

УДК 621.315.592

*А.П. КОХАНЕНКО, К.А. ЛОЗОВОЙ, А.В. ВОЙЦЕХОВСКИЙ***СРАВНЕНИЕ ПРОЦЕССОВ РОСТА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ГЕРМАНИЯ
НА ПОВЕРХНОСТЯХ Si(100) И Si(111)***

Проводится сравнительный анализ особенностей выращивания методом молекулярно-лучевой эпитаксии квантовых точек германия на поверхности кремния с различной кристаллографической ориентацией: Si(100) и Si(111), в том числе при наличии на поверхности олова в качестве сурфактанта. Рассчитываются изменение свободной энергии, активационный барьер нуклеации, критическая толщина перехода от двумерного к трехмерному росту, а также поверхностная плотность и функция распределения по размерам квантовых точек в этих системах.

Ключевые слова: квантовые точки, кремний, германий, олово, наногетероструктуры, молекулярно-лучевая эпитаксия, критическая толщина, переход по Странскому – Крастанову, поверхностная плотность, функция распределения по размерам.

Полупроводниковые материалы на основе кремния с наноразмерными включениями германия стали очень активно изучаться с начала 1990-х годов [1, 2]. С тех пор материальная система $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ зарекомендовала себя весьма перспективной для всевозможных применений в электронике и оптоэлектронике. Большое внимание в последнее время стало также уделяться системам $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Sn}_y/\text{Si}$ и $\text{Ge}_{1-y}\text{Sn}_y/\text{Si}$, так как в их рамках можно управлять шириной запрещенной зоны и получать прямозонные полупроводники, что снимает ограничения на создание светоизлучающих устройств на основе кремния, вызванные его непрямозонностью [3, 4].

В свою очередь, синтез пленок $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ используется не только для создания виртуальных подложек для последующего роста Ge, но и имеет самостоятельное значение. Так, например, напряженные гетероструктуры $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ и $\text{Ge}_{1-y}\text{Sn}_y/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ используются в качестве материала базы для увеличения быстродействия в современных транзисторах [5, 6]. Кроме того, напыление на поверхность кремния слоев $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ с различным процентным содержанием германия может стать эффективным способом достижения однородности квантовых точек в массиве по форме и размеру.

Эти материалы могут использоваться для создания фотодетекторов, солнечных элементов и светоизлучающих устройств, успешно конкурируя с традиционными для оптоэлектроники материалами на основе соединений $A^{\text{III}}-B^{\text{V}}$ [3–9].

Основным методом синтеза гетероструктур Ge/Si и Ge/Sn/Si является их самопроизвольное формирование в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии. Для всевозможных применений в современной нано- и оптоэлектронике необходимо создавать гетероструктуры с квантовыми точками с различными свойствами, которые определяются такими параметрами квантовых точек, как их поверхностная плотность, форма и латеральный размер (размер в плоскости основания), функция распределения островков по размерам. В связи с самопроизвольным характером возникновения ансамблей квантовых точек управлять параметрами формирующихся островков можно лишь косвенно, контролируя условия роста: температуру и состояние подложки, скорость осаждения германия, количество осажденного материала [10–12].

В полупроводниковой гетеросистеме Si/Ge, имеющей рассогласование по постоянной решетки между осаждаемым материалом (Ge) и подложкой (Si) ~ 4 %, независимо от кристаллографической ориентации подложки Si(100) или Si(111), реализуется режим роста Странского – Крастанова. Этот механизм роста характеризуется тем, что на начальном этапе синтеза формируется двумерный (так называемый смачивающий) слой осаждаемого материала на поверхности подложки. Затем, при достижении смачивающим слоем определенной критической толщины на его поверхности начинается зарождение трехмерных островков, состоящих, в основном, из атомов осаждаемого материала. Как это многократно утверждалось в литературе [13–16], физический меха-

* Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-42-700759_p_a и Министерства образования и науки РФ в рамках госзадания № 3.8177.2017/7.8.

низ перехода от двумерного к трехмерному росту определяется балансом между зависящей от толщины энергией граней и релаксацией упругих напряжений, вызванных несоответствием параметров кристаллических решеток. Следующий этап представляет собой независимый рост островков, зачастую сопровождающийся изменением их формы. На более поздней стадии роста возможно взаимодействие нанокластеров друг с другом, заключающееся в перераспределении атомов между растущими островками [13, 17].

В процессе роста на поверхности Si(100) формируются два вида самоорганизующихся кластеров Ge: hut-кластеры и dome-кластеры. Первые имеют форму пирамид с квадратным или прямоугольным основанием и боковыми гранями, лежащими в плоскостях {105}. Отношение высоты hut-кластера к стороне его основания равно 0.1. Геометрическая форма островков второго типа подобна шатру, их огранка сложнее, а отношение высоты к стороне основания у них значительно выше, чем у hut-кластеров. В свою очередь, на поверхности Si(111) островки Ge имеют форму усеченных треугольных пирамид с плоской вершиной и боковыми гранями {113}, а отношение их высоты к стороне основания составляет обычно величину порядка 0.1–0.13 [13, 18–22].

Исследование и сравнительный анализ роста островков германия на двух типах поверхности Si(100) и Si(111) проводились, например, в работе [18] методами спектральной эллипсомерии. В этой работе было показано, что несмотря на общий для обеих систем механизм роста (по Странскому – Крастанову), на поверхности (100) зарождение островков сопровождается существенным уменьшением толщины смачивающего слоя, тогда как на (111) островки зарождаются и растут на смачивающем слое постоянной толщины. Так как на поверхности (100) атомы Ge переходят из смачивающего слоя в островки, существенно уменьшая при этом упругую энергию системы (но увеличивая поверхностную энергию), был сделан вывод о том, что в данном случае именно упругая энергия является основной движущей силой процесса зарождения островков.

В целом, можно отметить, что при одинаковых условиях роста размеры островков Ge на поверхности Si(111) в 5–8 раз больше, а поверхностная плотность островков меньше, чем на поверхности Si(100). Кроме того, обычно нанокластеры германия на поверхности Si(111) даже на начальных этапах роста содержат дислокации несоответствия [13, 18–22].

В данной работе для расчета критической толщины перехода от двумерного к трехмерному росту по Странскому – Крастанову в случае роста слоев GeSi на поверхностях Si(100) и Si(111), в том числе при наличии олова, используется теоретическая модель, основанная на общей теории нуклеации островков [23]. Модельная геометрия рассматриваемых систем при росте по механизму Странского – Крастанова приведена на рис. 1–3.

При теоретическом описании кинетики перехода от двумерного к трехмерному росту определяют, прежде всего, изменение свободной энергии при переходе атомов из смачивающего слоя в островок. Для этого можно воспользоваться, например, моделью Мюллера – Керна [24, 25]. Мы будем рассматривать рост островка, состоящего из i атомов, на поверхности смачивающего слоя толщиной h . При этом конкурирующими друг с другом факторами оказываются изменение свободной энергии атомов за счет изменения поверхностной энергии ΔF_{surf} , релаксации упругих напряжений ΔF_{elas} и уменьшения притяжения атомов к подложке ΔF_{attr} .

Полное изменение свободной энергии при переходе атомов из смачивающего слоя в островок записывается в виде суммы трех вкладов [18, 26]:

$$\Delta F(i) = \Delta F_{\text{surf}}(i) + \Delta F_{\text{elas}}(i) + \Delta F_{\text{attr}}(i). \quad (1)$$

Рассмотрим по отдельности все перечисленные выше вклады. Изменение поверхностной энергии при переходе атомов из смачивающего слоя в островок представляет собой разность поверхностной энергии граней островка и поверхностной энергии смачивающего слоя на площади, равной площади основания островка [23]:

$$\Delta F_{\text{surf}}(i) = \frac{(\gamma(\varphi)/\cos\varphi - \gamma(0))}{k_B T} \alpha^2 l_0^2 i^{2/3}, \quad (2)$$

где $\gamma(0)$ и $\gamma(\varphi)$ – удельные поверхностные энергии основания и боковых граней пирамиды; φ – угол между боковой гранью островка и его основанием; l_0 – среднее расстояние между атомами на поверхности; k_B – постоянная Больцмана; T – температура подложки; α – зависящий от формы островка геометрический фактор.

Для случая пирамидальных квантовых точек с квадратным основанием на поверхности Si(100) геометрический фактор дается выражением

$$\alpha_{100} = \left(\frac{6d_0 \operatorname{ctg} \varphi}{l_0} \right)^{1/3},$$

где d_0 – высота монослоя (МС) осаждаемого материала.

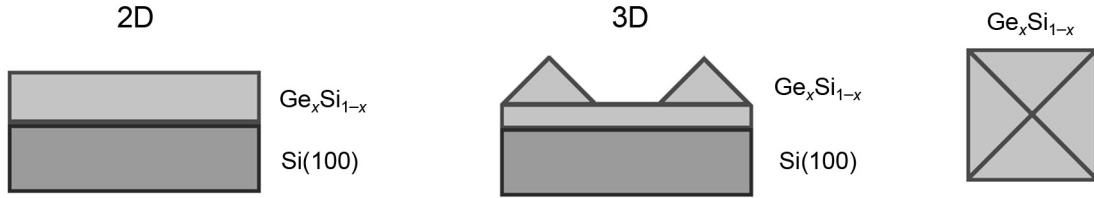


Рис. 1. Модельная геометрия системы Ge/Si(100) при росте по механизму Странского – Крастанова (вид с торца подложки) и геометрическая форма островка на поверхности смачивающего слоя (вид сверху)

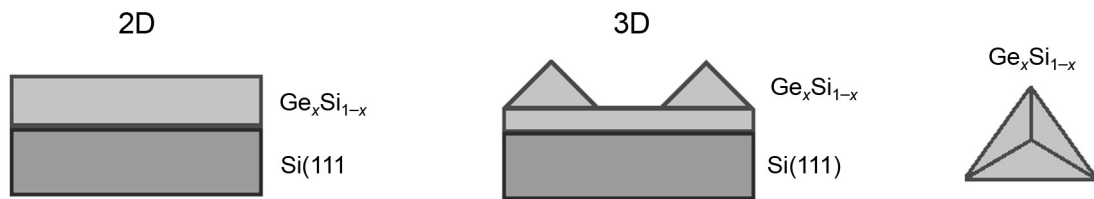


Рис. 2. Модельная геометрия системы Ge/Si(111) при росте по механизму Странского – Крастанова (вид с торца подложки) и геометрическая форма островка на поверхности смачивающего слоя (вид сверху)

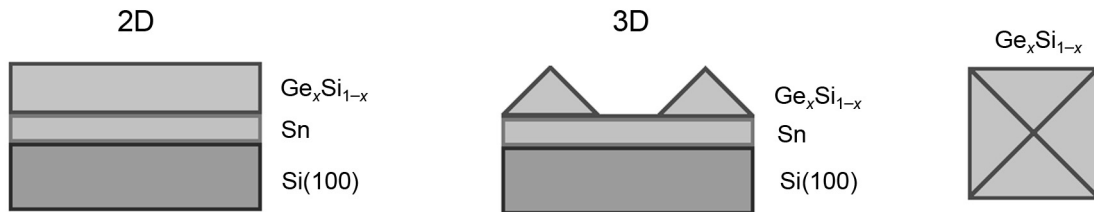


Рис. 3. Модельная геометрия системы Ge/Sn/Si(100) при росте по механизму Странского – Крастанова (вид с торца подложки) и геометрическая форма островка на поверхности смачивающего слоя (вид сверху)

В случае же пирамидальных квантовых точек с треугольным основанием на поверхности Si(111) геометрический фактор будет даваться следующим выражением:

$$\alpha_{111} = \left(\frac{24d_0 \operatorname{ctg} \varphi}{l_0} \right)^{1/3}. \quad (3)$$

Второе слагаемое в выражении (1) равно разности упругих энергий i атомов в смачивающем слое и в островке с учетом релаксации в нем упругих напряжений [23]:

$$\Delta F_{\text{elas}}(i) = -[1 - Z(\varphi)] \lambda \varepsilon_0^2 \frac{l_0^2 d_0}{k_B T} i, \quad (4)$$

где $Z(\varphi)$ – коэффициент релаксации упругой энергии [27, 28]; λ – модуль упругости материала; ε_0 – рассогласование решеток.

Изменение энергии смачивания равно разности энергий притяжения к подложке атомов на поверхности смачивающего слоя и в островке и определяется по модели Мюллера – Керна выражением [23]

$$\Delta F_{\text{attr}}(i) = \frac{\Psi_0}{d_0} \exp\left(-\frac{h}{k_0 d_0}\right) \frac{l_0^2 d_0}{k_B T} i, \quad (5)$$

где Ψ_0 – плотность смачивающей энергии на поверхности подложки; k_0 – коэффициент релаксации.

Тогда зависимость изменения функции свободной энергии ΔF от количества атомов в островке без учета вклада ребер определяется следующим выражением [23]:

$$\Delta F(i) = \frac{(\gamma(\varphi)/\cos\varphi - \gamma(0))}{k_B T} \alpha^2 l_0^2 i^{2/3} - \left\{ [1 - Z(\varphi)] \lambda \varepsilon_0^2 - \frac{\Psi_0}{d_0} \exp\left(-\frac{h}{k_0 d_0}\right) \right\} \frac{l_0^2 d_0}{k_B T} i. \quad (6)$$

Здесь выражение в фигурных скобках равно разности изменения свободной энергии за счет релаксации упругих напряжений и разности энергий притяжения к подложке в модели Мюллера – Керна. Равенство нулю выражения в фигурных скобках в формуле (6) достигается при толщине смачивающего слоя h , равной некоторой величине h_{eq} , которая называется равновесной толщиной. При $h = h_{\text{eq}}$ образование островков становится термодинамически выгодным. Приравнявая выражение в фигурных скобках в формуле (6) к нулю

$$[1 - Z(\varphi)] \lambda \varepsilon_0^2 - \frac{\Psi_0}{d_0} \exp\left(-\frac{h_{\text{eq}}}{k_0 d_0}\right) = 0 \quad (7)$$

и выражая h , можно записать для равновесной толщины двумерного слоя так называемую формулу Мюллера – Керна [23]:

$$h_{\text{eq}} = d_0 k_0 \ln \left\{ \frac{\Psi_0}{d_0 [1 - Z(\varphi)] \lambda \varepsilon_0^2} \right\}. \quad (8)$$

Плотность смачивающей энергии на поверхности подложки Ψ_0 определяется по следующей формуле [25, 29]:

$$\Psi_0 = \gamma_s - \gamma_d - \gamma_{s-d}, \quad (9)$$

где γ_s – удельная поверхностная энергия материала подложки; $\gamma_d \equiv \gamma(0)$ – удельная поверхностная энергия осаждаемого материала; γ_{s-d} – удельная поверхностная энергия границы раздела между ними [30]. Обычно значение γ_{s-d} много меньше энергий γ_s и γ_d [29, 31], поэтому в дальнейшем мы не будем учитывать эту поправку.

Выражение для изменения свободной энергии ΔF при переходе i атомов из смачивающего слоя в островок (1) можно записать в более краткой форме:

$$\Delta F(i) = A i^{2/3} - B \zeta i, \quad (10)$$

где $\zeta = (h / h_{\text{eq}} - 1)$ – перенапряжение смачивающего слоя; h – толщина смачивающего слоя.

Выражение для параметра A , характеризующего изменение свободной энергии за счет образования дополнительной поверхности граней, может быть записано в виде произведения площади дополнительной поверхности граней на удельную поверхностную энергию [23, 26]:

$$A = \frac{[\gamma(\varphi)/\cos\varphi - \gamma(0)] \alpha l_0^2}{k_B T}. \quad (11)$$

Второе слагаемое в выражении (10) описывает вклад в изменение свободной энергии релаксации упругих напряжений и уменьшения притяжения атомов к подложке, а параметр B может быть записан как [23, 26]

$$B = \frac{[1 - Z(\varphi)] \lambda \varepsilon_0^2 l_0^2 d_0}{k_B T} \ln \left\{ \frac{\Psi_0}{d_0 [1 - Z(\varphi)] \lambda \varepsilon_0^2} \right\}. \quad (12)$$

Далее рассчитываются критическое число атомов в островке i_c , при котором функция $\Delta F(i)$ достигает максимума, и активационный барьер нуклеации $\Delta F(i_c)$. Далее по формуле Зельдовича [32] определяется скорость зарождения когерентных островков:

$$I = \frac{W^+(i_c)}{l_0^2} \sqrt{\frac{\Delta F''(i_c)}{2\pi}} e^{-\Delta F(i_c)}, \quad (13)$$

где $W^+(i_c)$ – скорость поступления атомов к островку критического размера.

Для нахождения $W^+(i)$ [23, 26] для островков пирамидальной формы с треугольным основанием необходимо использовать следующее выражение:

$$W^+(i) = \frac{3D}{l_0^2} \frac{\alpha B(\zeta + 1)}{\nu} i^{1/3}, \quad (14)$$

где D – коэффициент диффузии атомов из смачивающего слоя в островки [23, 33]. Для скорости зарождения островков в зависимости от перенапряжения смачивающего слоя получаем формулу

$$I(\zeta) = \frac{a}{\tau l_0^2} \zeta(\zeta + 1) e^{-\Delta F(i_c)}, \quad (15)$$

где

$$a = \frac{3B}{4\sqrt{\pi A}}; \quad (16)$$

$$\tau = \frac{l_0^2 \nu}{2\alpha BD}, \quad (17)$$

ν – параметр обрезания поля упругих напряжений [32].

Критическая толщина h_c перехода от двумерного к трехмерному росту определяется путем решения следующего трансцендентного уравнения для критического перенапряжения $\zeta_c = (h_c / h_{\text{eq}} - 1)$ [10, 34]:

$$\frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{h_{\text{eq}}}{d_0} \frac{\zeta_c}{2a(\zeta_c + 1)F(\zeta_c)} \left[\frac{2F(\zeta_c)}{\zeta_c^2} \frac{\tau}{t_{\text{eq}}} \right]^{\frac{5}{2}} \exp[F(\zeta_c)] = 1, \quad (18)$$

где $t_{\text{eq}} = h_{\text{eq}} / V$ – время выращивания слоя равновесной толщины, V – скорость роста.

Для описания случая осаждения слоев $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ на поверхность кремния необходимо учесть зависимость термодинамических параметров от состава x . Для этого мы использовали значения физических констант для чистых веществ (Si, Ge) и закон Вегарда:

$$\varepsilon(x) = \varepsilon_0 x; \quad (19)$$

$$\lambda(x) = x\lambda(\text{Ge}) + (1-x)\lambda(\text{Si}); \quad (20)$$

$$\gamma(x) = x\gamma(\text{Ge}) + (1-x)\gamma(\text{Si}), \quad (21)$$

где ε – рассогласование решеток; ε_0 – рассогласование решеток для случая осаждения чистого Ge; λ – модуль упругости материала; γ – удельная поверхностная энергия [35].

Известно, что тонкий слой олова при осаждении германия на поверхность кремния выступает в качестве сурфактанта [36, 37]. При этом олово сегрегирует к поверхности кремния и германия и увеличивает подвижность адатомов на поверхности подложки. Поэтому для случая осаждения слоев $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ на поверхность кремния с предварительно нанесенным слоем олова необходимо дополнительно учесть увеличение коэффициента диффузии атомов растущего слоя на поверхности подложки с оловом. Кроме того, известно, что в присутствии сурфактантов изменяются поверхностные энергии веществ. Для случая тонкого слоя олова на поверхности кремния экспериментальные данные свидетельствуют о том, что поверхностная энергия слегка уменьшается [36, 37], но точная величина этого уменьшения неизвестна. Однако такое уменьшение тоже должно быть учтено при расчетах.

При моделировании роста квантовых точек в системе Ge/Si(111) использовались следующие значения для параметров модели [10, 13, 18, 38]: $l_0 = 0.255$ нм; $d_0 = 0.173$ нм; $\lambda = 1.27 \cdot 10^{12}$ дин/см²; $\varepsilon_0 = 0.042$; $\Psi_0 = 170$ эрг/см²; $\gamma(0) \approx \gamma(\varphi) = 1060$ эрг/см²; $\varphi = 30^\circ$; $D_0(T) = 2 \cdot 10^{-8} \exp(-0.67 / k_B T)$ см²/с;

$v = 10$. При расчете параметров массивов наностроек в системе Ge/Si(100) использовались значения параметров, указанные, например, в работах [10, 26].

На рис. 4 представлено рассчитанное изменение свободной энергии при переходе атомов из смачивающего слоя в островок для толщин осажденного материала $h = 5.5$ и 6 МС на поверхностях Si(100) и Si(111) для температуры роста $T = 470$ °С. Из рис. 4 видно заметное увеличение активационного барьера нуклеации для одних и тех же параметров в случае роста на поверхности Si(111) и увеличение критического числа атомов в островке по сравнению со случаем роста на Si(100).

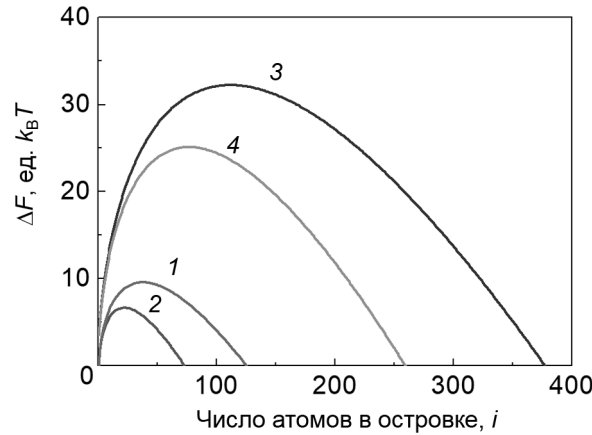


Рис. 4. Изменение свободной энергии при переходе атомов из смачивающего слоя в островок для толщин осажденного материала $h = 5.5$ и 6 МС при росте на поверхностях Si(100) и Si(111) для температуры роста $T = 470$ °С: кр. 1 – $h = 5.5$ МС(100); кр. 2 – $h = 6.0$ МС(100); кр. 3 – $h = 5.5$ МС(111); кр. 4 – $h = 6.0$ МС(111)

На рис. 5 представлены зависимости среднего размера и поверхностной плотности островков на поверхности Si(111) от температуры синтеза при скорости роста $V = 0.07$ МС/с. В соответствии с рис. 5, при выращивании германия на кремнии с кристаллографической ориентацией (111) сохраняются те же зависимости параметров массива квантовых точек от температуры, что и для случая осаждения на поверхность Si(100): с ростом температуры средний размер квантовых точек увеличивается, а их поверхностная плотность уменьшается.

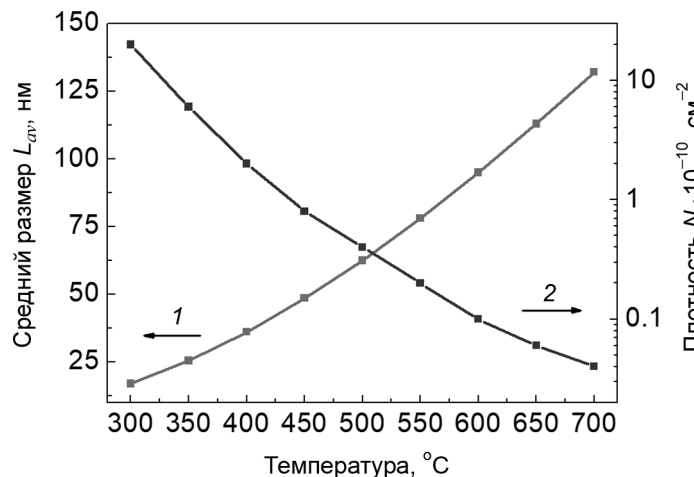


Рис. 5. Зависимости среднего размера (кр. 1) и поверхностной плотности (кр. 2) островков на поверхности Si(111) от температуры синтеза при скорости роста $V = 0.07$ МС/с

На рис. 6 дается сравнение рассчитанных функций распределения островков по размерам для температуры $T = 360$ °С и скорости роста $V = 0.09$ МС/с в момент времени $t = 79$ с. Стоит отметить, что при одних и тех же условиях синтеза средний размер квантовых точек на поверхности

Si(111) значительно выше, а их поверхностная плотность меньше, чем в случае роста на поверхности Si(100).

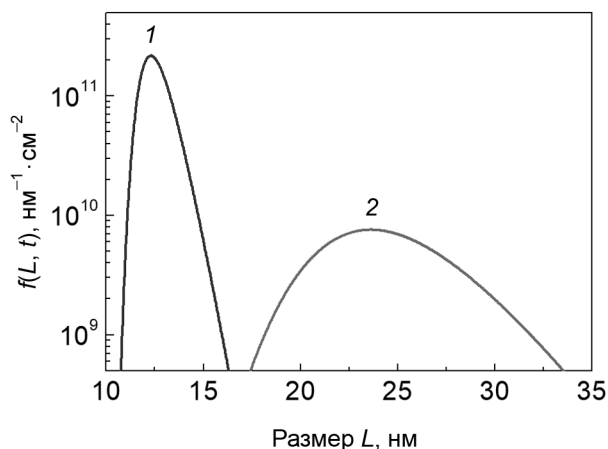


Рис. 6. Сравнение рассчитанных функций распределения островков по размерам для температуры $T = 360^\circ\text{C}$ и скорости роста $V = 0.09$ МС/с в момент времени $t = 79$ с: кр. 1 – Si(100); кр. 2 – Si(111)

Для температуры выращивания $T = 500^\circ\text{C}$ и скорости осаждения германия $V = 0.03$ МС/с теоретическая модель предсказывает для поверхности Si(111) средний размер квантовых точек ≈ 110 нм при их поверхностной плотности $\approx 1.2 \cdot 10^9$ см $^{-2}$. Критическая толщина перехода от двумерного к трехмерному росту при выращивании германия на поверхности Si(111) равна 6.4 МС $_{111}$. Для сравнения, для тех же температур и скоростей роста на поверхности Si(100) средний размер квантовых точек ≈ 50 нм при их поверхностной плотности $\approx 5.3 \cdot 10^9$ см $^{-2}$. Критическая толщина при этом составляет 4.8 МС $_{100}$. Стоит отметить, что результаты расчетов совпадают с экспериментальными данными, представленными в работах [6, 10].

В целом, можно сделать вывод о том, что поверхность (100) является более подходящей с точки зрения получения приборно-ориентированных гетероструктур с квантовыми точками по сравнению с поверхностью Si(111), так как на ней при одинаковых условиях ростового процесса получают трехмерные бездислокационные островки меньших размеров и большей поверхностной плотности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Eaglesham D.J. and Cerullo M. // Phys. Rev. Lett. – 1990. – V. 64. – No. 16. – P. 1943–1946.
2. Mo Y.-W., Savage D.E., Swartzentruber B.S., and Lagally M.G. // Phys. Rev. Lett. – 1990. – V. 65. – No. 8. – P. 1020–1023.
3. Wirths S., Buca D., and Mantl S. // Prog. Cryst. Growth Characteriz. Mater. – 2016. – V. 62. – P. 1–39.
4. Zaima S., Nakatsuka O., Taoka N., et al. // Sci. Technol. Adv. Mater. – 2015. – V. 16. – P. 043502 (1–22).
5. Paul D.J. // Semicond. Sci. Technol. – 2004. – V. 19. – P. R75–R108.
6. Kouvetakis J. and Chizmeshya A.V.G. // J. Mater. Chem. – 2007. – V. 17. – P. 1649–1655.
7. Wang K.L., Cha D., Liu J., and Chen C. // Proc. IEEE. – 2007. – V. 95. – No. 9. – P. 1866–1882.
8. Шкляев А.А., Ичикава М. // УФН. – 2008. – Т. 178. – Вып. 2. – С. 139–169.
9. Wu J., Chen S., Seeds A., and Liu H. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2015. – V. 48. – P. 363001 (1–28).
10. Дубровский В.Г. // ФТП. – 2006. – Т. 40. – № 10. – С. 1153–1160.
11. Войцеховский А.В., Кульчицкий Н.А., Мельников А.А. и др. // Нано- и микросистемная техника. – 2014. – № 9. – С. 20–31.
12. Yurasov D.V. and Drozdov Yu.N. // Semiconductors. – 2008. – V. 42. – P. 563–570.
13. Пчеляков О.П., Болховитянов Ю.Б., Двуреченский А.В. и др. // ФТП. – 2000. – Т. 34. – № 11. – С. 1281–1299.
14. Aqua J.-N., Berbezier I., and Favre L. // Phys. Rep. – 2013. – V. 522. – P. 59–189.
15. Brunner K. // Rep. Prog. Phys. – 2002. – V. 65. – No. 27. – P. 27–72.
16. Li X.L., Cao Y., and Yang G.W. // Phys. Chem. Chem. Phys. – 2010. – V. 12. – P. 4768–4772.
17. Li X.L., Ouyang G., and Yang G.W. // New J. Phys. – 2008. – V. 10. – P. 043007 (1–14).
18. Osipov A.V., Schmitt F., Kukushkin S.A., and Hess P. // Appl. Surf. Sci. – 2002. – V. 188. – P. 156–162.
19. Voightlander B. and Zinner A. // Appl. Phys. Lett. – 1993. – V. 63. – P. 3055–3057.

20. Deelman P.W., Schowalter L.J., and Thundat T. // *J. Vac. Sci. Technol. A.* – 1997. – V. 15. – P. 930–935.
21. Shklyayev A.A., Shibata M., and Ichikawa M. // *Surf. Sci.* – 1998. – V. 416. – P. 192–199.
22. Тийс С.А. // Юбилейный сб. избранных трудов Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН (1964–2014). – Новосибирск: Параллель, 2014. – 844 с.
23. Dubrovskii V.G. *Nucleation Theory and Growth of Nanostructures.* – Berlin: Springer, 2014. – 601 p.
24. Kern R. and Muller P. // *J. Cryst. Growth.* – 1995. – V. 146. – P. 193–197.
25. Muller P. and Kern R. // *Appl. Surf. Sci.* – 1996. – V. 102. – P. 6–11.
26. Лозовой К.А., Войцеховский А.В., Коханенко А.П., Сатдаров В.Г. // *Изв. вузов. Физика.* – 2013. – Т. 56. – № 9/2. – С. 49–51.
27. Ratsch C. and Zangwill A. // *Surf. Sci.* – 1993. – V. 293. – P. 123–131.
28. Zhang X., Dubrovskii V.G., Sibirev N.V., and Ren X. // *Cryst. Growth Des.* – 2011. – V. 11. – P. 5441–5448.
29. Osipov A.V., Kukushkin S.A., Schmitt F., and Hess P. // *Phys. Rev. B.* – 2001. – V. 64. – P. 205421 (1–6).
30. Ouyang G., Liang L.H., Wang C.X., and Yang G.W. // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – V. 88. – P. 091914 (1–3).
31. Johnson H.T. and Freund L.B. // *J. Appl. Phys.* – 1997. – V. 81. – P. 6081–6090.
32. Кукушкин С.А., Осипов А.В. // *УФН.* – 1998. – Т. 168. – Вып. 10. – С. 1083–1116.
33. Dolbak A.E. and Olshanetsky B. Z. // *CEJP.* – 2006. – V. 4. – P. 310–317.
34. Войцеховский А.В., Коханенко А.П., Лозовой К.А. // *Изв. вузов. Физика.* – 2015. – Т. 58. – № 8/3. – С. 227–230.
35. Lozovoy K.A., Kokhanenko A.P., and Voitsekhovskii A.V. // *Appl. Phys. Lett.* – 2016. – V. 109. – P. 021604 (1–4).
36. Wakahara A., Vong K.K., Hasegawa T., et al. // *J. Cryst. Growth.* – 1995. – V. 151. – P. 52–59.
37. Lin X.W., Liliental-Weber Z., Washburn J., et al. // *J. Vac. Sci. Technol. B.* – 1995. – V. 13. – P. 1805–1809.
38. Jaccodine R.J. // *J. Electrochem. Soc.* – 1963. – V. 110. – P. 524–527.

Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 14.07.17.

Коханенко Андрей Павлович, д.ф.-м.н., профессор, e-mail: kokh@mail.tsu.ru;

Лозовой Кирилл Александрович, к.ф.-м.н., инженер-исследователь, e-mail: lka@sibmail.com;

Войцеховский Александр Васильевич, д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой, e-mail: vav43@mail.tsu.ru.