

05;06;10;12

©1994 г.

## НАНОМЕТРОВАЯ МОДИФИКАЦИЯ МНОГОСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЫ С ПОМОЩЬЮ ТУННЕЛЬНОГО МИКРОСКОПА

*А.Д.Ахсазаян, С.В.Гапонов, И.А.Дорофеев, С.В.Пестерев,  
Н.И.Полушкин, Н.Н.Салащенко, М.И.Токман*

С использованием сканирующего туннельного микроскопа осуществлена локальная модификация многослойных структур металл-углерод. Поперечный размер модифицированной поверхности 5–100 нм. Показана возможность конструирования геометрических объектов нанометрового масштаба заданной формы путем позиционирования иглой микроскопа. Предложен механизм модификации, связанный с иницированием твердофазной диффузии в многослойной структуре при протекании тока в системе игла-образец.

### Введение

Практически сразу после создания сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) возникла очевидная идея локальной модификации поверхности. Изготовление наноструктур с помощью СТМ имеет ряд преимуществ по сравнению с обычными методами, применяемыми в микроэлектронике. В частности, это рекордное разрешение, прямое изготовление желаемой топологии поверхности, малое разрушение структуры образца из-за низкой энергии электронного потока.

Возможности туннельной микроскопии в создании и изучении нанометровых объектов на поверхности твердого тела привлекают многих исследователей. К настоящему времени реализованы совершенно различные физические механизмы модификации поверхности в нанометровом масштабе. Так, в [1] использовали процесс осаждения золота с иглы СТМ на золотую подложку, при этом механизм записи связывался с эмиссией атомов золота в сильном электрическом поле. Осаждение материалов из окружающей атмосферы, содержащей металлоорганические молекулы, на кремниевую подложку под действием электрического импульса проводили в [2]. Авторы [3] осуществляли механический контакт иглы с образцом, в результате чего на поверхности оставался след в виде углублений или возвышенностей. В работе [4] получено термостимулированное изменение свойств полупроводниковых пленок, продемонстрирована возможность локального управления свойствами  $p$ - $n$ -перехода. При помощи туннельного микроскопа

было осуществлено локальное электрохимическое травление поверхности арсенида галлия и кремния под слоем кислотного раствора [5]. Изменения электронной структуры и рельефа поверхности полианилиновой пленки наблюдались в [6] при подаче на туннельный промежуток электрического импульса с амплитудой напряжения несколько десятков вольт. Предельно малый элемент записи атомарных размеров был создан авторами работы [7] при позиционировании иглой СТМ с атомами ксенона в условиях высокого вакуума и гелиевых температур.

В нашей работе показано, что в качестве материала для записи можно применять пленочные многослойные структуры (МСС), при этом локальная модификация поверхности происходит при подаче на туннельный промежуток импульса напряжения амплитудой 3–10 В и длительностью  $10^{-8}$ – $10^{-2}$  с. Предложена модель процесса, связанная с термическим иницированием твердофазной диффузии в МСС.

## Результаты экспериментов

В экспериментах нами использовался сканирующий туннельный микроскоп, изготовленный в ИПФ РАН [8]. Калибровка прибора осуществлялась с помощью образцов из высокоориентированного пиролиитического графита и металлизированных дифракционных решеток с известным периодом [9]. Образцами служили многослойные структуры, изготовленные методом поочередного лазерного напыления материалов на подложку из монокристаллического кремния глубокой полировки. Микрошероховатость пластин кремния составляла 0.3–0.5 нм. Излучение лазера на неодимовом стекле с длительностью импульса  $3 \cdot 10^{-8}$  с и энергией до 3 Дж фокусировалось на соответствующие мишени, размещенные в вакуумной камере, остаточное давление в которой было не больше  $10^{-3}$  Па. Плотность потока излучения на мишени достигала  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>, продукты лазерной эрозии осаждались на кремниевые подложки, расположенные в вакуумном объеме вблизи испаряемых мишеней. Толщины пленок определялись по числу лазерных импульсов и контролировались методом малоугловой рентгеновской дифракции [10], для чего напылялись аналогичные многослойные структуры с большим (10–100) числом слоев. Исследовалась возможность изменения свойств поверхности МСС, изготовленных на основе пар С/Ni, С/W, С/Сг, С/Fe, В<sub>4</sub>С/Мо, а также слабomodulированных смесей металл–углерод.

На рис. 1 представлены схема и геометрия эксперимента. Многослойная структура 1 закреплялась в держателе 2. При заданных значениях туннельного напряжения  $V_T$  и тока  $I_T$  вольфрамовая игла 3 перемещалась к выбранному месту на поверхности образца. Перед подачей импульса напряжения на туннельный промежуток обратная связь следящей системы СТМ разрывалась при фиксированном к данному моменту времени напряжении на пьезодвигателе, что позволяло сохранять неизменным расстояние между иглой и поверхностью в процессе импульсного воздействия. После этого работа СТМ в режиме стабилизации  $I_T$  восстанавливалась и той же самой иглой получали изображение исследуемой области. Основные закономерности локальной модификации были аналогичны для всех используемых в экспериментах МСС.

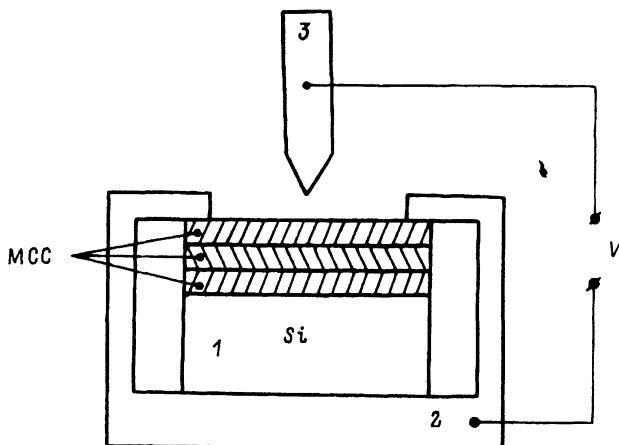


Рис. 1. Схема эксперимента.

На рис. 2 представлено СТМ изображение поверхности трехслойной структуры С(3.0 нм)/Ni(2.0 нм)/С(3.0 нм) до и после однократного воздействия импульсом прямоугольной формы с амплитудой 5 В и длительностью  $10^{-8}$  с. Измеренный ток в режиме модификации поверхности МСС составил  $5 \cdot 10^{-5} - 10^{-4}$  А. Вид модифицированной области оставался неизменным по крайней мере семь суток, что позволяет говорить о необратимом характере воздействия. Высота и поперечный масштаб СТМ изображения элемента записи не зависели от давления окружающего воздуха в диапазоне от  $10^5$  до  $10^{-3}$  Па, числа пар слоев С/Ni МСС при фиксированных параметрах однократного импульсного воздействия. Наименьший достигнутый в опытах поперечный размер элемента записи составлял 5.0–6.0 нм. Многократное воздействие в одну точку импульсами с амплитудой, близкой к пороговой, приводило к тому, что высота СТМ изображения записи быстро достигала своего предельного значения 10.0–30.0 нм. Таким образом, игла СТМ в режиме стабилизации тока при считывании поднимается над модифицированной областью на высоту в десятки нанометров. При использовании возможности программного позиционирования иглой СТМ была проведена попытка создания геометрической фигуры на поверхности МСС. В качестве примера на рис. 2,2 приведено СТМ изображение буквы “И” русского алфавита на поверхности углерод–никелевой МСС.

Необходимо подчеркнуть, что появление изменений на поверхности носит пороговый характер по амплитуде импульса и не зависит в пределах статистического разброса от его полярности. При этом значение порога меняется от точки к точке по поверхности образца.

В ряде экспериментов определялась зависимость порога импульсного воздействия от толщины  $h$  верхнего, ближайшего к игле СТМ, слоя углерода. Запись на МСС происходила при  $h \leq 10.0$  нм, при  $h > 25.0$  нм получить изменения на поверхности не удалось, несмотря на многократное ( $N > 10^3$ ) воздействие в одну точку. Не происходило никакой модификации поверхности массивных образцов графита или никеля, а также их толстых ( $h > 1$  мкм) пленок на кремнии. Последнее обстоятельство позволяет утверждать, что механизм записи определя-

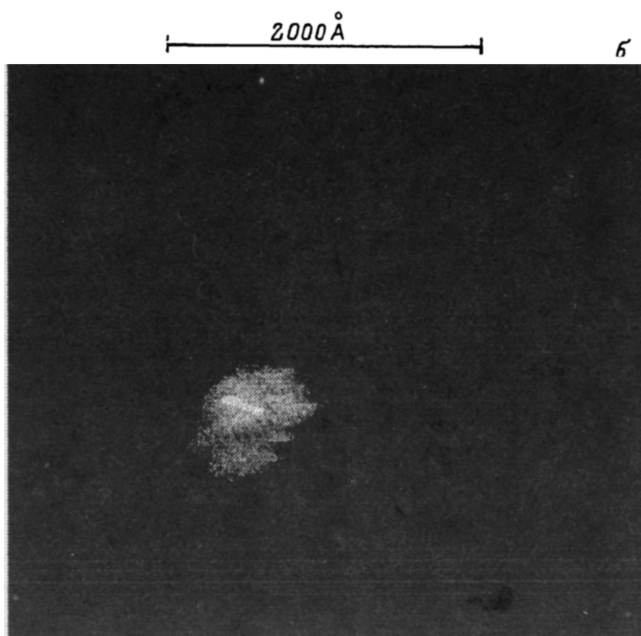
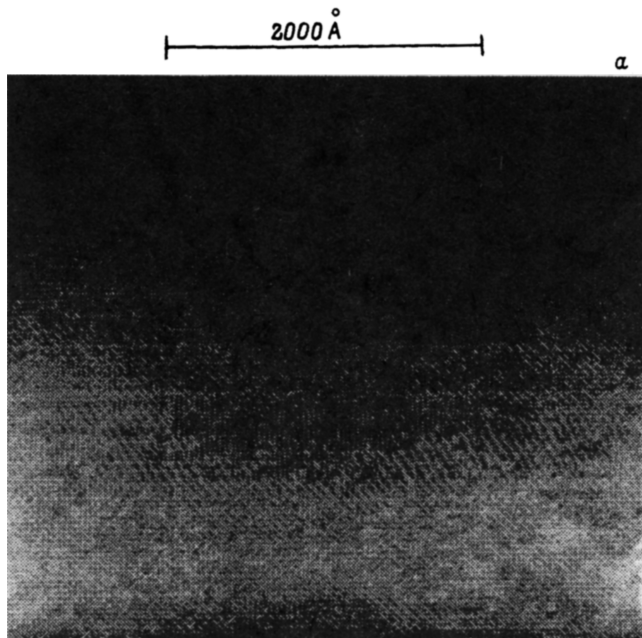


Рис. 2. СТМ изображение поверхности МСС до модификации (а), вид сверху той же области после модификации (б) и вид сбоку (в), СТМ изображение поверхности, модифицированной по заданной программе (г). Изображения получены при сканировании с  $V_T = 0.1$  В,  $I_T = 1$  нА.

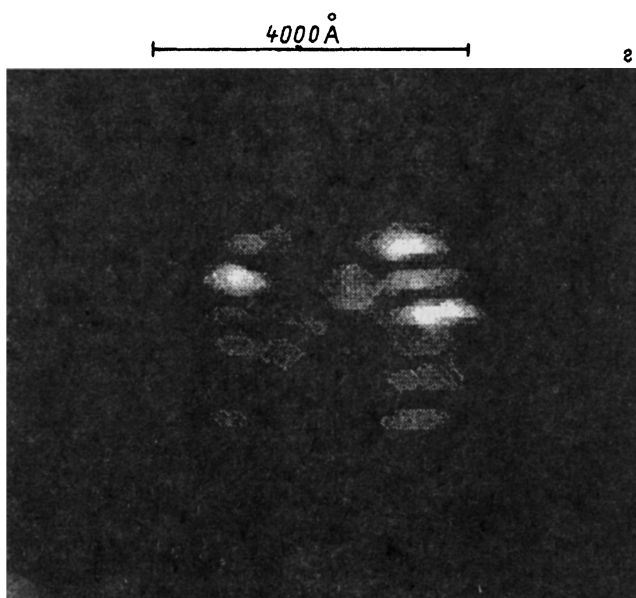


Рис. 2. (Продолжение.)

ется параметрами собственно многослойной структуры. Отсутствие влияния давления окружающей атмосферы на процесс модификации, а также невозможность записи на массивных образцах показывают, что механизм изменения свойств поверхности не связан с осаждением материала из атмосферы или его переносом с иглы СТМ. Кроме того, в наших экспериментах не было контакта иглы и образца, поскольку ток короткого замыкания на два порядка превышал ток, при котором осуществлялась модификация поверхности МСС. Отметим, что порог модификации МСС С/Fe был больше порога модификации МСС С/Ni,

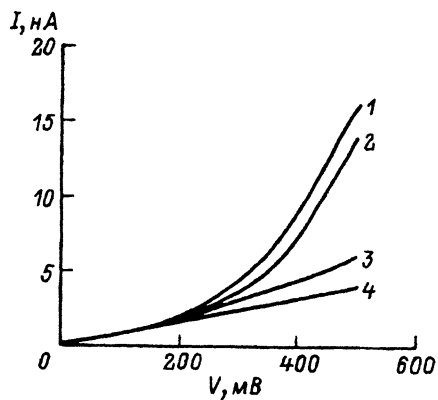


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики туннельного промежутка между вольфрамовой иглой и МСС до модификации (1), пленкой графита на кремнии (2), модифицированной областью МСС (3) и пленкой никеля на кремнии (4).

но меньше порога модификации С/Сг: Размеры записи на МСС в С/Мо были в тех же пределах, что и на других структурах. Запись на слабомодулированной смеси металл-углерод не имела ярко выраженного порогового характера, однако высота СТМ изображения модифицированной области была такой же.

В наших опытах было установлено, что семейство вольт-амперных характеристик (ВАХ), снятых при локализации острия над исходной и модифицированной поверхностями МСС, существенно отличаются, что свидетельствует о различной природе материала под иглой СТМ. На рис. 3 представлены ВАХ туннельного промежутка, образованного вольфрамовой иглой и исходной поверхностью МСС С(3.0 нм)/Ni(2.0 нм)/С(30 нм), верхним слоем которой был углерод (кривая 1), пленкой углерода на кремнии (кривая 2), а также при локализации иглы над модифицированной областью (кривая 3) и пленкой никеля на кремнии (кривая 4). ВАХ были сняты при одинаковых  $V_T$  и  $I_T$ . В процессе снятия ВАХ петля обратной связи СТМ разрывалась при фиксированном расстоянии между иглой и образцом. Каждая кривая получена после 100 усреднений, абсолютная ошибка измеренных значений тока не превышает 10%. Сравнивая ВАХ и отмечая очевидное сходство кривых 1 и 2, а также 3 и 4, можно говорить о появлении под иглой СТМ металла в процессе модификации МСС.

### Обсуждение результатов экспериментов

Для интерпретации полученных результатов рассмотрим выражение для туннельного тока, протекающего между двумя электродами, к которым приложено напряжение  $V$  [11],

$$I_T = \frac{2\pi e}{\hbar} \sum_{S,t} |T_{St}|^2 f(E_t) [1 - f(E_S + eV)] \delta(E_S - E_t), \quad (1)$$

где  $T_{St}$  — матричный элемент перехода;  $f(E)$  — функция Ферми;  $\delta$  — дельта-функция;  $E_t$ ,  $E_S$  — энергия электрона в игле и образце соответственно.

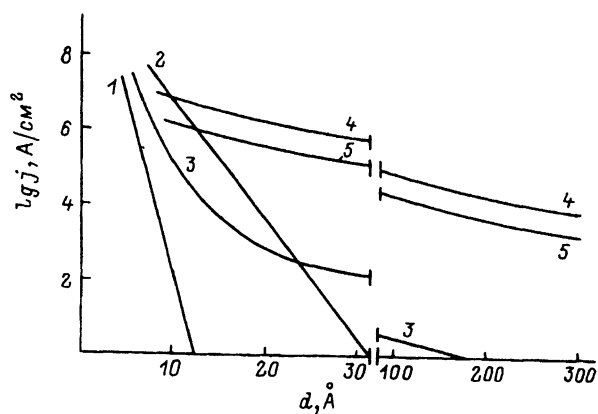


Рис. 4. Зависимость плотности тока различной природы от расстояния между двумя электродами.

При малых напряжениях  $V$  ( $eV \ll \mu$ , где  $\mu$  — уровень Ферми) выражение (1) можно представить в виде [12]

$$I_T \sim \frac{2\pi e}{\hbar} eV D(\mu, d) \rho_t(\mu) \rho_s(\mu, r), \quad (2)$$

здесь  $\rho_t(\mu)$ ,  $\rho_s(\mu, r)$  — плотности электронных состояний острия и исследуемой поверхности в точке  $r$ ;  $d$  — расстояние между иглой и образцом;  $D(\mu, d) \sim \exp[-2d\sqrt{2m\bar{\varphi}}/\hbar]$  — коэффициент прозрачности туннельного барьера;  $\bar{\varphi} = U(x) - \mu$ ,  $U(x)$  — потенциальный барьер между двумя электродами.

При получении (2) считается, что плотность состояний в окрестности  $eV$  вблизи энергии Ферми приблизительно постоянна.

Сканирование иглой СТМ происходит в условиях стабилизации  $I_T$ , поэтому появление на изображении поверхности локализованной области свидетельствует в общем случае о совокупном изменении  $\rho$ ,  $\varphi$  и  $d$ . Отметим, что полученные на изображении поверхности значения высоты элемента записи нельзя объяснить только уменьшением локальной работы выхода, поскольку при  $\Delta d \sim 10.0$  нм для поддержания  $I_T$  необходимо изменение  $\Delta\varphi$  в несколько десятков раз, что представляется маловероятным. Для объяснения данного результата рассмотрим более подробно режим работы микроскопа. На рис. 4 приведены зависимости плотности тока различной природы между двумя электродами от расстояния. Оценка величины туннельного тока (кривые 1 и 2) проводилась по формуле [13]

$$j = \frac{me^2\mu V}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-2d\sqrt{2m\bar{\varphi}}/\hbar\right), \quad (3)$$

где  $m$  и  $e$  — масса и заряд свободного электрона,  $\bar{\varphi}$  — локальная эффективная работа выхода.

Заметим, что (3) можно получить из (1) и (2). Как известно [14], электрическое поле и эффект перекрытия сил изображения понижают туннельный барьер, при этом  $\bar{\varphi} = \varphi_0 - \Delta\varphi - \Delta\varphi^*$ , где  $\varphi_0$  — работа выхода электрона в вакуум,  $\Delta\varphi$  — понижение барьера за счет сил изображения (если  $\Delta\varphi$  выражать в эВ, а  $d$  в нм, то  $\Delta\varphi = 1/d$ ),  $\Delta\varphi^* = eV/2$  — понижение барьера за счет приложенного поля. В режиме сканирования, когда  $V_T = 0.1$  В, во-первых,  $\Delta\varphi \gg \Delta\varphi^*$ , во-вторых, можно не учитывать полевую эмиссию Шоттки. Кривая 1 на рис. 4 соответствует

случаю  $\varphi_0 = 4$  эВ. Существует ряд работ [15,16], в которых измеренные значения  $\bar{\varphi}$  различных материалов с помощью СТМ имеют необычно малые ( $\bar{\varphi} < 1$  эВ) величины. Наряду с указанными еще одной причиной существенного понижения барьера могут быть адсорбированные диэлектрические пленки [17]. Для сравнения на рис. 4 приведена кривая 2, описывающая туннельный ток при  $\bar{\varphi} = 0.5$  эВ. Будем считать, что эффективная площадь  $S$ , через которую протекает туннельный ток, определяется размером крайнего атома или группы атомов на острие иглы. Тогда для поддержания  $I_T = 1$  нА при  $S = 10^{-15} - 10^{-16}$  см<sup>2</sup> требуется  $j = 10^6 - 10^7$  А/см<sup>2</sup>. В случае однородной поверхности для стабилизации  $I$  рабочая точка будет располагаться на одной туннельной кривой, например 1, при фиксированном  $d$ . СТМ изображение будет соответствовать геометрическому рельефу поверхности. Если же поверхность образца состоит из различных материалов, то рабочая точка будет перемещаться при фиксированном  $I_T$  по разным туннельным кривым, например между 1 и 2 (рис. 4). В этом случае возможна ситуация, когда природа регистрируемого тока изменится. В частности, при малых  $\varphi$  необходимо учитывать термоэлектронный ток. Согласно [18], выражение для термоэлектронного тока между двумя одинаковыми электродами, к которым приложено малое напряжение, имеет следующий вид:

$$j_{\text{тэ}} = j_0 \exp \left[ \frac{14.4eV}{d(kT)^2} \right]^{1/2}, \quad (4)$$

где  $j_0 = AT^2 \exp[-\varphi_0/kT]$ ,  $A = 4\pi me k^2/\hbar^3$ .

На рис. 4 этому случаю соответствует кривая 3, построенная при  $\varphi_0 = 0.5$  эВ и  $T = 300^\circ$  С. Оценки показывают, что при  $\varphi_0 > 1$  эВ термоэлектронным током можно пренебречь. Очевидно, что площадь, через которую протекает ток, определяется радиусом кривизны иголки, равным 50.0–100.0 нм, и для поддержания постоянным  $I_T$  требуются значительно меньшие плотности тока.

При увеличении расстояния между иглой и образцом необходимо также учитывать влияние пространственного заряда. Например, при  $j = 10^4 - 10^6$  А/см<sup>2</sup> и  $\bar{u} = (eVl/dm)^{0.5} \sim 10^6$  см/с, где  $\bar{u}$  — средняя скорость электронов, приобретаемая ими в поле между электродами на расстоянии  $l$  ( $l < d$ ) от эмиттера, плотность заряда в промежутке  $q = j/\bar{u} = 10^{-2} - 1$  Кл/см<sup>3</sup>, откуда при  $d \sim 10$  нм,  $S \sim 10^{-10}$  см<sup>2</sup> получим, что между электродами может находиться  $10 - 10^3$  электронов. Будем считать, что пространственный заряд  $q_l$ , расположенный на расстоянии  $l$ , влияет на поле у электрода, если меняет его на 10%. т.е.  $l \cdot q_l = 0.1E_0/4\pi = 0.1\sigma$ , где  $\sigma$  — поверхностная плотность заряда. Отсюда следует, что заряд с плотностью  $q_l$  должен находиться на расстоянии  $l = 0.1E_0/4\pi q_l = 1.0 - 5.0$  нм от электрода, при типичном для нашего случая поле  $E_0 = 5 \cdot 10^5$  В/см. Как известно, ограниченные тока пространственным зарядом при нулевом поле на поверхности эмиттера дает закон Чайльда-Ленгмюра (см., например, [19])

$$j = \frac{2}{9\pi} \left( \frac{e}{2m} \right)^{1/2} \frac{V^{3/2}}{d^2}. \quad (5)$$



При наличии поля  $E_0$  на электроде интегрирование уравнения Пуассона приводит к более сложному выражению

$$\left[ 4\pi \left( \frac{2m}{e} \right)^{1/2} jV^{1/2} - E_0^2 \right] \left[ 8\pi \left( \frac{2m}{e} \right)^{1/2} jV^{1/2} + E_0^2 \right]^{1/2} = 24\pi^2 \left( \frac{2m}{e} \right) j^2 d - E_0^3, \quad (6)$$

которое в пределе  $E_0 = 0$  дает, естественно, (5). Зависимость тока от расстояния  $d$  при отсутствии и наличии поля на электроде представлена кривой 4 на рис. 4 для (5) и кривой 5 для (6). В расчетах принималось  $E_0 = V_T/d$ . Таким образом, сканирование иглой СТМ над неоднородной поверхностью образца может привести к переходу рабочей точки с туннельной кривой на кривую 3 или 5 (рис. 4) с более слабой зависимостью тока от расстояния между двумя электродами. В результате этого для стабилизации тока на заданном уровне необходимо отодвинуть иглу на большее расстояние. По-видимому, этим эффектом можно объяснить большие значения высоты изображения модифицированной области, полученной в экспериментах.

Рассмотрим процесс записи на МСС с помощью СТМ. При фиксированном расстоянии между иглой и образцом напряжение величиной 5–10 В вызывает значительное, на несколько порядков, повышение величины протекающего тока. Нагрев потоком электронов из точечной иглы в образец рассматривался в работе [20]. Туннелирующий электрон поглощается в точке на поверхности образца, при этом возможно рождение фонона на поверхности в той же точке и его рассеяние на расстоянии  $\lambda_1$  или рассеяние электрона на расстоянии  $\lambda_2$  с последующей эмиссией фонона. Для металлов типичное значение длин свободного пробега  $\lambda_{1,2} \simeq 1.0\text{--}10.0$  нм. Поэтому характерной особенностью этой задачи является то, что размер источника тока на поверхности, сравнимый с диаметром атома, много меньше размера теплового источника, определяемого длиной свободного пробега фонона или электрона. С учетом этого обстоятельства в уравнении теплопроводности источник тепла берется пропорциональным фактору  $\exp\{-r/\lambda\}$ , где  $r$  — расстояние от поглощающего атома. Увеличение температуры в стационарном случае дается выражением

$$\Delta T_0 = \frac{P}{4\pi \kappa \lambda} \left\{ 2 \frac{\lambda}{r} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right) \right] - \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right) \right\}. \quad (7)$$

где  $P = V \cdot I$  — мощность, выделяемая при протекании тока;  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности.

Используемая нами в эксперименте игла СТМ имела конечную кривизну  $\alpha$  с радиусом  $R = \alpha^{-1} = 50.0\text{--}100.0$  нм. Оценим приращение температуры на поверхности образца при прохождении тока из иглы конечной кривизны. Для простоты будем считать, что игла имеет форму параболоида вращения и на его поверхности расположены независимые точечные источники тока с плотностью  $j_i$ , для каждого из которых справедлива формула (3). Как следует из [21], геометрическим эффектом, приводящим к уширению площади протекания тока, можно пренебречь. Общий ток  $I$ , текущий через туннельный промежуток, есть

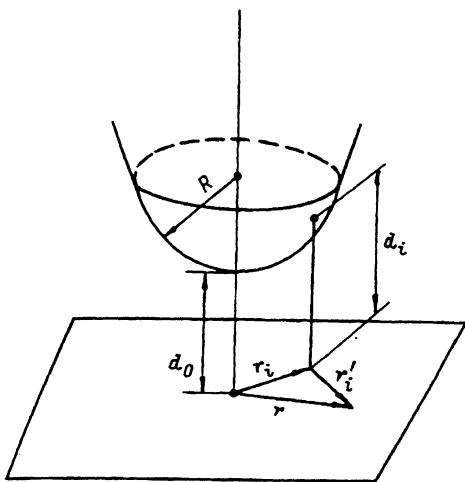


Рис. 5. Схематический вид туннельного промежутка.

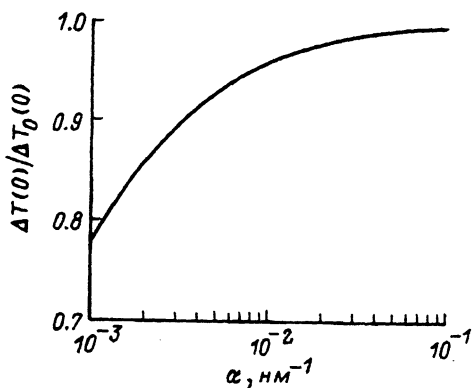


Рис. 6. Зависимость отношения  $\Delta T(0)/\Delta T_0(0)$  от кривизны иглы СТМ.

сумма всех точечных

$$I = A \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{r'} j(r_i) r_i dr_i, \quad (8)$$

где  $r'$  — расстояние, на котором плотность тока уменьшается в  $e$  раз;  $A$  — коэффициент пропорциональности, учитывающий условность выбора  $r'$ .

Схема, иллюстрирующая задачу, представлена на рис. 5. Ширина барьера  $d_i$  для  $i$ -го источника связана с его координатой  $r$  выражением  $d_i = \alpha r_i^2 + d_0$ , где  $d_0$  — минимальное расстояние между иглой и образцом в точке  $r = 0$ . Используя выражение (7) для  $\Delta T(r_i)$  и суммируя по всем точечным источникам, получим

$$\Delta T(r) \simeq \frac{VA}{4\pi\kappa\lambda} \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{r'} \left\{ 2\frac{\lambda}{r'_i} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{r'_i}{\lambda}\right) \right] - \exp\left(-\frac{r'_i}{\lambda}\right) \right\} j(r_i) r_i dr_i, \quad (9)$$

где  $r_i'^2 = r^2 + r_i^2 - 2rr_i \cos \psi$ .

Имея (7) и (9), сравним приращение температуры на поверхности образца в точке  $r = 0$  для точечного  $\Delta T_0(0)$  и распределенного  $\Delta T_0(0)$  источника при одинаковых  $V$  и  $I$ . На рис. 6 представлена зависимость отношения  $\Delta T(0)/\Delta T_0(0)$  от кривизны иглы  $\alpha$  для случая  $I = 5 \cdot 10^{-5} - 10^{-4}$  А,  $V = 5$  В,  $\kappa = 80$  Вт/м·К и  $\lambda = 1.5$  нм в точке  $r = 0$ . Как видно, в интересующем нас диапазоне  $\alpha = 10^{-2} - 5 \cdot 10^{-1}$  нм $^{-1}$  различие пренебрежимо мало. Из (7) следует, что при  $r = 0$  для точечной иглы максимальное повышение температуры поверхности равно  $\Delta T_0(0) = V \cdot I / 4\pi\kappa\lambda \simeq 350$  К. Оценки, проведенные по формулам (7)

и (9), показывают, что резкий спад температуры, в 10 раз, происходит на расстоянии  $r \approx 20\lambda$ , что удовлетворительно совпадает с экспериментально полученным поперечным масштабom элемента записи.

На основе полученных экспериментальных данных и проведенных оценок можно предложить следующий механизм модификации МСС. При подаче на туннельный промежуток импульса напряжения величиной 5–10 В происходит значительное увеличение тока, становящегося автоэлектронным, поскольку величина электрического поля достигает значений  $E = V/d \approx 10^7 - 10^8$  В/см. Локальный нагрев образца под иглой СТМ инициирует диффузию и агломерацию атомов металла в кластеры в пленке углерода, в результате чего металл выходит на поверхность МСС. Аррениусовский характер зависимости коэффициента диффузии от температуры и осевая симметрия теплового поля в МСС определяют вид и размер модифицированной области. Увеличение локальной плотности состояний под острием иглы вызывает (в соответствии с (2) и режимом работы СТМ) увеличение расстояния между иглой и образцом для поддержания заданной величины туннельного тока  $I_T$  при сканировании, что и формирует СТМ рельеф (рис. 2, б, в). В пользу тепловой модели локальной модификации структур говорит корреляция значений порогов изменения свойств МСС С/Ni, С/Fe, С/Сг с данными, полученными в опытах по их термическому отжигу [22].

В заключение отметим, что при величине поля в туннельном промежутке порядка  $10^8$  В/см необходимо учитывать его влияние на процесс диффузии. В частности, в неоднородном поле сила, действующая на произвольный диполь  $\mathbf{p}$ , равна  $\mathbf{f} = \text{grad}(\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}) = (\mathbf{p} \cdot \text{grad})\mathbf{E} + [\mathbf{p} \cdot \text{rot} \mathbf{E}]$  и обладает осевой симметрией. К настоящему времени трудно экспериментально четко разделить термические и полевые процессы.

## Выводы

Таким образом, в нашей работе продемонстрирована возможность локальной модификации поверхности многослойных структур при помощи туннельного микроскопа. Показано, что на поверхности МСС можно конструировать геометрические объекты заданной топологии и свойств. Проведенные эксперименты и сделанные оценки позволяют говорить о том, что в условиях наших опытов изменение свойств поверхности МСС связано с диффузией атомов металла на поверхность образца, в результате чего меняется локальная плотность состояний, что отражается на СТМ изображении поверхности после ее модификации.

Авторы благодарят Д.Г.Волгунова и Е.Г.Муравьева за помощь в проведении экспериментов.

Работа выполнена по программе "Твердотельная наноструктура".

## Список литературы

- [1] Mamin H.J., Chiang S., Birk // J. Vac. Sci. Techn. B. 1991. Vol. 9. N 2. P. 1379–1383.
- [2] Ehrichs E.E., Yoon S., de Losanne A.L. // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 51. P. 147–249.
- [3] Rigger J. et al. // J. Vac. Sci. Tech. B. 1991. Vol. 9. N 2. P. 1384–1388.
- [4] Hurtmann E., Behm R.J., Krötz G. et al. // Appl. Phys. Lett. 1991. Vol. 59. N 17. P. 2136–2139.

- [5] Nagahara L.A., Thandaf T., Lindsay S.M. // J. Vac. Sci. Techn. B. 1991. Vol. 9. N 2. P. 1067-1071.
- [6] Гурин В.С. Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 11. С. 54-58.
- [7] Eighler D.M., Schweizer E.K. // Nature. 1990. Vol. 344. P. 524-526.
- [8] Битюрин Ю.А., Волгунов Д.Г., Гудков А.А. и др. // Препринт ИПФ АН СССР. № 197. Горький, 1988.
- [9] Волгунов Д.Г., Дорофеев И.А., Миронов В.Л., Платонов Ю.Я. // Поверхность. Физика, Химия, Механика. 1993. № 5. С. 43-48.
- [10] Akhsakhalyan A.D., Fraerman A.A., Polushkin et al. // Thin Sol. Films. 1991. Vol. 203. P. 317-326.
- [11] Bardeen J. // Phys. Rev. Lett. 1961. Vol. 6. N 2. P. 57-59.
- [12] Маслова Н.С., Панов В.И. // УФН. 1989. Т. 157. № 1. С. 186-195.
- [13] Foldman G. // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. N 6. P. 1793-1803.
- [14] Geppert D.V. // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. N 3. P. 490-493.
- [15] Васильев С.И., Мусеев Ю.Н., Орешкин А.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1993. Т. 57. Вып. 5. С. 309-312.
- [16] Ven Ketpen H., van de Walle G.F.A. // IBM. J. Res. Develop. 1986. Vol. 30. N 5. P. 37.
- [17] Трусов Л.И., Холмянский В.А. // Островковые металлические пленки. М.: Металлургия, 1973. 321 с.
- [18] Simmons J.G. // J. Appl. Phys. 1964. Vol. 35. N 8. P. 2472-2481.
- [19] Гапонов В.И. Электроника. Ч. I. М.: Физматгиз, 1960. 516 с.
- [20] Persson B.N.J., Demuth J.E. // Sol. Commun. 1986. Vol. 57. N 9. P. 769-772.
- [21] Balaram Das, Mahanty J. // Phys. Rev. B. 1987. Vol. 36. N 2. P. 898-903.
- [22] Akhsakhalyan A.D., Fraerman A.A., Platonov Yu.Ya. // Thin Solid Films. 1992. Vol. 207. P. 19-23.

Институт прикладной физики  
Нижний Новгород

Поступило в Редакцию  
28 июля 1993 г.