

Влияние энергетических параметров осаждаемого лазерно-иницированного потока атомов платины на характеристики тонкопленочной структуры Pt/*n*-6H-SiC

© В.Ю. Фоминский[¶], Р.И. Романов, А.Г. Гнедовец, В.В. Зуев, М.В. Демин

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

(Получена 2 сентября 2009 г. Принята к печати 10 сентября 2009 г.)

Проведены экспериментальные исследования особенностей формирования пленок платины на подложках *n*-6H-SiC при реализации различных способов импульсного лазерного осаждения. Осаждение проводилось как в вакууме традиционным способом, так и в инертной газовой среде с применением дискового экрана, устанавливаемого на оси разлета факела между лазерной мишенью и подложкой для защиты подложки от частиц микронных и субмикронных размеров. Разработана компьютерная модель такого процесса, которая позволяет прогнозировать распределение осаждаемой пленки по поверхности подложки, энергетические и угловые параметры атомарного потока при варьировании свойств лазерного факела, давления инертного газа и расположения экрана. Результаты моделирования использовались для объяснения электрических свойств тонкопленочных структур Pt/*n*-6H-SiC, полученных различными способами.

1. Введение

Импульсное лазерное осаждение тонких пленок представляет собой достаточно универсальный способ получения самых различных функциональных тонкопленочных материалов для перспективных экспериментальных разработок в области микро- и нанoeлектроники, оптоэлектроники, спинтроники, полупроводниковых сенсоров и датчиков (например, [1–3]). Для получения качественных слоев с требуемой структурой и свойствами, как правило, необходимо оптимизировать режимы лазерного воздействия на мишень, давление и состав газовой среды, температуру подложки. Наиболее трудно решаемая проблема заключается в подавлении процессов эмиссии из мишени и осаждения на подложку частиц (в том числе и капель) микронных и субмикронных размеров. Образование частиц связано с особенностью физики воздействия мощного светового импульса на поверхность твердотельных материалов, а их осаждение создает серьезные препятствия в создании однородных функциональных слоев субмикронной и нанометровой толщины.

В настоящее время наиболее часто используются два достаточно простых способа, позволяющих заметно снизить поток крупных частиц, осаждаемых из лазерного факела на подложку. Один способ заключается в скоростной фильтрации лазерно-иницированного потока вещества, которая реализуется путем применения вращающейся заслонки с отверстием заданных размеров [4], или вращением самой подложки [5]. В другом случае на пути разлета лазерного факела между мишенью и подложкой устанавливается экран (заслонка), который создает препятствие для осаждения частиц, двигающихся по прямолинейным траекториям [6]. К подложке подлетают только атомы, изменившие свои траектории в

столновениях с молекулами газа, которым наполняется камера для осаждения. В этом случае скорость осаждения и свойства получаемых пленок существенно зависят от совокупности факторов, включающих параметры лазерного факела, состав и давление газовой среды, взаимное расположение мишени, экрана и подложки. Для ряда тонкопленочных материалов такие зависимости достаточно глубоко исследованы эмпирически (например, [7,8]), однако выявленные зависимости трудно применимы для прогнозирования условий получения качественных пленок из иных материалов. В литературе не обнаружено сообщений о существовании достаточно общей математической модели, описывающей процесс импульсного лазерного осаждения пленок в газовой среде с применением экрана. Следует отметить, что рассеянный на газе атомарный поток может использоваться для получения пленок и другими способами, когда подложка устанавливается параллельно направлению разлета лазерного факела, или осаждение проводится обратно рассеянным потоком атомов. Изменение условий разлета лазерного факела оказывает существенное влияние на важные параметры осаждаемого потока атомов (энергетический спектр, угловые диаграммы падения на поверхность), которые могут проявляться в особенностях структурообразования получаемых тонкопленочных материалов [9].

Цель работы заключалась в исследовании влияния условий импульсного лазерного осаждения на структуру и электрические свойства пленок платины на подложках карбида кремния. Разрабатывалась математическая модель процесса импульсного лазерного осаждения пленок в инертной газовой среде с применением экрана, адекватность которой проверялась по результатам сравнительного анализа физического и компьютерного эксперимента. В численных расчетах использовались результаты экспериментального измерения скоростного спектра атомов платины в лазерно-иницированном

[¶] E-mail: vyfominskij@mephi.ru

плазменно-паровом потоке при разлете в вакуумных условиях.

Тонкопленочная структура Pt/SiC создана и исследована в ряде работ (например, [10,11]), в которых применялись традиционные способы нанесения металлической пленки. Представляло определенный интерес не только выявить влияние условий импульсного лазерного осаждения на электрические свойства таких структур, но и провести сравнительный анализ характеристик структур Pt/SiC, создаваемых с применением принципиально различных способов нанесения пленки металла.

2. Методика эксперимента

На рис. 1 представлена принципиальная схема методики, использованной для получения тонких пленок платины на подложках карбида кремния. Для иницирования плазменно-парового потока вещества из платиновой мишени применялось излучение лазера на алюмоиттриевом гранате с неодимом. Длительность импульса составляла 20 нс. Энергия излучения в импульсе составляла ~ 50 мДж, а плотность энергии на мишени в пятне фокусировки ~ 10 Дж/см². Частота следования импульсов 50 Гц. Число импульсов достигало $6 \cdot 10^4$. Осаждение пленок платины проводилось в вакуумных условиях при давлении остаточных газов не выше 10^{-4} Па, а также в атмосфере аргона при давлении 5 Па. В первом случае лазерно-иницированный поток распространялся беспрепятственно от мишени до подложки, во втором случае на пути разлета факела на расстоянии $z = 3$ см от мишени устанавливался дисковый экран диаметром 0,8 см. Подложка располагалась на расстоянии $z = 5$ см от мишени. Капли и

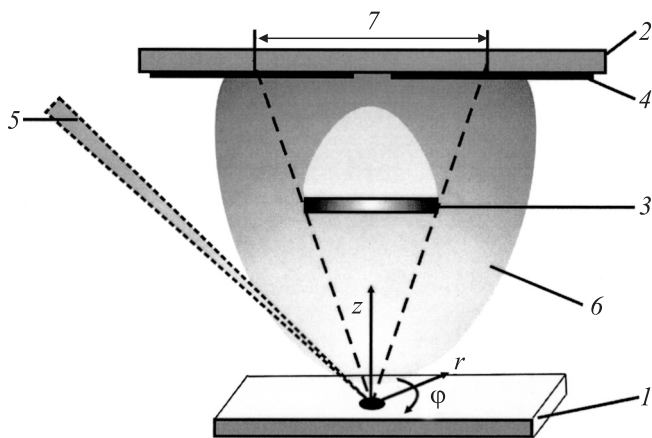


Рис. 1. Схема методики импульсного лазерного нанесения пленок с применением дискового экрана, защищающего подложку от осаждения крупных частиц и капель: 1 — мишень, 2 — подложка, 3 — экран, 4 — маска с диафрагмой, 5 — лазерный луч, 6 — лазерный факел, 7 — теньевая зона. Указана систем координат, используемая при математическом моделировании.

частицы, образующиеся при лазерном воздействии на мишень, разлетались в основном по прямолинейным траекториям и осаждались на экране. За экран распространялся поток атомов, которые рассеивались на достаточно большие углы в столкновениях с атомами пара эрозионного факела и с молекулами инертного газа.

Использовались пластины 6H-SiC, легированные азотом, с удельным сопротивлением $\rho = 0.03-0.2$ Ом·см. Толщина пластины составляла 350 мкм, плоскость среза с одной стороны была полированной, с другой — шлифованной. Плотность микропайпов не превышала 100 см⁻². Предварительно (до осаждения платины) на тыловую шлифованную поверхность пластины методом импульсного лазерного осаждения наносилась пленка никеля, которая подвергалась термообработке в вакууме для получения омического контакта. Площадь тылового Ni-контакта на пластинах составляла 1 см². Лазерное осаждение пленок Pt на полированную поверхность подложки проводилось при комнатной температуре через диафрагму с круглым отверстием диаметром 2 мм, плотно прижатую к поверхности пластины.

Создаваемая пленка имела определенную структуру и толщину, которые зависели от расстояния r от центра зоны осаждения. Зависимость толщины осажденной пленки (в единицах атом/см²) от r исследовалась методом резерфордского обратного рассеяния (ROR) ионов гелия. Топография поверхности пленки исследовалась методом сканирующей электронной микроскопии. Результаты этих исследований показаны на рис. 2 и 3. Применение экрана действительно позволило практически полностью исключить осаждение крупных частиц, однако при этом наблюдалось заметное снижение скорости осаждения пленки платины. В центре теньевой зоны осаждалась пленка толщиной примерно в 6 раз ниже, чем в открытой для свободного осаждения факела зоне. Диаметр теньевой области составлял примерно 2 см.

Для анализа скоростного спектра атомов платины в лазерном факеле проводились эксперименты по осаждению в вакууме лазерно-иницированного потока на вращающийся диск. На пути распространения лазерного факела располагалась пластина со щелью, ширина которой не превышала 0,3 мм. За щелью устанавливался диск диаметром 20 см. Частота вращения диска составляла 140 Гц. Для достаточно точного измерения скоростного спектра требовалось реализовать многократное облучение мишени. Воспроизводимость условий осаждения факела на диск достигалась с помощью специальной электронно-механической системы синхронизации. Пленка, образующаяся на вращающемся диске после заданного числа лазерных импульсов, исследовалась методом ROR. Диаметр анализируемого пучка ионов не превышал 0,3 мм.

На рис. 4 представлен измеренный скоростной спектр атомов платины в лазерном факеле, использованном для

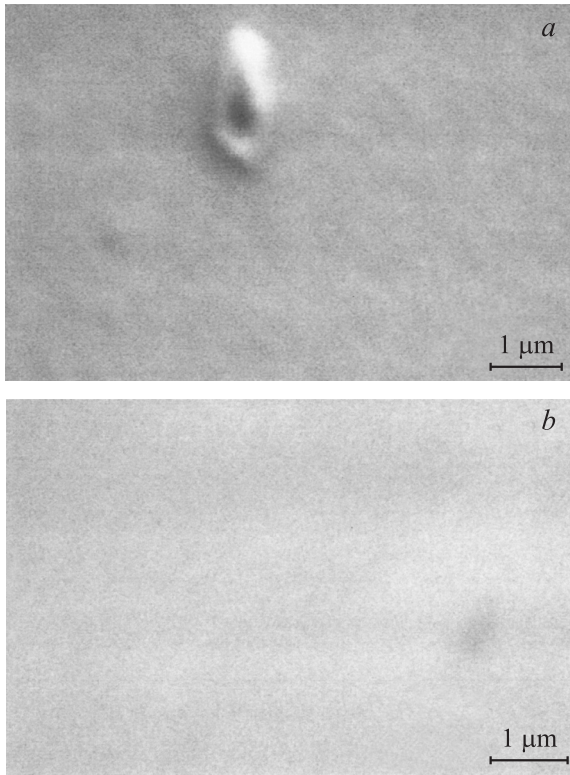


Рис. 2. Электронная микрофотография пленки платины на SiC-подложке: *a* — осаждение в вакууме при беспрепятственном разлете лазерного факела; *b* — осаждение в аргоне при давлении 5 Па с применением экрана.

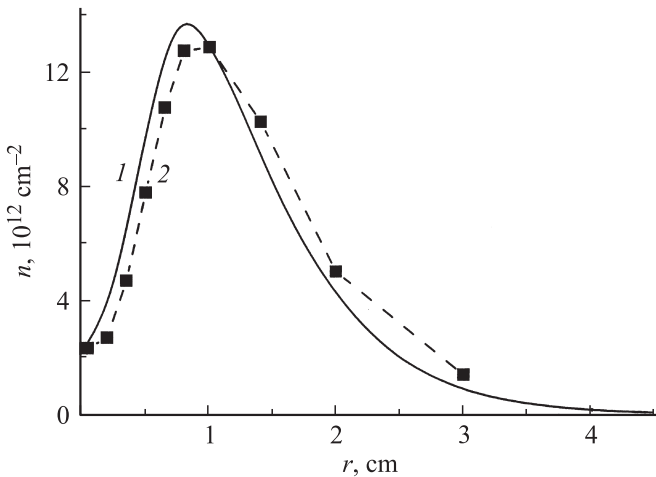


Рис. 3. Поверхностная плотность n атомов платины, наносимых на подложку за один импульс на различном расстоянии r от центра зоны лазерного осаждения в аргоне при давлении 5 Па с применением экрана. 1 — расчет, 2 — эксперимент.

осаждения пленок. Для анализа этого скоростного спектра применялась следующая методика. Предполагалось, что в плазменно-паровом потоке могли присутствовать высоко- и низкоскоростные атомы (в том числе ионизованные), которые появлялись в потоке в результате дей-

ствия различных механизмов возникновения и ускорения атомов [12,13]. Лазерное облучение с достаточно высокими интенсивностями неизбежно вызывает ионизацию пара и, как следствие, последовательность процессов — ускорение ионной компоненты на начальной стадии разлета и ее рекомбинации на более поздней стадии. Эта компонента может иметь заметно более высокие скорости разлета, чем паровой поток, возникающий в результате испарения мишени и газодинамического ускорения при расширении в вакуум. Предполагалось, что распределение атомов по скоростям v каждой j -й компоненты может быть описано „смещенным“ максвелловским распределением

$$f_j(v) = N_j \left(\frac{m}{2\pi k T_j} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{m(v - u_j)^2}{2k T_j} \right], \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, m — масса атомов, N_j , T_j , u_j — плотность, температура и массовая скорость отдельной компоненты лазерного факела соответственно.

Разложение скоростного спектра атомов платины на высоко- и низкоскоростную компоненты показало, что низкоскоростному потоку соответствуют параметры $v_1 = 0.7 \cdot 10^6$ см/с, $kT_1 = 5$ эВ, а высокоскоростному — $v_2 = 1.1 \cdot 10^6$ см/с, $kT_2 = 24$ эВ. Согласно результатам исследования пленки на диске методом ОРПИ, количество низкоскоростных атомов в потоке примерно в 4 раза больше количества высокоскоростных. Следует заметить, что в экспериментальном спектре заметен вклад от атомного потока, распространяющегося со скоростью менее $5 \cdot 10^5$ см/с. Роль этой компоненты не рассматривалась, так как она оказывала слабое влияние на модельный процесс осаждения пленки в тени экрана при давлении газа 5 Па из-за рассеяния по всему объему камеры.

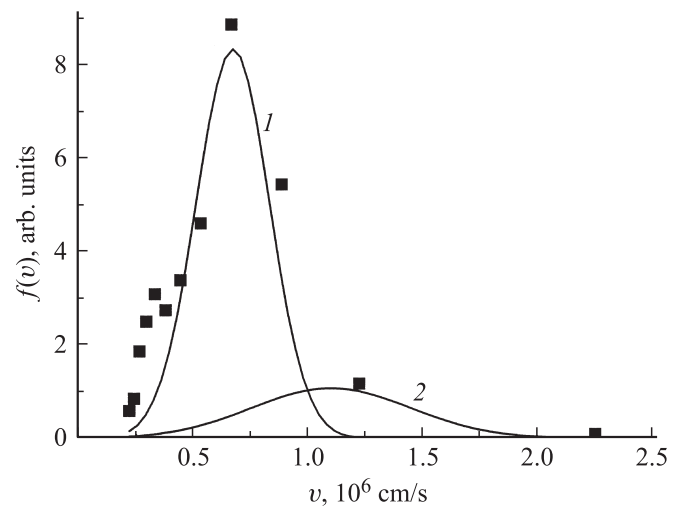


Рис. 4. Экспериментально измеренный скоростной спектр атомов платины в импульсном лазерном факеле (указан точками) и модельные составляющие: 1 — низкоскоростная компонента, 2 — высокоскоростная компонента.

3. Моделирование импульсного лазерного осаждения пленок Pt, сравнение с экспериментальными данными

Компьютерное моделирование разлета лазерного факела основывалось на одном из вариантов метода прямого статистического моделирования Монте-Карло (ПСММК или DSMC — Direct Simulation Monte Carlo) [14], в котором рассматривались только столкновения атомов испаренного лазером вещества мишени с молекулами инертного газа, а взаимные столкновения испаренных атомов между собой при пролете от мишени до подложки не учитывались. Инертный газ считался остающимся невозмущенным. Благодаря осевой симметрии разлета лазерного факела задача рассматривалась в постановке 2D3V, т.е. для каждой частицы задавались две пространственные координаты (r, z) и три компоненты скорости (v_r, v_z, v_φ).

Численное моделирование разлета лазерного факела проводилось по стандартному алгоритму Монте-Карло, который в рассматриваемой задаче сводился к следующему. После начальной загрузки компьютерных частиц — инжектируемых с поверхности мишени в течение короткого времени $t_0 \approx 10^{-6}$ с атомов с распределением по скоростям (1) — циклически повторялись операции их перемещения в пространстве в соответствии с уравнениями движения на каждом временном шаге Δt , моделирования всех возможных столкновений и определения новых скоростей частиц. Вычисления проводились до тех пор, пока большинство частиц ($\sim 90\%$) не осаждались на стенках установки (подложке, мишени и экране) или не покидали область моделирования.

В расчетах моделировалось движение $\sim 10^7$ компьютерных частиц с шагом по времени $\Delta t \approx 10^{-7}$ с. Для вывода макроскопических параметров течения (плотности, температуры и др.) использовалась пространственная сетка 100×100 ячеек при геометрическом размере области моделирования между мишенью и подложкой, равной 5×5 см. Область моделирования считалась равномерно заполненной молекулами инертного газа с заданной температурой T_g и плотностью N_g (или давлением $P_g = N_g k T_g$). В численных экспериментах температура газа принималась равной $T_g = 300$ К, и исследовался диапазон давлений от идеального вакуума до 10 Па.

Вероятность столкновения атомов факела и молекул газа находилась из зависимости

$$W_{pg} = 1 - \exp(-N_g \sigma_{pg} \Delta s), \quad (2)$$

где σ_{pg} — сечение упругого столкновения; $\Delta s = v \Delta t$ — путь, пройденный атомом пара за время Δt ; индексы p и g обозначают лазерно-иницированный поток атомов (laser plume) и газ соответственно.

При описании столкновений использовалась полуэмпирическая модифицированная модель упругого рассеяния молекул изменяемых твердых сфер [15], описывающая изотропное рассеяние с учетом кинетической энергии E сталкивающихся частиц. Согласно этой модели, сечение столкновения изменяется как

$$\sigma_{pg}(E) = \begin{cases} \sigma_{\text{ref}} \left(\frac{E}{E_{\text{ref}}} \right)^{-w}, & E > E_{\text{ref}} \\ \sigma_{\text{ref}}, & E \leq E_{\text{ref}}, \end{cases} \quad (3)$$

где $\sigma_{\text{ref}} = \sigma_{pg}(E_{\text{ref}})$ — сечение столкновений при заданной энергии $E_{\text{ref}} = 1$ эВ. В расчетах использовалось значение показателя $w = 0.24$. Опорное сечение σ_{ref} задавалось по результатам вычисления сечения столкновения твердых сфер для табличных значений атомных радиусов выбранных элементов [16]. В рассматриваемом случае рассеяния атомов платины на молекулах аргона выбрано сечение $\sigma_{\text{ref}} = 0.27$ нм².

Разработанная модель импульсного лазерного осаждения с использованием экрана позволяла проводить расчет распределения осаждаемых атомов на поверхности подложки, энергетическое распределение и угловые диаграммы падения атомов на поверхность подложки. В численных экспериментах плотность атомов на начальном этапе разлета модельного потока (при $t = t_0$) оценивалась по результатам экспериментального измерения количества осажденных атомов по всей поверхности подложки в вакууме. Затем проводился пересчет, обеспечивающий совпадение модельной и экспериментально измеренной скорости осаждения в центре теневой зоны на подложке.

На рис. 3 проведено наложение модельного распределения осаждаемых атомов низкоскоростного потока на экспериментально измеренное. В пределах ошибки измерений эти распределения достаточно хорошо совпадают. Моделирование разлета высокоскоростной компоненты показало, что она менее эффективно рассеивается в теневую область, чем низкоскоростная. Так, скорость осаждения этой компоненты в центре теневой области более чем в 10 раз ниже, чем на краю этой зоны. Следует предположить, что динамика доминирующей в лазерном факеле низкоскоростной компоненты во многом определяла формирование профиля толщины пленки на подложке. Высокоскоростная компонента могла бы вызывать увеличение скорости осаждения в открытой области подложки, однако следует учитывать вторичные процессы — распыление поверхностных атомов под воздействием высокоэнергетических атомов. Моделирование процессов прохождения высокоскоростной компоненты через аргон при давлении 5 Па показало, что количество атомов с энергиями от 100 до 500 эВ уменьшается не более чем в 2 раза.

Высокоскоростная компонента может оказывать определенное влияние на процессы формирования структуры пленки в теневой зоне. На рис. 5 показано расчетное

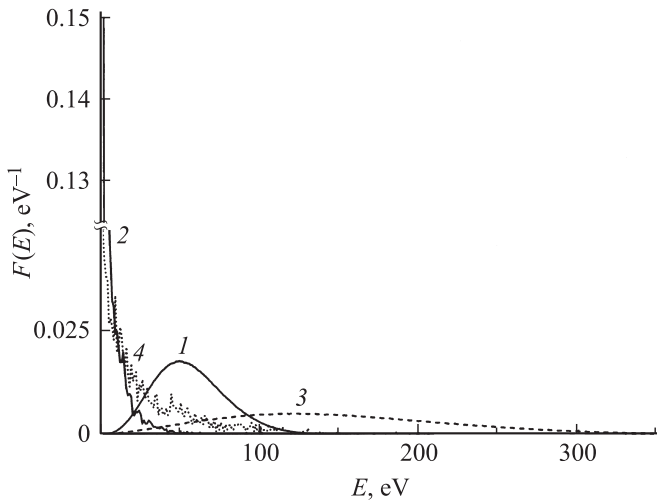


Рис. 5. Модельные энергетические распределения атомарных потоков в лазерном факеле при осаждении пленки платины в вакууме и в аргоне за дисковым экраном. 1 — низкоскоростная компонента в вакууме, 2 — низкоскоростная компонента в аргоне, 3 — высокоскоростная компонента в вакууме, 4 — высокоскоростная компонента в аргоне за экраном.

изменение энергетического спектра атомов низко- и высокоскоростного потока при осаждении в центре теневой области. Энергия атомов из этого потока, попадающих в теневую зону подложки, могла достигать 150 эВ, что заметно больше энергии атомов, осаждаемых из низкоскоростной компоненты (не более 50 эВ).

Данные, приведенные на рис. 5, показывают, что условия формирования пленки платины на карбидокремниевой подложке при осаждении в вакууме и в аргоне за экраном принципиально различаются. При осаждении в вакууме подложка (на начальном этапе осаждения) и пленка подвергаются воздействию атомов и ионов, энергетический спектр которых простирается до 500 эВ. При осаждении в аргоне за экраном высокоэнергетическая бомбардировка принципиально отсутствует, максимальная энергия атомов не превышает 150 эВ. Количество атомов с относительно высокой энергией в потоке крайне мало, в основном осаждаются атомы с энергией менее 50 эВ. По энергетическим параметрам процесс осаждения во многом схож с процессом ионно-плазменного осаждения на подложку со смещением. Однако при ионно-плазменном осаждении пленка растет под бомбардировкой ионами аргона. При импульсном лазерном осаждении нет столь явного воздействия на поверхность пленок инородных атомов.

Расчеты также показали, что в выбранных условиях импульсного лазерного осаждения с экраном большая часть атомов низко- и высокоскоростной компоненты падает под углом, близким к 20° от нормали к поверхности. В целом угловые диаграммы распространяются до 40° . Данный фактор может обуславливать повышенную конформность осаждения пленок на поверхность подложек с развитым нанорельефом.

4. Вольт-амперные характеристики структур Pt/n-6H-SiC, созданных импульсным лазерным осаждением

На рис. 6 представлены вольт-амперные характеристики (ВАХ) структур, созданных различными способами лазерного осаждения платины на SiC-подложки. Измерения ВАХ проводились при температуре подложки $T = 300$ К. Прямые ветви ВАХ („плюс“ на платине) имели большие значения токов (I) при одинаковых значениях напряжения (U), чем обратные. При этом по знаку полярности выпрямленного обедненного слоя находился у границы раздела Pt–SiC. Анализ прямых ветвей показал (рис. 6, а), что они имели функциональный вид $I = I_0 \exp(eU/(\eta kT))$ при $U > \eta kT/e$ (e — заряд электрона) примерно с одинаковыми коэффициентами идеальности $\eta = 1.9$, но с разными значениями I_0 . В случае осаждения без экрана ток I_0 был больше,

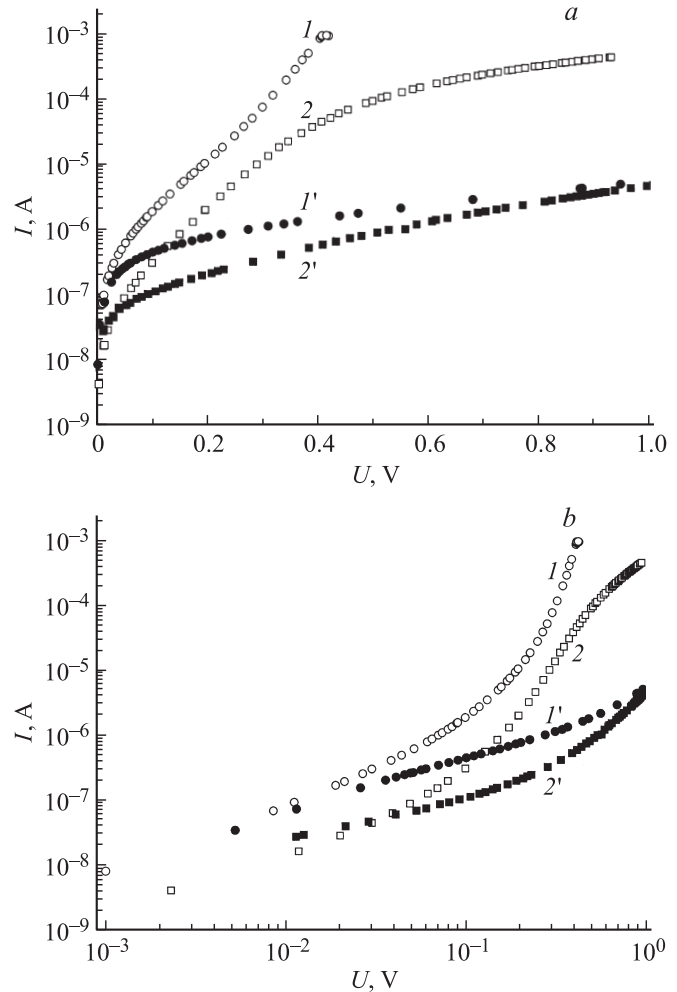


Рис. 6. Прямые ($I, 2$) и обратные ($I', 2'$) ветви ВАХ тонкопленочной структуры Pt/n-6H-SiC, представленные в полупрологарифмическом (а) и логарифмическом масштабе (б), I, I' — осаждение пленки Pt в вакууме; $2, 2'$ — осаждение пленки Pt в аргоне за экраном.

чем в случае осаждения с экраном. Таким образом, изменение условий осаждения лазерного факела оказало в основном влияние на высоту потенциального барьера, который в случае осаждения без экрана оказался заметен ниже, чем в случае применения экрана.

Анализ результатов моделирования динамики лазерного факела в различных условиях позволил предположить, что формирование потенциального барьера во многом зависит от энергии падающих на подложку атомов платины. Энергия атомов Pt определяет эффективность распыления и(или) десорбции поверхностных атомов подложки, а также характер образующихся связей налетающих атомов металла с полупроводником с точки зрения возникновения дефектов, энергии их электронных состояний, их концентрации на поверхности раздела и в прилегающих слоях, влияющих на токопрохождение. Различия величин токов I_0 на порядок при $T \approx 300$ К означает различие величин барьеров на 0.058 эВ. Понижение потенциального барьера может быть вызвано уменьшением поверхностной плотности электронов на $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ на фоне общей плотности, оцениваемой величиной $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-2} \text{ эВ}^{-1}$ [17]. При этом уменьшается и концентрация поверхностных состояний акцепторного типа. Вышеприведенное рассмотрение верно, если величина потенциальных барьеров определяется не столько разностью работ выхода материалов, сколько поверхностными состояниями, присутствующими на поверхности в большой концентрации и локализуемыми на себе электроны из приповерхностной области объема полупроводника.

Для оценки величины потенциальных барьеров учитывались следующие факторы. При вышеуказанных значениях удельного сопротивления и при подвижности электронов $\sim 500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [18,19] концентрация электронов в SiC-кристалле составляла $6.2 \cdot 10^{16} - 4.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что при эффективной плотности состояний $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ обуславливало удаление уровня Ферми от зоны проводимости на 0.154–0.1 эВ. В случае наличия области, обедненной основными носителями, толщина ее составит ~ 42 нм при потенциале на поверхности ~ 0.7 эВ [20], что сравнимо с длиной свободного пробега электрона (28 нм), оцениваемой из величины подвижности, эффективной массы $\sim 0.7m_0$ (m_0 — масса электрона) и величины тепловой скорости, равной $\sim 10^7$ см/с при комнатной температуре [17].

Так как размер области обеднения сравним с длиной свободного пробега, для получения из экспериментальных значений I_0 величин потенциальных барьеров использовались аналитические выражения для тока в диодной термоэмиссионной теории [10]. Согласно расчетам, при осаждении платины с экраном высота потенциального барьера со стороны металла 0.73 эВ, а в случае осаждения без экрана 0.67 эВ. Средняя энергия поверхностных электронных состояний соответственно составляла 0.63 и 0.57 эВ от зоны проводимости. Можно предположить, что высокоэнергетические атомы Pt

играют важную роль в модифицировании поверхностного слоя SiC-подложки, проявляющуюся в понижении концентрации поверхностных состояний от того уровня, который существовал изначально на исходной подложке. Возможно, происходит очистка поверхности SiC-кристалла от атомов загрязнений и(или) дефектов, формирующих поверхностный заряд.

Полученное для созданных структур Pt/6H-SiC значение η близко к значениям, измеренным в [10] для подложки 4H-SiC с эпитаксиальным слоем и контактом из платины. Напомним, что в нашем случае эпитаксиальных слоев и охранных колец не было, однако ВАХ при прямой полярности достаточно хорошо следовали указанной закономерности. Нам представляется, что это следствие геометрического фактора: диаметр контакта (2 мм) гораздо больше толщины пластины и тем более области обеднения, т.е. участки на периферии не существенны для токопрохождения. Конечно, при этом важны и большая ширина запрещенной зоны, приводящая к малой величине генерационных токов утечки, обусловленных рождением теплом электронно-дырочных пар, и малая величина последовательного сопротивления объема и обратное смещение контакта Ni/6H-SiC, и образование запирающего слоя. Токи I_0 в [10] были заметно меньше из-за большей величины потенциального барьера.

При обратном смещении ВАХ (рис. 6, а) не выходят на насыщение по току: I нарастает линейно, сублинейно и суперлинейно при повышении U . Причины могут быть разными: и ударная ионизация в сильном электрическом поле в области обеднения малого размера, и силы электрического зеркального изображения, и туннельные переходы с поверхностных состояний в зону проводимости полупроводника [21]. Нам кажется, что заслуживает внимания мысль об изменении высоты потенциального барьера за счет изменения концентрации электронов на поверхностных уровнях и, как следствие, изменение высоты потенциального барьера для надбарьерного протекания тока [10]. В прямом направлении происходит увеличение барьера за счет увеличения концентрации электронов на поверхностных уровнях, что выражается в появлении фактора η . В обратном направлении, по нашему мнению, возможно уменьшение барьера из-за ухода электронов с поверхностных уровней, и, как следствие, реализуется суперлинейное возрастание тока. В работе [10] последнего эффекта не наблюдалось из-за применения подложки с эпитаксиальным слоем, исходно обладающим относительно большим сопротивлением. На начальном линейном участке при прямом и обратном смещениях ВАХ лазерно-осажденных структур совпадали, что указывало на одинаковость механизмов, определяющих протекания токов при малых напряжениях $U < \eta kT/e$ (рис. 6, б).

Следует отметить, что при осаждении лазерно-иницированного потока атомов может быть важна не только величина кинетической энергии налетающих атомов,

но и их электронные возбужденные состояния, наличие которых может оказывать влияние на формирование химических связей с атомами подложки, что в свою очередь может проявляться в тех или иных электрофизических свойствах получаемых структур.

5. Заключение

Изменение способа импульсного лазерного нанесения металлических пленок, а именно осаждение в инертном газе с экраном, позволяет гибко варьировать энергетические параметры падающего на подложку атомарного потока. При этом удается исключить осаждение крупных частиц от лазерной эрозии поверхности мишени и получить достаточно качественные слои с гладкой поверхностью. Разработанная математическая модель позволяет достаточно точно прогнозировать основные параметры процесса нанесения пленок при изменении начальных свойств лазерного факела, давления и состава газовой среды, взаимного расположения мишени, экрана и подложки.

Эксперименты по созданию различными способами лазерного осаждения тонкопленочных структур Pt/*n*-6H-SiC показали, что существует достаточно выраженная зависимость электрических характеристик таких структур от энергетических параметров атомарного потока платины. Из анализа прямых ветвей ВАХ следовало, что при осаждении атомов Pt без экрана (режим осаждения потока высокоэнергетических атомов) барьер на границе полупроводника с металлом был меньше по энергетической высоте, чем при осаждении с экраном (режим осаждения низкоэнергетических атомов) на 0.058 эВ. Соответственно плотность электронов на поверхностных уровнях могла быть на 10^{12} см⁻² меньше при общем фоне $\sim 10^{14}$ см⁻².

Полученные импульсным лазерным осаждением структуры Pt/*n*-6H-SiC обладали ВАХ с эффектом выпрямления, что указывает на возможность их применения для создания твердотельных устройств: газоанализаторов, фотоприемников, детектирующих выпрямительных систем. Привлекательность лазерного метода состоит в возможности создания многослойных функциональных структур в едином технологическом цикле в условиях гибкого варьирования химического состава и свойств атомарных потоков, применяемых для получения таких структур. Отмеченные особенности импульсного лазерного осаждения могут быть востребованы при создании различных тонкопленочных структур на SiC-подложках в тех случаях, когда применение традиционной кремниевой технологии проблематично и требуется реализация новых подходов и решений для обеспечения заданных функциональных свойств таких структур.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 08-02-12059-офи).

Список литературы

- [1] Ю.А. Данилов, Е.С. Демидов, Ю.Н. Дроздов, В.П. Лесников, В.В. Подольский. ФТП, **39** (1), 8 (2005).
- [2] Э.Б. Каганович, И.П. Лисовский, Э.Г. Манойлов, С.А. Злобин. ФТП, **40** (4), 449 (2006).
- [3] В.Ф. Гременок, И.В. Боднар, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь, Н.-W. Schock. ФТП, **36** (3), 360 (2002).
- [4] А.В. Варлашкин, С.И. Красносвободцев, М.Л. Чухаркин, О.В. Снигирев, А.В. Цикунов, Н.П. Шабанова. ЖТФ, **77** (5), 127 (2007).
- [5] B. Hopp, N. Krezs, Cs. Vass, Z. Tóth, T. Smausz, F. Ignács. Appl. Surf. Sci., **186**, 298 (2002).
- [6] Z. Trajanovic, S. Choopun, R.P. Sharma, T. Venkatesan. Appl. Phys. Lett., **70**, 3461 (1997).
- [7] T. Kobayashi, H. Akiyoshi, M. Tachiki. Appl. Surf. Sci., **197–198**, 294 (2002).
- [8] Chu Chen, P.P. Ong, H. Wang. Thin Sol. Films, **382**, 275 (2001).
- [9] В.Н. Неволин, В.Ю. Фоминский, А.Г. Гнедовец, Р.И. Романов. ЖТФ, **79** (1), 118 (2009).
- [10] M. Soshacki, A. Kolendo, J. Szmidt, A. Werlowy, Solid-State Electron., **49**, 585 (2005).
- [11] 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).
- [12] Ю.А. Быковский, С.М. Сильнов, Е.А. Сотниченко, Б.А. Шестаков. ЖЭТФ, **93**, 500 (1987).
- [13] J. Krása, A. Lorusso, D. Doria, F. Belloni, V. Nassisi, K. Rohlena. Plasma Phys. Control. Fusion, **47**, 1339 (2005).
- [14] G.A. Bird. *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows* (Clarendon Press, Oxford, 1994).
- [15] S. Mahieu, K. Van Aeken, D. Depla. In: *Reactive Sputter Deposition*, ed. by D. Depla, S. Mahieu (Berlin, Springer, 2008) p. 198.
- [16] К. Дей, Д. Селбин. *Неорганическая химия* (М., Химия, 1969) с. 108.
- [17] Г.Е. Пикус. *Основы теории полупроводниковых приборов* (М., Наука, 1965) с. 104.
- [18] И.В. Грехов, П.А. Иванов, И.Д. Ильинская, О.И. Коньков, А.С. Потапов, Т.П. Самсонов. ФТП, **42** (2), 211 (2008).
- [19] Т.Т. Мнацаканов, Л.И. Поморцева, С.Н. Юрков. ФТП, **35** (4), 406 (2001).
- [20] В.П. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. *Физика полупроводников* (М., Наука, 1977).
- [21] А. Милнс, Д. Фойхт. *Гетеропереходы и переходы металл–полупроводник* (М., Мир, 1975).

Редактор Л.В. Беляков

Influence of the energy parameters of the deposited laser-initiated flow of platinum atoms on the characteristics of Pt/*n*-6H-SiC thin-film structure

*V.Yu. Fominskii, R.I. Romanov, A.G. Cnedovets,
V.V. Zuev, M.V. Demin*

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

Abstract Experimental studies of the peculiarities of the formation of platinum thin-films on *n*-6H-SiC substrates in the implementation of the different methods of pulsed laser deposition are carried out. Deposition was performed both in vacuum by traditional method and in an inert gaseous atmosphere with the use of a disk screen installed on the axis of the expansion of the laser-produced plume between the target and the substrate for the protection of the laser-produced plume between the target and the substrate for the protection of the substrate from the particles of micron and sub-micron sizes. A computer model of this process is developed, which makes it possible to predict the distribution of the deposited film over the surface of the substrate, the energy and angular parameters of atomic flow with the variation of the properties of the laser plume, pressure of the inert gas and the arrangement of the screen. The results of the simulations were used for explaining the electrical properties of the thin-films structures of Pt/*n*-6H-SiC obtained by different methods.