

МЕЗОСКОПИЧЕСКОЕ НЕСООТВЕТСТВИЕ – НОВЫЙ ВЗГЛЯД НА ЭПИТАКСИЮ НАНОСТРУКТУР

© 2024 г. Д. И. Бажанов^{1,*}

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: dima@kintech.ru

Поступила в редакцию 19.02.2023 г.

После доработки 19.02.2023 г.

Принята к публикации 21.02.2023 г.

Напряжения и деформации, возникающие из-за мезоскопического несоответствия на границах раздела, могут оказывать разнообразное влияние на свойства поверхностей и осажденных на них наноструктур. Представлен краткий обзор причин возникновения и последствий мезоскопического несоответствия на металлических поверхностях и показано, как оно влияет на рост, структуру и морфологию тонких пленок и наноструктур на ранних стадиях эпитаксии.

DOI: 10.31857/S0023476124010036, EDN: tfqcrn

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение

1. Методика теоретических расчетов и анализа данных

2. Соответствие результатов теоретических расчетов с экспериментальными измерениями

Заключение

ВВЕДЕНИЕ

Сегодня, после ста лет активных исследований напряжений и деформаций на поверхностях, представление о том, что последние играют решающую роль в определении динамики морфологии и роста как поверхности, так и находящихся на них наноструктур, кажется почти тривиальным. Например, пониженная координация поверхностных атомов, которая может приводить к сокращению межатомных расстояний и реконструкции поверхности, проявляется в еще более явном виде для наноструктур на поверхности, вызывая в них и в подложке сложные и высокоанизотропные поля деформаций.

В настоящее время под обобщающим названием “мезоскопическое несоответствие” (*mesoscopic misfit* или *mismatch*) принято понимать деформации поверхностей и наноструктур на них, вызванные многочисленными эффектами, связанными с конечными размерами системы или принципиальным несовпадением параметров решетки составляющих ее материалов [1]. В [1] попытались объединить результаты и внести некоторый порядок

в современное понимание того, как и когда возникает мезоскопическое несоответствие в наноструктурах на металлических поверхностях и какое оно оказывает воздействие на морфологию, рост, электронные и магнитные свойства системы. С развитием концепции мезоскопического несоответствия сегодня стало очевидным его влияние в масштабах длины от сотен нанометров до нескольких ангстрем. Этот диапазон следует иметь в виду, говоря “мезоскопический”, хотя для большей части обсуждаемых эффектов он может быть сужен до пределов от единиц до десятков нанометров.

Несмотря на то что современное понимание возможных истоков теории мезоскопического несоответствия пока нельзя считать полным, сама идея о том, что напряжения и деформации поверхности играют фундаментальную роль в определении свойств последней, была высказана более века назад в работах Гиббса [2]. В начале XX в., в период интенсивного развития кристаллографии, когда впервые один кристаллический материал был выращен на поверхности другого (процесс, для которого термин “эпитаксия” был введен Руайе [3]), напряжение на границе раздела кристаллических материалов обычно рассматривалось как результат только “естественного несоответствия” (на основе различия постоянных кристаллической решетки двух материалов). Понимание того, что напряжение является мерой избыточности, которую поверхность будет стремиться устранить, чтобы минимизировать свою энергию, потребовало хорошей предсказательной теории, способной достаточно точно учесть влияние напряжения и деформаций на величину поверхностной энергии.

На основании определений напряжения и деформации, данных Гиббсом [2], Херрингом [4], Шаттлюортом [5] и др., было разработано последовательное теоретическое описание для поверхностей, показывающее, что они могут быть сильно анизотропными и неоднородными.

В конце 1920-х гг. Леннард-Джонс и Дент [6] выдвинули три замечательных утверждения:

- физика атомных масштабов может привести к равновесному сокращению длин связей на поверхности кристалла;

- нормальная к поверхности кристалла составляющая результирующего напряжения приводит к сокращению межслоевых расстояний вблизи поверхности;

- поверхность подвергается растягивающему напряжению вследствие несоответствия между равновесными длинами связи на поверхности и в объеме кристалла.

Эти три утверждения оказались исключительно оригинальными для того времени и, вероятно, стали одной из первых попыток атомистического описания поверхностных напряжений и деформаций. В классической работе Полинга на основе квантово-механических соображений [7] был установлен набор более общих правил, относящихся к связям посредством электронных пар и касающихся, в частности, прочности связей в зависимости от природы одноэлектронных собственных функций. Одно общее утверждение, следующее из этих правил, может быть выражено в простой формулировке: чем меньше связей у атома, тем сильнее каждая из них.

В 50-е гг. XX в., когда эксперименты по дифракции электронов с высоким разрешением доказали, что сжатие решеток в мелких металлических кристаллах действительно происходит и зависит от их размера, теоретическое предсказание, выдвинутое Леннардом-Джонсом, Дентом и Полингом, стало преобладающим объяснением такого рода экспериментальных наблюдений. Достоверное экспериментальное определение сжатия решетки также позволило получать значения поверхностного напряжения для различных материалов.

Благодаря появлению в 90-е гг. XX в. локальных зондовых методов (например, сканирующей туннельной микроскопии – СТМ), позволяющих исследовать свойства поверхности в реальном атомном масштабе, стало ясно, что как возникновение мезоскопического несоответствия, так и возможные его последствия не полностью оценены. Было отмечено, что даже атомы легких элементов при адсорбции на поверхность могут вызывать сложные сдвиги окружающих поверхностных атомов. Этот результат указывал на то, что свойства связи на атомном уровне играют ключевую роль в определении локальных сил и, следовательно, морфологии

системы. СТМ-измерения продемонстрировали, что конкуренция между поверхностными и объемными напряжениями (так называемые *деформационные релаксации*) может привести к росту разветвленных островков на начальной стадии эпитаксии меди на поверхности Ni(001) или к эффекту формирования островков правильной формы при высокой температуре [8].

Концепция *мезоскопического несоответствия* строилась и разрабатывалась для устранения недостатков континуальной теории упругости, которая долгое время была фактически основной в описании искажений границ раздела. В классической континуальной теории снятие напряжений описывается на основе “макроскопического”/естественного несоответствия решеток m_0 :

$$m_0 = (a_{ads} - a_s) / a_{ads},$$

где a_{ads} и a_s – равновесные длины связи материалов адсорбата и поверхности.

Следовательно, если $m_0 > 0$ ($m_0 < 0$), несоответствие приводит к сжатию (растяжению) адсорбированной структуры. Однако, если адсорбированная система имеет “мезоскопические” размеры (в несколько сотен атомов или меньше), действительные длины связей в ней сильно отличаются от длин связей в объемах соответствующих кристаллов. Неоднородная в пространстве зависимость длин межатомных связей от масштаба атомных длин приводит к *мезоскопическому несоответствию*, которое возникает в структурах конечных размеров, варьируется в субнанометровом масштабе (в зависимости не только от естественного несоответствия, но и от локального окружения конкретных атомов) и часто приводит к сложным трехмерным полям деформаций как в адсорбированной структуре, так и в подложке [1]. Даже при гетероэпитаксии, считавшейся хорошо изученной в рамках континуальной теории упругости, некоторые эффекты невозможно было понять без рассмотрения несоответствия как существенно локального, мезоскопического свойства системы. Например, если растягивающее напряжение можно ожидать в рамках естественного несоответствия в таких системах, как Fe, Co, Ni и Cu на поверхности W(110) в режиме роста субмонослоя, то по факту сжимающее напряжение было обнаружено экспериментально для таких гетероэпитаксиальных систем [9]. Стало неожиданностью наблюдение внутрислоевых осцилляций параметра решетки, обнаруженных методом дифракции быстрых электронов. При эпитаксии кобальта на поверхности Cu(001) в режиме псевдоморфного роста в растущих монокристаллических слоях кобальта происходило периодическое “поджатие” для полупроводниковых покрытий поверхности [10]. Поэтому одновременно с экспериментальными измерениями проходили теоретические изыскания с целью улучшения макроскопического подхода континуальной

теории упругости для описания первых стадий эпитаксиального роста. Керн и Мюллер выступили за использование так называемого “активного несоответствия” – поправки к естественному несоответствию, учитывающей пониженную координацию атомов на краях наноструктуры [11]. Главная идея заключалась в том, что атомы на краях наноструктуры должны стремиться к релаксации своих позиций, чтобы увеличить энергию своих связей путем максимизации числа ближайших соседей.

1. МЕТОДИКА ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ И АНАЛИЗА ДАННЫХ

Основополагающие работы по развитию концепции мезоскопического несоответствия появились лишь в начале 2000-х гг. Первые ключевые расчеты были проведены на основе разработанной уникальной методики, получившей название *квази-первопринципной молекулярной динамики*, с применением усовершенствованных многочастичных потенциалов [12, 13]. Результаты исследований впервые показали:

- не только напряжения и деформации в адсорбированной структуре определяют ее форму и механизм роста, но и деформация подложки является механизмом снятия напряжений в ней, оказывая порой решающее воздействие на процесс эпитаксии и его энергетику;

- напряжения и деформации сильно зависят от локального окружения (т.е. от формы и размера адсорбированной наноструктуры);

- мезоскопическое несоответствие не должно являться исключительным свойством гетероэпитаксиальных систем, но должно также существовать в гомоэпитаксиальных системах – утверждение, позднее доказанное экспериментально и обобщившее понятие мезоскопического несоответствия для произвольной системы независимо от ее химического состава.

Таким образом, была однозначно установлена первостепенная важность “локального”/“мезоскопического” подхода к несоответствию, в противоположность естественному несоответствию, опирающемуся (в духе континуальной теории упругости) на объемные макроскопические значения.

В качестве иллюстрации мезоскопического несоответствия и деформационных релаксаций в эпитаксиальных наноструктурах на рис. 1 показаны смещения атомов в островке Co^{36} и в прилегающем участке подложки вдоль направления поверхности $\text{Cu}(001)$ [13]. Из рисунка видно, что помимо выраженных внутрислойных релаксаций в системе имеются сильные внеплоскостные смещения. Атомы подложки под островком вдавлены вниз, в то время как по краям островка они приподняты. Среднее относительное

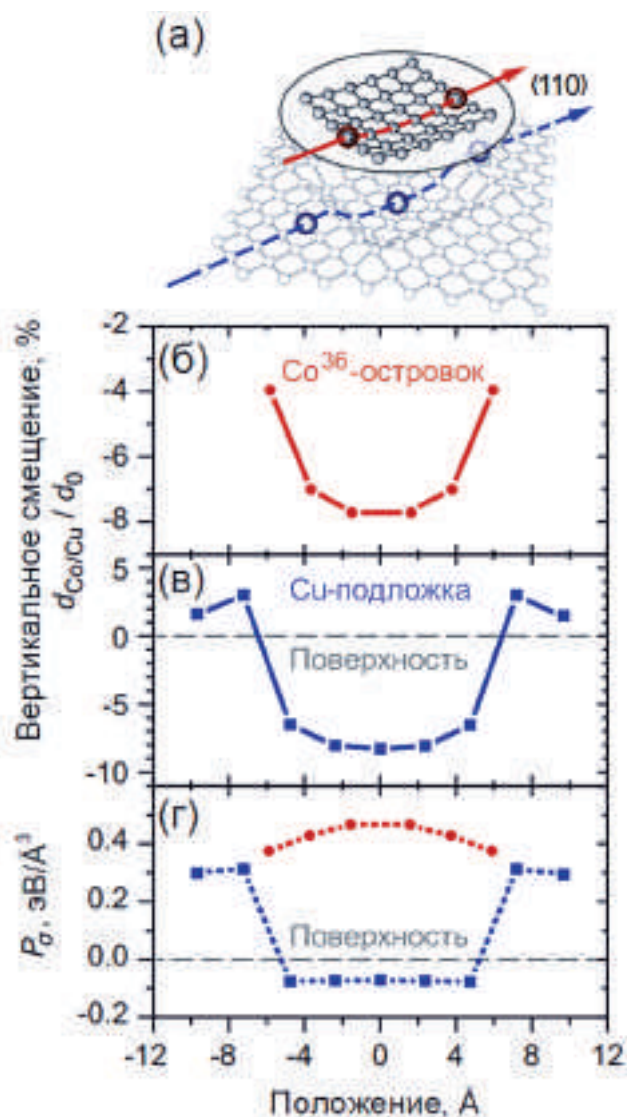


Рис. 1. Эскиз системы (квадратный островок Co^{36} на поверхности $\text{Cu}(001)$) и трехмерное представление релаксаций (а). Вертикальное смещение атомов кобальта в островке (б) и атомов меди (в) в верхнем слое подложки вдоль направления $\langle 110 \rangle$. Расстояние между слоями $d_0 = 1.8075 \text{ \AA}$, постоянная решетки меди $a_0 = 3.615 \text{ \AA}$. Гидростатическое напряжение в том же островке и слое подложки (г) [12]. Рисунок адаптирован из [1].

смещение, определяемое из анализа длин связей, в слое подложки под кластером в плоскости поверхности отрицательно, т.е. атомная структура подложки находится под действием напряжения сжатия. Описанные релаксационные эффекты также были установлены в структурах Co на $\text{Cu}(111)$, где убедительно показали общую применимость концепции мезоскопического несоответствия к различным структурам, сформированным на ранних стадиях эпитаксии тонких пленок.

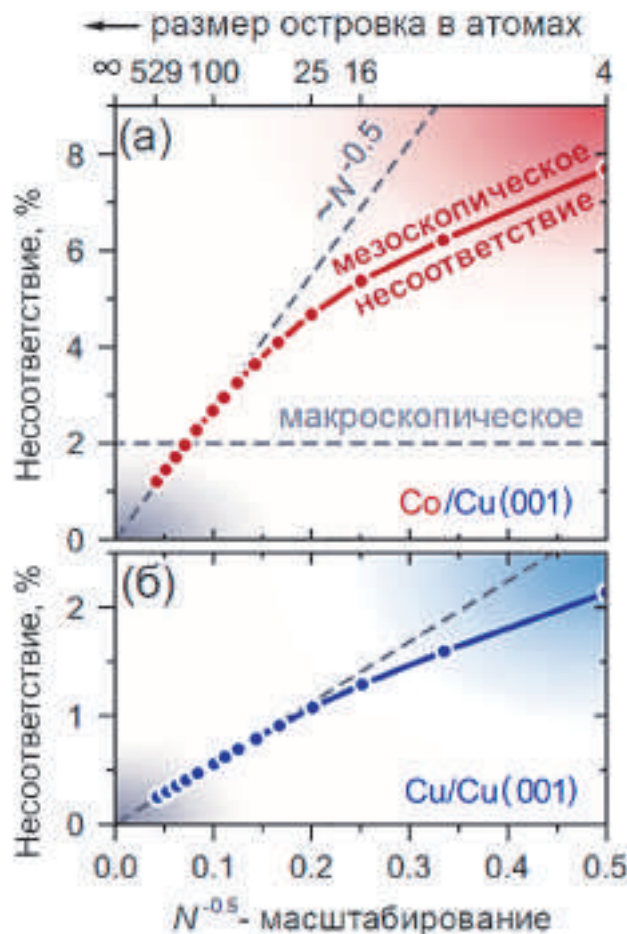


Рис. 2. Эволюция среднего мезоскопического несоответствия $m = (r_b - r_0)/r_0$ для квадратных островков кобальта (а) и меди (б) как функции размера островка N (число атомов, растет справа налево); r_b и r_0 — средние длины связей в островке и объеме кристалла меди соответственно [13]. Рисунок адаптирован из [1].

Кроме того, на основе проведенных расчетов был впервые предоставлен доступ к локальной (атомного уровня) картине напряжений и деформаций, который даже современные экспериментальные методы не могут пока обеспечить в достаточной степени. Так, на рис. 1г показано атомарно разрешенное гидростатическое напряжение $P_\sigma = \text{Tr}(\sigma_{\alpha\beta})$ в островках Co^{36} и в поверхностном слое Cu [13]. Как видно из рисунка, атомный слой меди вблизи края островка испытывает сильное растягивающее (положительное) напряжение, в то время как слой подложки под островком испытывает сжимающее (отрицательное) гидростатическое напряжение. Различное растягивающее напряжение наблюдается в центре и на крае кластера, что указывает на необходимость рассматривать несоответствие с мезоскопической, а не с макроскопической точки зрения.

Однако более важным оказалось то, что гомоэпитаксиальные структуры также подвержены закономерностям при деформационных релаксациях, которые во многом схожи со случаем гетероэпитаксии [1]. Этот результат не соответствовал общепринятому представлению о согласованности решеток островка и подложки в рамках классического континуально-упругого подхода к гомоэпитаксии, мотивируя необходимость перехода к более полной мезоскопической картине несоответствия. На рис. 2 представлен пример расчета мезоскопического несоответствия в квадратных островках кобальта и меди моноатомной толщины на поверхности $\text{Cu}(001)$ в зависимости от их размеров как средней длины связи в таких кластерах с учетом полной релаксации системы [14]. *Мезоскопическое несоответствие при этом определяется как $m = (r_b - r_0)/r_0$ (r_b и r_0 — средние длины связей в островке и объеме кристалла Cu соответственно). Видно, что между небольшими островками кобальта и медной подложкой (гетероэпитаксиальная система) оно заметно больше, чем макроскопическое $m_0 = (a_{\text{Co}} - a_{\text{Cu}})/a_{\text{Co}} \approx 0.02$ (где a_{Cu} и a_{Co} — характерные размеры длин связей в кристаллах меди и кобальта), и отлично от нуля для медных островков (гомоэпитаксиальная система). Это связано с тем, что средняя длина связи в островках меньше, чем в объеме ГЦК-кристалла меди, что полностью противоречит интуитивному представлению с точки зрения континуальной теории упругости. Такое сжатие обусловлено сильным смещением краевых и частично внутренних атомов в результате их релаксации (рис. 1). С ростом размера островков несоответствие масштабируется в соответствии с долей атомов, принадлежащих их краям, и зависимость становится пропорциональной $N^{-0.5}$ (серые пунктирные линии на рис. 2). Таким образом, мезоскопическое несоответствие не только является сильно зависящим от размеров наноструктуры, но и, как будет показано ниже, само влияет на морфологию и динамику роста эпитаксиальной наноструктуры.*

Попытка прямого наблюдения динамики роста адатомов на поверхности островков была впервые предпринята в экспериментах полевой ионной микроскопии Эрлихом и Гольцхаузером [15]. Эти эксперименты продемонстрировали, что движение адатомов на вершинах островков отличается от их движения по ровной поверхности. При диффузии иридия на поверхности $\text{Ir}(111)$ и платины на поверхности $\text{Pt}(111)$ была обнаружена “оголенная” зона, разделяющая центральную область и край кластера (рис. 3). Эта загадка впоследствии была разгадана с помощью уникальной методики расчетов на атомном уровне. Расчеты показали, что эффект пустых зон является следствием тонкого баланса между деформационными релаксациями в системе и уменьшением координационного числа на краях кластеров

с образованием невыгодной зоны адсорбции, разделяющей центральную и краевую части островков [1, 16]. В результате отдельным атомам приходится преодолевать энергетический барьер, чтобы переосесть пустую зону и достичь края кластера.

Более детальное исследование влияния напряжений на подвижность отдельных атомов по поверхности деформированных Со-островков на Cu(001) показало, что на данное движение сильное влияние оказывают не только деформационные релаксации на мезоскопическом уровне, но и размер самих островков [14]. Барьеры прыжковой диффузии атомов кобальта на поверхностях небольших Со-островков (16–50 атомов) оказались на ~20% ниже, чем на более крупных островках (100–500 атомов). Мезоскопическое сокращение связей, зависящее от размеров островков, явилось главной причиной изменения диффузионных барьеров на их поверхностях. Более плотная упаковка последних уменьшает “волнистость” энергетического рельефа, что делает движение адсорбированных атомов более свободным. Важным следствием таких изменений может быть прямое воздействие на эпитаксиальный рост. Так, впервые объединив кинетический метод Монте-Карло (КМС) и молекулярно-статическое моделирование в атомном масштабе, удалось обнаружить формирование треугольных двухслойных островков кобальта на поверхности Cu(111) при комнатной температуре, сравнив полученные результаты с экспериментальными наблюдениями [1]. Согласно последним при 290 К кобальт, осажденный в 0.4 монослоя на поверхность Cu(111), образует вполне разделенные треугольные островки правильной формы (рис. 4а). Принимая во внимание все соответствующие процессы атомного уровня, но пренебрегая мезоскопическими релаксациями в системе, КМС-моделирование предсказывает совершенно иную, дендритную структуру островка (рис. 4б), характерную для гораздо более низких температур в эксперименте. Однако, как только в модель вводятся мезоскопические эффекты (рис. 4в), образующиеся формы островков почти идеально соответствуют экспериментальным.

2. СООТВЕТСТВИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ИЗМЕРЕНИЯМИ

В последнее десятилетие многочисленные теоретические и экспериментальные исследования были направлены на то, чтобы в деталях понять и увидеть, как именно возникает мезоскопическое несоответствие. На сегодня можно отметить лишь несколько наиболее важных прямых экспериментальных подтверждений мезоскопического несоответствия, которые были достигнуты в последние годы благодаря развитию

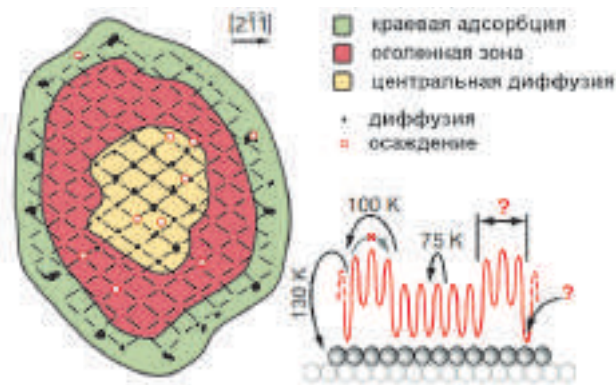


Рис. 3. Отображение позиций, занимаемых атомами Pt на кластере Pt(111) из ~145 атомов. Закрашенные метки – положения атомов после диффузии, незакрашенные – атомы после осаждения при ~20 К. При отображении только один атом находится на кластере в каждый определенный момент времени. “Оголенную” зону, отделяющую центральную область от края кластера, могут заселять атомы при осаждении. Схема в правой нижней части демонстрирует адсорбционный потенциал на поверхности островка и температуру, при которой задействованы определенные процессы транспорта [14]. Рисунок адаптирован из [1].

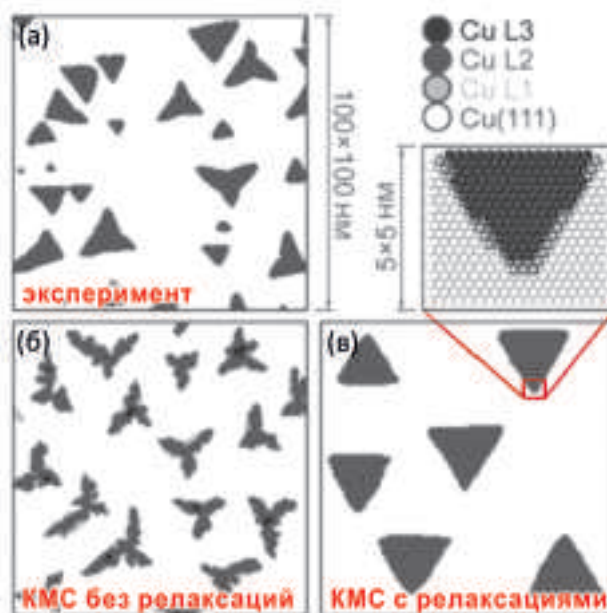


Рис. 4. Поверхность Cu(111) с осажденным в 0.4 монослоя кобальтом при 290 К: экспериментальная СТМ-карта (а) и результат КМС-моделирования без деформационных релаксаций (б) и с правильным их учетом (в). Рисунок адаптирован из [1].

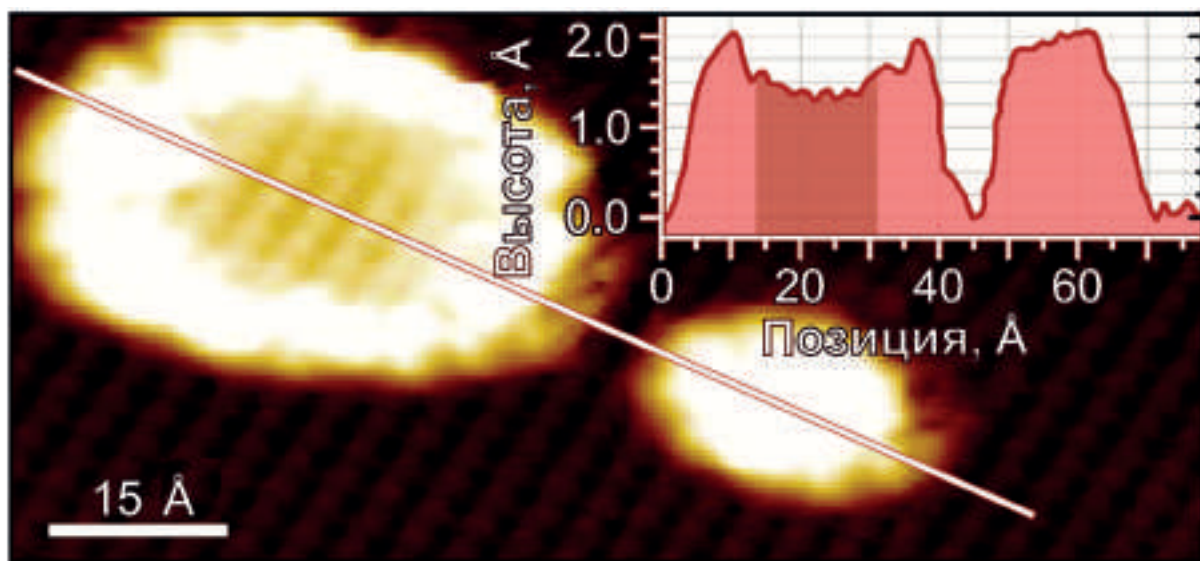


Рис. 5. СТМ-изображение в режиме постоянного тока ($8.0 \times 3.6 \text{ nm}^2$, напряжение смещения 0.2 В, $I = 100 \text{ пА}$) двух Fe-островков ($\varnothing \approx 20$ и 35 Å) [15]. На вставке показан видимый высотный профиль вдоль линии. Рисунок адаптирован из [1].

экспериментально-технической базы. *Первое* из них основано на комбинации метода дифракции рентгеновских лучей на поверхности и СТМ-измерений [17]. В режиме постоянного тока СТМ-изображение поверхностной атомной структуры (рис. 5), образованной 0.5 монослоя железа на $\text{O/Fe(001)-p}(1 \times 1)$, показывает, что размерный эффект играет главную роль в модификации геометрии адсорбции кислорода в этой системе. На большом островке железа диаметром 4 нм видны две области: со структурой окружающей его террасы (во внутренней части); с повышенным контрастом и потерей атомарного разрешения — на “краю” островка (шириной $\sim 1 \text{ нм}$), соответствующая наблюдаемому возвышению на 0.75 Å над внутренней частью островка. Высотный профиль вдоль линии показывает, что малый островок и краевая структура большого островка железа имеют одинаковую видимую высоту $\sim 2 \text{ Å}$ относительно уровня террасы.

В рамках *второго подхода* для подтверждения существования мезоскопических релаксаций были проведены исследования поверхности Cu(001) при малом покрытии кобальтом (< 1 монослоя) методом протяженной тонкой структуры рентгеновского спектра поглощения (EXAFS) [18]. В результате экспериментального анализа и теоретического расчета преобразования Фурье интерференционной функции спектров EXAFS были получены два замечательных результата. Во-первых, прямое свидетельство сокращения межатомных Co-Co -расстояний с $R_{\text{Co}} = 2.51 \text{ Å}$ в объеме до $R_{\text{Co}} = 2.45 \pm 0.02 \text{ Å}$ в островке кобальта. Во-вторых, эффективное (среднее) координационное число атомов кобальта в островке уменьшено с $\bar{N}_{\text{Co}}^* = 6.0$ (для бесконечно

большого островка) до $\bar{N}_{\text{Co}}^* = 3.2$. Эти результаты соответствуют теоретическим предсказаниям и могут рассматриваться как прямое доказательство существования структурных релаксаций, вызванных мезоскопическим несоответствием.

Таким образом, мезоскопическое несоответствие оказывает сильное воздействие на структуру поверхности, а также влияет на динамику роста и морфологию эпитаксиальных структур на ней. На протяжении последних лет предметом тщательного изучения были различные способы, которыми несоответствие может оказывать такое влияние. Сокращение длин связей, внутри- и внеплоскостные релаксации на краях, преобразование формы в зависимости от размера структуры — это лишь некоторые из них. Во всех этих проявлениях можно проследить влияние несоответствия в истинно атомном масштабе на такие элементарные процессы, как атомная адсорбция и диффузия. Однако они не являются единственными индикаторами влияния мезоскопического несоответствия на свойства эпитаксиальных наноструктур. В настоящее время установлено, что деформационные релаксации в равной мере оказывают влияние на электронные и магнитные свойства, что проявляется в таких свойствах наноструктур, как локальные магнитные моменты, магнитная анизотропия и электронная структура [19].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Главное преимущество теоретического подхода к исследованию проблемы мезоскопического

несоответствия состоит в том, что большинство экспериментальных методов способно обнаружить лишь последствия этого несоответствия, в то время как теоретические методы на основе первопринципных и полуэмпирических расчетов способны дать локальную, разрешенную на атомном уровне картину геометрических, электронных и магнитных свойств системы, оставляя мало места для ошибок и неверных интерпретаций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Brovko O.O., Bazhanov D.I., Meyerheim H.L. et al.* // *Surf. Sci. Rep.* 2014. V. 69. P. 159. <https://doi.org/10.1016/j.surfrep.2014.08.001>
2. *Gibbs J.W.* 3rd ed. *The Collected Works J. Willard Gibbs. Thermodynamics.* V. 1. New Haven: Yale University Press, 1957.
3. *Royer L.* // *Bull. Soc. Franç. Minér. Cris.* 1928. V. 51. P. 7.
4. *Herring C.* // *Structure and Properties of Solid Surfaces* / Eds. Gomer R., Smith C.S. Chicago: University of Chicago Press, 1953. 76 p.
5. *Shuttleworth R.* // *Proc. Phys. Soc. A.* 1950. V. 63 (5). P. 444.
6. *Lennard-Jones J.E., Dent B.M.* // *Proc. R. Soc. Lond.* 1928. V. 121 (787). P. 247.
7. *Pauling L.* // *J. Am. Chem. Soc.* 1931. V. 53 (4). P. 1367.
8. *Müller B., Nedelmann L., Fischer B. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1998. V. 80 (12). P. 2642. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.80.2642>
9. *Sander D., Skomski R., Schmidhals C. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 77 (12). P. 2566. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.2566>
10. *Fassbender J., May U., Schirmer B. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 75 (24). P. 4476. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.4476>
11. *Kern R., Müller P.* // *Surf. Sci.* 1997. V. 392 (1–3). P. 103.
12. *Levanov N., Stepanyuk V., Hergert W. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 61 (3). P. 2230. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.2230>
13. *Stepanyuk V.S., Bazhanov D.I., Baranov A.N. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 62 (23). P. 15398. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.62.15398>
14. *Stepanyuk V., Bazhanov D., Hergert W. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2001. V. 63 (15). P. 153406. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.63.153406>
15. *Gölzhäuser A., Ehrlich G.* // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 77 (7). P. 1334. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.1334>
16. *Brovko O.O., Negulyaev N.N., Stepanyuk V.S.* // *Phys. Rev. B.* 2010. V. 82 (15). P. 155452. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.82.155452>
17. *Feng W., Meyerheim H.L., Mohseni K. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110 (23). P. 235503. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.235503>
18. *Meyerheim H.L., Crozier E., Gordon R. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2012. V. 85 (12). P. 125405. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.85.125405>
19. *Sander D., Phark S.-H., Corbetta M. et al.* // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2014. V. 26. P. 394008. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/26/39/394008>