

01;05

Самосборка островковых систем аморфного кремния с помощью полевой селективности

© Ю.А. Косминская, А.А. Мокренко, В.И. Перекрестов

Сумский государственный университет, Сумы, Украина

E-mail: perv@phe.sumdu.edu.ua

Поступило в Редакцию 7 февраля 2011 г.

Методом растровой электронной микроскопии изучены структурно-морфологические характеристики поверхности аморфных конденсатов Si. Были обнаружены процессы самоорганизации одинаковых форм и размеров островков. Создана математическая модель, которая отчасти объясняет самоорганизацию островковых систем в условиях предельно слабых пересыщений, при наличии вблизи ростовой поверхности электрического поля и осаждении ионизированных атомов Si.

Локальное значение химического потенциала в некоторой области ростовой поверхности определяется ее структурным состоянием и кривизной. В силу этих обстоятельств вблизи термодинамического равновесия в различных областях ростовой поверхности разность химических потенциалов ($\Delta\mu$) может принимать различные знаки, что создает предпосылки для избирательной конденсации вещества. При этом для системы плазма–конденсат электрическое поле вблизи поверхности роста также может оказывать существенное влияние на преобладающую локальную конденсацию. Подобный эффект усиления селективности следует ожидать в том случае, когда поверхность роста имеет сложную морфологию и одновременно выполняет роль поверхности катода, а осаждаемые атомы в своем большинстве ионизированы. Такие технологические условия приводят к фокусировке осаждаемых ионных потоков вещества на выступающие части ростовой поверхности. В этом случае для аморфных веществ, обладающих изотропной в структурном отношении ростовой поверхностью, следует рассматривать два взаимозависимых процесса. Первый из них связан с фокусировкой осаждаемых ионов на выступающие части ростовой поверхности, что способствует повышению в этой области $\Delta\mu$. Наблюдаемый при этом

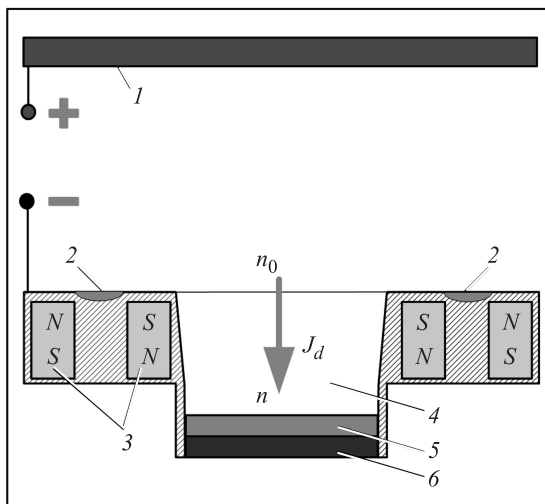


Рис. 1. Сечение осесимметричной НСПК: 1 — анод, 2 — зона эрозии, 3 — магнитная система, 4 — объем полого катода, 5 — подложка, 6 — холодильник.

преимущественный рост выступающих частей конденсата в дальнейшем будем называть полевой селективностью. Второй процесс определяется воздействием ионных потоков рабочего газа и осаждаемого вещества на выступающие части ростовой поверхности, что приводит к их разогреву и соответствующему снижению $\Delta\mu$. Конкуренция направленности и взаимозависимость этих двух процессов может определить самоорганизацию одинаковых форм и размеров островков. Проверка этого предположения положена в основу предлагаемой нами работы.

Для построения эксперимента, предполагающего самоорганизацию малых стационарных перенасыщений, мы воспользовались накопительной системой плазма–конденсат (НСПК). Подобные системы работают при повышенных давлениях рабочего газа (давление Ar в нашем случае составляло 6 Па) и состоят из магнетронного распылителя, в центре которого расположен полый катод 4 (рис. 1). Вещество распылялось в области эрозии 2 и в последующем накапливалось возле подложки 5, которая расположена в полой трубке 4 на охлаждаемом водой держателе 6. Основу работы НСПК составляет нелинейная взаимозависимость перенасыщения и температуры ростовой поверхности, приводящая к самоорганизации критически малых стационарных пере-

сыщений. Физические основы работы НСПК и математическая модель самоорганизации условий конденсации вблизи термодинамического равновесия нами подробно изложены в работе [1].

При получении аморфных конденсатов Si отношение площади входного отверстия в полый катод к площади его внутренней поверхности (рис. 1) принимало относительно малые значения ($s/S = 0.5$), что позволило усилить полевую селективность. В качестве рабочего газа использовался Ag, который непосредственно в вакуумной камере на протяжении всего технологического процесса подвергался глубокой очистке по методике, изложенной в работе [2]. Парциальное давление химически активных газов минимизировалось до уровня $\sim 10^{-7} - 8 \cdot 10^{-8}$ Pa. Конденсация Si производилась на стеклянные подложки, которые предварительно покрывались проводящей пленкой Cr, что способствовало подводу электрического поля к ростовой поверхности. Фазовый состав конденсатов Si и их структурно-морфологические характеристики изучались при помощи рентгеноструктурного анализа и растровой электронной микроскопии.

Как следует из рис. 2, на ростовой поверхности сформировалась система островков одинаковой формы и размера. При этом просматривается тенденция образования цепочки островков на микроцарапинах, что свидетельствует о важной роли в процессе самоорганизации морфологических характеристик подложки. Покажем, что природа самосборки одинаковых размеров и формы островков основана на взаимозависимых процессах разогрева островков и изменения конденсируемого потока ионов Si.

В упрощенном варианте объем структурного фрагмента, вступающего над ростовой поверхностью и сформированного под действием полевой селективности, можно представить в виде суммы объемов шарового сегмента V_1 и цилиндра $\pi a^2 b/4$ (рис. 3, a):

$$V = \pi a^2 b/4 + V_1. \quad (1)$$

На основании (1) изменение объема V во времени можно представить в следующем виде:

$$\dot{V} \approx \pi a^2 \dot{b}/4 = \Omega_c j. \quad (2)$$

Здесь точка над символом обозначает производную по времени, Ω_c — объем, занимаемый одним атомом в сконденсированном

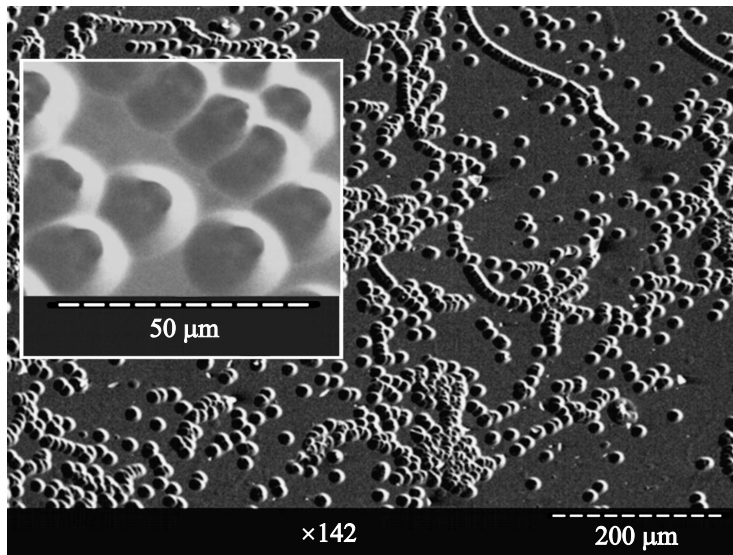


Рис. 2. Островковая система конденсатов Si, полученных при мощности разряда $P_w = 21.9$ W.

состоянии, j — поток вещества, фокусируемый на верхнюю часть структурного фрагмента, выступающего над ростовой поверхностью. Для простоты нами предполагалось, что изменение объема происходит только за счет изменения параметра b .

Рентгеноструктурный анализ указывает на аморфное состояние конденсата. Можно предположить, что структурное разупорядочение определяется спецификой работы НСПК. Так, в начальный период работы этой системы пересыщение кратковременно принимает относительно большие значения [1], что определяет формирование неупорядоченного в структурном отношении конденсата. В процессе дальнейшей работы НСПК происходит самоорганизация близких к равновесным условий конденсации [1]. Однако сформированный базовый аморфный слой затрудняет переход конденсата в кристаллическое состояние. Можно предположить, что в этом случае имеет место формирование структуры с высокой степенью заполнения химических связей.

Аморфное состояние указывает на изотропное в структурном отношении строение ростовой поверхности. В силу этих обстоятельств

конденсируемый поток j будет пропорционален разности потенциалов $\Delta\mu$ [3], т. е.

$$j = \omega\Delta\mu, \quad (3)$$

где ω — коэффициент пропорциональности. Для близких к равновесным условиям конденсации [3]

$$\Delta\mu \approx kT \frac{P - P_e}{P_e}, \quad (4)$$

где P и P_e — текущее и равновесное давления конденсируемых паров над ростовой поверхностью. При этом

$$P_e = A(T) \exp\left(-\frac{E_d}{kT}\right). \quad (5)$$

Здесь $A(T) = \exp(\alpha + \beta T + \gamma/T)$ [1]. На основании аппроксимации экспериментальных зависимостей равновесного давления паров от температуры, приведенных в [4], нами установлено, что для Si $\alpha = 26.85$, $\beta = 8.34 \cdot 10^{-4}$ и $\gamma = -48216.24$. Следует считать, что текущее давление паров P над выступающей частью островка будет пропорционально напряженности электрического поля E . Тогда

$$P = \lambda E, \quad (6)$$

где λ — коэффициент пропорциональности. С учетом (2)–(6)

$$\dot{b} = \frac{4\Omega_c}{\pi a^2} \omega kT \left(\frac{\lambda E \exp\left(\frac{E_d}{kT}\right)}{A(T)} - 1 \right). \quad (7)$$

В упрощенном варианте изменение во времени температуры T верхней части островка можно записать в следующем виде:

$$\dot{T} = \frac{1}{c} \left(\theta\chi(T_2 - T) - \frac{\eta}{b}(T - T_1) \right), \quad (8)$$

где c — теплоемкость шарового сегмента объемом V_1 (рис. 3). Первое слагаемое соотношения (8) $\theta\chi(T_2 - T)$ определяет скорость подвода энергии к верхней части островка со стороны действующей на него плазмы (T_2 — температура ионов плазмы). При этом параметр χ представляет собой произведение постоянной Больцмана на поток плазмы, действующей на выступающую часть ростовой поверхности, а θ — коэффициент термической аккомодации атомов плазмы на подложке [1].

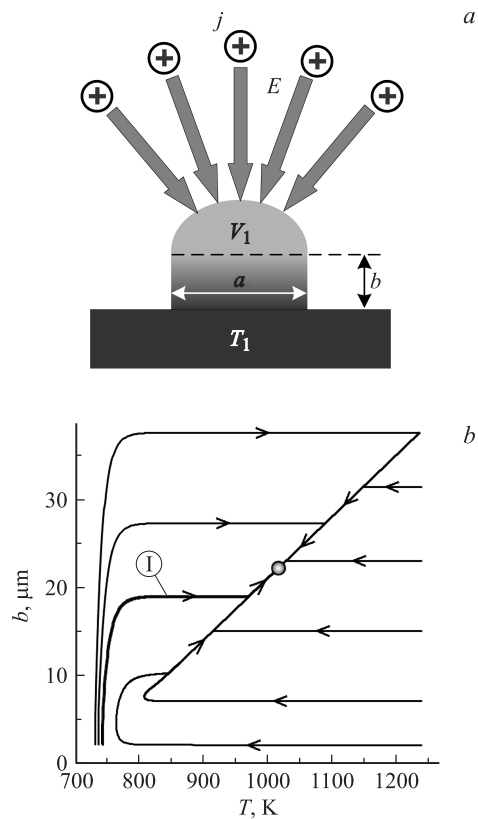


Рис. 3. Упрощенная модель фрагмента конденсата, выступающего над ростовой поверхностью (а), и фазовый портрет, представляющий решение модельной системы уравнений (7)–(8) при следующих параметрах: $\Omega_c = 1.6 \cdot 10^{-28} \text{ m}^3$, $a = 0.5 \cdot 10^{-6} \text{ m}$, $\omega = 10^7 \text{ J}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $\lambda E = 10^{-10} \text{ Pa}$, $E_d = 0.3 \text{ eV}$, $\alpha = 26.854$, $\beta = 0.000834$, $\gamma = -48216.235$, $c = 0.146 \text{ J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-1}$, $\theta = 0.95$, $\chi = 5000 \text{ W} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$, $\eta = 12.6 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, $T_1 = 700 \text{ K}$, $T_2 = 39000 \text{ K}$. Координаты особой точки $T = 1019 \text{ K}$, $b = 22.3 \cdot 10^{-6} \text{ m}$.

Количество энергии, которое отводится в единицу времени от верхнего шарового сегмента к основанию выступающего структурного фрагмента, определяется вторым слагаемым соотношения (8). При этом параметр η является эффективным коэффициентом теплопроводности островка, а T_1 — температура основания островка.

Анализ системы уравнений (7) и (8) методом фазовой плоскости позволяет сделать вывод о том, что по мере роста островка, или увеличения b , происходит повышение температуры верхней части островка и соответствующее снижение $\Delta\mu$. Это соответствует движению системы по наиболее реальной фазовой траектории I на фазовом портрете (рис. 3, b). При этом вне зависимости от начальных условий, как следует из представленного на рис. 3, b фазового портрета, островки должны иметь одинаковое значение b . В момент времени, когда $\Delta\mu \approx 0$, скорость роста островков в направлении, перпендикулярном поверхности подложки, стремится к нулю. Следует отметить, что предложенная нами математическая модель является упрощенной. В действительности рост островков прекращается в том случае, когда $\Delta\mu$ во всех точках ростовой поверхности конденсата принимает одинаковые достаточно малые значения. Эти условия определяют одинаковую скорость наращивания конденсата во всех его точках и, как следствие, неизменность его морфологических характеристик.

При больших значениях пересыщения или параметра λE , как показали проведенные нами расчеты фазовых портретов, процесс самоорганизации нарушается. Округлые формы островков свидетельствуют о минимизации свободной поверхностной энергии, что также указывает на прохождение процесса вблизи термодинамического равновесия.

Таким образом, наличие электрического поля непосредственно над ростовой поверхностью может служить основой для самоорганизации системы одинаковых по размерам островков. При этом в качестве дополнительных необходимых условий такой самоорганизации выступают малые пересыщения, осаждение вещества преимущественно в ионизированном состоянии и наличие на поверхности подложки областей, которые изначально содержат локальную положительную кривизну поверхности.

Список литературы

- [1] *Perekrestov V.I., Olemskoi A.I., Kosminska Yu.O., Mokrenko A.A.* // Phys. Lett. A. 2009. V. 373. P. 3386.
- [2] *Перекрестов В.И., Кравченко С.Н.* // ПТЭ. 2002. № 3. С. 123.
- [3] *Чернов А.А., Гиваргизов Е.И., Багдасаров Х.С., Кузнецов В.А., Демьянец Л.М.* // Современная кристаллография. Образование кристаллов. Т. 3. М.: Наука, 1980.
- [4] *Майссел Л., Гленг Р.* Технология тонких пленок. М.: Сов. радио, 1977.