

05;06;11

Исследование методом сканирующей туннельной микроскопии роста наноостровков Si на поверхности $\text{Si}(100)-c(4 \times 12)-\text{Al}$

© Д.А. Олянич, Д.Н. Чубенко, Д.В. Грузнев,
А.В. Зотов, А.А. Саранин

Институт автоматики и процессов управления ДВО РАН, Владивосток
E-mail: olianich@mail.dvo.ru

Поступило в Редакцию 5 апреля 2007 г.

С помощью метода сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) исследован островковый рост пленок Si на поверхностной фазе $\text{Si}(100)-c(4 \times 12)-\text{Al}$. Определены зависимости концентрации островков и их размеров от температуры подложки. Из анализа полученных данных на основе кинетической теории зародышеобразования найдены энергия активации диффузии, энергия связи димера Si, а из построения Аррениуса критическая температура смены режима роста. Установлено ориентирующее влияние фазы $c(4 \times 12)-\text{Al}$ на кристаллическую структуру наноостровков Si.

PACS: 61.46.Df, 68.37.Ef

В настоящее время большой практический и фундаментальный интерес представляет управляемый рост металлических островков нанометрического размера. Значительную роль при таком росте играет потенциальный рельеф поверхности подложки. Одной из структур, которую можно рассматривать в качестве кандидата для выращивания массива островков, является структура $\text{Si}(111)-c(4 \times 12)-\text{Al}$ (в дальнейшем $c(4 \times 12)-\text{Al}$). Из-за того что реконструкция $c(4 \times 12)-\text{Al}$ затрагивает несколько атомных слоев кремния, она характеризуется высоким атомным рельефом, амплитуда которого составляет около 0.4 nm [1,2], что может оказывать существенное влияние на зародышеобразование и рост наноостровков на ней. Рост островков Al и In на этой поверхности был исследован в работах [3,4], где было продемонстрировано, что островки представляют собой совершенные кристаллы нанометрового размера.

В настоящей работе был изучен рост островков Cu на поверхностной фазе $c(4 \times 12)-Al$. Интерес к адсорбции Cu связан с тем, что медь в силу высокой электропроводности является хорошим материалом для создания токопроводящих элементов. Однако формирование нанобъектов Cu на чистой поверхности Si(100) затруднено вследствие сильного перемешивания с кремнием с образованием силицида меди [5]. Поэтому наличие на поверхности подложки Si стабильной фазы $c(4 \times 12)-Al$, которая может сыграть роль буфера, дает возможность решить эту проблему.

Эксперимент был выполнен в сверхвысоковакумной установке STM-VT25 производства фирмы „Omicron Nanotechnology“. Базовое давление в камере составляло $2 \cdot 10^{-10}$ Torr. Атомарно-чистую поверхность образца Si(100) 2×1 получали продолжительной дегазацией при температуре $600^\circ C$ с последующим кратковременным отжигом при температуре $1280^\circ C$. Поверхность $c(4 \times 12)-Al$, используемую в дальнейшем в качестве подложки для адсорбции Cu, получали осаждением 0.5 монослоя (МС) ($1 \text{ МС} = 6.78 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) Al на атомарно-чистую поверхность Si(100) при температуре $600^\circ C$ согласно фазовой диаграмме [6]. Медь осаждали на структуру $c(4 \times 12)-Al$ с вольфрамовой спирали со скоростью около $1 \text{ МС}/\text{min}$ в диапазоне температур образца от комнатной температуры (КТ) до $500^\circ C$, диапазон исследованных покрытий меди составлял $0.2 \text{ МС} < \Theta_{Cu} < 1 \text{ МС}$.

При комнатной температуре осаждение Cu на поверхность $c(4 \times 12)-Al$ приводит к формированию сплошной неупорядоченной пленки с шероховатым рельефом. Однако уже начиная с температуры подложки $\sim 100^\circ C$ наблюдается рост островковой пленки Cu. На рис. 1 представлен ряд СТМ-изображений, полученных после осаждения 0.5 МС меди на структуру $c(4 \times 12)-Al$ при различных температурах. Как можно видеть, островки имеют правильную прямоугольную форму и ориентированы вдоль основных кристаллографических направлений ($[0\bar{1}1]$ и $[011]$) поверхности Si(100), что не наблюдается в случае адсорбции Cu на чистой поверхности Si(100) [5]. С повышением температуры роста наблюдается увеличение размеров островков Cu и уменьшение их концентрации. Примерно до $300^\circ C$ средние размеры островков с ростом температуры изменяются несильно. Так, островки, выращенные при температуре $100^\circ C$, имеют средний размер 4.4 nm и среднюю высоту 0.7 nm , а островки, выращенные при температуре $300^\circ C$, 6.4 и 1.3 nm соответственно. Начиная с температуры $300^\circ C$ зависимость размера островков становится более резкой: островки,

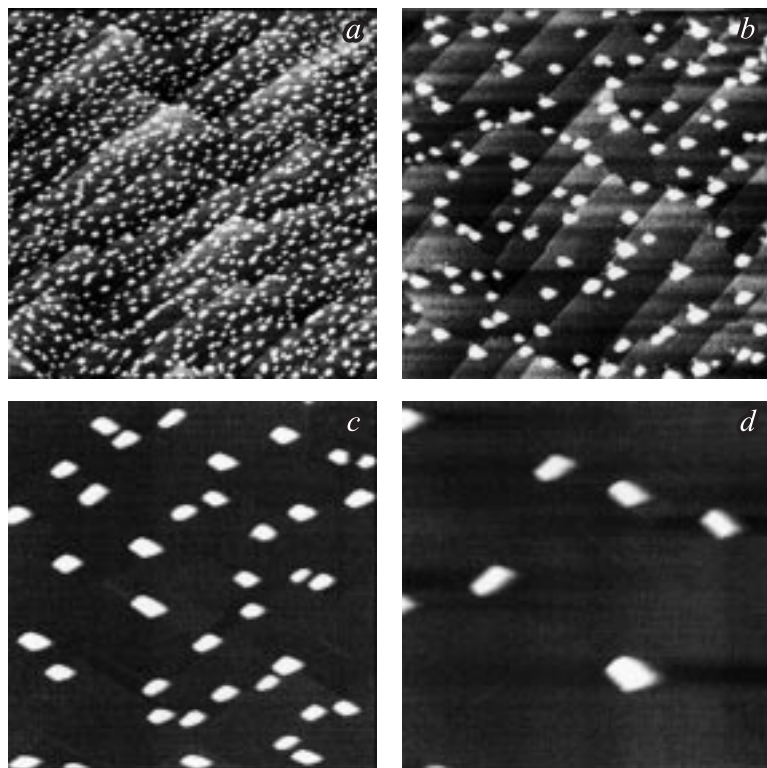


Рис. 1. СТМ-изображения заполненных состояний поверхности $c(4 \times 12)$ -Al после осаждения 0.5 МС Cu при 200°C (a), 300°C (b), 400°C (c) и 500°C (d). Масштаб изображений 300×300 nm.

выращенные при температуре 400°C, имеют средний размер 13.7 nm и среднюю высоту 3 nm, выращенные при 500°C — 26.7 и 4.4 nm соответственно.

На рис. 2 представлена температурная зависимость концентрации островков Cu (построение Аррениуса). Из приведенного графика видно, что существует два режима зародышеобразования: низкотемпературный (1) и высокотемпературный (2). Критическая температура смены режима роста составляет примерно 245°C.

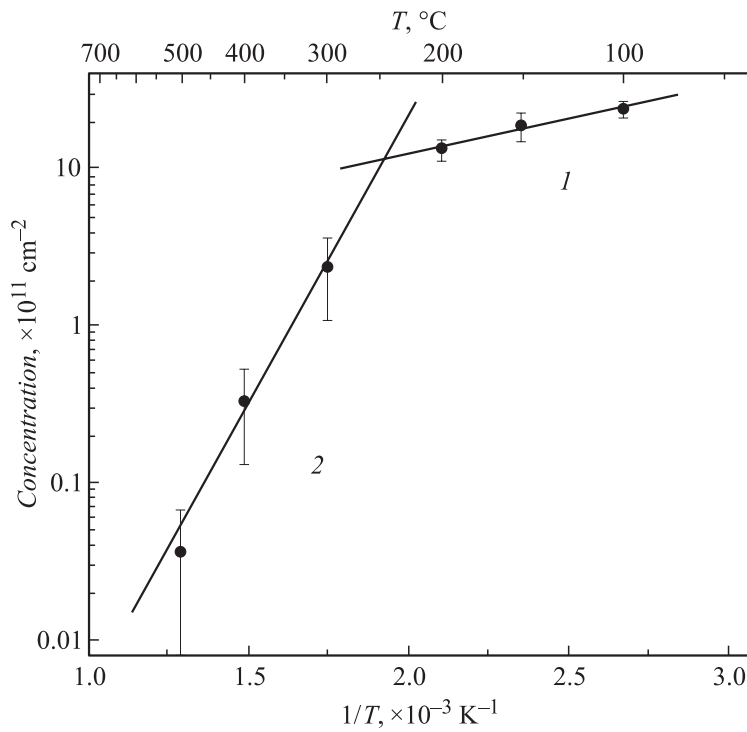


Рис. 2. Температурная зависимость концентрации островков Си (построение Аррениуса): 1, 2 — низкотемпературный и высокотемпературный режимы роста.

Согласно теории зародышеобразования [7,8], концентрация островков определяется как

$$N \propto \exp \left[\frac{iE_{diff} + E_i}{(i+2)k_B T} \right], \quad (1)$$

где i — размер критического островка, E_i — энергия связи (приблизительно определяется количеством химических связей), E_{diff} — энергия активации диффузии адатомов на поверхности, k_B — постоянная Больцмана и T — температура роста.

Разный наклон кривой Аррениуса соответствует разным значениям размера критического островка. В работе [9] показано, что для прямоугольной ячейки наиболее вероятными значениями размера критического островка являются $i = 1$ (для низкотемпературной ветви) и $i = 3$ (для высокотемпературной ветви). В первом случае устойчивый островок (кластер) минимального размера представляет собой димер, а во втором случае — тетрамер. Из наклона экспериментальной зависимости Аррениуса можно найти численное значение „эффективной“ энергии $(iE_{diff} + E_i)/(i + 2)$ для обоих случаев, которое составило 0.09 ± 0.02 eV для низкотемпературной ветви и 0.77 ± 0.07 eV для высокотемпературной ветви. Решая полученную систему уравнений с учетом того, что $E_1 = 0$, $E_3 \cong 2E_b$, где E_b — энергия связи димера Cu, получаем, что энергия активации диффузии $E_{diff} = 0.26 \pm 0.09$ eV, а $E_b = 1.4 \pm 0.4$ eV. Для сравнения, полученное значение энергии активации диффузии меньше, чем для атомов Al и In на поверхности $c(4 \times 12)$ -Al (0.99 и 0.64 eV для Al и In соответственно [3,4,10]).

В заключение, в настоящей работе методом СТМ был исследован рост островков Cu на поверхностной фазе Si(100)- $c(4 \times 12)$ -Al как функция температуры подложки. При комнатной температуре формируется неупорядоченная сплошная пленка меди. Начиная с температуры $\sim 100^\circ\text{C}$ наблюдается рост островков, концентрация которых уменьшается, а размеры увеличиваются с ростом температуры. Показано, что существует 2 режима зародышеобразования островков: низкотемпературный и высокотемпературный. Смена режимов происходит при критической температуре 245°C и обусловлена изменением размера критического островка. Используя кинетическую теорию зародышеобразования, были определены энергия активации диффузии атомов Cu вдоль поверхности $c(4 \times 12)$ -Al и энергия связи димера Cu, которые составили 0.26 ± 0.09 и 1.4 ± 0.4 eV соответственно. Полученные результаты позволяют получать массивы наноструктур Cu с заданными размерами и концентрацией.

Список литературы

- [1] Eberhardt W. // Surf. Sci. 2002. V. 500. P. 242–270.
- [2] Shimizu N., Kitada H., Ueda O. // Phys. Rev. B. 1995. V. 51 (8). P. 5550–5553.
- [3] Itou S., Kubo O., Yamaoka N., Katayama M., Saranin A.A., Zotov A.V., Oura K. // Japan. J. Appl. Phys. 2003. V. 42 (4B). P. L432–L434.

- [4] *Gruznev D.V., Olyanich D.A., Avilov V.A., Saranin A.A., Zotov A.V.* // Surf. Sci. 2006. V. 600. P. 4986–4991.
- [5] *Ikeda T., Kawashima Y., Itoh H., Ichinokawa T.* // Surf. Sci. 1995. V. 336. P. 76–84.
- [6] *Ide T., Nishimori T., Ichinokawa T.* // Surf. Sci. 1989. V. 209(3). P. 335–344.
- [7] *Venables J.A., Spiller G.D.T., Hanbcken M.* // Rep. Prog. Phys. 1984. V. 47. P. 399–459.
- [8] *Оура К., Лифшиц В.Г., Саранин А.А., Зотов А.В., Катаяма М.* Введение в физику поверхности. М.: Наука, 2006. 490 с.
- [9] *Muller B., Nedelmann L., Fischer B., Brune H., Kern K.* // Phys. Rev. B. 1996. V. 54. P. 17858.
- [10] *Itou S., Nishida A., Murata Y., Kubo O., Okado H., Katayama M., Oura K.* // Surf. Sci. 2004. V. 565 (2/3). P. 121–128.