

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОСТРУКТУР НА ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК ЗОНДОМ АТОМНО-СИЛОВОГО МИКРОСКОПА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

© 2004 г. А. Н. Степанов*, канд. физ.-мат. наук; А. В. Кирсанов*; А. М. Киселев*, канд. физ.-мат. наук; Н. И. Полушкин**, канд. физ.-мат. наук

* Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород

** Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород

E-mail: step@ufp.appl.sci-nnov.ru

При облучении импульсами титан-сапфирового лазера зонда атомно-силового микроскопа на поверхности металлических пленок получены наноструктуры с характерным диаметром 30–70 нм и глубиной 5–15 нм. Измерены пороги образования структур, исследованы зависимости порогов от поляризации лазерного излучения, длительности лазерного импульса, расстояния между острием зонда и поверхностью образца. Выявлено, что основной причиной образования наноструктур является механическое давление зонда на образец при его удлинении в результате нагрева поглощенным лазерным излучением. Использование импульсов фемтосекундной длительности позволило расширить диапазон материалов, поддающихся обработке.

Коды OCIS: 240.0240, 180.0180.

Поступила в редакцию 08.12.2003.

Одним из направлений использования сканирующих зондовых микроскопов является создание на поверхности образцов при облучении лазером наноструктур, которые могут быть использованы в качестве элементов памяти со сверхвысокой плотностью записи информации. Так, в работах [1–5] продемонстрировано, что при облучении зонда атомно-силового микроскопа (АСМ) на поверхности пленок из золота, меди, полиметилметакрилата происходит образование углублений или выпуклостей с характерным диаметром 20–50 нм (что много меньше длины волны лазерного излучения) и глубиной несколько нанометров. В литературе обсуждаются два возможных механизма формирования наноструктур: абляция материала образца лазерным полем, которое претерпевает усиление около острия зонда АСМ [1, 2], и механическое давление зонда на образец, вызванное его термическим удлинением при поглощении лазерного излучения [6–8].

В настоящей работе излагаются результаты экспериментального исследования, проведенного при использовании для облучения зонда АСМ лазером с фемтосекундной длительностью импульса. Применение фемтосекундных импульсов позволило исследовать влияние длительности импульса на образование наноструктур, что важно для выяснения механизма рассматриваемого явления. Кроме того, оказалось, что при воздействии фемтосекундного излучения удается создавать структуры в таких твердых и тугоплавких материалах, каким является, например, FeCr.

Качественная схема эксперимента приведена на рис. 1. Излучение с лазерного комплекса, состояще-

го из задающего генератора и регенеративного усилителя (длина волны $\lambda = 0,8$ мкм, длительность импульса $\tau \approx 100$ фс, энергия в импульсе $W \leq 50$ мкДж), фокусировалось сферическим зеркалом в пятно диаметром $d \approx 300$ мкм, освещаая зонд и поверхность образца под ним. Угол падения излучения составлял $\psi \approx 17^\circ$ относительно плоскости образца. Поляризация лазерного излучения (угол δ , который составляет вектор электрического поля с плоскостью, проходящей через волновой вектор и ось зонда) изменялась в ходе эксперимента. Угол $\delta = 0$ соответствует случаю, когда вектор электрического поля лазерного излучения лежит в плоскости волнового вектора и оси зонда (p -поляризация), $\delta = 90^\circ$ – в перпендикулярной плоскости (s -поляризация). В эксперименте использовался коммерческий АСМ (модель “Смена” фирмы NT MDT) с коническими кремниевыми зондами, покрытыми слоем из карбида вольфрама (W_2C) толщиной 20–30 нм, радиус кривизны

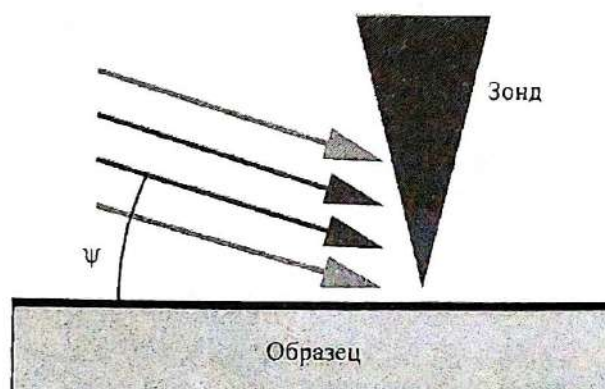


Рис. 1. Схема эксперимента.

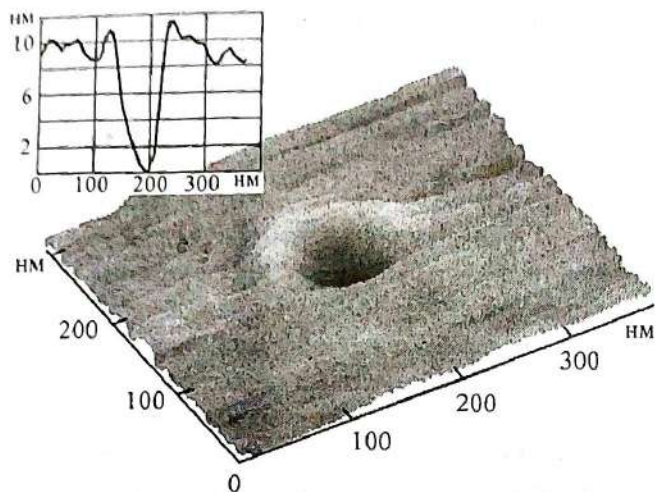


Рис. 2. Характерный вид наноструктуры.

острия зонда составлял $r_z \approx 30$ нм, угол при вершине зонда $\theta = 11^\circ$, длина зонда $h \approx 10$ мкм. Образцами служили металлические пленки из золота, меди, индия и магнитного материала FeCr. Пленки наносились методом осаждения из паров на кремниевую подложку. Толщина пленок была 20–30 нм, шероховатость поверхности зависела от материала пленки и составляла несколько нанометров. В основной части экспериментов сканирующий микроскоп использовался в контактном режиме.

Топография поверхности образца прописывалась АСМ, затем зонд фиксировался в некоторой точке поверхности и облучался одиночным лазерным импульсом. В случаях, оговоренных особо, для облучения использовалась серия лазерных импульсов. После воздействия производилась повторная съемка топографии поверхности образца. Если плотность потока энергии превосходила некоторый пороговый уровень, на поверхности образца происходило образование кратера. Типичный вид получающихся наноструктур приведен на рис. 2 для пленки из FeCr, p -поляризации лазерного излучения и плотности потока энергии $F = 95$ мДж/см². Характерный диаметр наноструктур вблизи порога составлял $d = 30$ –50 нм, глубина $b = 3$ –5 нм. По мере роста плотности потока энергии диаметр и глубина кратеров увеличивались. Параметры наблюдавшихся наноструктур соответствовали результатам работ Jersch [2] и Lu [3]. Пороги появления кратеров зависели для данного зонда от материала образца (рис. 3). Как оказалось, пороговая плотность потока энергии коррелирует с температурой плавления материала: чем выше температура плавления, тем больше плотность потока энергии, при которой появлялись наноструктуры. Сразу отметим, что прямо пропорциональная зависимость порога появления кратеров от температуры плавления не может быть использована для прямого однозначного вывода о плавлении образца в процессе нанофабрикации,

хотя и является косвенным свидетельством в пользу этого утверждения. Поэтому зависимость на рис. 3 может быть использована в первую очередь для сравнительного анализа материалов, которые предполагается использовать для создания наноструктур.

Исследование зависимости порога появления наноструктур от поляризации лазерного излучения дало следующие результаты. Для p -поляризации порог оказался для разных материалов в 1,5–2 раза ниже, чем для s -поляризации. Так, для FeCr в случае p -поляризации пороговая плотность потока энергии составила $F_{th}^p = 75 \pm 10$ мДж/см², для s -поляризации $F_{th}^s = 150 \pm 15$ мДж/см², для пленки из золота $F_{th}^p = 34 \pm 5$ мДж/см² и $F_{th}^s = 67 \pm 10$ мДж/см² соответственно.

Экспериментально было проведено исследование влияния длительности лазерного импульса на порог образования наноструктур. Сравнивались пороги для импульсов фемтосекундной длительности и наносекундных импульсов. Для получения наносекундных импульсов использовались тот же лазер и та же геометрия эксперимента, что и в случае фемтосекундных импульсов. Однако в этом случае регенеративный усилитель лазерного комплекса использовался в режиме генерации, а не усиления инжектированных фемтосекундных импульсов. Длительность полученного таким образом лазерного импульса была равна $\tau_{ns} \approx 9$ нс. Оказалось, что пороги образования наноструктур для наносекундных лазерных импульсов в несколько раз выше, чем для импульсов фемтосекундной длительности: если для FeCr для фемтосекундных импульсов $F_{th}^p = 75 \pm 10$ мДж/см², то для наносекундных не удалось получить наноструктуры на поверхности при

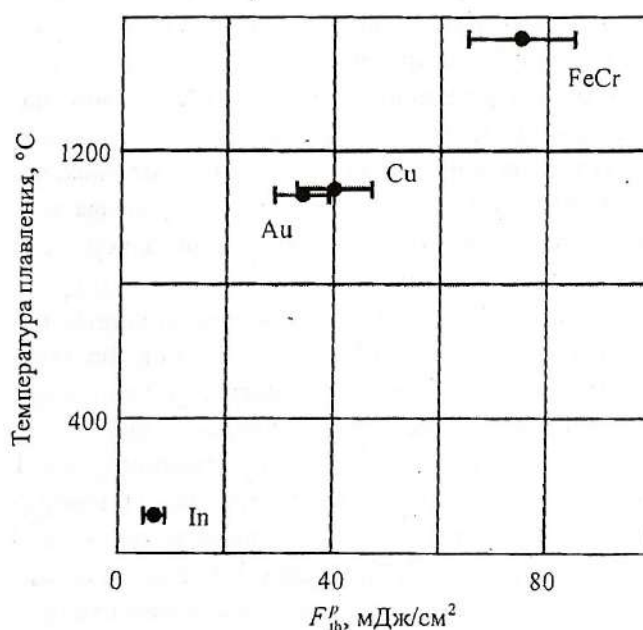


Рис. 3. Пороги образования структур и соответствующие температуры плавления материала пленки.

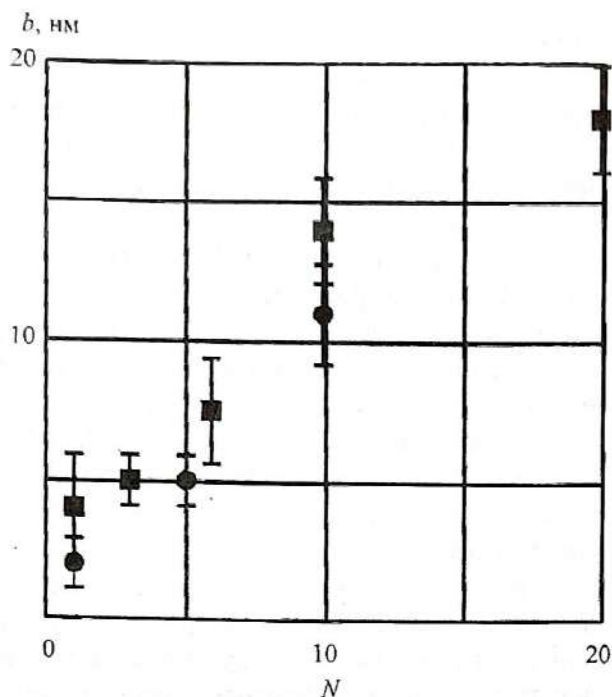


Рис. 4. Глубина кратера b на поверхности Au в зависимости от числа импульсов N ; ■ – p -поляризация $F = 45$ мДж/см², ● – s -поляризация $F = 38$ мДж/см².

увеличении плотности потока энергии вплоть до разрушения зонда ($F_{th}^p \geq 330$ мДж/см²), для золота $F_{th}^p = 34 \pm 5$ мДж/см² для фемтосекундных и $F_{th}^p = 115 \pm 10$ мДж/см² для наносекундных импульсов, для индия $F_{th}^p = 7 \pm 2$ мДж/см² и $F_{th}^p = 20 \pm 3$ мДж/см² соответственно.

Рис. 4 представляет зависимость глубины кратера от числа импульсов, использованных для создания наноструктуры на поверхности пленки из золота, при фиксированной плотности потока энергии для p - и s -поляризаций; с ростом числа импульсов наблюдалось почти прямо пропорциональное увеличение глубины кратера.

Измерение зависимости порога образования наноструктур от расстояния между острием зонда АСМ и образцом для p -поляризации лазерного излучения (материал FeCr) выявило в пределах точности эксперимента отсутствие такой зависимости вплоть до расстояния 40 нм.

Обсудим полученные экспериментальные результаты с точки зрения двух механизмов образования наноструктур на поверхности образца, о которых шла речь выше. Эффект усиления поля около острия зонда требует для количественного описания сложной вычислительной процедуры, которая была в рамках тех или иных приближений осуществлена в работах [3, 9]. Численные расчеты термического удлинения зонда при поглощении лазерного излучения при аксиально-симметричном облучении были выполнены в работе [10], в поле плоской волны – в работе [8]. Однако представляется умест-

ным написание достаточно простой аналитической модели термического удлинения зонда, более удобной для последующего анализа. Зонд в нашем расчете моделируется конусом с углом раскрыва θ (рис. 5) и вершиной, совпадающей с началом координат. Электромагнитная волна предполагается плоской и падающей под углом ψ к плоскости xOy , волновой вектор параллелен плоскости zOy . Оценку поглощения лазерного излучения зондом атомно-силового микроскопа можно выполнить, используя формулы Френеля. Рассчитанная таким образом зависимость среднего по конической поверхности коэффициента поглощения $A(\delta)$ для вольфрама от поляризации электромагнитного излучения показана на рис. 5. Значения действительной и мнимой частей показателя преломления, фигурирующие в формулах Френеля ($n_1 = 3,7$, $n_2 = 2,7$), взяты из [11]. Из приведенной зависимости видно, что коэффициенты поглощения для p - ($\delta = 0^\circ$) и s - ($\delta = 90^\circ$) поляризаций отличаются очень слабо.

С учетом вычисленного коэффициента поглощения оценим нагрев зонда АСМ. Будем считать, что конический слой толщиной dz (рис. 5) поглощает энергию падающего излучения в соответствии с рассчитанным коэффициентом поглощения и эта энергия идет на нагрев слоя. Иными словами, в этой оценке пренебрегаем потоком тепла вдоль оси зонда, что справедливо для реальных зондов с относительно малыми углами при вершине конуса на временах не более 10 нс (см., например, [9]). Тогда

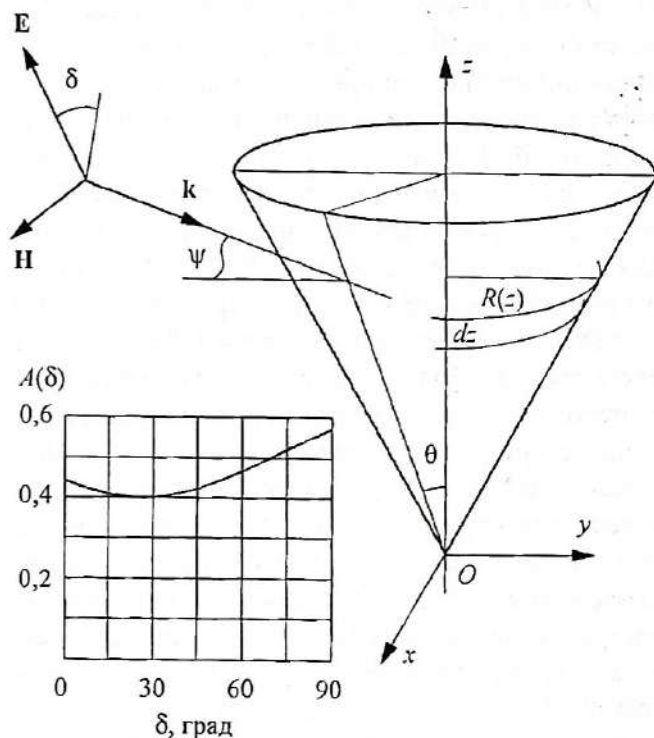


Рис. 5. Схема расчетной модели, график – средний по конической поверхности коэффициент поглощения вольфрамового зонда.

для температуры вдоль оси зонда будем иметь: $T(z) = FA(\delta)dS/c\rho dV$, где F – плотность потока энергии падающего излучения, $A(\delta)$ – коэффициент поглощения, c и ρ – удельная теплоемкость и плотность материала зонда, dS и dV – эффективная площадь и объем конического слоя толщиной dz . Подставив выражения для dS и dV , получим следующее выражение для зависимости температуры вдоль зонда:

$$T(z) = 2FA(\delta)/\pi c\rho z \operatorname{tg} \theta, \quad (1)$$

то есть по мере уменьшения z температура возрастает и максимальной будет температура самого кончика зонда. Минимальное значение $z_{\min}$, при котором формула (1) еще работает, определяется областью применимости формул Френеля, то есть составляет доли длины волны падающего излучения.

Нагрев приводит к удлинению зонда, каждый конический слой толщиной dz удлиняется на $dl = \alpha T(z)dz$, где α – коэффициент термического расширения материала зонда. Интегрируя по z , получим общее удлинение зонда

$$L_{\text{терм}} = \int_{z_{\min}}^h \alpha T(z) dz = 2\alpha FA(\delta) \ln(h/z_{\min}) / \pi c\rho \operatorname{tg} \theta. \quad (2)$$

В формуле (2) h – длина зонда.

Можно предположить два варианта образования наноструктур на поверхности образцов при нагреве и удлинении зонда. Первый сводится к тому, что острие зонда нагревается до температуры, превышающей температуру плавления материала образца $T_{\text{пл}}$, и при плотном механическом контакте, обеспечиваемом расширением зонда, проплавляет образец. Критерий образования наноструктур сводится в этом случае к достижению максимальной температуры на кончике зонда, равной температуре плавления материала образца. Для пороговой плотности потока энергии это приведет к следующему выражению:

$$F_{\text{th}}^{\text{терм}} = \pi c\rho z_{\min} T_{\text{пл}} \operatorname{tg} \theta / 2A(\delta). \quad (3)$$

Второй вариант может быть получен из следующих соображений. Термическому расширению зонда, которое может быть оценено согласно формуле (2), препятствует упругая сила, действующая со стороны образца. Если давление, которое оказывает при этом зонд на образец, превышает предельное давление, при котором происходит переход от упругой деформации образца к пластической, то на поверхности образца остаются следы – наблюдаемые наноструктуры. Критерий для порога образования наноструктур в этой модели может быть получен из условия равенства термического удлинения зонда упругой деформации под действием внешней силы.

Упругая деформация конического слоя толщиной dz определяется законом Гука: $dl_{\text{упр}} = (\sigma(z)/E)dz$, где E – модуль Юнга материала зонда, $\sigma(z)$ – напряжение, действующее на элемент dz . Оно может быть выражено через напряжение σ_0 на кончике зонда радиусом r_z : $\sigma(z) = \sigma_0 r_z^2 / R(z)^2 = \sigma_0 r_z^2 / z^2 \operatorname{tg}^2 \theta$. После интегрирования по z и приравнивания упругой деформации термическому удлинению зонда получим следующее выражение для порога образования наноструктур:

$$F_{\text{th}}^{\text{мех}} = \pi c\rho r_z \sigma_0 / 2A(\delta) \alpha E \ln(h/z_{\min}), \quad (4)$$

где σ_0 – некоторое предельное напряжение для материала образца, начиная с которого на нем остаются необратимые изменения после воздействия со стороны зонда. Если между зондом и образцом имеется зазор L , то упругая деформация должна компенсировать разницу $L_{\text{терм}} - L$, и выражение для порога будет зависеть от расстояния L :

$$F_{\text{th}}^{\text{мех}}(L) = \pi c\rho \operatorname{tg} \theta (\sigma_0 r_z^2 / E \operatorname{tg} \theta + L) / 2\alpha A(\delta) \ln(h/z_{\min}). \quad (5)$$

Приведем численные оценки температуры нагрева и удлинения зонда. Для кремния, из которого изготовлен зонд, $\alpha = 2,5 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$, $c = 0,71 \text{ Дж/г K}$, $\rho = 2,3 \text{ г/см}^3$, $E = 120 \text{ ГПа}$ [12]. Оценку коэффициента поглощения для W_2C выполним на основе оптических констант для W . В пользу корректности такого сравнения говорит факт близости данных по электропроводности для этих материалов. Сложности вызывают оценки $z_{\min}$ и σ_0 . Положим $z_{\min}$ равным половине длины волны лазерного излучения, то есть $0,4 \text{ мкм}$. Из материаловедения известно несколько параметров, характеризующих начало неупругой деформации материала, причем эти параметры являются функциями температуры и скорости деформации. Возьмем для оценки σ_0 данные по динамическому пределу упругости, полученные в экспериментах с ударными волнами в разных марках стали ($\sigma_0 \approx 1 \text{ ГПа}$) [13]. Отметим, однако, что пластическая деформация материалов в рамках существующих представлений связана с движением дислокаций и дефектов, имеющих характерные масштабы не менее 1 мкм . В нашем случае область воздействия составляет несколько десятков нанометров, поэтому вполне вероятно, что пластическая деформация на таких масштабах будет определяться другими механизмами. Таким образом, к приведенной оценке динамического предела упругости нужно подходить как к нижнему пределу. Подставив приведенные величины в формулы для температуры и удлинения при плотности потока энергии $F = 100 \text{ мДж/см}^2$, получим следующие оценки: $T_{\text{max}} \approx 3000 \text{ K}$, $L_{\text{терм}} \approx 20 \text{ нм}$.

Теперь с учетом выведенных соотношений вернемся к обсуждению экспериментальных результа-

тов с точки зрения рассмотрения возможных механизмов образования наноструктур.

Поляризационная зависимость порога появления наноструктур. Эффект усиления поля около острия зонда в абляционном механизме очень чувствителен по отношению к направлению поляризации лазерного излучения относительно оси зонда. Если для p -поляризации усиление интенсивности непосредственно под острием может достигать нескольких сотен, то для s -поляризации усиления поля практически не наблюдается [9]. Это должно приводить к существенно разным значениям пороговых плотностей потока энергии в случае образования наноструктур за счет этого механизма.

Степень влияния поляризации излучения на нагрев зонда и его термическое удлинение в основном определяется зависимостью коэффициента поглощения излучения от поляризации (рис. 5). Разница в эффективном коэффициенте поглощения для двух поляризаций не превосходит 10%. Около поверхности образца острие зонда находится в неоднородном результирующем поле, состоящем из падающей и отраженной волн. Так как коэффициент отражения для s -поляризации в несколько раз больше, чем для p -поляризации при использованном в эксперименте угле падения, то результирующее поле s -поляризации на расстоянии несколько сотен нанометров (доли длины волны) будет меньше, чем в случае p -поляризации. Это приведет к большему нагреву самого кончика зонда p -поляризованным излучением. Приведенные рассуждения в применении к результатам эксперимента, в котором пороги образования наноструктур для p -поляризации были лишь в 1,5–2 раза ниже, чем для s -поляризации, позволяют говорить в пользу более вероятной реализации механизма термического нагрева и удлинения зонда.

Влияние длительности импульса. Изменение длительности импульса в разной степени сказывается на пороге появления наноструктур в рамках двух обсуждаемых механизмов. При абляционном механизме оптическое излучение поглощается электронами в металлическом образце под зондом в области с характерным пространственным масштабом порядка размера острия зонда. За время τ_1 в несколько пикосекунд происходит передача поглощенной энергии от электронов к решетке [14]. Если длительность лазерного импульса $\tau \leq \tau_1$ (фемтосекундные импульсы), выделившаяся за время длительности импульса энергия за счет электронной теплопроводности нагреет область с характерным пространственным масштабом $l_{fc} \sim \sqrt{\chi \tau_1}$, где χ — коэффициент теплопроводности материала образца (предполагается двумерное распространение

тепла по пленке, так как в наших образцах тонкая металлическая пленка нанесена на подложку из относительно плохо проводящего материала). Если же длительность лазерного импульса больше τ_1 (наносекундные импульсы), то характерный пространственный масштаб нагретой области будет определяться длительностью лазерного импульса $l_{nc} \sim \sqrt{\chi \tau}$. Таким образом, при наносекундной длительности лазерных импульсов объем нагретой пленки будет превосходить объем нагретой области при фемтосекундном воздействии в $(l_{nc}/l_{fc})^2 = \tau/\tau_1 \approx 10^3$ – 10^4 раз. Другими словами, для абляции материала образца наносекундными импульсами нужно значительно больше энергии, чем при фемтосекундной длительности лазерных импульсов.

В критериях для порога наноструктурирования, связанных с нагревом и удлинением зонда (формулы (3) и (4)), длительность импульса не фигурирует совсем. Однако при их выводе предполагалось, что теплопроводность не успевает выравнивать температуру вдоль оси зонда. Оценки, как и результаты численного счета [8], показывают, что это условие выполняется для характерных зондов вплоть до времен порядка 10 нс. То есть при длительности импульса $\tau = 9$ нс, использованного в эксперименте, можно ожидать некоторого уменьшения температуры острия зонда по сравнению со случаем фемтосекундных импульсов за счет оттока тепла. Это, по-видимому, и объясняет наблюдавшееся в эксперименте повышение порога образования наноструктур наносекундными импульсами по сравнению с фемтосекундным воздействием в 3–4 раза. Таким образом, анализ результатов сравнения порогов образования наноструктур для наносекундной и фемтосекундной длительностей импульсов также свидетельствует о термически-механическом механизме формирования наноструктур на поверхности образцов.

Зависимость порога от расстояния зонд–образец. Усиленное около острия зонда поле быстрее чем экспоненциально спадает при удалении от зонда на расстояние порядка его диаметра [9, 15], что должно приводить к сильному повышению порога появления наноструктур при увеличении расстояния между зондом и образцом. В модели, когда наноструктуры образуются при нагревании зонда выше температуры плавления материала образца (формула (3)), порог не зависит от расстояния зонд–образец. Если наноструктуры формируются при превышении некоторого предельного значения давления (формула (4)), то должна наблюдаться линейная зависимость порога от расстояния. Сопоставление приведенных рассуждений с данными эксперимента, в котором порог появления наноструктур практически не зависел от расстояния зонд–поверхность,

свидетельствует о том, что эффект усиления поля не может объяснить наблюдавшуюся зависимость порога формирования наноструктур от расстояния. Более того, поведение порога, практически не зависящее от величины зазора зонд-образец, говорит о большой вероятности плавления материала образца нагретым зондом. Косвенно в пользу этого предположения свидетельствует и тот факт, что создание на поверхности образца углублений (кратеров) или выпуклостей зависит от соотношения температур плавления материалов зонда и образца. Если температура плавления материала зонда выше, чем у материала образца, то зонд расплавляет образец и делает в нем углубление. Если же температура плавления зонда ниже, то на поверхности образца образуются выпуклости, что, по-видимому, связано со стягиванием расплавленного материала зонда на образец при механическом контакте. Такое поведение для различных пар материалов зонд-образец наблюдалось во всех известных нам экспериментах [1, 3, 4].

Без сомнения, эффект усиления поля при исследовании поверхностных диэлектрических структур, при изучении биологических молекул на поверхности образцов и т. д. должен приниматься во внимание. Но при наномодификации металлических пленок, как свидетельствует проведенный выше анализ наших экспериментальных результатов, эффект усиления поля не играет роли.

Таким образом, в настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований формирования наноструктур на поверхности металлических пленок под острием зонда атомно-силового микроскопа при воздействии на зонд излучения фемтосекундного лазера. Продемонстрирована возможность образования на поверхности образцов углублений (кратеров) диаметром 30–50 нм и глубиной несколько нанометров. Наноструктуры в проведенных экспериментах создавались в разных материалах, начиная с мягкого и легкоплавкого индия и кончая таким жестким и тугоплавким магнитным материалом, каким является FeCr. Проведены исследования влияния зависимости порога образования наноструктур от поляризации лазерного излучения, длительности лазерного импульса, расстояния между острием зонда и поверхностью образца. Выполнен анализ экспериментальных результатов с точки зрения выяснения механизма, ответственного за наноструктурирование, который позволил сделать вывод о том, что основными причинами образования наноструктур на поверхности металлических пленок при лазерном облучении зонда АСМ являются разогрев зонда поглощенным лазерным излучением и его механическое давление на обра-

зец при термическом удлинении. Как показал анализ результатов экспериментов, также весьма вероятным представляется плавление материала образца в процессе модификации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gorbunov A.A., and Pompe W. Thin film nanoprocessing by laser/STM combination // *Phys. Status Solidi A*. 1994. V. 145. P. 333–338.
2. Jerish J. and Dickmann K. Nanostructure fabrication using laser field enhancement in the near field of a scanning tunneling microscope tip // *Appl. Phys. Lett.* 1996. V. 68. № 6. P. 868–870.
3. Lu Y.-F., Hu B., Mai Z.-H., Wang W.-J., Chim W.-K. and Chong T.-C. Laser-scanning probe microscope based nanoprocessing of electronics materials // *Jpn. J. Appl. Phys.* 2001. V. 40. P. 4395–4398.
4. Jerish J., Demming F., Dickmann K. Nanostructuring with laser radiation in the nearfield of a tip from a scanning force microscope // *Appl. Phys. A: Mater. Sci. Process.* 1997. V. 64. P. 29–32.
5. Huang S.M., Hong M.H., Lu Y.F., Lukyanchuk B.S., Song W.D., Chong T.C. Pulsed-laser assisted nanopatterning of metallic layers combined with atomic force microscopy // *J. Appl. Phys.* 2002. V. 91. № 5. P. 3268–3274.
6. Huber R., Koch M., Feldmann J. Laser-induced thermal expansion of a scanning tunneling microscope tip measured with an atomic force microscope cantilever // *Appl. Phys. Lett.* 1998. V. 73. № 17. P. 2521–2525.
7. Ukraintsev V. A., Yates J. T., Jr. Nanosecond laser induced single atom deposition with nanometer spatial resolution using a STM // *J. Appl. Phys.* 1996. V. 80. № 5. P. 2561–2571.
8. Gerstner V., Thon A., Pfeiffer W. Thermal effects in pulsed laser assisted scanning tunneling microscopy // *J. Appl. Phys.* 2000. V. 87. № 5. P. 2574–2580.
9. Martin O., Girard C. Controlling and tuning strong optical field gradients at a local probe microscope tip apex // *Appl. Phys. Lett.* 1997. V. 70. № 6. P. 705–707.
10. Park S.H., Miskovsky N.M., Cutler P.H., Sullivan E. Laser-induced thermoelectric effects in an STM junction // *Surface Science* 1992. V. 266. № 1–3. P. 265–273.
11. Handbook of Optics. V. 2. / Ed. By M. Bass. New York: McGraw-Hill, 1995.
12. Физические величины / Под ред. Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
13. Канель Г.И., Разоренов С.В., Уткин А.В., Фортков В.Е. Ударно-волновые явления в конденсированных средах. М.: Янус-К, 1996. 408 с.
14. Займан Дж. Принципы теории твердого тела. М.: Мир, 1974. 472 с.
15. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с.