

Электрофизические характеристики тонкопленочных структур, созданных импульсным лазерным осаждением металлов Au, Ag, Cu, Pd, Pt, W, Zr на кристалл n -6H-SiC

© Р.И. Романов, В.В. Зуев, В.Ю. Фоминский[¶], М.В. Демин, В.В. Григорьев

Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,
115409 Москва, Россия

(Получена 16 февраля 2010 г. Принята к печати 24 февраля 2010 г.)

Импульсным лазерным осаждением металлических пленок Au, Ag, Cu, Pd, Pt, W, Zr на кристалл n -6H-SiC без предварительного приготовления эпитаксиального слоя созданы структуры, обладающие диодными характеристиками с коэффициентом идеальности, лежащим в интервале 1.28–2.14, и высотой потенциальных барьеров от 0.58 до 0.62 эВ со стороны полупроводника. При осаждении лазерно-иницированного потока атомов на границе металл–полупроводник формировалась большая концентрация поверхностных акцепторных и донорных состояний, что нарушало корреляцию между высотой потенциальных барьеров и работой выхода металлов. Значения высоты барьеров, определенные из значений характерных токов и емкостных измерений, достаточно хорошо совпадали. Определены размеры областей обеднения основными носителями (электронами), которые для используемого низкоомного полупроводника и использованных элементов контактов составили 26–60 нм.

1. Введение

Карбид кремния (SiC) привлекает к себе повышенное внимание в силу своих уникальных электрофизических характеристик, которые позволяют создавать на нем приборы, способные функционировать в осложненных условиях (при повышенных температурах, при более высоких, чем у Si, напряжениях и электрических полях и пр.). В реальных условиях проведения технологических процессов необходимо создание контактов металл–полупроводник. При этом на границе материалов возникновение дефектов и переходных слоев неизбежно. Эти дефекты и слои в свою очередь могут влиять как на величину электрофизических характеристик, так и на функциональный вид макроскопически наблюдаемых зависимостей (например, вольт-амперных характеристик создаваемых структур). Для изменения процессов протекания тока достаточно небольших изменений концентрации электрически активных дефектов или примесей ($\sim 10^{13} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$) с соответствующими энергиями связи электронов относительно зоны проводимости, влияющими как на величину концентрации, так и на время жизни равновесных и неравновесных носителей тока [1]. Возникает проблема выбора технологических процессов для проявления требуемых физических свойств приповерхностных и объемных дефектов применительно к получению тех или иных планируемых электрофизических характеристик структур. Решение проблемы продвигается проведением экспериментальных исследований электрофизических характеристик при разных способах создания контактов: чисто термических, имплантацией с терморазгонкой или без нее, магнетронным, ионным или лазерным напылением с последующим отжигом — или их комбинацией [2–4]. Ясно также, что выбор проведения тех или иных технологических процессов разли-

чен для получения соответствующих функциональных характеристик структур (приборов). Так, для создания высоковольтных диодов Шоттки применимы одни процессы [2], для фотоприемников и газовых сенсоров — другие [5].

Для расширения представлений о влиянии различных факторов на важные параметры тонкопленочных структур на карбиде кремния необходимы системные экспериментальные исследования, направленные на изучение зависимости электрических свойств контактной области от физико-химической природы металла, условий его осаждения и отжига. В работе [6] на примере создания тонкопленочной структуры Pt/SiC было установлено, что при осаждении лазерно-иницированного атомарного потока электрические свойства структуры зависят от энергетических параметров потока. В представленной работе проведен сравнительный анализ электрофизических свойств тонкопленочных структур на электронном 6H-SiC, созданных импульсным лазерным осаждением различных металлов (Au, Ag, Cu, Pd, W, Zr). Для получения структур использовался высокоскоростной плазменно-паровой поток, инициированный в вакууме импульсным лазерным воздействием на мишени из чистых металлов. Согласно данным [6], верхняя граница энергетического спектра падающих на подложку атомов и ионов в этих условиях может простираться до нескольких сотен электронвольт. Поэтому электрические свойства контактной области могут зависеть как от физико-химической природы осаждаемого металла, так и характера дефектообразования в приповерхностном слое кристалла. Сравнительный анализ электрических свойств тонкопленочных структур на основе различных металлов позволил выявить роль различных факторов в формировании контактной области металл–карбид кремния.

[¶] E-mail: vyfominskij@mephi.ru

2. Методика эксперимента

При проведении работ использовался электронный 6H-SiC без эпитаксиального слоя, предоставленный ООО „Полупроводниковые кристаллы“. Удельное сопротивление по техническому паспорту составляло $\rho = 0.03\text{--}0.2 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Это значение при средней подвижности $\mu_n = 500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [7] соответствует концентрации носителей $6.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}\text{--}4.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. При эффективной плотности состояний $N_c \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ для 300 К это соответствует удалению электронного уровня Ферми от зоны проводимости на $0.154\text{--}0.1 \text{ эВ}$. Толщина пластины была 350 мкм, плоскость среза (Si face (0001)) с одной стороны была полированной, с другой — шлифованной.

Предварительно на шлифованную (тыловую) поверхность SiC-подложки методом импульсного лазерного осаждения наносилась пленка Ni, которая затем отжигалась в вакууме при температуре $\sim 1173 \text{ К}$ в течение 15 мин. Из-за большой поверхностной рекомбинации носителей тока на шлифованной поверхности и физико-химических свойств никеля [4] такая обработка обеспечивала формирование электрического контакта, который обладал в достаточной мере омическими свойствами по отношению к процессам токопрохождения с участием металлов, осажденных на полированную (лицевую) поверхность пластины. Площадь тылового Ni-контакта на пластинах составляла 1 см^2 .

Импульсное лазерное осаждение металлов (Au, Ag, Cu, W, Zr, Pd) происходило через круглую диафрагму диаметром 2 мм, плотно прижатую к полированной поверхности пластины. Пластины предварительно промывались в спирте и дистиллированной воде. Выбор условий осаждения металлических пленок определялся с учетом результатов работы [6], в которой были созданы и исследованы диодные структуры Pt/SiC. Мишени из чистых металлов (99.9%) облучались наносекундными импульсами лазера на алюмоиттриевом гранате с неодимом. Энергия излучения в импульсе составляла $\sim 50 \text{ мДж}$, а плотность энергии на поверхности мишени в пятне фокусировки $\sim 10 \text{ Дж/см}^2$. Частота следования импульсов 25 Гц. Лазерно-инициированный плазменно-паровой поток осаждался в вакуумных условиях на карбидокремниевую подложку, установленную перпендикулярно направлению движения потока на расстоянии 5 см от мишени. Толщина осаждаемых слоев составляла $\sim 100 \text{ нм}$. Вакуумная камера откачивалась турбомолекулярным насосом до давления остаточных газов $\sim 10^{-4} \text{ Па}$.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) измерялись в основном в стационарном режиме. Для проверки влияния джоулевого нагрева в некоторых случаях использовали импульсные измерения на коротких импульсах ($\sim 10 \text{ мкс}$) и при больших скажностях ($\sim 10^4 \text{ с}$). Минимальное значение измеряемых токов в стационарном режиме $\sim 10^{-9} \text{ А}$, в импульсных $\sim 10^{-7} \text{ А}$.

Измерение емкости проводили по параметрам фигуры Лиссажу, когда выделение амплитуды реактивной емкостной составляющей сигнала напряжения легко осуществить с использованием двухкоординатного режима работы осциллографа (С1-83). Такой способ позволил проводить определение емкости в широком интервале частот от 10^3 до $2 \cdot 10^5 \text{ Гц}$ в области линейного нарастания с частотой и при подаваемых амплитудах 5, 10, 15 мВ. При подаче внешнего постоянного напряжения U можно было наблюдать, как обычно, изменение емкости от U . Для оперативности проведения измерений ВАХ и емкости пластины структуры помещались под вольфрамовую иглу диаметром 50 мкм, вес которой с дополнительными грузами обеспечивал достаточную силу прижатия структуры ко второму (тыловому) контакту, представляющему собой вольфрамовую или стальную полированную пластину, соединенную с другим полюсом источника питания. Нагрузочные сопротивления, последовательно соединенные со структурой, могли быть выбраны из диапазона $10^2\text{--}10^5 \text{ Ом}$. Измерения проводились при комнатной температуре. Тип проводимости можно было определить по знаку термоэдс при подогреве вольфрамовой иглы, а знак контактной фотоэдс при освещении синим светодиодом или излучением лампы накаливания давал информацию о загибе зон на границе металл–полупроводник.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1 и 2 представлены результаты измерения ВАХ, снятые в стационарном режиме для созданных структур металл/SiC. Видно, что в прямом направлении можно выделить зависимости тока I от внешнего напряжения U следующего функционального вида:

$$I(U) = I_0 \left(\exp \frac{eU}{\eta kT} - 1 \right), \quad (1)$$

где e — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, T — температура. При условии $eV \gg \eta kT$ эта зависимость принимает вид

$$I(U) = I_0 \exp \frac{eU}{\eta kT}. \quad (2)$$

В осях „lg I–U“ эти зависимости представимы в виде прямых линий с наклоном $0.434e/(\eta kT)$ и значением $\lg I_0$, отсекаемым на оси ординат. При этом можно определить величины коэффициентов идеальности η . Измеренные значения электрофизических параметров созданных структур металл–SiC приведены в таблице. В таблицу включены также результаты исследования тонкопленочной структуры Pt/n-6H-SiC, проведенные авторами и частично опубликованные в [6].

При анализе полученных результатов предполагалось, что чем ближе значение коэффициента η к единице,

Электрофизические параметры структур металл/*n*-6H-SiC, созданных импульсным лазерным осаднением

Металл	Работа выхода, эВ	$C(0)$, пФ	$C(0)/S$, пФ/см ²	d , нм	$U_{cm}(0.5C)$, В	U_k , эВ	η	I_0 , 10 ⁻⁷ А	Φ , эВ	$U_k = \Phi - \mu_n$, эВ
Au	5.1	$8 \cdot 10^3$	$2.54 \cdot 10^5$	40	1.6–1.9	0.53–0.63	1.48	0.8	0.72	0.62
Ag	4.3	$1.2 \cdot 10^4$	$3.8 \cdot 10^5$	26	1.7–1.9	0.57–0.63	2.08	0.8	0.72	0.62
Cu	4.4	$9 \cdot 10^3$	$2.9 \cdot 10^5$	34	1.2–1.5	0.4–0.5	1.8	35	0.63	0.53
Pt	5.32	$8 \cdot 10^3$	$2.54 \cdot 10^5$	40	2.3	0.73–0.77	1.9	0.6	0.73	0.63
Pd	4.8	$1.1 \cdot 10^4$	$3.5 \cdot 10^5$	28	2.3	0.77	2.14	0.6	0.73	0.63
W	4.54	$1.1 \cdot 10^4$	$3.5 \cdot 10^5$	28	1.9	0.63	1.28	2	0.7	0.6
Zr	3.9	$5.3 \cdot 10^3$	$1.7 \cdot 10^5$	60	2.6	0.87	1.8	7	0.66	0.56

тем ближе получаемый барьер металл–полупроводник к идеальному барьеру Шоттки по степени резкости физической границы между металлом и полупроводником, по степени влияния генерационно-рекомбинационных процессов в обедненной области объемного заряда на токопрохождение, по степени влияния токов утечки, протекающих параллельно основному потоку. Поэтому

из сравнения значений η можно сделать заключение, что лучшие условия формирования барьера, близкого к идеальному, наблюдались у вольфрама ($\eta = 1.28$) и золота ($\eta = 1.48$), немного хуже у меди и циркония ($\eta = 1.8$) и еще худшие у серебра ($\eta = 2.1$), платины ($\eta = 1.9$) и палладия ($\eta = 2.14$). Данные результаты указывают на то, что при осаждении лазерно-иницированного потока

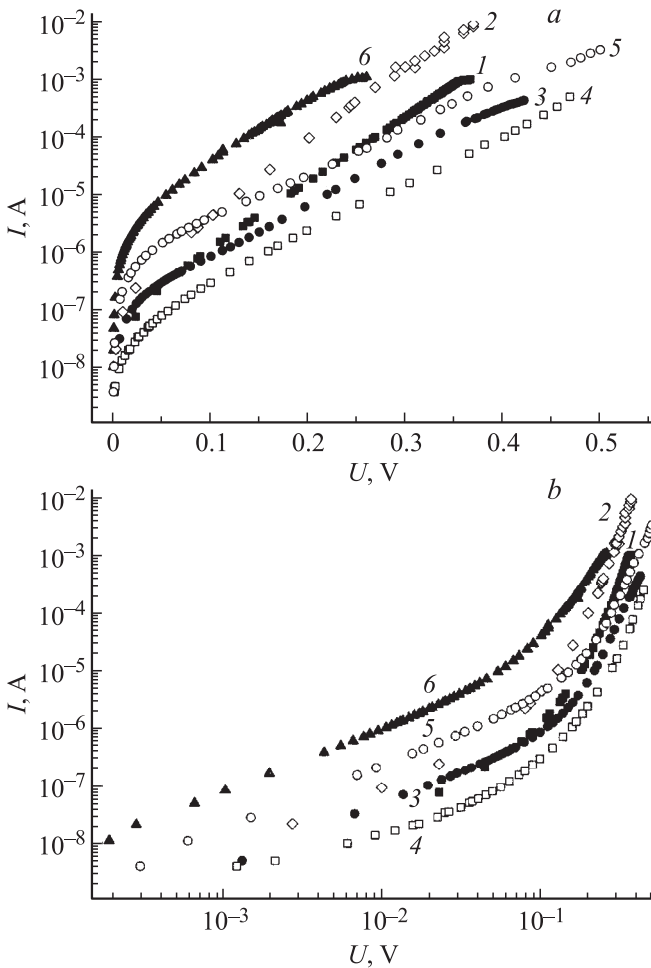


Рис. 1. Экспериментально измеренные ВАХ при прямом смещении для различных структур металл/SiC, представленные в полулогарифмическом (a) и двойном логарифмическом масштабе (b): 1 — Au, 2 — W, 3 — Ag, 4 — Pd, 5 — Zr, 6 — Cu.

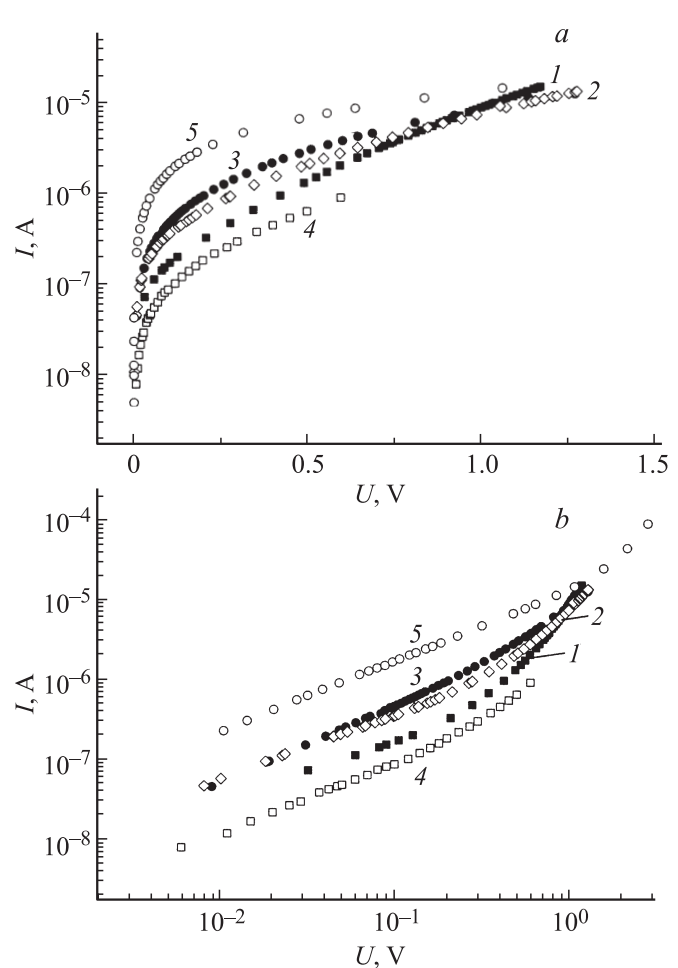


Рис. 2. Экспериментально измеренные ВАХ при обратном смещении для различных структур металл/SiC, представленные в полулогарифмическом (a) и двойном логарифмическом масштабе (b): 1 — Au, 2 — W, 3 — Ag, 4 — Pd, 5 — Zr.

атомов W и Au, вероятно, формировалась наиболее резкая граница (interface) металл-полупроводник и (или) создавалась наименьшая концентрация поверхностных заряженных уровней, чем при осаждении других металлов. Интересно отметить, что W и Au заметно различаются химической активностью как по отношению к элементам подложки, так и к молекулам остаточного газа. Вольфрам потенциально может участвовать в формировании химических связей с углеродом подложки, а также взаимодействовать с остаточным газом, образуя карбоксидные соединения. Для золота такие процессы мало эффективны.

Величина плотности тока насыщения j_0 может быть выражена через эффективную постоянную Ричардсона A , температуру и высоту потенциального барьера Φ со стороны металла в виде следующей функциональной зависимости:

$$j_0 = AT^2 \exp\left(-\frac{\Phi}{kT}\right). \quad (3)$$

Эффективная постоянная Ричардсона определяется выражением $A = ek^2m/\hbar^4$ (\hbar — постоянная Планка, деленная на 2π), и при эффективной массе электрона $m = 0.7m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) она составляет $100 \text{ A}/(\text{см} \cdot \text{град})^2$.

После определения из данных рис. 1 величины I_0 находили величину плотности тока насыщения $j_0 = I_0/S$, где S — площадь металлического контакта, равная $S \approx \pi \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$. С учетом выражения (3) величина Φ находилась по формуле

$$\Phi = kT \ln \frac{AT^2}{j_0} = kT \ln \frac{AT^2S}{I_0}. \quad (4)$$

Расчитанные значения Φ для различных металлов приведены в таблице вместе с экспериментальными значениями токов I_0 . Здесь же приведены высоты потенциальных барьеров U_k со стороны полупроводника, равные $U_k = \Phi - \mu_n$. Значение энергии Ферми μ_n для определенности взято равным 0.1 эВ. Сравнительный анализ величин Φ и U_k для различных лазерно-осажденных металлов выявил близость их значений. Это может быть обусловлено большим количеством поверхностных состояний, оцениваемым величиной $\tilde{N}_s \approx 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ для случая, когда разница работ выхода элементов слабо влияет на высоту барьера, который в основном определяется уходом электронов из полупроводника на эти поверхностные уровни [8]. Значения работ выхода для использованных металлов также представлены в таблице. Поверхностные состояния такой концентрации могли, скорее всего, образовываться при внедрении высокоскоростных атомов и ионов с образованием дефектов, способных захватить электрон, т.е. дефектов акцепторного типа.

Заметим, что при исследовании барьеров в прямом направлении тыловой контакт работал в обратном направлении. Судя по хорошему выполнению функциональных

зависимостей тока от напряжения (2) при прямом направлении, заметное падение напряжения на области тылового контакта Ni/SiC в исследуемом диапазоне токов происходило только при сравнительно больших токах, на „хвосте“ ВАХ. Более того, проявление такой функциональной зависимости указывает на то, что в этой области токов вклад в токопрохождение других процессов, кроме определяемых прохождением носителей через барьер, несуществен. Можно предположить, что при лазерном осаждении металлов создавались такие физические условия для прямых токов, что даже в отсутствие охранных колец влияние параллельных каналов (механизмов) протекания токов было несущественным. Отметим, что это утверждение верно для реализованной в работе комбинации размеров области осаждения и толщины SiC-пластины. Важна также величина удельного сопротивления материала: должно быть малое падение напряжения на электрически нейтральной части структуры, последовательно включенной с обедненной областью. Величина сопротивления этой части не превышала 0.2 Ом. Для сравнения, например, величина сопротивления структуры с золотой пленкой при нулевом смещении составляла $\sim 3 \cdot 10^5$ Ом. Падение напряжения на нейтральных областях было $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ В при токе 10^{-3} А (рис. 1, а), т.е. падение напряжения на нейтральных участках составляло малую долю от приложенного ($\sim 1\%$).

Для всех элементов обратные ветви ВАХ не выходили на насыщение, т.е. не описывались зависимостью (1) с $I_0 = \text{const}$ при напряжениях $U \gg kT\eta/e$. При малых напряжениях ($U < kT\eta/e$) прямая и обратная ветви совпадали и были линейны в соответствии с (1) при $I_0 = \text{const}$ (рис. 1, б и 2, б). Из этого факта следовало, что при малых напряжениях прохождение тока через обедненный слой обусловлено механизмом надбарьерного перемещения электронов, аналитическое описание которого дано выражением (1) с $I_0 = \text{const}$. При больших обратных смещениях ВАХ оказались линейны, сублинейны и затем суперлинейны (рис. 2, а, б), т.е. к надбарьерному переходу электронов из металла в полупроводник добавлялся поток электронов, обусловленный другими механизмами. Генерационный механизм в слое объемного заряда представляется маловероятным из-за большой величины энергии запрещенной зоны (~ 3 эВ). Тепловая генерация носителей при $T = 300$ К не способна создать заметный ток даже в условиях полного разделения внешним полем электронно-дырочных пар, созданных теплом. Генерация через локализованные состояния в запрещенной зоне ограничивается процессом через наиболее удаленные от разрешенных зон уровни и в широкозонном материале также остается малой даже для уровней с энергией в середине запрещенной зоны. Понижение потенциального барьера из-за сил зеркального изображения, которое должно приводить к зависимости $\lg I_0 \propto (U_k - U)^{0.25}$ [9], также не просматривается на экспериментальных ВАХ при обратном смещении. Отсутствие этого эффекта может говорить как о степени

„шероховатости“ поверхности после осаждения пленок, так и о маскировке проявления этого явления другим, более сильным по влиянию на величину тока.

В реализованных условиях наиболее вероятным представляется туннельный переход электронов с поверхностных состояний в зону проводимости полупроводника. При этом в условиях протекания стационарного тока ушедшие с поверхностных состояний электроны замещались электронами из металла. Общий ток складывался из надбарьерного и туннельного. Нарастание туннельного тока могло быть обусловлено уменьшением толщины для туннелирования с поверхностных уровней при обратном смещении [9]. Нельзя исключить и ударную ионизацию с уровней с небольшой энергией залегания, так как поля при $U = 1$ В и толщине слоя ~ 50 нм могут составить величины $\sim 2 \cdot 10^5$ В/см.

Измеренные величины емкости при нулевом смещении $C(0)$ и емкости на единицу площади представлены в таблице. Пользуясь формулой плоского конденсатора, $C = \varepsilon S / 4\pi d$, при $\varepsilon / 4\pi \approx 1$ провели оценку толщины d области пространственного заряда (см. таблицу). Для всех использованных металлов значения толщины находились в соизмеримых физических пределах от 26 до 60 нм. Данный факт также может получить объяснение в рамках модели поверхностных состояний, определяющих размер (толщину) области объемного заряда. С ростом величин напряжения обратного смещения величина емкости уменьшалась, т.е. толщина увеличивалась по закону $d \propto (U_k + U)^{1/2}$. При такой зависимости $d(U)$ емкость уменьшалась в 2 раза при $U = 3U_k$. В таблице приведены экспериментальные значения напряжений $U_{cm}(0.5C(0))$, при которых емкость C составляла половину от $C(0)$, а затем из этих значений определено $U_k = U_{cm}(0.5C(0)) / 3$. Видно совпадение значений U_k , рассчитанных по такой методике, с полученными из анализа токов при прямом смещении. Оценка толщины по формуле обедненного слоя $d = \sqrt{\frac{\varepsilon(U_k + U)}{2\pi e n_0}}$ [10] показала, что при $U_k = 0.62$ эВ, $U = 0$, $\varepsilon = 12$, $n_0 = 4.2 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$ она составляет 44.2 нм. Данная величина согласуется с экспериментально определенными величинами (см. таблицу).

Оценивая время между столкновениями электронов с такими центрами рассеяния как фононы, примеси, электроны, из формулы $\tau = m^* \mu_n / e$ при подвижности $\mu_n \approx 800$ В/(см $^2 \cdot$ с) и эффективной массе $m^* = m_0 = 9.1 \cdot 10^{-28}$ г получим величину $2.8 \cdot 10^{-13}$ с. При тепловой скорости $V_t \approx 10^7$ см/с при комнатной температуре длина свободного пробега l составит величину $l = \tau V_t \approx 28$ нм, сравнимую с измеренной толщиной обедненного слоя. Данный факт оправдывает применение диодной теории к анализу ВАХ при определении I_0 [8].

Заслуживает внимание вопрос о том, почему ВАХ в прямом направлении смещения близки к модельным (идеальным) даже в отсутствие охранных колец. Причин

может быть несколько. Известно, что охранный слой должен предотвращать шунтирование токопрохождения по основному каналу, определяющему вид ВАХ [9]. Шунтирование может происходить по поверхности через приповерхностные каналы, а также по причине пробоя в областях повышенного электрического поля из-за неоднородного распределения его в материале вокруг металлического электрода. Как видно из экспериментальных данных, из-за наличия поверхностных состояний заборные слои образовались для всех исследованных металлов. Этот слой охватывает металлический электрод со всех сторон, предотвращая утечку на поверхности. Вероятно, играла свою роль и широкозонность карбида кремния. Это обуславливало относительно низкий темп генерации собственных носителей при $T \approx 300$ К и, как следствие, малые токи утечки за счет разделения создаваемых электронно-дырочных пар, попадающих в область обеднения с сильным электрическим полем. Величина электрического поля, иницирующего пробойные процессы, при измерении ВАХ не достигалась. Для SiC она составляет $\sim 2.2 \cdot 10^6$ В/см. (Синее свечение в кристалле из-под иглы наблюдалось лишь при напряжении ≈ 65 В при подаче импульса напряжения отрицательной полярности на вольфрамовую иглу диаметром ~ 50 мкм, непосредственно прижатую к чистой поверхности.) Также необходимо учесть, что размер осажденного металлического электрода был гораздо больше толщины заборного слоя и толщины пластины, так что токи с боковых областей оказались гораздо слабее, чем ток с центральной части контакта, определяющей вид ВАХ. Большая доля силовых линий поля (и соответственно токов) проходили по кратчайшему геометрическому пути между контактами, а не с периметра. Кроме того, относительно малые величины высот потенциальных барьеров в сравнении с другими способами создания барьеров Шоттки [3,4] способствовали протеканию по основному каналу относительно больших токов, превышающих величины возможных шунтирующих. В этой же связи надо заметить, что нарушенные области кристалла могут становиться относительно высокоомными и выполнять роль, подобную роли охранных колец [3].

Необходимо рассмотреть вопрос о возможном влиянии тонких слоев „загрязнений“, образующихся непреднамеренно на границе металл–SiC, на характеристики созданных структур. Механизм их образования может быть связан с взаимодействием падающего потока возбужденных атомов и ионов с поверхностью подложки, содержащей примесные атомы и молекулы (основные компоненты — кислород, углерод, водород). Эти молекулы могут находиться на исходной поверхности кристалла, а также адсорбироваться из остаточной атмосферы в камере осаждения. Если между металлом и полупроводником n -6H-SiC возникает слой изолятора (например, SiO $_x$) малой толщины (< 5 нм), то часть внешнего напряжения может быть на изоляторе U_i , а другая часть U_d на слое объемного заряда в полупроводнике, так что

$U = U_i + U_d$ при $U_d = U/\eta$, $U_i = (1-1/\eta)U$ [4]. При этом поверхностный потенциал на границе изолятор–полупроводник относительно металла изменяется на U_i , так что электронам, проникающим туннельным образом из металла через изолятор в полупроводник, необходимо преодолеть барьер $\varphi = \varphi_0 + eU_i$. Это приведет к изменениям их теплового потока из металла в полупроводник. Поток электронов, пересекающий границу раздела изолятор–полупроводник, будет равным

$$I_{MS} = DI_0 \exp(-eU_i/kT) \equiv DI_0 \exp(-(eU/kT)(1-1/\eta)), \quad (5)$$

где D — коэффициент прозрачности изолятора для туннельного перехода, близкий к единице при малых толщинах [8]. Соответственно поток из полупроводника в металл

$$I_{SM} = DI_0 \exp(eU_d/kT) \equiv DI_0 \exp(eU/\eta kT), \quad (6)$$

где I_0 — тепловой поток в равновесии, выраженный формулой (3). Соответственно полный поток через границу равен

$$I = DI_0 [\exp(eU/\eta kT) - \exp(-(eU/kT)(1-1/\eta))]. \quad (7)$$

Это выражение для тока, которое верно при вышеуказанных физических условиях, заменяет выражение (1), которое не учитывает изменение потока из металла из-за изменения высоты потенциального барьера [9]. При больших напряжениях ($U \gg kT/e$) в прямом направлении из (7) получим прежнее выражение (2), из которого можно определить η и DI_0 , по соответствующей графической зависимости. При малых напряжениях из (7) получим

$$I \approx DI_0(eU/kT), \quad (8)$$

а если бы поток из металла не изменялся, то было бы справедливо выражение

$$I \approx DI_0(eU/(\eta kT)). \quad (9)$$

Так как, по физическому смыслу $\eta > 1$, анализ экспериментальных данных на линейном участке ВАХ по величине коэффициента (проводимости) между I и U позволяет сделать заключение о наличии слоя изолятора с учетом величин DI_0 и η , определенных при больших напряжениях. Так, например, для циркония на n -6H-SiC $DI_0 = (6-7) \cdot 10^{-7}$ А, $\eta = 1.8$ из участка больших напряжений, а при малых напряжениях $DI_0 = 5 \cdot 10^{-7}$ А, т.е. для циркония экспериментальные данные ближе к условию (8), а не (9), и указывают на возможность образования промежуточного изолирующего слоя. Вопрос о механизмах и эффективности процессов образования тонких изолирующих слоев при осаждении металлов на карбид кремния требует дополнительного исследования. Можно отметить, что оксид циркония относится к классу „high- k “ диэлектриков, обладающих высокой диэлектрической проницаемостью. Однако значение η для Zr заметно ниже, чем у других элементов, не склонных к окислению (Pd, Pt, Ag).

Если в области определения ВАХ коэффициент η постоянен, то темп изменения заряда на поверхностных состояниях на границе изолятор–полупроводник с изменением напряжения постоянен. Это в свою очередь с необходимостью требует наличия свободных поверхностных состояний для дополнительной к равновесной локализации электронов на них при протекании тока. При обратном смещении ($U < 0$) оба процесса, описываемые выражением (7), участвуют в образовании тока. Для больших напряжений ($eU(1-1/\eta) \gg kT$) в осях „lg $I-U$ “ должна быть линейная зависимость, из которой можно определить η_r , отличные в общем случае от η_f в прямом направлении, но при этом DI_0 , отсекаемое на оси $U = 0$, должно быть тем же, что и для прямого направления. Линейность на экспериментальных зависимостях проявляется, а вот значения величин DI_0 не совпадают (рис. 2, *b*). Это указывает на более сложный характер процессов токопрохождения при обратном смещении, чем описывается соотношением (7). И только при малых напряжениях прямая и обратная ветви ВАХ совпадают и подчиняются соотношению (8) с одинаковыми значениями DI_0 (рис. 1, *b* и 2, *b*). Функциональные зависимости $I(U)$ при обратном смещении схожи (подобны) для различных осажденных металлов, что свидетельствует об одинаковости механизмов токопрохождения, сложную природу которого необходимо еще выяснять. Заметим, при обратном смещении величина токов гораздо меньше, чем в прямом, и здесь вклад от шунтирующих каналов может проявиться с большей вероятностью.

4. Заключение

При осаждении лазерно-иницированного плазменно-парового атомарного потока различных металлов Au, Ag, Cu, Pt, Pd, W, Zr на электронный 6H-SiC формировались структуры с диодными характеристиками, коэффициенты идеальности которых при прямом смещении зависели от типа металла и изменялись в диапазоне 1.28–2.14. Такая же величина коэффициента идеальности получена и для платины при осаждении ее на эпитаксиальный слой электронного 4H-SiC [4], а также для Al и Mg при напылении их из разогретой вольфрамовой лодочки на химически тщательно подготовленный эпитаксиальный слой электронного 6H-SiC, толщиной 2–4 мкм [11]. Эффективная толщина слоя обеднения на границе лазерно-осажденного металла и карбида кремния изменялась в диапазоне 26–60 нм. Высота потенциальных барьеров со стороны полупроводника, рассчитанная по результатам токовых измерений при прямом смещении, составила $\sim 0.53-0.62$ эВ и достаточно хорошо совпадала с результатами на основе емкостных измерений (0.53–0.87 эВ). Высота потенциальных барьеров не зависела от величины работы выхода осаждаемого элемента, что могло быть обусловлено образованием поверхностных состояний донорного и акцепторного типов

в большой концентрации $\sim 10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ на границе металл–SiC. Нельзя исключить влияние эффектов, связанных с образованием тонкого промежуточного слоя изолятора (SiO_x) на границе металл–SiC.

Установлено, что чем ближе значение коэффициента идеальности к единице, тем ближе условия на границе металл–SiC к идеальным, соответствующим диодной модели надбарьерного прохождения электронов при резкой межфазной границе (interface) без изменения величины барьера на границе за счет изменения связанного заряда на поверхностных состояниях. Степень резкости границы и характеристики поверхностных состояний (концентрация, энергии связи электронов), естественно, определяются кинетической энергией, электронными и зарядовыми состояниями налетающих атомов. Поэтому величина коэффициента идеальности и служит качественным признаком различий этих параметров атомов, проявляющихся при взаимодействии с кристаллической решеткой полупроводника *n*-6H-SiC. В дальнейшем, изменяя физико-химические характеристики осаждаемых атомов, в частности степень электронного возбуждения атомов, можно будет по изменениям коэффициента идеальности проследить влияние этого возбуждения на особенности образующихся переходных областей металл–полупроводник с точки зрения возникающих электрически активных электронных состояний дефектов и таким образом решать задачу управления свойствами получаемых приграничных дефектов, определяющих величины и функциональный вид характеристик структур.

Исследования частично финансировались из средств Федеральной целевой программы „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 годы.

Список литературы

- [1] А.Д. Кирюхин, В.В. Григорьев, А.В. Зуев, В.В. Зуев. ФТП, **42** (3), 271 (2008).
- [2] И.В. Грехов, П.А. Иванов, И.Д. Ильинская, О.И. Коньков, А.С. Потапов, Т.П. Самсонов. ФТП, **42** (2), 211 (2008).
- [3] R. Weiss, L. Frey, H. Rysse. Appl. Surf. Sci., **184**, 413 (2001).
- [4] M. Soshacki, A. Kolendo, J. Szmids, A. Werlowy. Sol. St. Electron., **49**, 585 (2005).
- [5] C.I. Muntele, D. Lla, E.K. Williams, D.B. Poker, D.K. Hensley, D.J. Larkin, L. Muntele. Mater. Sci. Forum, **338–342**, 1443 (2000).
- [6] В.Ю. Фоминский, Р.И. Романов, А.Г. Гнедовец, В.В. Зуев, М.В. Демин. ФТП, **44**, 556 (2010).
- [7] Т.Т. Мнацаканов, Л.И. Поморцева, С.Н. Юрков. ФТП, **35** (4), 406 (2001).
- [8] Г.Е. Пикус. *Основы теории полупроводниковых приборов* (М., Наука, 1965) с. 104.
- [9] А. Милнс, Д. Фойхт. *Гетеропереходы и переходы металл–полупроводник* (М., Мир, 1975).
- [10] В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1977).

- [11] J.R. Waldrop, R.W. Grant, Y.C. Wong, R.F. Davis. J. Appl. Phys., **72** (10), 4757 (1992).

Редактор Л.В. Беляков

Electrophysical properties of thin film structures formed by pulsed laser deposition of metals Au, Ag, Cu, Pd, Pt, W, Zr on *n*-6H-SiC crystal

R.I. Romanov, V.V. Zuev, V.Yu. Fominskii, M.V. Demin, V.V. Grigoriev

National Research Nuclear University „MEPhI“,
115405 Moscow, Russia

Abstract Thin films of metals Au, Ag, Cu, Pd, Pt, W, Zr were pulsed laser deposited on *n*-6H-SiC crystal without specially preformed epitaxial layer. The created metal–SiC diode structures had the ideality coefficient varied in the interval of 1.28–2.14 and the potential barrier height (at semiconductor side) varied in the interval of 0.58–0.62 eV. During deposition of laser-induced atomic beam on SiC crystal high surface concentration of acceptor and donor states was formed at metal–semiconductor interface. This effect broke the potential barrier height vs metal work function correlation. The means of barrier height deduced from characteristic currents and capacitance related experiments coincided well enough. The depth of region depleted by major carriers (electrons) varied in the interval of 26–60 nm depending on the deposited chemical element.