложке (рефлексы $\{220\}$), а также на слоях 3C-SiC (рефлексы $\{111\}$, $\{220\}$, $\{311\}$). Присутствие точечных рефлексов Si и 3C-SiC на дифракционной картине указывают на монокристалличность слоев, а соосное расположение рефлексов от Si-подложки 220 и слоя SiC $\{220\}$ свидетельствует о том, что SiC эпитаксиален подложке. Расчётные значения параметров решётки 3C-SiC хорошо совпадают с результатами измерений межплоскостных расстояний из картин электронной дифракции от структур 3C-SiC/Si. ПЭМ-исследования структуры в поперечном сечении (рис. 1, с) выявили формирование дислокаций несоответствия на границе 3C-SiC-Si. Наряду с дислокациями, в эпитаксиальных слоях SiC обнаружены двойники, о чем свидетельствует наличие экстрарефлексов, являющихся результатом дифракции на первичных и вторичных двойниках SiC и имеющих индексы типа $\frac{1}{9}\{7\bar{5}13\}$; $\frac{1}{9}\{\bar{1}\bar{1}111\}$; $\frac{1}{3}\{2\bar{2}4\}$; $\frac{1}{3}\{7\bar{7}1\}$. Наличие ярко выраженных тяжелей интенсивности экстрарефлексов на ПЭД-картине, а также областей со специфическим полосчатым контрастом (обозначены стрелками на рис. 1, б),

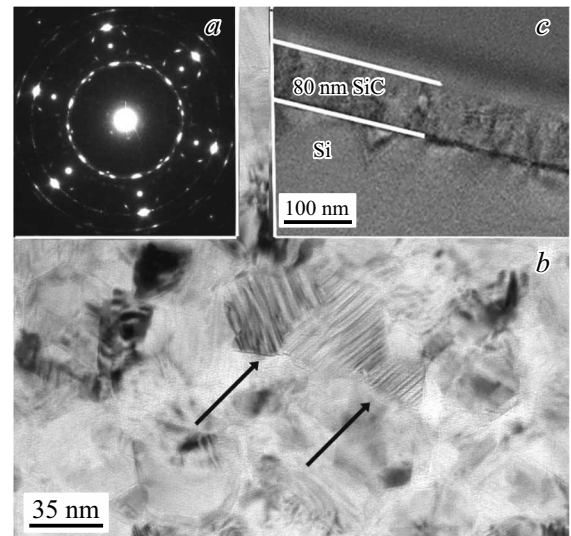


Рис. 1. а) ПЭД-картина; светлопольные ПЭМ-микрофотографии структуры слоев SiC/Si, полученные в б) планарном и с) поперечном сечениях.

указывает на присутствие дефектов упаковки и микродвойников в виде тонких ламелей.

На рис. 2, а приведены типичные ВАХ образцов $Me|3C-SiC|Si$, которые имеют существенно нелинейный характер. Прямая ветвь ВАХ, построенная в полулогарифмическом масштабе (рис. 2, б и с), имеет экспоненциальную зависимость тока от напряжения при малых смещениях (до 0.25 V):

$$I = I_s \cdot \exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{nk_B T}\right), \quad (1)$$

где I_s — ток насыщения, q — заряд электрона, V — напряжение, R_s — последовательное сопротивление, n — фактор идеальности, k_B — постоянная Больцмана, T — температура.

Отклонение зависимости тока от линейной при напряжении более 0.25 V связано с влиянием R_s . Значения R_s , рассчитанные из рис. 2, б–д, соответствуют 13.59, 13.82 и 8.98 kΩ. Несмотря на разброс в значениях R_s , значения n практически не изменялись: 1.81, 1.91 и 1.85 для гетероструктур с Al, Ti и Ni на поверхности. Полученные нами значения фактора идеальности были ниже, чем в работе [11], что, возможно, указывает на лучшее качество границы раздела 3C-SiC-Si.

Для определения значения барьера в исследуемых структурах были измерены зависимости квадрата величины обратной малосигнальной емкости (C^{-2}) от V (рис. 3). Из рисунка видно, что для всех исследуемых структур величина C^{-2} при положительном смещении резко уменьшается с выходом на плато. При обратном смещении величина C^{-2} для всех систем линейно увеличивается на участке от 0.0 до -0.4 V . Напряжения отсечки (V_i) для исследуемых структур находили

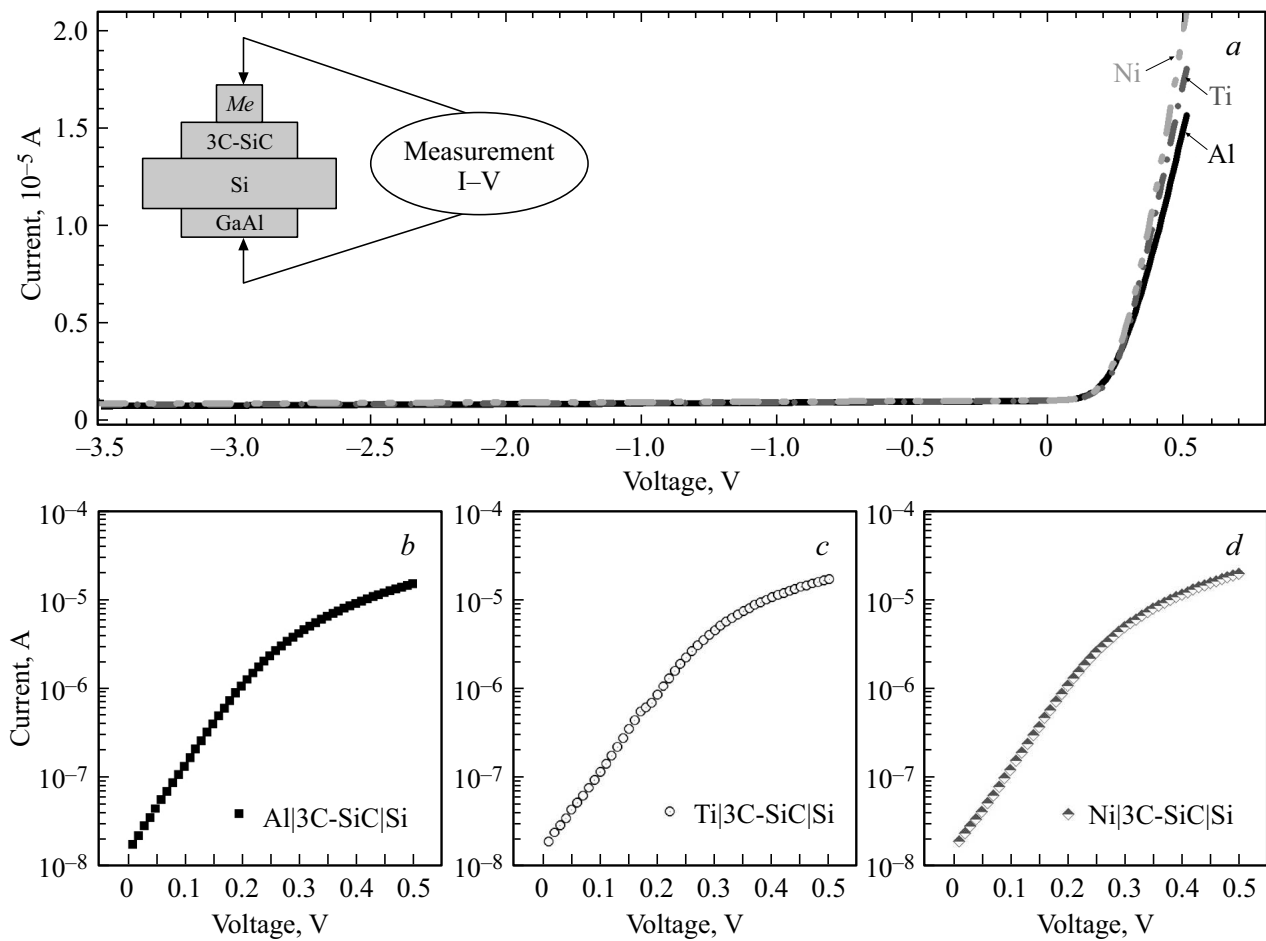


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики систем $Me|3C-SiC|Si$ (Me : Al, Ti и Ni).

путем аппроксимации прямого участка к оси напряжений. Установлено, что значения V_i увеличиваются от 0.29 до 0.50 eV с ростом работы выхода металла от 4.28 eV (Al) до 5.15 eV (Ni). Одинаковый угол наклона

линейных участков зависимостей $C^{-2}(V)$ указывает на однородность распределения концентрации носителей заряда (N_d) в слое полупроводника. Значения N_d рассчитывали по формуле [10]

$$N_d = -\frac{2}{q\epsilon_0\epsilon_s \cdot \text{tg}(\alpha)}, \quad (2)$$

где ϵ_0 и ϵ_s — диэлектрическая постоянная и диэлектрическая проницаемость полупроводника (для Si $\epsilon_s = 11.7$, диэлектрическая постоянная 3C-SiC ϵ_i бралась равной 9.7), $\text{tg}(\alpha)$ — тангенс угла наклона прямого участка зависимости $C^{-2}(V)$. Рассчитанные значения N_d в среднем составили $\sim 3.30 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$, что соответствует номинальным характеристикам кремниевой подложки.

Поскольку концентрация носителей заряда в 3C-SiC выше, чем в Si ($N_d^{3C-SiC} \approx 1.0 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), область пространственного заряда (ОПЗ) в основном распространяется на сторону Si. Ширину ОПЗ в кремнии рассчитывали по формуле

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon_s}{qN_d}} V_i. \quad (3)$$

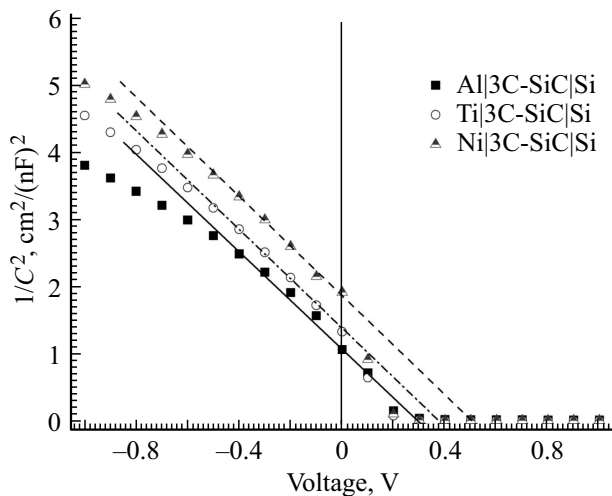


Рис. 3. Зависимость $1/C^2$ от V для структур $Al|3C-SiC|Si$, $Ti|3C-SiC|Si$ и $Ni|3C-SiC|Si$.

Таблица 1. Экспериментальные значения N_d , qV_i , W и Φ_b в системах $Me|3C-SiC|Si$

$q\Phi_{Me}$, eV	4.28	4.33	5.15
N_d , 10^{12} cm^{-3}	3.32	3.26	3.28
qV_i , eV	0.29	0.36	0.50
W , μm	10.69	12.00	14.09
$q\Phi_b$, eV	0.71	0.79	0.92

Для нахождения величины барьера на стороне Si использовалась формула

$$\Phi_b = qV_i + \frac{k_B T}{q} \left[1 + \ln \left(\frac{N_c}{N_d} \right) \right] - \Delta\varphi, \quad (4)$$

где N_c — эффективная плотность состояний в зоне проводимости кремния, равная $1.45 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (290 K), $\Delta\varphi$ — понижение высоты барьера вследствие эффекта Шоттки.

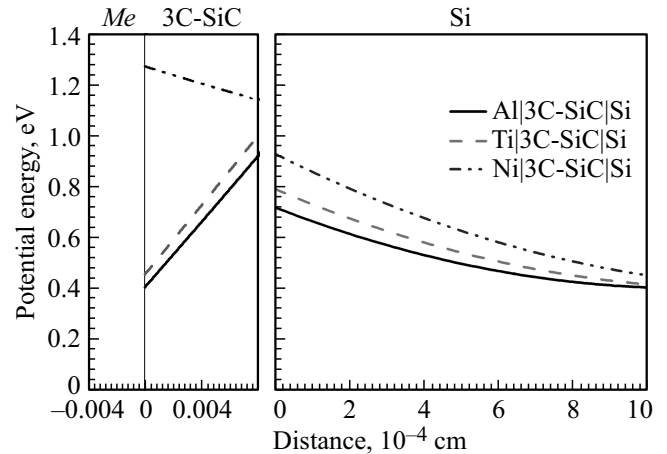
Понижение барьера за счет эффекта Шоттки рассчитывали по формуле [10]

$$\Delta\varphi = \sqrt{\frac{2qV_i}{4\pi\epsilon_0\epsilon_s W}}. \quad (5)$$

В исследуемых структурах максимальная ширина ОПЗ в Si увеличивалась с 10.69 μm для Al до 14.09 μm для Ni. Для систем Al|3C-SiC, Ti|3C-SiC|Si и Ni|3C-SiC|Si значения $\Delta\varphi$ составили 2.59, 2.72 и 2.96 meV соответственно. Ввиду малости этих значений по сравнению с тепловой энергией $k_B T$ (при 290 K, 25 meV), в последующих расчетах ими пренебрегали.

Электрофизические параметры структур $Me|3C-SiC|Si$, полученные из ВФХ, приведены в табл. 1. Полученные значения Φ_b находятся в диапазоне высот от 0.43–1.06 eV, приведенных в работах [12,13], в которых ОПЗ была преимущественно локализована в кремнии. Разброс высоты барьера в указанных работах может быть обусловлен структурными различиями слоев SiC: так, в работе [12] использовался аморфный SiC, тогда как в работе [13] — поликристаллический.

Важно отметить, что отличительной особенностью структур 3C-SiC|Si, как и многих других структур с большим различием параметров кристаллических решеток, является большая концентрация поверхностных состояний на границе раздела. Взаимодействуя с носителями заряда, поверхностные состояния формируют по обе стороны гетероперехода двойную область пространственного заряда: одну — со стороны 3C-SiC, и вторую — со стороны Si. После нанесения металла на поверхность 3C-SiC на контакте $Me-3C-SiC$ образуется дополнительная ОПЗ. Для выяснения того, происходит ли полное обеднение слоя 3C-SiC вследствие перекрытия двух ОПЗ, было проведено численное моделирование распределения потенциала.

**Рис. 4.** Энергетические диаграммы зон проводимости структур $Me|3C-SiC|Si$.

Распределение электрического потенциала в системах $Me|3C-SiC|Si$ находилось путем решения уравнения Пуассона для слоев 3C-SiC и Si в приближении полной ионизации примеси 3C-SiC ($N_d = N_d^{3C-SiC}$) и Si ($N_d = N_d^{Si}$):

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{qN_d}{\epsilon_0\epsilon_s}. \quad (6)$$

Для слоев 3C-SiC граничное условие на поверхности $\varphi^{3C-SiC}(x)$ при $x = 0$ задавали из соотношения термодинамических работ выхода металла и слоя 3C-SiC:

$$\varphi(0) = \Phi_{Me} - \chi^{3C-SiC} - V_n^{3C-SiC}, \quad (7)$$

где V_n^{3C-SiC} — энергетический уровень между уровнем Ферми E_F и зоной проводимости в 3C-SiC, χ^{3C-SiC} — электронное сродство 3C-SiC.

На гетерограницах ($x = \delta$) значение потенциала задавали с учетом известной величины разрыва зоны проводимости (ΔE_c) на гетеропереходе, используя модель Андерсона с учетом поверхностных состояний [14]:

$$\begin{aligned} \Delta E_c &= q\chi^{Si} - q\chi^{3C-SiC} \\ &= q(V_i^{3C-SiC} + V_n^{3C-SiC} - V_i^{Si} - V_n^{Si}). \end{aligned} \quad (8)$$

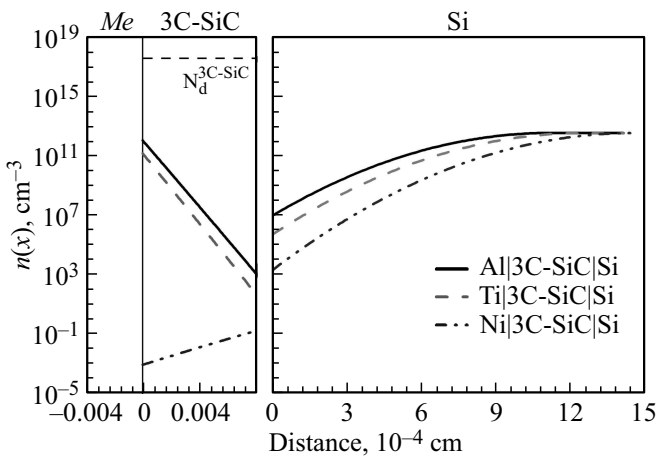
Для слоя кремния граничные условия на границе раздела $\varphi^{Si}(\delta)$ принимались равными $V_i = k_B T/q$. На границе ОПЗ в кремнии $\varphi^{Si}(W)$ потенциал полагался равным нулю. Значения потенциалов $\varphi(x)$ для разных типов контактов приведены в табл. 2.

Результаты решений одномерных уравнений Пуассона использовались при построении энергетических диаграмм зон проводимости структур $Me|3C-SiC|Si$ (рис. 4).

Для слоев 3C-SiC распределение потенциала демонстрирует линейную зависимость, что указывает на однородность напряженности электрического поля в 3C-SiC. Распределение потенциала в области Si аналогично распределению $\varphi(x)$ диода Шоттки.

Таблица 2. Граничные условия для слоя 3C-SiC и Si для разных типов контактов Al, Ti и Ni

Параметры/металл	Al	Ti	Ni
$\varphi^{3C-SiC}(0)$, eV	0.177	0.227	1.04
$\varphi^{3C-SiC}(\delta)$, eV	0.697	0.777	0.907
$\varphi^{Si}(\delta)$, eV	0.318	0.389	0.519
$\varphi^{Si}(W)$, eV	0	0	0

**Рис. 5.** Вольт-амперные характеристики структур $Me|3C-SiC|Me$, Me : а) Al, б) Ti и в) Ni.

На рис. 5 приведены распределения концентраций свободных носителей заряда $n(x)$ в структурах $Me|3C-SiC|Si$. Сплошной линией показана концентрация ионизированных доноров в C-SiC. Из рис. 5 следует, что после напыления металлов на поверхность 3C-SiC и установления термодинамического равновесия в системе во всей области 3C-SiC наблюдаются выполнения неравенств $N_d^{3C-SiC} > n(x)$. Полученные данные свидетельствуют о полном обеднении слоя 3C-SiC, емкость которого аналогична емкости диэлектрика толщиной δ . В этом случае мы предполагаем, что при измерении ВАХ между двумя контактами на поверхности 3C-SiC ток должен протекать через кремниевую подложку (вставка на рис. 6, а). Для проверки этого предположения были получены ВАХ структур $Me|3C-SiC|Me$ (рис. 6).

Приведенные на рис. 6 ВАХ для структур $Al|3C-SiC|Al$ и $Ti|3C-SiC|Ti$ имеют линейный вид, тогда как для структур $Ni|3C-SiC|Ni$ линейный характер зависимости сохраняется лишь за пределами диапазона напряжений от -1.5 до 1.5 В. Полученные результаты находятся в соответствии с результатами моделирования на рис. 4 и 5. высотой потенциального барьера на контакте Ni-3C-SiC (см. табл. 2).

Аппроксимация линейных участков ВАХ осуществлялась с помощью зависимости плотности тока от

напряжения в случае структур металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) [15]:

$$J = q\mu^{3C-SiC} \cdot \frac{V}{\delta} n(L) \left(1 - \exp\left[-\frac{qV}{k_B T}\right]\right), \quad (9)$$

где $n(L)$ — концентрация носителей в кремнии, имеющих достаточную энергию для преодоления энергетического барьера; μ^{3C-SiC} — подвижность носителей заряда в слое 3C-SiC.

В случае больших обратных смещений формула (9) может быть переписана в виде

$$J = q\mu^{3C-SiC} \cdot \frac{V}{\delta} n(L). \quad (10)$$

ВАХ структур $Me|3C-SiC|Me$ должны иметь симметричный вид из-за существования двух одинаковых барьеров на границах раздела: 3C-SiC/Si и Si/3C-SiC. Поэтому для исследуемых структур при больших прямых и обратных смещениях ВАХ описываются формулой (10). Согласно результатам исследований [16], при концентрации $N_d^{3C-SiC} = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ подвижность μ^{3C-SiC} соответствует $612 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$. Указанное значение использовали для расчёта $n(L)$. Для структур $Al|3C-SiC|Al$, $Ti|3C-SiC|Ti$ и $Ni|3C-SiC|Ni$ значения $n(L)$ составили $6.8 \cdot 10^5$, $1.0 \cdot 10^5$ и $1.9 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ соответственно. Энергетический интервал между уровнем Ферми и потолком зоны проводимости Si рассчитывали по формуле

$$qV_n = k_B T \cdot \ln \frac{N_c}{n(L)}. \quad (11)$$

Полученные значения V_n в случае Al, Ti и Ni составляют 0.78, 0.83 и 0.93 eV, которые хорошо согласуются со значениями высот барьеров на стороне кремния (см. табл. 1). Таким образом, полученные экспериментальные данные позволяют предположить, что слой карбида кремния, несмотря на наличие в нем заряда ионизированных доноров, выполняет функцию диэлектрической прослойки. Учитывая формирование барьера Шоттки на стороне кремния, исследуемые структуры можно рассматривать как диоды Шоттки с промежуточным слоем. Для нахождения значения плотности поверхностных состояний и уровня зарядовой нейтральности в исследуемых структурах была использована модель Коули-Зи [17], в которой высота барьера записывается в виде

$$\begin{aligned} \Phi_b = & C_2(\Phi_m - \chi^{Si}) + (1 - C_2) \left(\frac{E_g}{q} - \varphi_0 \right) - \Delta\varphi \\ & + \left\{ \frac{C_2^2 C_1}{2} - C_2^{3/2} \left[C_1(\Phi_m - \chi^{Si}) \right. \right. \\ & + (1 - C_2) \left(\frac{E_g}{q} - \varphi_0 \right) \frac{C_1}{C_2} \\ & \left. \left. - \frac{C_1}{C_2} \left(V_n + \frac{k_B T}{q} \right) + \frac{C_2 C_1^2}{4} \right]^{1/2} \right\}, \end{aligned} \quad (12)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны кремния, φ_0 — уровень зарядовой нейтральности, C_1 и C_2 — параметры.

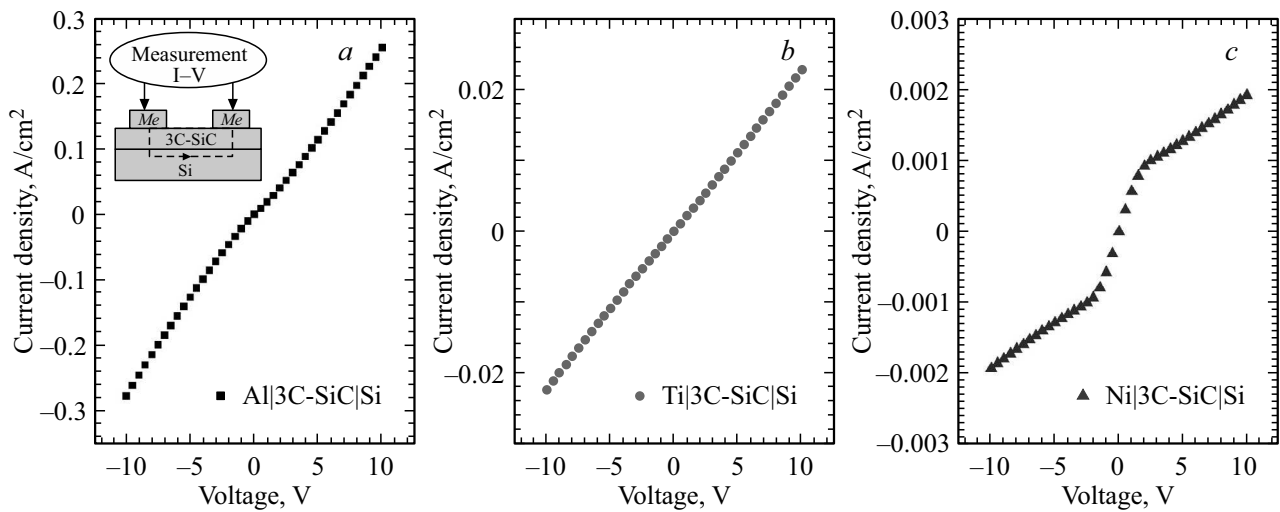


Рис. 6. Вольт-амперные характеристики структур $Me|3C-SiC|Si$, Me : а) Al, б) Ti и в) Ni.

Выражения для параметров C_1 и C_2 записываются в виде

$$C_1 = \frac{2q\epsilon_s N_d \delta^2}{\epsilon_0 \epsilon_i^2}, \quad (13)$$

$$C_2 = \frac{\epsilon_i}{\epsilon_i + q^2 \delta N_{ss}}. \quad (14)$$

С учетом того, что $N_d \approx 3.30 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ и $\delta \approx 8 \cdot 10^{-6} \text{ cm}$, значение величины C_1 мало ($2.88 \cdot 10^{-5} \text{ V}$) и выражение в фигурных скобках в выражении (10) меньше $1.54 \cdot 10^{-4} \text{ V}$, пренебрежем этим слагаемым, и формула (12) приобретает следующий вид:

$$\begin{aligned} \Phi_b &= C_2(\Phi_m - \chi^{Si}) + (1 - C_2) \left(\frac{E_g}{q} - \phi_0 \right) - \Delta\phi \\ &\equiv C_2 \Phi_m + C_3, \end{aligned} \quad (15)$$

где C_3 — параметр, который можно определить экспериментально.

Значения ϕ_0 и $N_{ss} \delta / (\epsilon_0 \epsilon_i)$ вычисляли по следующим формулам:

$$q\phi_0 = E_g - q \frac{C_2 \chi^{Si} + C_3}{1 - C_2}, \quad (16)$$

$$N_{ss} \frac{\delta}{\epsilon_0 \epsilon_i} = \frac{(1 - C_2)}{q^2 C_2}. \quad (17)$$

На рис. 7 представлена зависимость Φ_b для систем $Me|3C-SiC|Si$ от Φ_{Me} (линия 1). Линейная аппроксимация экспериментальных данных с помощью метода наименьших квадратов приводит к результату для $\Phi_b = -0.16 + 0.21 \cdot \Phi_{Me}$. При условии, что $q\phi_0$ не может быть больше ширины E_g и меньше 0, были рассчитаны предельные (максимальные и минимальные значения) параметра C_3 при фиксированном параметре $C_2 = 0.21$. Соответствующие расчётные зависимости Φ_b показаны штриховыми линиями 2 и 3 на рис. 4.

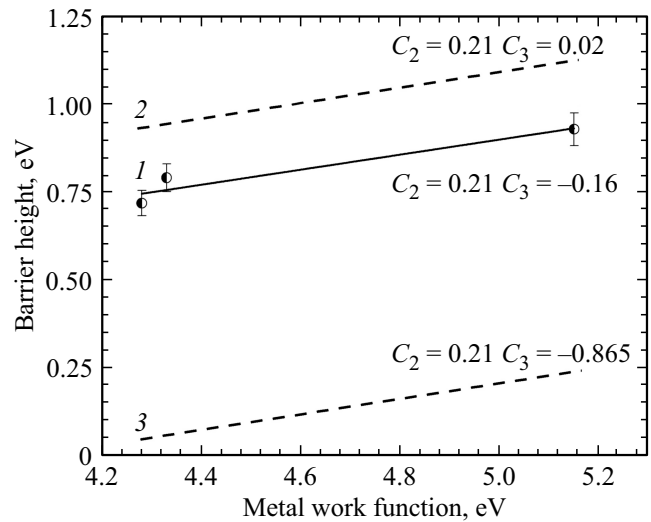


Рис. 7. Экспериментальные значения высоты барьера в структурах $Me|3C-SiC|Si$.

Рассчитанные параметры величины $q\phi_0$ и N_{ss} из соотношений (14) и (15) составляли 0.25 eV и $3.00 \cdot 10^{12} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Полученное значение N_{ss} хорошо коррелирует с результатами работы [6], полученными для анизотипного перехода SiC–Si. Установлено, что экспериментально определенное значение энергетического уровня $q\phi_0$ ниже величины $q\phi_0$, характерной для кремния.

4. Заключение

Исследованы электрофизические характеристики прямых структур $Me|3C-SiC|Si$. Из зависимостей $C^{-2}(V)$ определены значения высоты барьера на гетеропереходе 3C-SiC–Si в случае Al, Ti и Ni на по-

верхности 3C-SiC, составившие 0.71, 0.79 и 0.92 eV соответственно. На основе зависимости высоты барьера от работы выхода металла была определена плотность поверхностных состояний на границе раздела 3C-SiC|Si ($N_{ss} = 3.00 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$) и положение уровня зарядовой нейтральности $q_{\varphi 0} \approx 0.25 \text{ eV}$.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках проекта 5.3.03.3 ГПНИ „Фотоника и микроэлектроника“ (номер ГР 20261536).

Конфликт интересов

Авторы сообщают об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A.E. Kaloyeros, B. Arkles. In: Silicon Carbide — From Materials Science to Nanotechnology and Microelectronics/ Ed. M. Amorim Fraga. IntechOpen (2025). Ch. 3. DOI: 10.5772/intechopen.1008414
- [2] М.В. Лобанок, Н.В. Полонский, П.И. Гайдук. Журнал прикладной спектроскопии **90**, 5, 775 (2023). [M.V. Lobanok, M.V. Palonski, P.I. Gaiduk. J. Appl. Spectrosc. **90**, 5, 1064 (2023).]
- [3] S.A. Kukushkin, L.K. Markov, A.S. Pavlyuchenko, I.P. Smirnova, A.V. Osipov, A.S. Grashchenko, A.E. Nikolaev, A.V. Sakharov, A.F. Tsatsulnikov, G.V. Sviatets. Coatings **13**, 7, 1142 (2023).
- [4] P. Tanner, A. Iacopi, H.-P. Phan, S. Dimitrijević, L. Hold, K. Chaik, G. Walker, D.V. Dao, N.-T. Nguyen. Sci. Rep. **7**, 1, 17734 (2017).
- [5] D.H. Dang Tran, T.-H. Nguyen, C.T. Nguyen, E.W. Streed, N.-T. Nguyen, V.T. Dau, D.V. Dao. Nano Energy **128**, Part A, 109844 (2024).
- [6] J. Liang, S. Nishida, T. Hayashi, M. Arai, N. Shigekawa. Appl. Phys. Lett. **105**, 15, 151607 (2014).
- [7] A.C. Зубрилов. ФТП **28**, 10, 1742 (1994). [A.S. Zubrilov. Semiconductors **28**, 10, 967 (1994).]
- [8] J. Pezoldt, C. Förster, P. Weih, P. Masri. Appl. Surf. Sci. **184**, 1–4, 79 (2001).
- [9] R.R. Juluri, P. Gaiduk, J. Lundsgaard Hansen, A. Nylandsted Larsen, B. Julsgaard. Thin Solid Films **662**, 103 (2018).
- [10] E.H. Rhoderick, R.H. Williams. Metal–semiconductor Contacts, 2nd ed. Clarendon Press, Oxford (1988). 252 p.
- [11] A.C. Гращенко, Н.А. Феоктистов, А.В. Осипов, Е.В. Калинина, С.А. Кукушкин. ФТП **51**, 5, 651 (2017). [A.S. Grashchenko, N.A. Feoktistov, A.V. Osipov, E.V. Kalinina, S.A. Kukushkin. Semiconductors **51**, 5, 621 (2017).]
- [12] N. Georgoulas, L. Magafas, A. Thanailakis. Active & Passive Electron. Components **16**, 1, 55 (1993).
- [13] J. Mukherjee, A. Ranjan, A.K. Saxena, S. Karan, D.K. Dutta Majumder, A. Ghosh, S. Ghosh, P.K. Das, R. Banerjee. J. Mater. Chem. C **1**, 42, 6945 (2013).
- [14] A.G. Milnes, D. Feucht. Heterojunctions and metal–semiconductor junctions. Academic Press, New York (1972).

- [15] Л.С. Стильбанс. Физика полупроводников. Сов. радио, М. (1967). 451 с.
- [16] A. Arvanitopoulos, N. Lophitis, S. Perkins, K.N. Gyftakis, M. Belanche Guadas, M.A. Antoniou. Proceed. IEEE 11th Int. Symp. Diagn. Electr. Mach., Power Electron. Drives (SDEMPED), 565 (2017).
- [17] A.M. Cowley, S.M. Sze. J. Appl. Phys. **36**, 10, 3212 (1965).

Редактор Е.В. Толстякова