Пространственно-неоднородные квантово-размерные состояния и визуализация скрытых дефектов в пленках Pb(111)

А. В. Путилов[+], С. С. Уставщиков[+], С. И. Божко[×], А. Ю. Аладышкин[+*1)]*

[+]*Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н. Новгород, Россия*

[*]*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950 Н. Новгород, Россия*

[×]*Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

Поступила в редакцию 15 апреля 2019 г.
После переработки 26 апреля 2019 г.
Принята к публикации 26 апреля 2019 г.

Методами низкотемпературной сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии исследована пространственная зависимость дифференциальной проводимости ультратонких Pb пленок, осажденных на поверхность Si(111)7×7. Для Pb пленок характерно наличие квантово-размерных состояний электронов проводимости и, соответственно, максимумов дифференциальной туннельной проводимости, при этом их энергия определяется в основном локальной толщиной Pb слоя. Обнаружено, что величина туннельной проводимости в пределах атомарно-гладких террас может быть пространственно неоднородна, при этом период мелкомасштабной модуляции совпадает с периодом реконструкции Si(111)7×7. Для достаточно толстых Pb пленок обнаружены крупномасштабные неоднородности туннельной проводимости, проявляющиеся в плавном сдвиге уровней размерного квантования на величину порядка 50 мэВ на пространственных масштабах порядка 100 нм. Мы полагаем, что такие неоднородности туннельной проводимости и, соответственно, плотности состояний в пленках Pb могут быть связаны с наличием внутренних дефектов кристаллической структуры, например, локальных напряжений.

DOI: 10.1134/S0370274X19110122

Введение. Миниатюризация логических элементов, сенсоров и соединяющих их проводников приводит к тому, что на транспортные свойства наноэлектронных устройств начинают влиять эффекты дискретности электрического заряда и беспорядка, а также квантово-размерные эффекты [1].

Удобным объектом для исследования квантово-размерных эффектов в металлических наноструктурах являются ультратонкие Pb пленки и островки (см. работы [2–14] и приведенные в них ссылки). Для исследования электронных состояний применяются низкотемпературная сканирующая туннельная микроскопия и спектроскопия (СТМ/СТС) [2–9], транспортные [10, 11] и фотоэмиссионные измерения [12–14]. Для тонких Pb пленок было обнаружено существование пиков дифференциальной туннельной проводимости для некоторых значений потенциала образца U_n, максимумов проводимости для некоторых значений разности потенциалов или фотоэмиссионных максимумов для некоторых энергий фотонов. В частности, энергии локальных максимумов проводимости относительно уровня Ферми $E_n = eU_n + E_F$ зависят от локальной толщины Pb слоя и соответствуют уровням энергии размерного квантования для электрона в одномерной потенциальной яме, границами которой являются интерфейсы "металл–вакуум" и "металл–подложка" (рис. 1). Обычно наблюдаемый эффект интерпретируется в терминах резонансного туннелирования через квазистационарные уровни при $E \approx E_n$. Энергетический спектр E_n частицы в одномерной яме с постоянным потенциалом определяется соотношением Бора–Зоммерфельда [4]:

$$\varphi_1 + \varphi_2 + 2k_{\perp,n}d = 2\pi n. \qquad (1)$$

Здесь φ_1 и φ_2 – сдвиги фазы электронной волны при отражении от верхнего и нижнего интерфейсов; $k_{\perp,n}$ – спектр разрешенных значений поперечного волнового числа, d – толщина слоя, $n = 0, 1, ...$ – целочисленный индекс. Теория квантово-размерных явлений в пленках Pb(111) на основе первых принципов рассмотрена в [15]. Отметим, что квантово-размерные эффекты наблюдаются не только в Pb, но и в Ag, Cu, In, Sn и Sb [16–20].

Следует подчеркнуть, что исследование особенностей резонансного туннелирования в твердотельных

1)e-mail: aladyshkin@ipmras.ru

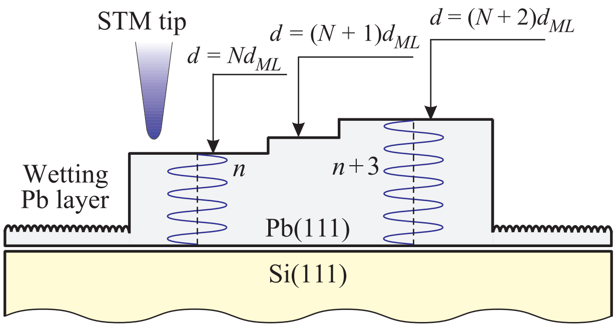

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое представление иглы микроскопа, неупорядоченного смачивающего Pb слоя, монокристаллического Pb островка с несколькими атомарно-гладкими террасами и структуры стоячих электронных волн внутри островка для некоторой энергии E^* вблизи E_F, параметр n характеризует число полуволн. Отметим, что для выбранного значения E^* стоячие волны для террасы с толщиной $(N+1)\,d_{ML}$ отсутствуют

наноструктурах является важным диагностическим инструментом, подобно другим методикам, основанным на интерференции волн (оптических, механических, электронных и т.п.). В работе [4] была продемонстрирована возможность визуализации структуры атомов нижнего интерфейса под слоем металла методом СТМ, что обусловлено зависимостью фазы φ_2 от латеральных координат. В работе [9] показана возможность визуализации невидимых на топографическом изображении дефектов, таких как моноатомные ступени подложки и инородные включения. Оценки показывают, что высота монослоя d_{ML} атомов свинца для поверхности Pb(111) равна 0.285 нм, фермиевская длина волны λ_F равна 0.394 нм, поэтому отношение λ_F/d_{ML} близко к 4/3 [5]. Следовательно, для электронных состояний вблизи E_F в виде стоячих волн справедливо утверждение [5, 7, 9]: энергия состояния с числом нулей n для пленки с локальной толщиной Nd_{ML} должна быть близка к энергии состояния с числом нулей $n+3$ для пленки с толщиной $(N+2)\,d_{ML}$ (см. рис. 1). В самом деле, при измерениях на фиксированной энергии перемещение иглы из одной области в другую область, толщины которых отличается на d_{ML}, может привести к резкому изменению дифференциальной проводимости [3, 5, 9], что позволяет выявлять участки поверхности с четным или нечетным числом монослоев [9]. Диаграммы $U_n - d$ позволяют восстановить спектр $E(k_\perp)$ и получить оценки толщины смачивающего слоя, эффективной массы и скорости электронов [3, 5, 6, 9]. В работе [6] на основе анализа зависимости ширины пиков резонансного туннелирования от температуры были получены оценки времени жизни для различных механизмов рассеяния.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию пространственных неоднородностей дифференциальной туннельной проводимости тонких Pb пленок с помощью низкотемпературной СТМ/СТС. Это позволяет устанавливать корреляцию между локальными электронными свойствами и положением структурных дефектов. Отметим, что при исследовании участков поверхности значительных размеров из-за различной скорости сканирования по осям x и y в плоскости образца, а также из-за изменения температуры пьезодвигателя и вызванного этим паразитного перемещения иглы по оси z могут возникать искажения карты сигнала обратной связи, которая отождествляется с топографическим изображением. В частности, может оказаться так, что высота атомарно-гладких террас будет отличаться от высоты монослоя, а сами террасы на топографическом изображении окажутся неплоскими. Мы предлагаем простой способ визуализации областей с явными и скрытыми дефектами, основанный на синхронном измерении топографии и дифференциальной туннельной проводимости непосредственно в процессе сканирования. Это позволяет отличать топографические изображения с артефактами, связанными с неидеальностью инструмента и процедурой обработки, от изображений реальных дефектов. Мы полагаем, что обнаруженные нами крупномасштабные неоднородности дифференциальной проводимости на террасах с номинально постоянной высотой могут быть связаны с наличием неоднородностей кристаллической структуры и свидетельствовать, например, о локальных напряжениях.

Экспериментальная процедура. Исследования электрофизических свойств Pb наноструктур были проведены на установке UHV LT SPM Omicron Nanotechnology. Термическое осаждение Pb (Alfa Aesar, чистота 99.99 %) выполнялось на реконструированную поверхность Si(111)7×7 при комнатной температуре и давлении $3 \cdot 10^{-10}$ мбар со скоростью порядка 0.5 нм/мин, время напыления варьировалось от 5 до 40 мин.

Рельеф Pb островков был исследован методом СТМ при температуре 78 К в режиме удержания туннельного тока I при постоянном потенциале U образца относительно зонда туннельного микроскопа. В качестве зонда были использованы W иглы с острием, очищенным электронной бомбардировкой в сверхвысоком вакууме. Обработка топографических изображений заключалась в устранении глобального наклона вычитанием плоскости, задаваемой тремя реперными точками. Электронные свойства Pb островков были исследованы методом точечной туннельной спектроскопии, заключавшемся в измерении серии характеристик $I(U)$ и $G(U)$ при фиксированном положении иглы, где $G \equiv dI/dU$ есть дифференциальная туннельная проводимость контакта “игла–образец”. Кроме этого, методом сканирующей модуляционной туннельной спектроскопии были получены карты локальной дифференциальной проводимости. Для этого с помощью синхронного детектора Stanford Research SR830 мы выделяли переменную составляющую туннельного тока, которая появлялась при подаче на образец переменного потенциала $U = U_0 + U_1 \cos(2\pi f_0 t)$, где $f_0 = 7285$ Гц. Очевидно, что при условии $U_1 \ll U_0$ амплитуда осцилляций тока на частоте модуляции f_0 пропорциональна дифференциальной проводимости $G(U_0)$. Если f_0 существенно превышает частоту реакции обратной связи (~ 200 Гц), то прикладываемое к образцу переменное напряжение не приводит к появлению артефактов на топографических изображениях. Такая методика [9] позволяет синхронно получать топографические изображения в режиме удержания среднего тока I_0 и пространственные зависимости G от латеральных координат x и y при заданном значении U_0.

Результаты и обсуждение. Известно, что рост Pb на поверхности Si(111)7×7 при комнатной температуре происходит по механизму Странски–Крастанова: сначала образуется неупорядоченный смачивающий слой толщиной порядка 1 нм, а затем формируются двумерные Pb островки с верхней гранью, соответствующей плоскости (111). Ранее было показано [2–9], что локальная проводимость G немонотонным образом зависит от U_0 (рис. 2b). В частности, значения напряжений U_n, соответствующие пикам проводимости на зависимости $G(U_0)$, зависят от локальной толщины Pb пленки и граничных условий для волновой функции.

На рисунке 2a показано топографическое изображение участка поверхности и карты проводимости $G(x, y, U_0)$ для двух разных энергий, снятые одновременно с топографическим изображением на прямом (рис. 2c) и обратном ходе (рис. 2d). Поскольку интервал ΔE между соседними максимумами на зависимости $G(U_0)$ равен 185 мэВ (рис. 2b) и фермиевская скорость равна $v_F \approx 1.8 \cdot 10^8$ см/с [2, 9], получаем оценку локальной толщины островка: $d \simeq \pi\hbar v_F/\Delta E \simeq$ $\simeq 19$ нм или примерно 70 монослоев. Локальная толщина пленки в области I превышает толщину в областях II и III на один и два монослоя, соответственно. Как следствие, на разных энергиях туннельная

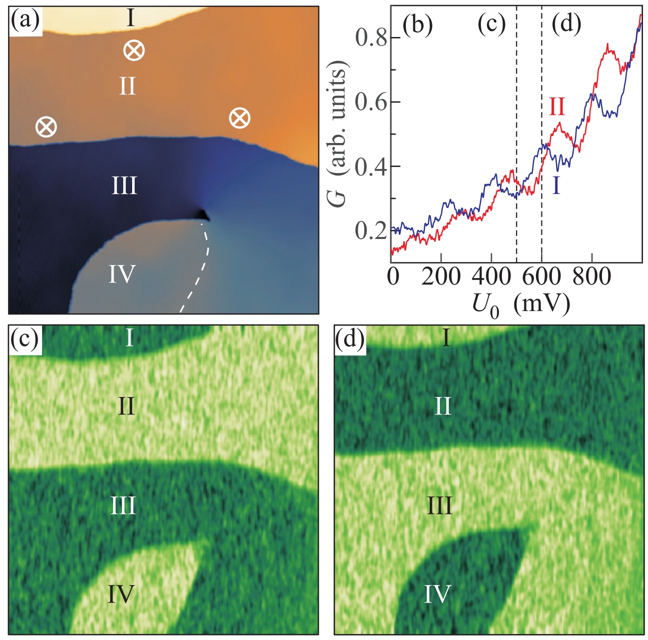

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – СТМ изображение поверхности Pb островка (175×175 нм^2, средний потенциал образца $U_0 = 500$ мВ, средний туннельный ток $I_0 = 400$ пА), пунктирной линией в нижней части кадра показана проекция линии дислокационной петли на поверхность образца. Здесь и далее символами $\otimes$ отмечены реперные точки, по которым было выполнено выравнивание изображения. (b) – Зависимость $G(U_0)$ для точек внутри областей I и II; вертикальные пунктирные линии соответствуют значениям U_0, при которых были получены карты (c) и (d). (c), (d) – Карты дифференциальной проводимости $G(x, y, U_0)$ для участка поверхности, изображенного на (a), полученные при $U_0 = 500$ мВ (c) и $U_0 = 600$ мВ (d); $U_1 = 40$ мВ, $f_0 = 7285$ Гц. Светлые области соответствуют большей туннельной проводимости, темные области – меньшей проводимости

проводимость в областях I и III имеет практически одинаковую величину, которая сильно отличается от проводимости в области II (рис. 2c, d). Отметим, что непрерывное изменение высоты пленки вблизи центра винтовой дислокации не приводит к плавному изменению туннельной проводимости. В самом деле, проводимость меняется скачком при пересечении невидимой на топографическом изображении линии, которая соответствует скрытой части дислокационной петли внутри Pb пленки (пунктирная линия на рис. 2a). Поскольку на тех участках, где дислокационная линия параллельна поверхности, дислокация является краевой или дислокацией несоответствия, число монослоев при переходе из области III в область IV изменяется на единицу. Однако вблизи

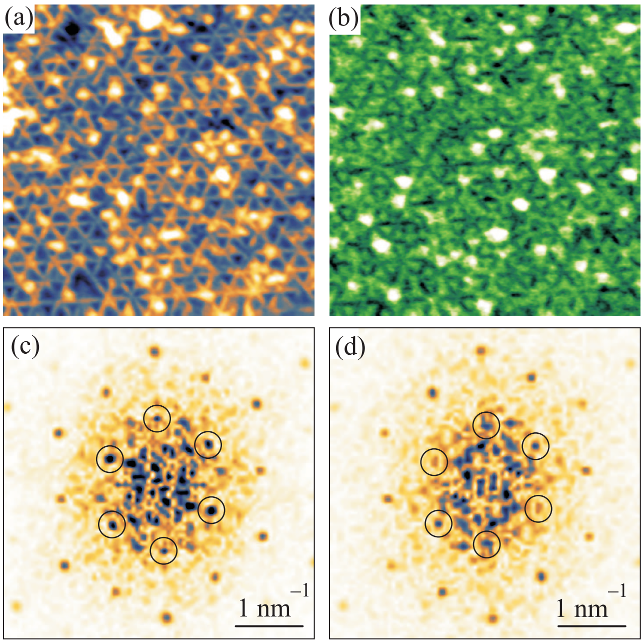

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – СТМ изображение поверхности Pb островка (35×35 нм^2, $U_0 = 500$ мВ, $I_0 = 200$ пА). (b) – Пространственная зависимость туннельной проводимости $G(x, y, U_0)$ для $U_0 = 500$ мВ, $U_1 = 40$ мВ. (c), (d) – Амплитуды фурье-образов для топографического изображения (a) и карты проводимости (b), соответственно; кружками отмечены фурье-максимумы первого порядка

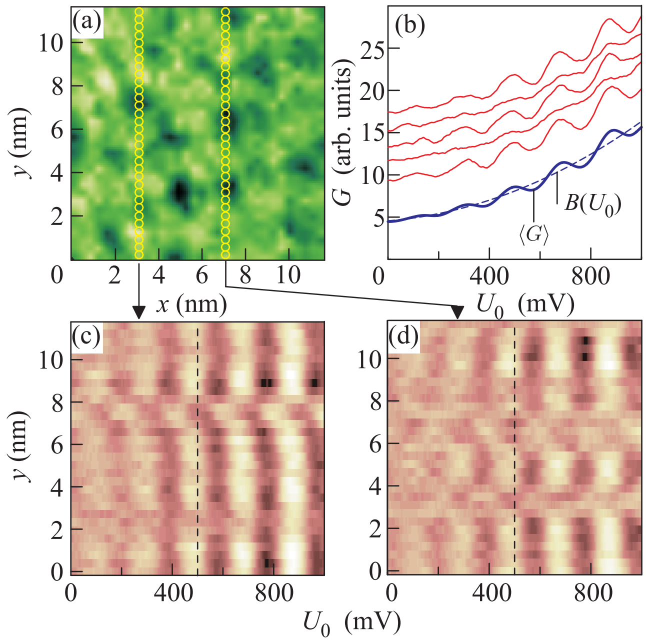

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Карта дифференциальной проводимости G для Pb островка (11.6×11.6 нм^2, $U_0 = 490$ мВ, $I_0 = 200$ пА). (b) – Серия точечных спектров $G(U_0)$, полученная для нескольких соседних точек с $x = 7$ нм и разными значениями y; для наглядности линии сдвинуты по вертикали. Толстая синяя линия соответствует зависимости $\langle G(U_0) \rangle$; пунктирная линия – оценке нерезонансного фона $B(U_0)$. (c), (d) – Разность локальной проводимости $G(x, y, U_0)$ и нерезонансного фона $B(U_0)$ как функция смещения U_0 и координаты y, для точек, указанных на рисунке (a): $x = 3$ нм (c) и $x = 7$ нм (d). Яркость цвета пропорциональна величине $G(U_0) - B(U_0)$. Пунктирные линии соответствуют значению U_0, соответствующего карте (a)

пунктирной линии изменение числа монослоев происходит при неизменной толщине, поэтому при пересечении этой линии концентрация электронов n должна изменится скачком. Учитывая, что в модели свободных электронов $E_F = (\hbar^2/2m^*)(3\pi^2 n)^{2/3}$ [21], дно зоны проводимости в области IV должно понизится на величину порядка $\delta E_0 \sim 2E_F/(3N) = 90$ мэВ для обеспечения постоянства уровня Ферми, m^* – эффективная масса, которая для Pb пленок в направлении 111 близка к массе свободного электрона [9], $E_F \simeq 9.47$ эВ – энергия Ферми для объемного Pb [21], $N \simeq 70$ – число монослоев в рассматриваемой области. Поскольку δE_0 близка к половине ΔE, переход через невидимую часть дислокационной петли должен привести к резкому изменению контраста на картах туннельной проводимости.

Отметим, что туннельная проводимость даже в пределах одной террасы не является строго постоянной. На рисунке 3 показана топография (a) и карта проводимости (b) островка, толщина которого составляет, по нашим оценкам, шесть монослоев над уровнем смачивающего слоя. Топографическое изображение содержит следы гексагональной решетки, что подтверждается наличием хорошо различимых пиков первого и второго порядков для амплитуды фурье-образа (рис. 3c). Модуляция с теми же волновыми векторами наблюдается и для туннельной проводимости (рис. 3b и d). Можно предположить, что наблюдаемая периодичность обусловлена влиянием кристаллической структуры подложки на туннельную плотность состояний в Pb пленках, поскольку период модуляции совпадает с периодом реконструкции Si(111)7×7. Такой эффект может быть связан с изменением фазы электронной волны при отражении от границы "металл–подложка" в разных точках поверхности и может проявляться как периодическое смещение пиков туннельной проводимости, а также как появление муарового контраста [3, 4].

Для более детального исследования мелкомасштабной неоднородности дифференциальной проводимости был рассмотрен участок размером 11.6 ×

$\times$ 11.6 нм^2 атомарно-гладкой террасы Pb островка с толщиной порядка 60–70 монослоев. Для такого островка была проведена серия измерений на сетке 32×32 (*grid spectroscopy*) с шагом 0.36 нм. Пространственная зависимость проводимости от координат x и y для $U_0 = 490$ мВ показана на рис. 4a. Несколько типичных локальных зависимостей $G(U_0)$ приведены на рис. 4b. Отметим, что в зависимости от точки измерения локальные туннельные спектры содержат либо набор ярко выраженных пиков, либо такие пики слабо различимы. Для анализа зависимости положения и высоты резонансных пиков от энергии и координаты удобно исключить нерезонансный фон. Для этого все 1024 спектральных кривых были усреднены по площади образца и затем средняя проводимость $\langle G(U_0)\rangle$, показанная на рис. 4b жирной линией, была аппроксимирована полиномом третьей степени для исключения следов квантово-размерных уровней. Аппроксимирующий полином $B(U_0)$ (*background*) показан на рис. 4b пунктирной линией. На рисунке 4c и d показано отличие локальной проводимости от нерезонансного фона $B(U_0)$ как функция напряжения U_0 и координаты y для двух значений $x = 3$ нм (c) и $x = 7$ нм (d). Легко видеть, что области с ярко выраженными пиками дифференциальной проводимости чередуются с областями, в которых пики отсутствуют, выражены слабо или смещены на другую энергию.

На рисунке 5 показаны топографическое изображение и карты дифференциальной проводимости для Pb островка, для которого террасы моноатомной высоты имеют форму концентрических окружностей. Отметим, что проводимость в областях I и IV близка к максимальной проводимости, а проводимость в областях II и III близка к минимальной проводимости. Это позволяет сделать вывод о наличии невидимой ступени моноатомной высоты в подложке, которая обеспечивает резкое изменение величины проводимости в пределах одной Pb террасы (переходы I–III и II–IV на рис. 5b). Кроме того, были обнаружены террасы с плавным изменением проводимости на фиксированной энергии (например, переходы V–VI на рис. 5b или I–III и II–IV на рис. 6b). Появление областей с плавным изменением дифференциальной проводимости представляется удивительным, так как в элементарных моделях толщина пленок должна составлять целое число монослоев и, следовательно, туннельная проводимость также должна изменяться дискретно. Отметим, что появление плавных границ на картах $G(x, y, U_0)$ не может быть связано с модификацией формы острия иглы в процессе сканирования, поскольку области с резкими

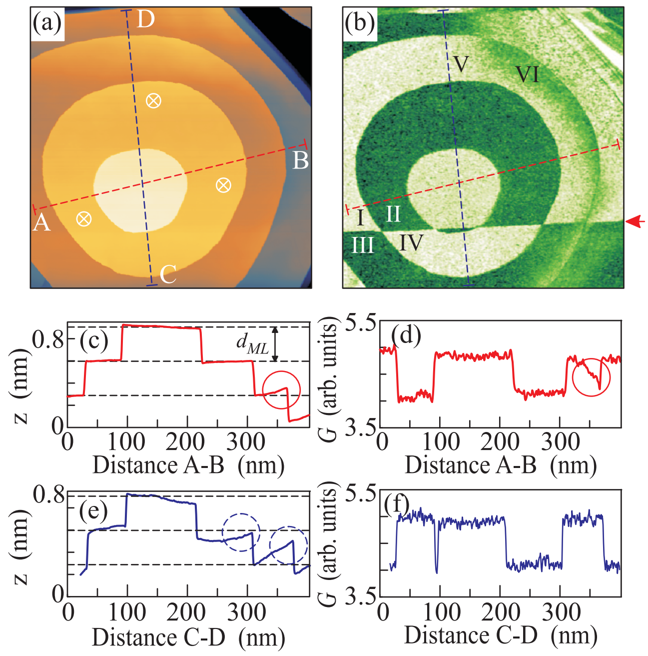

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – СТМ изображение поверхности Pb островка (460×460 нм^2, $U_0 = 700$ мВ, $I_0 = 400$ пА). (b) – Карта дифференциальной проводимости $G(x, y, U_0)$ того же участка поверхности; $U_0 = 700$ мВ, $U_1 = 40$ мВ, стрелка указывает положение ступени моноатомной высоты в подложке. (c), (d) – Профили топографического изображения и дифференциальной проводимости вдоль пунктирной линии A–B, пунктирные линии соответствуют уровням Pb террас. (e), (f) – Профили топографического изображения и дифференциальной проводимости вдоль пунктирной линии C–D. Пунктирные кружки указывают на неустранимые артефакты обработки топографического изображения

и плавными границами наблюдаются одновременно. На рисунке 5c, d показаны поперечные сечения топографического изображения и карты туннельной проводимости вдоль оси A–B, близкой к направлению быстрого сканирования. Легко видеть, что плавному изменению проводимости, отмеченному кружком на рис. 5d, соответствует плавное изменение высоты террасы на величину порядка $0.2\,d_{ML}$ на топографическом изображении, отмеченном кружком на рис. 5c. Мы полагаем, что наблюдаемый эффект связан с наличием внутренних напряжений в Pb пленке, которые изменяют и фактическую высоту террасы, и положение дна зоны проводимости. Напротив, сечение карты туннельной проводимости вдоль оси C–D, близкой к направлению медленного сканирования, представляет собой функцию, принимающую два предельных значения (рис. 5e). Следовательно, локальная толщина Pb пленки вдоль этой линии

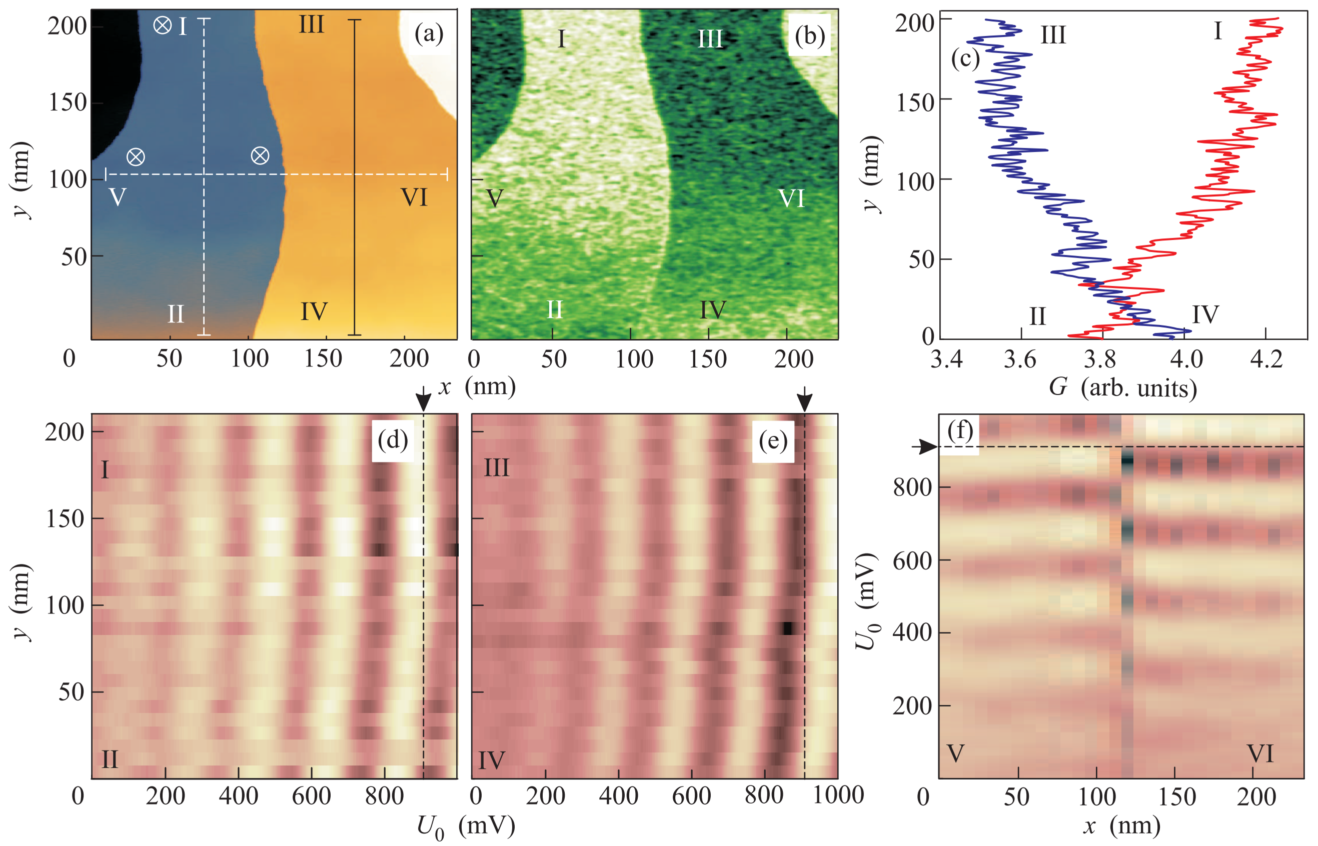

Рис. 6. (Цветной онлайн) (a) – СТМ изображение поверхности Pb островка ($230 \times 210\,нм^2$, $U_0 = 900$ мВ, $I_0 = 200$ пА). Выравнивание изображения выполнено по трем точкам, отмеченным на рисунке. (b) – Карта дифференциальной проводимости $G(x, y)$ того же участка при $U_0 = 900$ мВ, $U_1 = 40$ мВ. (c) – Профили дифференциальной проводимости, полученные вдоль вертикальных линий I–II и III–IV. (d), (e) – Разность локальной проводимости $G(x, y, U_0)$ и нерезонансного фона $B(U_0)$ как функция смещения U_0 и координаты y вдоль линий I–II (d) и III–IV (e). Яркость цвета пропорциональна величине $G(U_0) - B(U_0)$. Вертикальные пунктирные линии соответствуют значению U_0, при котором была получена карта (a). (f) – Разность локальной проводимости $G(x, y, U_0)$ и нерезонансного фона $B(U_0)$ как функция смещения U_0 и координаты x вдоль линии V–VI

должна изменяться квантованно, а сложная форма сечения вдоль той же линии (пунктирные кружки на рис. 5d), очевидно, является артефактом вследствие неидеальности пьезосканера и процедуры компенсации глобального наклона образца.

Для исследования особенностей дифференциальной проводимости участков Pb пленок с плавными крупномасштабными неоднородностями в зависимости от координат и энергии был исследован участок поверхности островка высотой порядка 60 монослоев с тремя ступенями моноатомной высоты. Топографическое изображение показано на рис. 6a. Детальный анализ сечений вдоль линий I–II и III–IV указывает на монотонное изменение высоты террас на $0.2\,d_{ML}$ в интервале от $y = 0$ до $y = 100$ нм, что легко заметить по изменению цветов на рис. 6a. Карта туннельной проводимости (рис. 6b) свидетельствует о наличии резких границ, например, при переходе из области I в область III, высоты которых отличается на один монослой. Однако при перемещении из области I в области II (или III–IV) происходит плавное изменение туннельной проводимости: при переходе I–II проводимость для $U_0 = 900$ мэВ уменьшается, при переходе III–IV – увеличивается (рис. 6b, c). В этой области была проведена серия измерений локальных вольт-амперных характеристик и спектров дифференциальной туннельной проводимости на сетке 32×32 и по описанной выше процедуре был исключен нерезонансный фон. Результаты измерений свидетельствуют, что при движении вдоль оси y происходит плавное смещение уровней размерного квантования к более высоким энергиям на величину порядка 50 мВ (рис. 6d, e). Иными словами, при движении по линии I–II на энергии 900 мэВ (вертикальная линия на рис. 6d) происходит плавный переход от локального максимума на зависимости $G(U_0)$ к локальному минимуму, что соответствует уменьшению туннельной проводимости (рис. 6b, c). Аналогично при движении по линии III–IV на энергии 900 мВ наблюдается плавное увеличение проводимости (рис. 6e). Заметим, что при перемещениях в горизонтальном направлении между областями V и VI наблюдаются постоянная дифференциальная проводимость с резким скачком на границе террасы (рис. 6f). Следовательно, монотонное изменение высоты террас сопровождается изменением электронных свойств образца и проявляется в виде систематического смещения уровней размерного квантования в интервале значений от $y = 0$ до $y = 100$ нм. Заметим, что наблюдаемая величина сдвига уровней близка к оценке смещения дна зоны проводимости δE_0, вызванного изменением электронной плотности.

Возвращаясь к простейшей модели (1) локализованных электронных состояний в одномерной потенциальной яме, можно отметить, что к плавному смещению уровней размерного квантования могут приводить, во-первых, монотонное изменение толщины Pb слоя $d(x, y)$, во-вторых, изменение энергии дна зоны проводимости $E_0(x, y)$ и, в-третьих, изменение граничных условий на интерфейсе "металл–подложка". Последнее обстоятельство, по-видимому, объясняет мелкомасштабную неоднородность электронных свойств. Мы предполагаем, что механические напряжения кристаллической структуры, которые возникают в процессе роста Pb структур и могут приводить как к изменению энергии E_0, так и к изменению высоты террас, являются наиболее вероятной причиной возникновения областей с плавной неоднородностью туннельной проводимости.

Заключение. Мы показали, что изменение локальной толщины Pb пленки на один монослой из-за наличия ступеней моноатомной высоты на нижнем или верхнем интерфейсах приводит к резким пространственным изменениям (с типичным масштабом порядка нескольких нм) средней дифференциальной туннельной проводимости на заданной энергии. Наблюдаемая мелкомасштабная модуляция туннельной проводимости (с характерным масштабом ~ 3 нм) связана с влиянием периодического потенциала подложки, в качестве которой была использована реконструкция Si(111)7×7. Кроме этого, были обнаружены крупномасштабные вариации дифференциальной туннельной проводимости в пределах одной террасы Pb островка, проявляющиеся в плавном изменении энергии уровней размерного квантования на величину порядка 50 мэВ на пространственных масштабах порядка 100 нм. Возможной причиной крупномасштабных неоднородностей электронных свойств могут служить пространственно-неоднородные внутренние напряжения тонких Pb пленок, которые могут приводить к *неквантованным* изменениям толщины Pb слоя, отличным от целого числа монослоев. Систематическое исследование зависимости дифференциальной проводимости от координат и энергии является удобным способом изучения внутренних дефектов Pb наноструктур.

Авторы признательны Д. Ю. Родичеву и А. Н. Чайке за плодотворные обсуждения. В работе использовано оборудование Центра коллективного пользования "Физика и технология микро- и наноструктур" Института физики микроструктур РАН (ИФМ РАН).

Работа выполнена при финансовой поддержке частично программы Президиума РАН 0035-2018-0019 (изготовление образцов) и частично РФФИ грант # 19-02-00528 (СТМ-СТС измерения), частично в рамках госзадания ИФМ РАН (интерпретация результатов) и частично в рамках госзадания Института физики твердого тела РАН на 2019 г. (интерпретация результатов).

1. D. K. Ferry and S. M. Goodnick, *Transport in nanostructures*, Cambridge University Press, 2-nd ed., (2009), 670 p.
2. I. B. Altfeder, K. A. Matveev, and D. M. Chen, Phys. Rev. Lett. **78**, 2815 (1997).
3. I. B. Altfeder, D. M. Chen, and K. A. Matveev, Phys. Rev. Lett. **80**, 4895 (1998).
4. I. B. Altfeder, V. Narayanamurti, and D. M. Chen, Phys. Rev. Lett. **88**, 206801 (2002).
5. W. B. Su, S. H. Chang, W. B. Jian, C. S. Chang, L. J. Chen, and T. T. Tsong, Phys. Rev. Lett. **86**, 5116 (2001).
6. I-Po Hong, C. Brun, F. Patthey, I. Y. Sklyadneva, X. Zubizarreta, R. Heid, V. M. Silkin, P. M. Echenique, K. P. Bohnen, E. V. Chulkov, and W.-D. Schneider, Phys. Rev. B **80**, 081409 (2009).
7. D. Eom, S. Qin, M. Y. Chou, and C. K. Shih, Phys. Rev. Lett. **96**, 027005 (2006).
8. K. Wang, X. Zhang, M. M. T. Loy, T.-C. Chiang, and X. Xiao, Phys. Rev. Lett. **102**, 076801 (2009).
9. С. С. Уставщиков, А. В. Путилов, А. Ю. Аладышкин, Письма в ЖЭТФ **106**, 476 (2017).
10. M. Jalochowski and E. Bauer, Phys. Rev. B **38**, 5272 (1988).
11. N. Miyata, K. Horikoshi, T. Hirahara, S. Hasegawa, C. M. Wei, and I. Matsuda, Phys. Rev. B **78**, 245405 (2008).

12. J. H. Dil, J. W. Kim, Th. Kampen, K. Horn, and A. R. H. F. Ettema, Phys. Rev. B **73**, 161308 (2006).
13. A. Mans, J. H. Dil, A. R. H. F. Ettema, and H. H. Weitering, Phys. Rev. B **66**, 195410 (2002).
14. D. A. Ricci, Y. Liu, T. Miller, and T.-C. Chiang, Phys. Rev. B **79**, 195433 (2009).
15. C. M. Wei and M. Y. Chou, Phys. Rev. B **66**, 233408 (2002).
16. I. B. Altfeder, X. Liang, T. Yamada, D. M. Chen, and V. Narayanamurti, Phys. Rev. Lett. **92**, 226404 (2004).
17. M. Milun, P. Pervan, and D. P. Woodruff, Rep. Prog. Phys. **65**, 99 (2002).
18. T.-C. Chiang, Surf. Sci. Rep. **39**, 181 (2000).
19. Ю. Ф. Комник, Е. И. Бухштаб, Письма в ЖЭТФ **6**, 536 (1967).
20. Ю. Ф. Комник, Е. И. Бухштаб, Письма в ЖЭТФ **8**, 9 (1968).
21. Н. Ашкрофт, Н. Мермин, *Физика твердого тела*, Мир, М. (1979), т. 1.