

Теоретические и экспериментальные исследования влияния скорости роста InAs на свойства ансамблей квантовых точек в системе InAs/GaAs

© В.Г. Дубровский^{*†}, В.А. Егоров, Г.Э. Цырлин, Н.К. Поляков, Ю.Б. Самсоненко, Н.В. Крыжановская*, А.Ф. Цацульников*, В.М. Устинов*

Институт аналитического приборостроения Российской академии наук,
190083 Санкт-Петербург, Россия

* Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 16 декабря 2002 г. Принята к печати 19 декабря 2002 г.)

Проведены теоретические и экспериментальные исследования зависимости свойств ансамблей квантовых точек в системе InAs/GaAs от скорости роста InAs. Развита кинетическая модель формирования когерентных наностроек, позволяющая рассчитать зависимости среднего размера, поверхностной плотности островков и толщины смачивающего слоя от времени и условий роста. Исследованы оптические свойства квантовых точек InAs/GaAs при 2 монослоях нанесенного материала, выращенных при различных скоростях роста. Проведено сравнение предсказаний теоретической модели с экспериментальными результатами. Показано, что характерный латеральный размер квантовых точек уменьшается при увеличении скорости роста. Толщина остаточного смачивающего слоя при 2 монослоях нанесенного материала возрастает с увеличением скорости роста.

1. Введение

Процессы спонтанного формирования когерентных наноразмерных островков в гетероэпитаксиальных системах в настоящее время используются для создания ансамблей квантовых точек, в которых наблюдаются эффекты трехмерного квантования [1]. Полупроводниковые гетероструктуры с квантовыми точками привлекают все больший интерес исследователей в связи с уникальными оптическими свойствами, обусловленными атомоподобным энергетическим спектром электронных состояний. Оптические свойства полупроводниковых светоизлучающих приборов с активной областью на основе гетероструктур с квантовыми точками определяются, в том числе, средним латеральным размером, формой, однородностью по размерам, степенью пространственной упорядоченности и поверхностной плотностью островков [2]. Необходимость управления геометрическими параметрами ансамблей квантовых точек за счет изменения технологически контролируемых условий их выращивания стимулирует развитие теоретических [3–5] и экспериментальных исследований [6,7] кинетики формирования когерентных островков.

В настоящей работе развита теоретическая модель кинетики формирования квантовых точек в рассогласованных гетероэпитаксиальных системах [4,5]. Модель позволяет получить аналитические зависимости среднего размера и поверхностной плотности островков на кинетической стадии от температуры поверхности и скорости роста. Проведены ростовые эксперименты в системе InAs/GaAs и исследованы спектры фотолуминесценции (ФЛ) квантовых точек, выращенных при раз-

личных скоростях роста InAs при фиксированной температуре поверхности. Представлены результаты сравнения предсказаний теоретической модели с полученными экспериментальными данными.

2. Теория

Свободная энергия образования когерентного напряженного островка из i атомов по механизму Странского–Крастанова имеет вид [4,5]

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

Здесь ΔF_{elas} — разность упругой энергии i атомов в островке и в смачивающем слое, ΔF_{surf} — разность поверхностной энергии островка и участка смачивающего слоя, покрытого островком, ΔF_{attr} — разность энергии притяжения атомов депозита к подложке в островке и на поверхности смачивающего слоя. В дальнейшем островок считается пирамидой с квадратным основанием длиной L и углом при основании θ . В этом случае связь между латеральным размером L и числом атомов в островке i определяется выражением

$$i = \left(\frac{L}{\alpha l_0} \right)^3, \quad (2)$$

где $\alpha = (6h_0 \operatorname{ctg} \theta / l_0)^{1/3}$, h_0 — высота монослоя и l_0 — среднее расстояние между атомами на поверхности. Согласно результатам [4,5], выраженная в единицах тепловой энергии свободная энергия образования островка $F \equiv \Delta F / k_B T$ (T — температура подложки,

[†] E-mail: v_dubr@mail.ru

k_B — постоянная Больцмана) имеет вид

$$\frac{\Delta F}{k_B T} \equiv F = \frac{\sigma(\theta)/\cos\theta - \sigma(0)}{k_B T} L^2 - \frac{1}{k_B T} \left[(1-z)\lambda\varepsilon_0^2 - \frac{\Psi_0}{h_0} \exp\left(-\frac{h}{k_0 h_0}\right) \right] l_0^2 h_0 i. \quad (3)$$

Здесь $\sigma(0)$ и $\sigma(\theta)$ — удельные поверхностные энергии основания и боковых граней пирамиды с учетом перенормировки, вызванной рассогласованием решеток [1], z — зависящий от θ коэффициент релаксации упругой энергии в островке [8], λ — модуль упругости депозита, ε_0 — рассогласование решеток, Ψ_0 — плотность смачивающей энергии на поверхности подложки и k_0 — коэффициент релаксации силы притяжения атомов к подложке [9]. Выражение в квадратных скобках (3) представляет собой разность химических потенциалов атомов в смачивающем слое и в островке. Равновесная толщина смачивающего слоя определяется отношением смачивающих и упругих сил в соответствии с критерием Мюллера–Керна [9]:

$$h_{eq} = h_0 k_0 \ln\left(\frac{\Psi_0}{h_0(1-z)\lambda\varepsilon_0^2}\right). \quad (4)$$

При $h > h_{eq}$ происходит переход от двумерного к трехмерному росту, поскольку уменьшение упругой энергии системы превосходит энергию, потраченную на создание дополнительной поверхности островка. Вводя степень метастабильности $\xi = h/h_{eq} - 1$, используя (2) и линеаризуя уравнение (3) по ξ , получаем обычное для теории фазовых переходов первого рода представление

$$F(i) = Ai^{2/3} - B\xi i. \quad (5)$$

Константы A и B определяются согласно выражениям

$$A \equiv \frac{\sigma(\theta)/\cos\theta - \sigma(0)}{k_B T} \alpha^2 l_0^2, \quad B \equiv \frac{h_{eq}}{h_0 k_0} \frac{(1-z)\lambda\varepsilon_0^2 l_0^2 h_0}{k_B T}. \quad (6)$$

Полученное представление свободной энергии образования островка приводит к следующим результатам для основных параметров классической теории конденсации [10]:

$$i_c(\xi) = \left(\frac{2A}{3B\xi}\right)^3, \quad F(\xi) = \frac{4}{27} \frac{A^3}{B^2\xi^2}, \quad -F''(i_c) = \frac{9}{8} \frac{B^4\xi^4}{A^3}. \quad (7)$$

Здесь i_c — число атомов в критическом зародыше, $F(\xi) = F(i_c(\xi))$ — активационный барьер нуклеации и $-F''(i_c)$ — обратная полуширина энергии образования зародыша в прикритической области.

Интенсивность зарождения островков определяется выражением Зельдовича [4,10]

$$I = \frac{W^+(i_c)}{l_0^2} \sqrt{-\frac{F''(i_c)}{2\pi}} \exp(-F), \quad (8)$$

где $W^+(i_c)$ — есть число атомов, присоединяемых критическим зародышем за единицу времени. Скорость роста островков $v_i = di/dt$ в закритической области с учетом (5) есть

$$v_i = W^+(i) B\xi. \quad (9)$$

Очевидно, принципиально возможны два механизма роста островков: потребление материала из метастабильного „моря адатомов“ на поверхности смачивающего слоя [11] и потребление материала непосредственно из смачивающего слоя [4,5]. В первом случае толщина смачивающего слоя остается неизменной или растет, во втором — уменьшается в процессе роста островков. Как показывают экспериментальные результаты из работы [4], толщина смачивающего слоя, по данным эллипсометрических измерений в системе Ge/Si(100), после достижения критического значения убывает во времени. Поэтому при построении теоретических моделей [4,5] считалось, что основным механизмом роста является потребление вещества из смачивающего слоя. В этом случае константа скорости $W^+(i)$ может быть аппроксимирована выражением

$$W^+(i) = \frac{4D}{vl_0^2} \alpha i^{1/3}, \quad (10)$$

где D — коэффициент объемной диффузии в смачивающем слое и v — параметр обрезания потенциала упругих сил, выраженный в постоянных решетках.

Уравнение эволюции для функции распределения островков по размерам в закритической области, согласно методу Куни [12], записывается в терминах естественной переменной, для которой скорость роста островков не зависит от размера. Как следует из (9), (10), естественная переменная задачи

$$\rho = i^{2/3} = \left(\frac{L}{\alpha l_0}\right)^2 \quad (11)$$

равна площади основания островка в единицах $(\alpha l_0)^2$. Уравнение для функции распределения $g(\rho, t)$ имеет вид [4,5,11,12]

$$\frac{\partial g}{\partial t} = -\frac{\xi}{\tau} \frac{\partial g}{\partial \rho}, \quad (12)$$

$$g(\rho, t=0) = 0, \quad g(\rho=0, t) = g_s(\xi(t)).$$

Характерное время τ с учетом (10) определяется выражением

$$\tau = \frac{3l_0^2 v}{8\alpha B D}. \quad (13)$$

Стационарное распределение

$$g_s(\xi) = \frac{\tau}{\xi} I(\xi) = \frac{a}{l_0^2} \exp(-F(\xi)) \quad (14)$$

пропорционально интенсивности нуклеации и чрезвычайно сильно зависит от степени метастабильности. Выражение (14) получено после подстановки (10) и (8) с учетом (13), константа $a \equiv 3/4(\pi A)^{1/2}$. Момент времени $t = 0$ соответствует $\xi = 0$ и $h = h_{eq}$, т.е. время отсчитывается от момента достижения равновесной толщины смачивающего слоя. Граничное условие к уравнению (12) поставлено в точке $\rho = 0$, поскольку прикритические островки имеют малый размер и не вносят существенного вклада в уравнение материального баланса [11,12].

Уравнение (12) для функции распределения островков по размерам содержит неизвестную функцию $\xi(t)$, для нахождения которой необходимо привлечь уравнение материального баланса на поверхности

$$h_{eq} + h_0 \int_0^t dt' V(t') = h + h_0 l_0^2 \int_0^\infty d\rho \rho^{3/2} g(\rho, t), \quad (15)$$

где учтено $i = \rho^{3/2}$. Левая часть уравнения определяет общее количество нанесенного материала на единицу площади поверхности в момент времени t , интегральный член в правой части дает общий объем островков на единицу площади поверхности в момент времени t . Скорость роста V в монослоях в секунду (МС/с) ниже считается константой при $t \leq t_0$ и нулем при $t > t_0$, где t_0 — момент прерывания роста. Уравнение (15) с учетом определения для $\xi(t)$ может быть преобразовано к виду

$$\Phi(t) = \xi(t) + G(t), \quad (16)$$

где $G(t)$ есть суммарный объем островков, деленный на h_{eq} . Функция $\Phi(t)$ определяет закон изменения количества нанесенного материала во времени:

$$\Phi(t) = \begin{cases} t/t_\infty, & 0 \leq t \leq t_0 \\ t_0/t_\infty, & t > t_0, \end{cases} \quad (17)$$

где $t_\infty = h_{eq}/h_0 V$ есть время, требующееся для формирования смачивающего слоя равновесной толщины.

Уравнения (12) и (16) представляют собой замкнутую систему для отыскания функции распределения островков по размерам $g(\rho, t)$ и степени метастабильности $\xi(t)$. Как показано в [12], чрезвычайно резкая зависимость интенсивности зарождения островков от ξ и независимость скорости роста островков от их размера позволяют найти аналитическое решение задачи. Физической предпосылкой решения задачи является наличие иерархии времен различных стадий процесса формирования островков. Продолжительность стадии зарождения островков Δt оказывается много меньшей, чем время релаксации островков по размерам t_R , которое в свою очередь много меньше времени формирования смачивающего слоя критической толщины t_* . Поэтому зарождение островков и формирование существенной части распределения по размерам происходит при практически постоянной критической толщине смачивающего слоя, соответствующей максимальной метастабильности $\xi_* \approx \Phi_*$. Поверхностная плотность островков за

время Δt выходит на постоянное значение N , которое остается неизменным в процессе дальнейшего роста островков. Далее без вывода приведены полученные в [5] выражения для основных характеристик процесса формирования островков в зависимости от энергетических параметров A, B и управляющего параметра $Q = t_\infty/\tau$.

Критическая толщина смачивающего слоя: $h_* = (\Phi_* + 1)h_{eq}$, где

$$\Phi_* = 0.24 \frac{A^{3/2}}{B \ln^{1/2} Q}. \quad (18)$$

Время t_* формирования слоя критической толщины равно $\Phi_* t_\infty$.

Поверхностная плотность островков по окончании стадии нуклеации

$$N = \frac{30}{l_0^2} \frac{h_{eq}}{h_0} \frac{B^2 \ln^{3/2} Q}{A^3 Q^{3/2}}. \quad (19)$$

Зависимость среднего размера от времени:

$$\frac{t - t_*}{t_R} = \ln \left[\frac{(1 + l + l^2)^{1/2}}{1 - l} \right] - \sqrt{3} \operatorname{arctg} \left(\frac{2l + 1}{\sqrt{3}} \right) + \frac{\pi}{2\sqrt{3}}. \quad (20)$$

Здесь $l(t) \equiv L_*(t)/L_R$, $L_*(t)$ — средний размер, отвечающий островкам, зародившимся в момент достижения критической толщины смачивающего слоя. Время релаксации по размерам $t_R = 0.47 t_*/\ln^{1/3} Q$.

Характерный латеральный размер островков по окончании стадии релаксации определяется выражением

$$L_R = 0.2 \alpha l_0 \frac{A^{3/2}}{B} \frac{Q^{1/2}}{\ln^{2/3} Q}. \quad (21)$$

Зависимость толщины смачивающегося слоя от времени: $h(t) = (\xi(t) + 1)h_{eq}$, где $\xi(t) \approx \Phi(t)$ при $t < t_*$ и

$$\xi(t) = \Phi_*(1 - l^3(t)), \quad t \geq t_*. \quad (22)$$

Учитывая определение для управляющего параметра Q , выражение (13) для τ , определение для t_∞ , выражения (6) для энергетических параметров A и B и аппроксимируя температурную зависимость коэффициента диффузии в аррениусовской форме, из (19) и (21) получаем следующие зависимости среднего размера и поверхностной концентрации островков от температуры поверхности и скорости роста:

$$\frac{L_R(\varphi, V)}{L_R^0} = \left[\frac{\ln(\lambda \varphi_0/V_0) - 2k\varphi_0}{\ln(\lambda \varphi/V) - 2k\varphi} \right]^{2/3} \times \frac{\varphi}{\varphi_0} \left(\frac{V_0}{V} \right)^{1/2} \exp(k(\varphi_0 - \varphi)), \quad (23)$$

$$\frac{N(\varphi, V)}{N_0} = \left[\frac{\ln(\lambda \varphi_0/V_0) - 2k\varphi_0}{\ln(\lambda \varphi/V) - 2k\varphi} \right]^{1/2} \left(\frac{\varphi}{\varphi_0} \right)^{1/2} \left(\frac{L_R^0}{L_R} \right)^3. \quad (24)$$

В приведенных выражениях $\varphi = 1000 \text{ К}/T$ есть безразмерная обратная температура, $k \equiv T_D/2000 \text{ К}$,

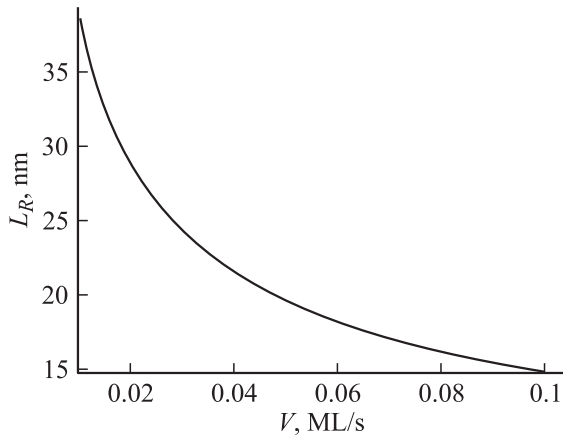


Рис. 1. Зависимость среднего размера по окончании стадии релаксации по размерам от скорости роста при $T = \text{const}$ и $\lambda = 2 \cdot 10^6$.

$T_D \equiv E_D/k_B$ — характерная диффузионная температура, E_D — активационный барьер диффузии в смачивающем слое, $\varphi_0 = 1000 \text{ K}/T_0$, λ — константа, определяемая реперными значениями L_R^0 и N_0 при температуре T_0 и скорости роста V_0 . Значения управляющего параметра Q для большинства гетероэпитаксиальных систем очень велики и обычно лежат в пределах от 10^4 до 10^6 , обеспечивая тем самым применимость классической теории конденсации для описания процесса формирования квантовых точек и иерархию времен различных стадий этого процесса [5]. Как следует из выражений (23) и (24), теоретическая модель предсказывает уменьшение латерального размера и увеличение поверхностной концентрации островков при увеличении скорости роста примерно по степенному закону $1/V^{1/2}$ и $V^{3/2}$ соответственно.

Зависимость среднего латерального размера по окончании стадии релаксации по размерам, рассчитанная на основе выражений (21) и (23), приведена на рис. 1. На рис. 2 представлены теоретические зависимости толщины смачивающего слоя от времени для параметров гетероэпитаксиальной системы InAs/GaAs при различных скоростях роста, рассчитанные по формулам (20) и (22). Равновесная толщина слоя равна 1.07 МС. На рисунке показаны результаты расчетов при $V = 0.03$, 0.05 и 0.1 МС/с. Соответствующие расчетные значения критической толщины равны 1.74, 1.76 и 1.79 МС, т.е. слабо зависят от скорости роста. На представленных рисунках время отсчитывается с момента достижения равновесной толщины слоя, равно 30.8, 18.5 и 9.2 с соответственно.

3. Эксперимент

Ростовые эксперименты проводились на установке молекулярно-пучковой эпитаксии ЭП1203 на полуизолирующих сингулярных подложках GaAs (100). После

сгона окисного слоя при температуре 630°C и роста буферного слоя GaAs выращивалась активная область, состоящая из слоя квантовых точек InAs эффективной толщиной 2.0 монослоя (МС). Активная область ограничивалась $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$ короткопериодными сверхрешетками ($25 \text{ \AA}/25 \text{ \AA}$, 10 пар) с целью предотвращения транспорта неравновесных носителей при проведении оптических исследований в приповерхностную область и в область подложки. Сверху структура покрывалась слоем GaAs толщиной 50 \AA . Температура подложки для роста активной области составляла 485°C . Для предотвращения испарения индия из слоя квантовых точек

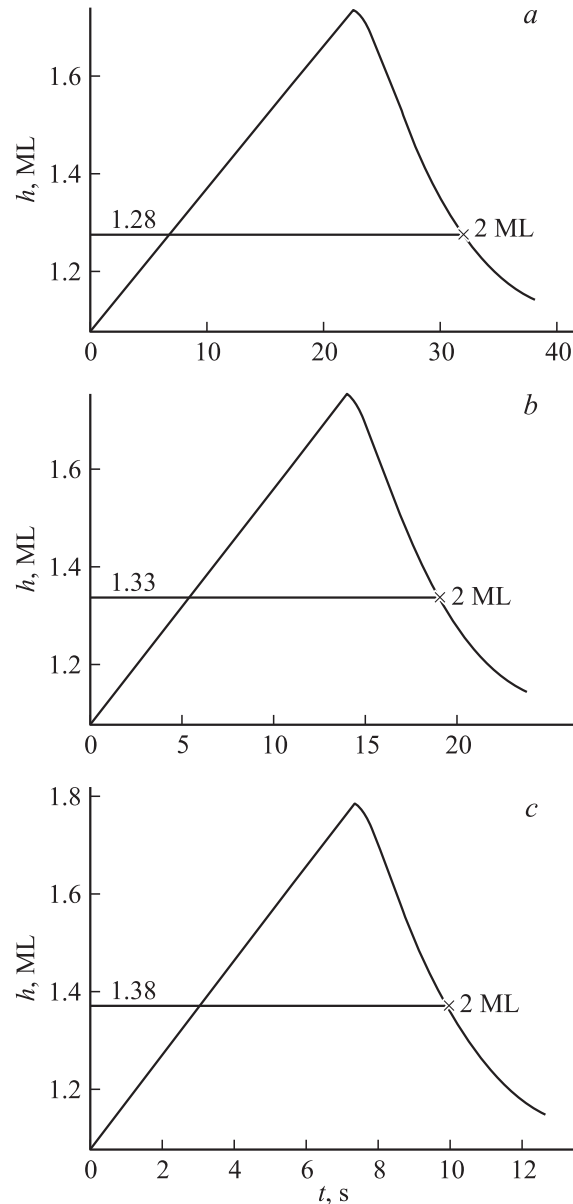


Рис. 2. Зависимости толщины смачивающего слоя от времени для параметров гетероэпитаксиальной системы InAs/GaAs при $T = 485^\circ\text{C}$ и различных скоростях роста InAs. V , МС/с: *a* — 0.03, *b* — 0.05, *c* — 0.1. На рисунках указаны значения толщины смачивающего слоя, соответствующие 2 МС нанесенного материала.

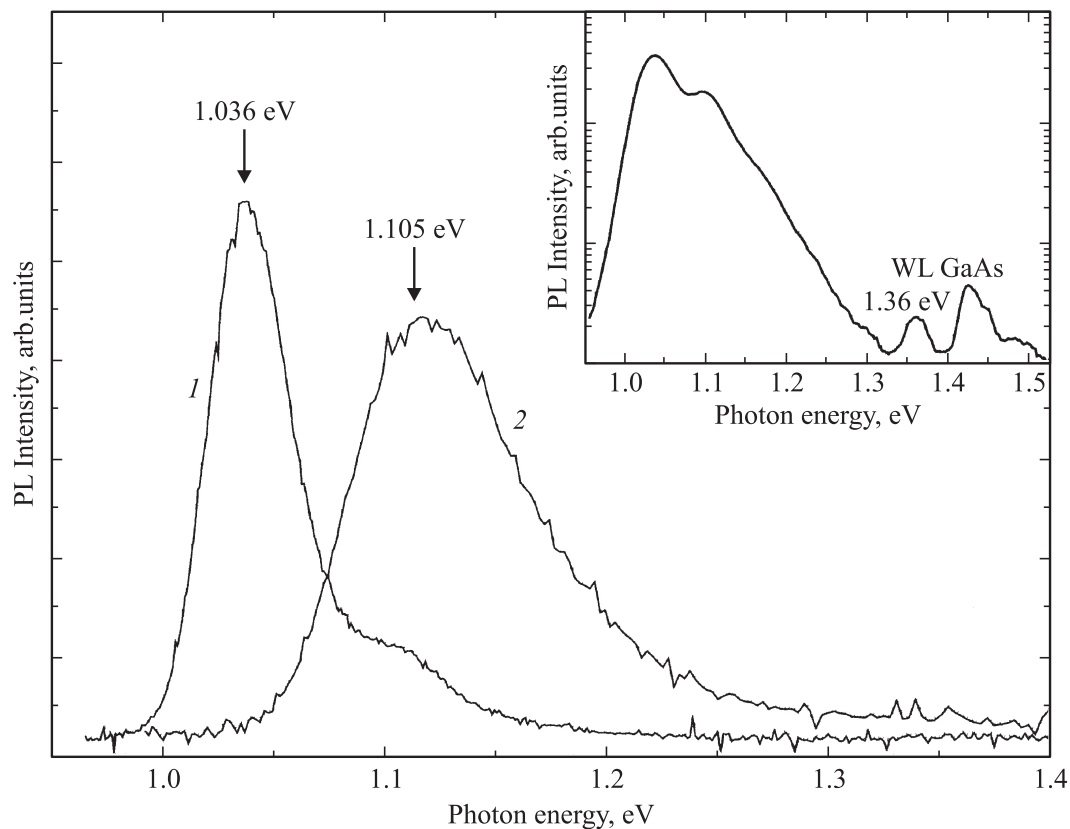


Рис. 3. Спектры фотолюминесценции для образцов с 2.0 MC InAs КТ, осажденными на скорости роста 0.1 MC/c (1) и 0.01 MC/c (2), снятые при комнатной температуре (300 К). На вставке — спектр, снятый при повышенной плотности возбуждения в спектральном диапазоне, соответствующем излучению из смачивающего слоя (WL, GaAs) при скорости роста 0.01 MC/c.

непосредственно после осаждения активной области выращивался слой GaAs толщиной 50 Å при той же температуре подложки. Далее температура подложки повышалась и остальная часть структуры выращивалась при 600°C. Для исследования закономерностей роста квантовых точек в системе InAs/GaAs была выращена серия образцов, в которых варьировалась скорость осаждения индия от 0.01 до 0.1 MC/c. Остаточное давление паров As₄ в ростовой камере для всех экспериментов было на уровне $1.8 \cdot 10^{-6}$ Па.

Процесс осаждения InAs квантовых точек (КТ) контролировался с помощью системы регистрации и анализа картин дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Наблюдение за динамикой изменения картин ДБЭО показало, что характерный для механизма роста Странского-Крастанова резкий переход от линейчатой картины дифракции, соответствующей планарному росту, к точечной, при которой происходит трехмерный рост, наблюдался после напыления слоя InAs толщиной 1.7–1.8 MC для всего исследуемого диапазона скоростей роста.

Фотолюминесценция возбуждалась Ag⁺-лазером ($\lambda = 514.5$ нм, плотность возбуждения ~ 100 Вт/см²). Излучение детектировалось охлаждаемым Ge-фотодиодом.

Из результатов измерений спектров фотолюминесценции получено, что при уменьшении скорости осаждения InAs с 0.1 до 0.01 MC/c пик (рис. 3), соответствующий рекомбинации через квантовые точки, монотонно смещается в длинноволновую область от 1126 до 1196 нм. Результаты ФЛ измерений в зависимости от скорости роста приведены на рис. 4. Длинноволновый сдвиг пика

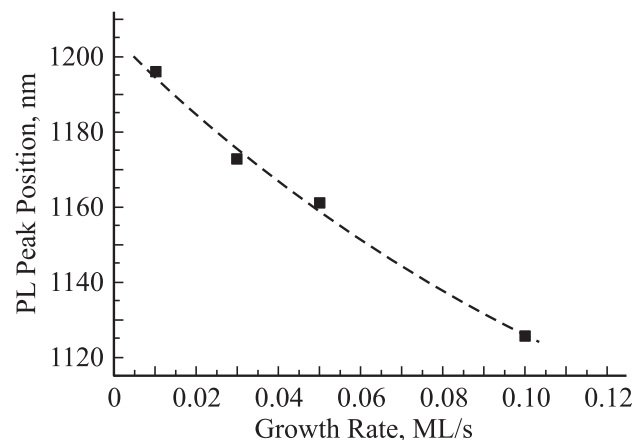


Рис. 4. Зависимость положения максимума пика ФЛ от InAs КТ от скорости осаждения арсенида индия.

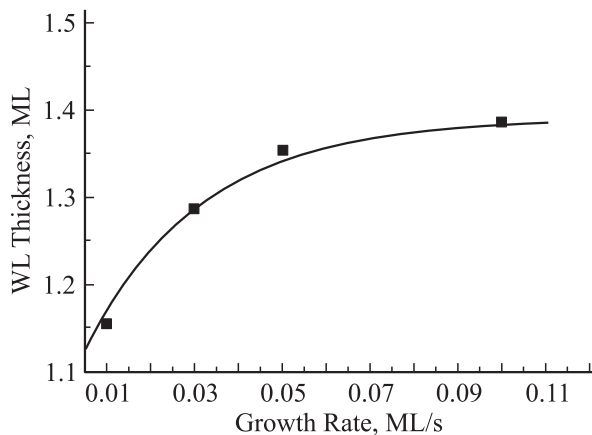


Рис. 5. Толщина смачивающего слоя (WL) в зависимости от скорости осаждения InAs. Сплошная линия — теоретически рассчитанная зависимость.

фотолуминесценции связан с увеличением латеральных размеров InAs КТ, происходящим при увеличении времени осаждения арсенида индия на пониженных скоростях роста; подобный эффект сдвига пика ФЛ в красную область ярко выражен при использовании метода субмонослойной миграционно-стимулированной эпитаксии [13], где используется выдержка в течение некоторого времени в потоке мышьяка при прерывании потока атомов металла с целью увеличения поверхностной миграции адатомов и, следовательно, увеличении латеральных размеров наноструктур. Таким образом, длинноволновый сдвиг длины волны излучения находится в качественном соответствии с тенденциями, вытекающими из теоретических расчетов, представленных на рис. 1.

При уменьшении скорости осаждения арсенида индия в спектрах ФЛ появляется второй, более высокоэнергетичный пик, который становится все более ярко выраженным для меньших скоростей роста. Этот пик отстоит от основного на ~ 70 мэВ и может быть связан либо с существованием возбужденных уровней в InAs КТ, либо с возникновением двух групп наноструктур, отличающихся по латеральным размерам. Для прояснения этого эффекта нами в ближайшее время будет проведено измерение структурных свойств методом просвечивающей электронной микроскопии. Интегральная интенсивность ФЛ падает при уменьшении скорости осаждения InAs, что вызвано, по-видимому, уменьшением поверхностной плотности наноструктур, и находится в соответствии с теоретическими выкладками в первой части работы.

Для экспериментального определения толщины смачивающего слоя проводились измерения спектров ФЛ с повышенной до 2 кВт/см^2 плотностью накачки. При этом в спектрах появлялась линия, соответствующая оптической рекомбинации в смачивающем слое (см. вставку на рис. 3). Положение максимума этого пика позволило определить „эффективную“ толщину смачивающего

слоя¹ с помощью расчетов в приближении тонкой квантовой ямы InAs/GaAs. В этом приближении пренебрегаем локальными флуктуациями толщины смачивающего слоя в местах, где располагаются квантовые точки с конечной высотой, все подобные вклады квантовых точек в толщину квантовой ямы считаются „усредненными“ по всему образцу. Поскольку плотность квантовых точек невелика ($\sim 10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-2}$), погрешность, вносимая неоднородностями — квантовыми точками — в толщину смачивающего слоя, также является не очень существенной. На рис. 5 представлены результаты экспериментального определения толщины смачивающего слоя в системе InAs/GaAs в зависимости от скорости осаждения InAs, а также результаты теоретического расчета (сплошная линия). Видно, что при увеличении скорости роста InAs от 0.01 до 0.1 МС/с толщина смачивающего слоя монотонно растет от ~ 1.15 до ~ 1.36 МС, что находится в хорошем соответствии с теоретическими расчетами, проведенными в первой части работы.

Таким образом, нами проведены теоретические и экспериментальные исследования зависимости свойств ансамблей квантовых точек в системе InAs/GaAs от скорости роста InAs. Развита кинетическая модель формирования когерентных наноструктур, позволяющая рассчитать зависимости среднего размера, поверхностной плотности островков и толщины смачивающего слоя от времени и условий роста. Исследованы оптические свойства квантовых точек InAs/GaAs, выращенных при различных скоростях роста, и проведены сравнения предсказаний теоретической модели с экспериментальными результатами.

Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке научными программами Министерства промышленности науки и технологии Российской Федерации. Г.Э. Цырлин выражает признательность Alexander von Humboldt Stiftung.

Список литературы

- [1] D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov. *Quantum dot heterostructures* (Wiley & Sons, Chichester, 1999).
- [2] Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, В.А. Шукин, П.С. Копьев, Ж.И. Алфёров, Д. Бимберг. ФТП, **32**, 385 (1998).
- [3] M. Meixner, E Schöll, V.A. Shchukin, D. Bimberg. Phys. Rev. Lett., **87**, 236 101 (2001).
- [4] A.V. Osipov, F. Schmitt, S.A. Kukushkin, P. Hess. Appl. Surf. Sci., **188**, 156 (2002).

¹ Локально смачивающий слой состоит из участков поверхности моно- и двухатомной высоты. Однако при комнатной температуре в ФЛ спектре происходит суперпозиция пиков от соответствующих квантовых ям. Поэтому в данном случае под понятием энергетического положения пика от смачивающего слоя мы подразумеваем суперпозицию пиков с вкладами моно- и двухатомных участков поверхности с соответствующими поверхностными плотностями. Следует отметить, что при комнатной температуре велика вероятность термического транспорта носителей между участками смачивающего слоя различной толщины.

- [5] A.A. Tonkikh, V.G. Dubrovskii, G.E. Cirlin, V.A. Egorov, V.M. Ustinov, D.P. Werner. *Phys. Stat. Sol. B*, **236** (1), R1 (2003).
- [6] N.N. Ledentsov, V.A. Shehukin, D. Bimberg, V.M. Ustinov, N.A. Cherkashin, Yu.G. Musikhin, B.V. Volovik, G.E. Cirlin, Zh.I. Alferov. *Semicond. Sci. Technol.*, **16**, 502 (2001).
- [7] A.A. Tonkikh, V.A. Egorov, N.K. Polyakov, G.É. Tsyrlin, B.V. Volovik, N.A. Cherkashin, V.M. Ustinov. *Tech. Phys. Lett.*, **28** (3), 191 (2002).
- [8] C. Ratsh, A. Zangwill. *Surf. Sci.*, **293**, 123 (1993).
- [9] P. Müller, R. Kern. *Appl. Surf. Sci.*, **102**, 6 (1996).
- [10] D. Kashchiev. *Nucleation: Basic Theory with Applications* (Butterworth Heinemann, Oxford, 2000).
- [11] A.V. Osipov, S.A. Kukushkin, F. Schmitt, P. Hess. *Phys. Rev. B*, **64**, 205 421 (2001).
- [12] F.M. Kuni. *The Kinetics of Condensation under the Dynamical Conditions*. Preprint No 84–178.E Kiev, ITP, 1984).
- [13] Г.Э. Цырлин, А.О. Голубок, С.Я. Типисев, Н.Н. Леденцов, Г.М. Гурьянов. *ФТП*, **29** (9), 1697 (1995).

Редактор Л.В. Беляков

Theoretical and experimental studies of the InAs growth rate dependence of the properties of quantum dot arrays in InAs/GaAs system

V.G. Dubrovskii*, V.A. Egorov, G.E. Cirlin,
N.K. Polyakov, Yu.B. Samsonenko*,
N.V. Kryzhanovskaya*, A.F. Tsatsul'nikov*,
V.M. Ustinov*

Institute for Analytical Instrumentation
of the Russian Academy of Sciences,
190083 St. Petersburg, Russia

* Ioffe Physicotechnical Institute
of the Russian Academy of Sciences,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Results of theoretical and experimental studies of the InAs growth rate dependence of the properties of InAs/GaAs quantum dot arrays are reported. A kinetic model of stress-driven coherent island formation is developed. The model allows the description of the time evolution of mean lateral size, island surface density and wetting layer thickness depending of the growth conditions. Optical properties of InAs/GaAs quantum dots at 2 monolayers of deposited material grown with different growth rates are studied. Predictions of theoretical model are compared with the experimental results. It is shown that the characteristic lateral size of quantum dots decreases with rising growth rate. The thickness of residual wetting layer at 2 monolayers of deposited material is found to increase with rising growth rate.