

05

## Зондовая микроскопия и электронно-транспортные свойства тонких эпитаксиальных пленок Mo на сапфире

© Л.А. Фомин,<sup>1</sup> И.В. Маликов,<sup>1</sup> В.А. Березин,<sup>1</sup> А.В. Черных,<sup>1</sup> А.Б. Логинов,<sup>2</sup> Б.А. Логинов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН,  
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>2</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119991 Москва, Россия

<sup>3</sup> Национальный исследовательский университет МИЭТ,  
124498 Москва, Россия

e-mail: fomin@iptm.ru

Поступило в Редакцию 1 апреля 2020 г.

В окончательной редакции 1 апреля 2020 г.

Принято к публикации 1 апреля 2020 г.

Проведены исследования поверхности и электронно-транспортных свойств эпитаксиальных тонких пленок молибдена. Экспериментальные результаты сравнивались с известными квантовыми моделями влияния рельефа поверхности пленок на их сопротивление.

**Ключевые слова:** эпитаксиальные пленки, тугоплавкие металлы, межсоединения, шероховатая поверхность, атомно-силовая микроскопия.

DOI: 10.21883/JTF.2020.11.49970.110-20

### Введение

В современной кремниевой технологии микроэлектроники в качестве межсоединений, выступают металлические пленочные поликристаллические проводники. Было показано [1], что увеличение удельного сопротивления проводящей линии будет сильно ограничивать длину межсоединения и отрицательно влиять на характеристики интегральных микросхем. В международном плане по развитию полупроводниковой технологии (ITRS) проблема увеличения сопротивления при уменьшении размеров металлических подводящих соединений была названа „Большим вызовом“.

Традиционно применяемые в настоящее время для металлизации в микроэлектронике алюминий и медь с уменьшением размеров элементов и возрастанием плотности тока в них перестают удовлетворять современным требованиям. Низкие температуры плавления этих металлов ограничивают их применение, поскольку характерные процессы деградации, приводящие к отказам активных и пассивных элементов интегральных схем, активируются с ростом отношения рабочей температуры к температуре плавления.

Одним из методов решения указанных проблем является поиск альтернативных материалов для технологии интегральных схем. При этом с точки зрения надежности очевидным преимуществом обладают системы, использующие тугоплавкие металлы. Например, вольфрам в сравнении с алюминием при относительно низком удельном сопротивлении характеризуется высокой температурой взаимодействия с кремнием и низким значением коэффициента линейного расширения. По этой причине вольфрам достаточно давно рассматривался как

материал для шин металлизации интегральных схем, работающих при высоких температурах и плотностях тока [2].

Основным механизмом возникновения сопротивления в металлах при комнатной температуре является рассеяние электронов проводимости на фононах (колебаниях решетки). Электроны также могут рассеиваться на примесях, плоских и линейных дефектах в кристаллах и на внешних поверхностях проводника. По мере того, как геометрические размеры проводника уменьшаются и становятся сравнимыми с длиной свободного пробега электронов или даже меньше, вклад в сопротивление, обусловленный рассеянием электронов на внешних поверхностях проводника, возрастает.

В связи с развитием суб-10 нм электроники при уменьшении линейных размеров элементов металлических материалов до величин, сравнимых с длиной пробега электронов, качество поверхностей начинает иметь важное значение в проводимости и транспортных эффектах. Сопротивление медного проводника шириной 10 нм возрастает более чем на порядок [3]. Непосредственной причиной этого является рассеяние электронов проводимости на поверхности проводника, а также границах зерен, обычно описываемое классическими моделями Фукса–Зондгеймера [4,5] и Майадеса и Шацкеса [6,7] на основе решения уравнения переноса Больцмана. В модели Фукса–Зондгеймера задается коэффициент зеркальности  $p$ , который есть вероятность того, что электроны отражаются от поверхности зеркально, а  $1 - p$  есть вероятность диффузного рассеяния электронов. Этот коэффициент является единственным параметром поверхности в данной модели. При зеркальном отражении электроны проводимости не теряют энергию,

таким образом, оно не приводит к увеличению сопротивления. Для больших размеров проводника эта модель предсказывает для удельного сопротивления обратную пропорциональность от размеров, что также подтверждается экспериментальными измерениями. Однако с уменьшением размеров большую роль начинают играть квантовые эффекты [8–12], которые в данной модели игнорируются, так как в нее не входят длина волны электрона, угол падения и шероховатость границы раздела. Позже была предложена [13] альтернативная модель рассеяния на поверхности, в которой коэффициент зеркальности зависит от угла подлета (угла скольжения) электронов к поверхности, а также от ее шероховатости. Согласно этой модели, увеличение удельного сопротивления проводника в основном обусловлено рассеянием электронов, налетающих на шероховатую поверхность под большими углами скольжения. Малоугловые электроны, летящие параллельно поверхности, „шунтируют“ сопротивление пленки. При малых углах подлета вероятность диффузного рассеяния  $1 - p$  пропорциональна углу подлета с коэффициентом пропорциональности  $Q$ , который определяет интенсивность рассеяния электронов из-за шероховатости поверхности. Однако для малых размеров проводника эта модель также не годится, так как даже в условиях правомерности квазиклассического приближения для корректного описания отражения электронов от поверхности и вывода граничных условий для функции распределения в уравнении Больцмана необходимо привлечение квантовых моделей [14–17]. Разработанные подходы, например, для гелиевых температур, позволяют применить и учитывать их и для комнатной температуры.

Экспериментальные данные по размерным эффектам для пленок металлов сверхмалых толщин крайне ограничены. По всей видимости, это связано со сложностью получения однородных сплошных пленок сверхмалых толщин и измерений их характеристик. Требуется выращивание сплошных пленок с высокой степенью однородности в диапазоне толщин 0.5–10 nm. Имеются экспериментальные данные о пленках Pt, в которых были обнаружены осцилляции удельного сопротивления в зависимости от толщины. Некоторые интересные результаты были представлены в работе [18,19] для пленок CoSi<sub>2</sub> в диапазоне толщин 6–100 nm. Было найдено, что эти пленки являются металлическими и их остаточная длина свободного пробега составляла около 100 nm. В работах [20,21] проведены измерения поверхности тонких (70 nm) пленок золота, нанесенных на слюду в сверхвысоком вакууме. Из измерений были получены автокорреляционные функции для сканов поверхности размерами 20 × 20 nm и определены статистические параметры шероховатой поверхности, такие как среднеквадратичная флуктуация и корреляционная длина. Зависимости проводимости пленок от температуры и толщины сравнивались с теорией из работ [15,16]. Толщинные зависимости проводимости пленок золота на слюде были взяты из работы [22]. Значения толщин

составляли от 35 до 126 nm. Полученные экспериментальные результаты достаточно хорошо согласовывались с теорией. В наших более ранних работах [12,23,24] исследовалась поверхность и электронно-транспортные свойства пленок W, Ni и Mo. Однако шероховатость и электронно-транспортные свойства для сверхмалых толщин не были исследованы. В настоящей работе проведены дополнительные исследования пленок Mo для сверхмалых толщин.

В настоящей работе была использована разработанная нами модель влияния шероховатости поверхности пленок металлов на их электронно-транспортные свойства. Изготовлены эпитаксиальные тонкие пленки молибдена по ранее разработанной технологии. Проведены измерения образцов методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) и сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), направленные на исследование статистических свойств поверхности.

## 1. Теоретическая модель

Рассмотрим модель транспорта электронов по волновому с шероховатой границей раздела с учетом размерного квантования. Будем считать, что электрон движется в прямоугольной потенциальной яме с бесконечно высокими стенками по оси  $z$ , в то время как движение в направлениях  $x$  и  $y$  свободное с волновым двумерным вектором  $k$ . Шероховатость поверхности изменяет ширину потенциальной ямы и ее положение относительно начала отсчета по оси  $z$ , входя тем самым в оператор потенциальной энергии  $U(z(r))$ , где  $r = (x, y)$  — двумерный вектор в плоскости пленки. Таким образом, стационарное уравнение Шредингера записывается в виде

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + U(z(r))\psi = E\psi. \quad (1)$$

Шероховатую границу общего вида можно свести к гладкой с помощью преобразований сдвига и растяжения. Оператор сдвига и его обратный оператор имеют вид:

$$S_h = \delta(z_1 + h(\mathbf{r}_1) - z_2)\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (2a)$$

$$S_h^{-1} = \delta(z_1 - h(\mathbf{r}_1) - z_2)\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (2b)$$

а оператор растяжения и его обратный:

$$S_\lambda = \lambda^{1/2}(\mathbf{r}_1)\delta(\lambda(\mathbf{r}_1)z_1 - z_2)\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \quad (3a)$$

$$S_\lambda^{-1} = \lambda^{-1/2}(\mathbf{r}_1)\delta(z_1/\lambda(\mathbf{r}_1) - z_2)\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2). \quad (3b)$$

Действие этих операторов на волновые функции переводит их в

$$\psi'_h(\mathbf{r}_2, z_2) = S_h \psi(\mathbf{r}_1, z_1) = \psi(\mathbf{r}_2, z_2 - h(\mathbf{r}_2)), \quad (4a)$$

$$\psi'_\lambda(\mathbf{r}_2, z_2) = S_\lambda \psi(\mathbf{r}_1, z_1) = \lambda^{-1/2}(\mathbf{r}_2)\psi(\mathbf{r}_2, z_2/\lambda(\mathbf{r}_2)). \quad (4b)$$

В новом базисе этих волновых функций (после последовательного применения операторов растяжения и

сдвига) оператор потенциальной энергии уже не зависит от шероховатости поверхности. Вместо этого к гамильтониану в уравнении (1) в новом базисе добавляется член

$$V = -\frac{\hbar^2}{2m} (S_\lambda S_h \nabla^2 S_h^{-1} S_\lambda^{-1} - \nabla^2), \quad (5)$$

который ответствен за рассеяние на шероховатой поверхности. Матричные элементы этого оператора в новом базисе представляются в виде

$$\langle \psi_m | V | \psi_n \rangle = \frac{\hbar^2 k_m k_n}{m^* S} \int_S d^2 \mathbf{r} h(\mathbf{r}) \exp(-i \mathbf{q} \mathbf{r}) = \frac{\hbar^2 k_m k_n}{m^*} f(\mathbf{q}), \quad (6)$$

где  $f(\mathbf{q}) = \frac{1}{S} \int_S d^2 \mathbf{r} h(\mathbf{r}) \exp(-i \mathbf{q} \mathbf{r})$  — двумерный фурье образ распределения флуктуаций высоты относительно среднего значения  $h(\mathbf{r})$  (рельефа поверхности),  $k_m$  и  $k_n$  —  $z$ -компоненты волновых векторов соответственно  $m$  и  $n$  — подзон размерного квантования в рассматриваемой прямоугольной яме. Присутствие оператора  $V$  приводит к тому, что состояние  $|\varphi\rangle = |k_n, \mathbf{k}\rangle$  (в импульсном представлении) рассеивается в другие состояния, например  $|\psi\rangle = |k_m, \mathbf{k}'\rangle$ , при этом двумерный вектор рассеяния равен  $q(\varphi \rightarrow \psi) = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$ . В результате возможны переходы в пределах одной зоны пространственного квантования ( $n = m$ ), а также между такими подзонами ( $n \neq m$ ). Если проекция  $\mathbf{q}$  на направление тока (вдоль оси  $x$ ) не равна нулю, то такое рассеяние в результате (с учетом всех переходов) приводит к диссипации импульса электрона (тока) и появлению электрического сопротивления. Интенсивность рассеяния вдоль направления  $x$  в единицу времени равна

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\psi} \frac{-q(\varphi - \psi)}{k_x(\varphi)} |\langle \psi | V | \varphi \rangle|^2 \delta(\varepsilon_\varphi - \varepsilon_\psi). \quad (7)$$

Из (6) и (7) следует, что интенсивность рассеяния пропорциональна квадрату модуля двумерного фурье образа рельефа поверхности, т. е. спектральной плотности флуктуаций (СПФ) шероховатости. Удельную проводимость пленки можно найти, используя теорию линейного отклика и подставляя найденный оператор рассеяния  $V$ , как было сделано в работах [14,15]:

$$\sigma = \sigma_0 \frac{3\pi}{2dk_F} \sum_{n=1}^{N_d} \frac{1 - (k_n/k_F)^2}{1 + (d_1^*/d)^3 n^2}, \quad (8)$$

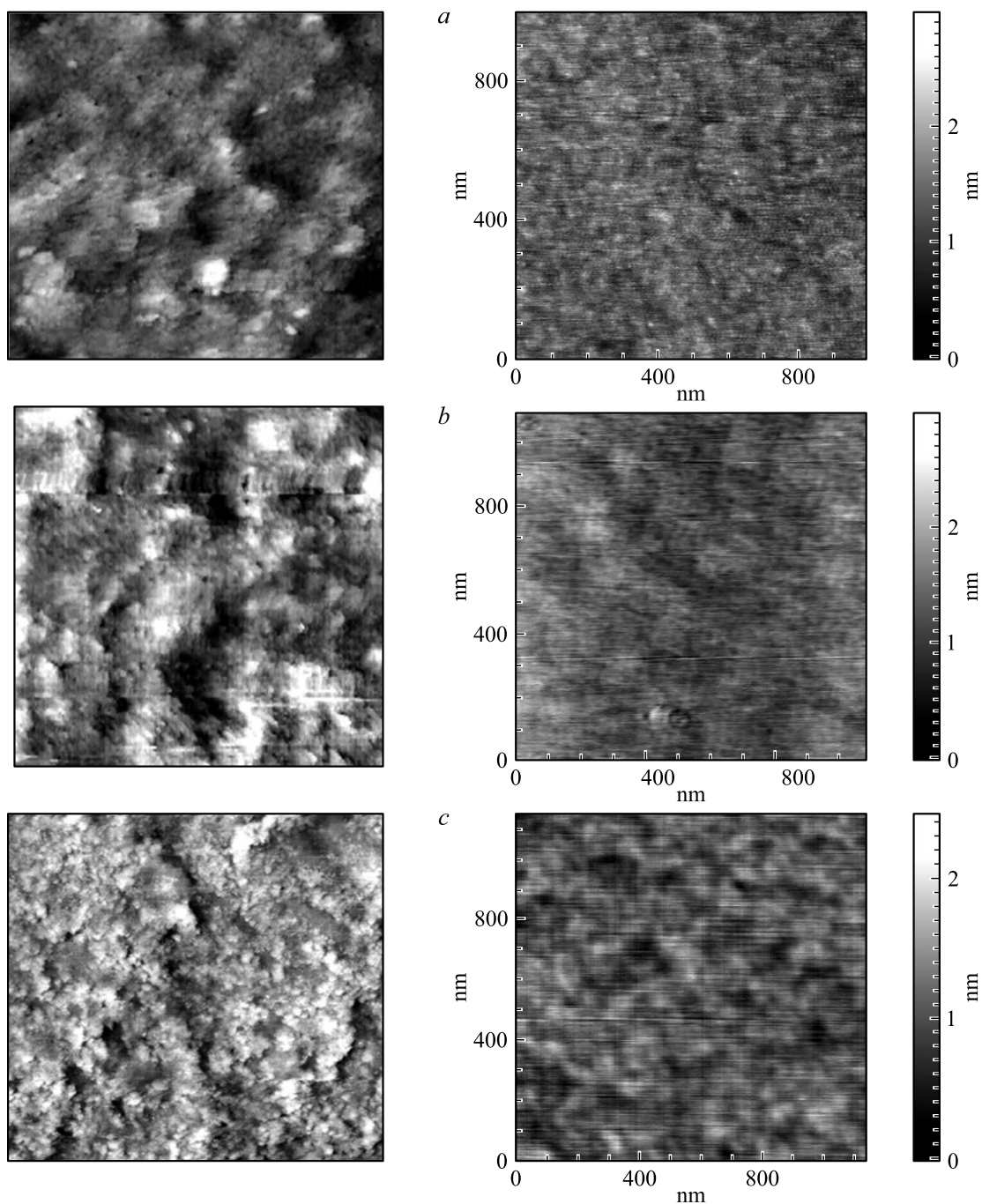
где  $d_n^* = (\pi^2 Q_n l_0 / k_F^2)^{1/3} n^{2/3}$ ,  $n$  — номер подзоны,  $Q_n = m^* dk_F / (\hbar k_n^2 \tau_n)$ ,  $l_0$  — длина свободного пробега электронов в объеме,  $\sigma_0$  — проводимость объемного материала. Переходя в (7) к интегрированию по углу рассеяния, находим

$$Q_n = \frac{2\hbar^2 k_F^2}{dk_F m^*} \sum_{m=1}^{N_d} \int_0^\pi d\phi \left( 1 + \frac{\sqrt{k_F^2 - k_m^2}}{\sqrt{k_F^2 - k_n^2}} \cos(\phi) \right) \times \frac{k_m^2}{k_F^2} |f(\mathbf{q})|^2. \quad (9)$$

Как правило, в моделях рассеяния электронов на поверхности используют гауссову функцию для СПФ. Из такого приближения однозначно следует, что рассеяние электронов с большим  $q$  можно пренебречь, и рассеяние является малоугловым для эпитаксиальных пленок с большой корреляционной длиной шероховатости с углом рассеяния  $\phi < q_c/k_F$ , где  $q_c = 2\pi/L_c$ ,  $L_c$  — корреляционная длина шероховатости, а при  $(3/2k_F)\pi^2/d^2 \geq 1/L_c$  реализуется режим только внутри-подзонного рассеяния. Однако в модели самоаффинных фракталов [17], которую можно использовать для описания шероховатости поверхностей раздела, ассимптотика  $|f|^2(q)$  при больших  $q$  равна  $q^{-2H}$  с точностью до некоторого численного множителя, где  $H$  — показатель шероховатости (связанный с фрактальной размерностью Хаусдорфа  $D$  соотношением  $H = 3 - D$ ). Можно показать, что при  $H < 3/4$  рассеяние малоугловых ( $n \sim 1$ ) электронов на большой угол существенно и всегда реализует режим межподзонного рассеяния. При этом в формуле (9) сумма по номерам подзон расходится. Это приводит к большим значениям  $d_1$  в формуле (8) и к квадратичной зависимости  $\sigma$  от  $d$ . В то время как при больших  $H$  множитель при  $n^2$  в формуле (8) мал, что приводит к более пологим зависимостям проводимости от толщины пленки. Согласно работе [17], зависимость проводимости от толщины может быть и более резкой. Чем больше фрактальная размерность рельефа поверхности пленки, тем зависимость от толщины резче.

## 2. Методики экспериментов

В качестве исследуемых образцов для верификации данной модели транспорта электронов изготовлены эпитаксиальные пленки Mo. Для выращивания пленок использовался метод импульсного лазерного осаждения в сверхвысоком вакууме ( $10^{-9}$  Torr). Подробнее технология выращивания пленок описана в наших предыдущих работах [24–26]. Морфология выращенных пленок исследовалась методами АСМ и СТМ. Для СТМ измерений была использована платиновая игла, для которой предварительно проводилась проверка одноострийности по кривой подвода. Размеры СТМ кадров составлял  $300 \times 300$  nm, а АСМ кадров —  $1000 \times 1000$  nm. СТМ измерения выполнены на сканирующем зондовом микроскопе СММ-2000 (Завод ПРОТОН, г. Москва, Россия) на сканере с резонансной частотой 12 kHz [27], а АСМ — на микроскопе Р47-Solver (НТ-МДТ, Москва, Зеленоград, Россия) с использованием кантилеверов TipsNano (Москва, Зеленоград, Россия). Также было снято тестовое АСМ изображение высокого разрешения на СММ-2000, для получения которого использовался кантилевер фирмы Brucker (США) марки „MSCT“ с острием иглы радиусом 2 nm. На СТМ изображениях параметры шероховатости рассчитаны программой микроскопа СММ-2000 в соответствии с международным стандартом ISO 4287, на АСМ изображениях эти же параметры были рассчитаны с помощью программы „gwyddion“ [28].



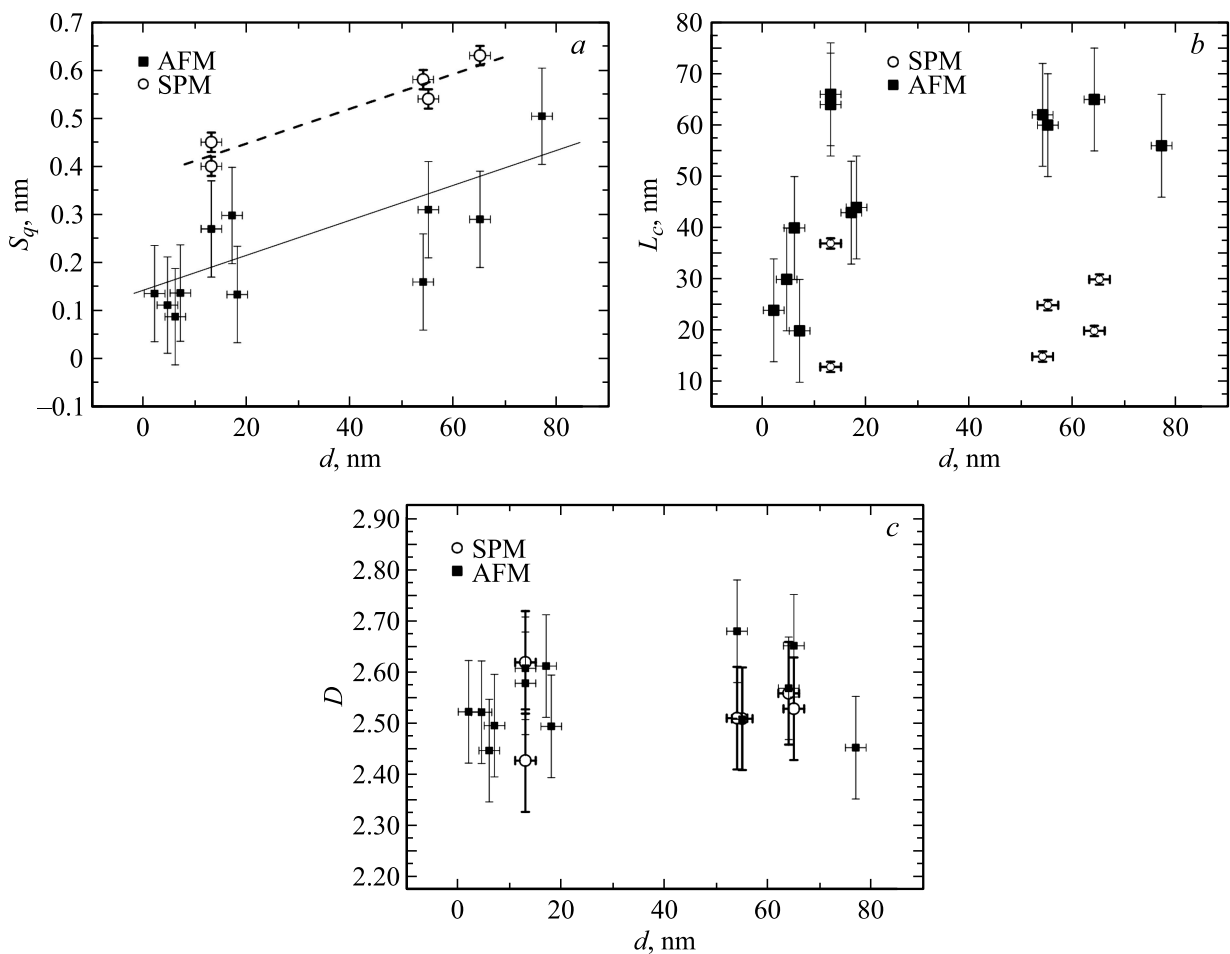
**Рис. 1.** СТМ (слева)  $300 \times 300$  nm и АСМ (справа)  $1000 \times 1000$  nm изображения поверхности пленок Мо с толщинами 65 (a), 55 (b) и 13 (c) nm, выращенных на R-плоскости сапфира.

### 3. Сравнение результатов СТМ и АСМ измерений

На рис. 1 показаны АСМ и СТМ изображения поверхности трех выращенных пленок Мо разной толщины. Из рисунка видно, что АСМ и СТМ измерения дают разные результаты. Полный разброс высот на АСМ-кадре получается всегда меньше, чем на СТМ-кадре. Разрешение в режиме СТМ значительно больше, поскольку более острая СТМ-игла лучше проникает в малые поры, однако

пока остается неопределенным вопрос степени влияния неоднородности по проводимости и работе выхода электрона на точность определения высот точек рельефа, что требует дальнейшего более подробного изучения по отношению к элементному и химическому состоянию материалов на поверхности изучаемых нами образцов.

Зависимости среднеквадратичной шероховатости, корреляционной длины и фрактальной размерности от толщины пленок показаны на рис. 2. Среднеквадратичная шероховатость, полученная из СТМ изображений, в

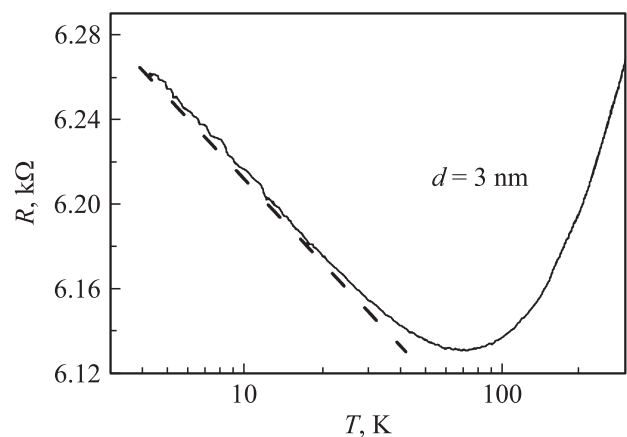


**Рис. 2.** Зависимость средней шероховатости (a), корреляционной длины (b) и фрактальной размерности (c) поверхности пленок Мо от их толщины по результатам АСМ и СТМ измерений.

основном выше, чем из АСМ изображений одного и того же образца (рис. 2, a). В то же время корреляционная длина, полученная из СТМ, в разы меньше, чем из АСМ (рис. 2, b), а фрактальная размерность, полученная из СТМ, превышает ту, что получена из АСМ (рис. 2, c). Это свидетельствует о том, что подстановка в формулу (8) спектральной плотности флуктуаций, полученную из СТМ, даст большую вероятность рассеяния на большие углы.

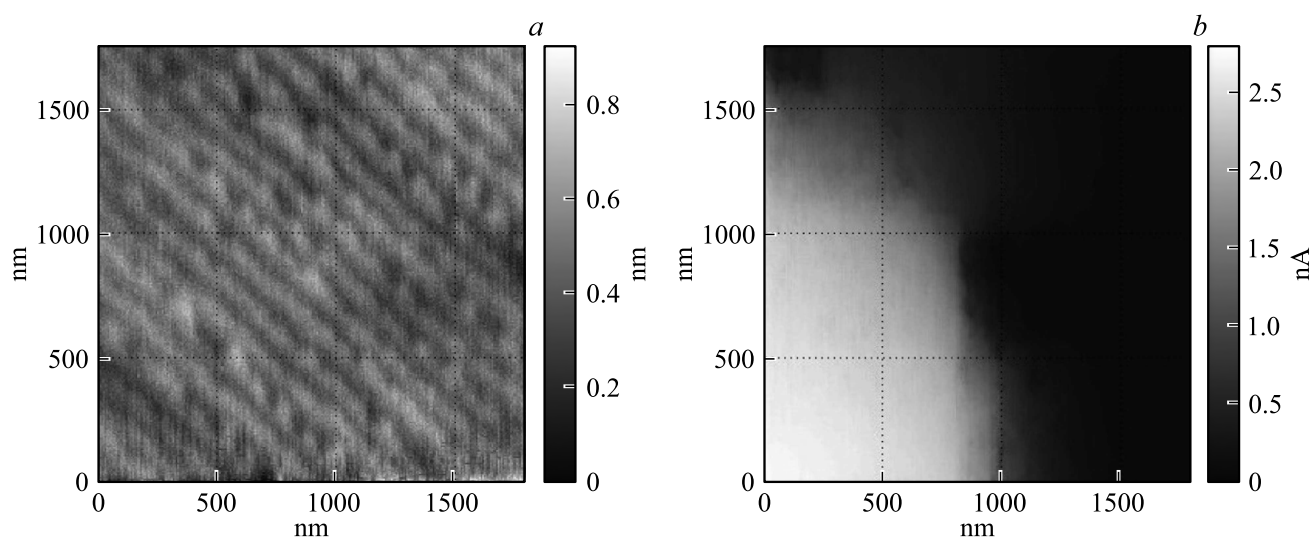
#### 4. Зависимость удельной проводимости пленок от их толщины

Для исследования поведения проводимости пленок при малых толщинах была изготовлена новая серия образцов с толщинами менее 10 нм. Были измерены сопротивления пленок, напыленных через маску в виде мостиков, и получены зависимости их сопротивления от температуры, начиная от комнатной до температуры жидкого гелия 4.2 К с шагом 0.1 К. Зависимости сопротивления от температуры для ультратонких пленок

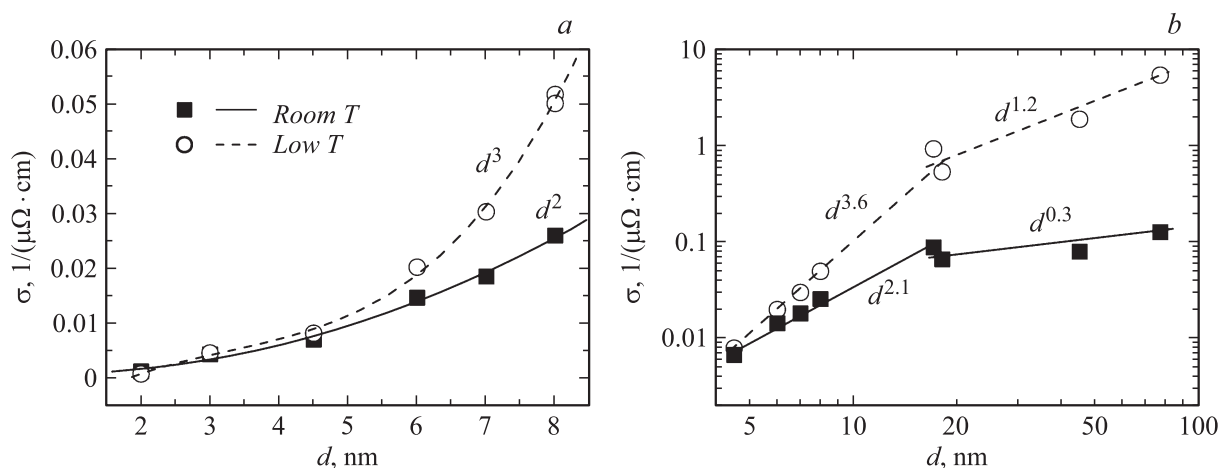


**Рис. 3.** Температурная зависимость сопротивления эпитаксиальной пленки Мо толщиной менее 3 нм.

имели характерный вид с минимумом при температурах 30–100 К, который обусловлен процессами „вымерзания“ фононов при уменьшении температуры ниже комнатной и появлением эффекта слабой локализации [29]



**Рис. 4.** АСМ изображение (a) и изображение в токах растекания (b) края пленки Мо, толщиной  $\sim 6$  nm, во время одновременной записи проводящим кантилевером.



**Рис. 5.** Зависимость удельной проводимости эпитаксиальных пленок Мо от их толщины при малых толщинах (a) и во всем диапазоне толщин (b). Квадраты — комнатная температура, кружки — точка минимума сопротивления.

при дальнейшем уменьшении температуры. Характерная зависимость сопротивления от температуры для пленки Мо толщиной 3 nm показана на рис. 3. С уменьшением толщины пленок этот минимум сопротивления смещался ближе к комнатной температуре, и разница в сопротивлении при комнатной температуре и в точке минимума сокращалась, поскольку основной вклад в сопротивление давало рассеяние на шероховатой поверхности. АСМ измерения поверхности ультратонких пленок показали, что их рельеф повторяет рельеф сапфировой подложки. На рис. 4 показаны АСМ изображение (рис. 4, a), а также АСМ изображение, полученное одновременно в режиме токов растекания (рис. 4, b) края пленки Мо, толщиной  $\sim 6$  nm. Для одновременного получения этих изображений использовался проводящий кантилевер. Видно, что рельеф ультратонкой пленки не отличается от рельефа подложки, и край пленки можно определить только по появлению проводимости.

Таким образом, при малых толщинах статистические характеристики поверхности пленок (среднеквадратичная шероховатость, корреляционная длина и фрактальная размерность) не меняются с толщиной и совпадают с характеристиками подложки, которые известны [18]. АСМ измерения в режиме токов растекания также показывают, что пленки сплошные (реализуется послойный рост).

Зависимости удельной проводимости пленок от толщины при комнатной температуре и в точке минимума сопротивления представлены на рис. 5. При малых толщинах (2–8 nm) зависимость удельной проводимости от толщины при комнатной температуре близка к квадратичной, а в точке минимума сопротивления — к кубической (рис. 5, a). Квадратичная зависимость подтверждает нашу модель рассеяния электронов на фрактальной поверхности, поскольку показатель шероховатости, согласно экспериментальным данным (рис. 2, c),

$H = 3 - D \approx 0.5 < 3/4$ . Однако кубическая зависимость проводимости от толщины при низких температурах не объясняется в рамках этой теории. Возможно, ее можно объяснить с точки зрения работы [17]. При этом рассеянием на фонах можно пренебречь по сравнению с поверхностным рассеянием. По всей видимости, то, что при малых толщинах пленок их статистические характеристики не меняются с толщиной, и объясняет достаточно гладкую степенную зависимость на рис. 5, а. При больших толщинах характер зависимости удельной проводимости от толщины меняется. При комнатной температуре она ведет себя как  $\sigma \sim d^{0.3}$ , а в точке минимума сопротивления — близка к линейной. Такое резкое изменение хода кривых можно объяснить изменением рельефа поверхности, который сам начинает сильно зависеть от толщины (рис. 2, b).

## 5. Обсуждение результатов

Полученные экспериментальные результаты устраняют противоречие между наблюдаемой квадратичной размерной зависимостью  $\sigma$  от толщины при комнатной температуре и большой величиной корреляционной длины по сравнению с фермиевской длиной волны электрона  $L_c/\lambda_F \gg 1$  для исследуемых пленок. Тем не менее при больших толщинах зависимость  $\sigma$  от толщины даже более пологая, чем предсказывает теория для гауссового СПФ, что можно объяснить зависимостью рельефа поверхности от толщины. Сравнение результатов СТМ и АСМ измерений показало существенное (в разы) отличие среднеквадратичной шероховатости и корреляционной длины, полученных двумя методами. Вследствие этого имеется необходимость в дальнейших дополнительных исследованиях степени достоверности определения высот рельефа методом СТМ при наличии неоднородностей проводимости и работы выхода электрона по поверхности. При этом в настоящей работе мы пока в большей степени опирались на результаты снятия рельефа методом АСМ.

## Заключение

Методами СТМ и АСМ исследована поверхность эпитаксиальных пленок Мо, выращенных на R-плоскости сапфира. Из полученных изображений были найдены статистические характеристики поверхности, от которых зависит сопротивление, вызванное рассеянием на поверхности. Найдены зависимости от толщины удельной проводимости пленок при комнатной температуре и при температуре, где их сопротивление минимально. Было проведено сравнение полученных данных с фрактальной моделью шероховатости поверхности и ее влияния на электронно-транспортные свойства тонких пленок, учитывая морфологию поверхности через спектральную плотность флуктуаций.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Kapur P., Mc Vittie J.P., Saraswat K.C. // IEEE Trans. Electron Dev. 2002. Vol. 49. P. 590–597.
- [2] Hain M., Kürner H., Neureither B., Röhl S. // Appl. Surf. Sci. 1995. Vol. 91. P. 374–377.
- [3] Pan C.Y., Naeemi A. // IEEE Electron Dev. Lett. 2014. Vol. 35. N 2. P. 250–252.
- [4] Fuchs K. // Math. Proc. Cambridge Philos. Soc. 1938. Vol. 34. P. 100.
- [5] Sondheimer E.H. // Adv. Phys. 1952. Vol. 1. P. 1.
- [6] Mayadas A.F., Shatzkes M. // Phys. Rev. B. 1970. Vol. 1. P. 1382.
- [7] Mayadas A.F., Shatzkes M., Janak J.F. // Appl. Phys. Lett. 1969. Vol. 14. P. 345.
- [8] Falkovsky L.A. // Adv. Phys. 1983. Vol. 32. P. 753.
- [9] Tesanovic Z., Jaric M.V., Maekawa S. // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 5. P. 2760.
- [10] Trivedi N., Ashcroft N.W. // Phys. Rev. B. 1988. Vol. 38. P. 12298.
- [11] Makarov N.M., Moroz N.M., Yampol'skii V.A. // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 52. P. 6087.
- [12] Михайлов Г.М., Маликов И.В., Черных А.В. // Письма в ЖЭТФ. 1997. Т. 66. № 11. С. 693–698. [Mikhailov G.M., Malikov I.V., Chernykh A.V. // JETP Lett. 1997. Vol. 66. N 11. P. 725–731.]
- [13] Soffer S.B. // J. Appl. Phys. 1967. Vol. 38. N 4. P. 1710–1713.
- [14] Fishman G., Calecki D. // Phys. Rev. B. 1991. Vol. 43. P. 11581–11585.
- [15] Sheng L., Xing D.Y., Wang Z.D. // Phys. Rev. B. 1995. Vol. 51. P. 7325.
- [16] Munoz R.C., Finger R.Y., Arenas C.D., Kremer G., Moraga L. // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 66. P. 205401.
- [17] Palasantzas G. // Phys. Rev. B. 1998. Vol. 58. N 15. P. 9685–9688.
- [18] Fischer G., Hoffmann H. // Solid State Commun. 1980. Vol. 35. P. 793.
- [19] Hensel J.C., Tung R.T., Poate J.M., Unterwald F.C. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. P. 1840.
- [20] Munoz R.C., Vidal G., Kremer G., Moraga L., Arenas C., Concha A. // J. Phys.: Condens. Matter. 2000. Vol. 12. P. 2903.
- [21] Munoz R.C., Vidal G., Mulsow M., Lisoni J.G., Arenas C., Concha A., Mora F., Espejo R., Kremer G., Moraga L., Esparza R., Haberle P. // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 62. P. 4686.
- [22] Sambles J.R., Elsom K.C., Jarvis J.D. // Philos. Trans. R. Soc. A. 1982. Vol. 304. P. 365.
- [23] Фомин Л.А., Маликов И.В., Винниченко В.Ю., Калач К.М., Пяткин С.В., Михайлов Г.М. // Поверхность. 2008. № 2. С. 1–6. [Fomin L.A., Malikov I.V., Vinnichenko V.Yu., Kalach K.M., Pyatkin S.V., Mikhailov G.M. // J. Synch. Investig. 2008. Vol. 2. P. 104–109.]
- [24] Malikov I.V., Mikhailov G.M. // J. Appl. Phys. 1997. Vol. 82. N 11. P. 5555–5559.
- [25] Mikhailov G.M., Chernykh A.V., Petrashov V.T. // J. Appl. Phys. 1996. Vol. 80. P. 948.

- [26] Михайлов Г.М., Маликов И.В., Черных А.В., Петрашов В.Т. // ФТТ. 1996. Т. 38. С. 3212. [Mikhailov G.M., Malikov I.V., Chernykh A.V., Petrashov V.T. // Phys. Solid State. 1996. Vol. 38. P. 1754.]
- [27] Логинов Б.А., Логинов П.Б., Логинов В.Б., Логинов А.Б. // Наноиндустрия. 2019. № 6. С. 32–44.
- [28] Gwyddion — Free SPM (AFM, SNOM/NSOM, STM, MFM) data analysis software, <http://gwyddion.net/>, дата последнего обращения 5.03.2020.
- [29] Bergman G. // Phys. Rep. 1984. Vol. 107. N 1. P. 1–58.