

Исследование перехода эпитаксиальной пленки Ge от послойного к трехмерному росту в гетероструктурах с напряженными подслоями SiGe

© Ю.Н. Дроздов, А.В. Новиков, М.В. Шалеев, Д.В. Юрасов[¶]

Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 15 июля 2009 г. Принята к печати 20 августа 2009 г.)

Представлены результаты исследований особенностей перехода пленки Ge от двумерного к трехмерному росту в различных типах гетероструктур SiGe/Si(001) с захороненными напряженными слоями. Показано, что осаждение напряженного планарного слоя SiGe приводит к существенному уменьшению критической толщины двумерного роста Ge. Обнаружено, что влияние слоев SiGe на рост пленки Ge оказывается весьма существенным не только в случае роста непосредственно на напряженном слое SiGe, но и при наращивании его ненапряженным слоем Si до толщин порядка 3.5 нм. Показано, что модель, в которой влияние захороненных напряженных слоев SiGe учитывается посредством введения феноменологического параметра „глубины затухания эффективной упругой энергии“, позволяет с хорошей точностью описать экспериментальные результаты.

1. Введение

Гетеропара Ge/Si(001) является классической полупроводниковой гетеросистемой, эпитаксиальный рост пленок в которой происходит по механизму Странского–Крастанова (СК). Из-за рассогласования периодов кристаллических решеток Si и Ge двумерный (планарный) рост слоев Ge_xSi_{1-x} с большим ($x \geq 20\%$) содержанием Ge на подложках Si(001) сохраняется лишь до некоторой толщины [1,2], называемой критической толщиной двумерного роста (h_c). При превышении этой толщины начинается образование самоформирующихся наноструктур, в результате чего характер роста GeSi-пленки изменяется от двумерного к трехмерному. Экспериментально было показано, что величина h_c зависит от состава пленки [1,2] и условий ее роста [3,4]. К настоящему времени предложены различные теоретические модели, в которых рассмотрена физическая природа критической толщины и выполнена оценка ее значения [5–8]. Существование критической толщины связывается либо с накоплением упругих напряжений в приповерхностных слоях из-за сегрегации атомов ростовым фронтом [5], либо с диффузионным перемешиванием с материалом подложки [6], либо с зависимостью дополнительной энергии связи адатомов с подложкой от расстояния до подложки [7,8]. В перечисленных моделях рассматриваются простейшие структуры, состоящие из одного напряженного слоя, осажденного на подложку. Для более сложных, многослойных структур с самоформирующимися наноструктурами было обнаружено уменьшение критической толщины двумерного роста в верхних слоях многослойной структуры [9,10]. Данное уменьшение вызвано локальной деформацией тонкого покровного слоя над островками, что приводит к возникновению неоднородности периода кристаллической

решетки в плоскости роста [9]. Зарождение островков в верхних слоях многослойной структуры происходит при меньшей толщине осажденного материала именно в местах локального растяжения покровного слоя, над островками нижележащих слоев. В результате такого зарождения в многослойных структурах с достаточно тонкими промежуточными слоями наблюдается вертикальное упорядочение островков [9,11].

Несмотря на большое число работ, посвященных зарождению самоформирующихся наноструктур Ge(Si)/Si(001), особенности изменения режима роста с двумерного на трехмерный в сложных структурах, содержащих несколько напряженных слоев, изучены недостаточно. В то же время ранее экспериментально было показано [12,13], что даже небольшое усложнение структуры посредством осаждения дополнительного напряженного планарного слоя SiGe оказывает существенное влияние на переход по СК. Было обнаружено, что влияние напряженного слоя SiGe на критическую толщину двумерного роста пленки Ge сохраняется даже в структурах с тонким ненапряженным слоем Si, разделяющим эти слои [13]. Для описания полученных экспериментальных результатов в [13] было предложено усовершенствование модели оценки критической толщины, описанной в работе [14], в которой в качестве критерия использовался баланс между уменьшением упругой энергии системы за счет релаксации упругих напряжений в островках и увеличением ее поверхностной энергии за счет образования боковых граней островков. В отличие от ранее предложенных моделей величина упругой энергии системы вычислялась с учетом всех осажденных напряженных слоев. При расчетах учитывалось неоднородное изменение состава осажденных слоев вследствие сегрегации Ge [14]. Для учета влияния захороненных напряженных слоев в усовершенствованной модели [13] использован феноменологический параметр в виде экспоненциального множителя к упругой энергии

[¶] E-mail: Inquisitor@ipm.sci-nnov.ru

системы с некоторой характерной длиной, названной „глубиной затухания“ (L_{dec}), на которой упругие напряжения от захороненных слоев перестают влиять на переход по СК. Там же была получена предварительная оценка величины $L_{dec} \approx 5$ нм и вместе с тем было указано на недостаточность экспериментальных данных для подтверждения предложенной модели.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию влияния напряженных подслоев SiGe на критическую толщину двумерного роста Ge на Si(001). Полученные экспериментальные результаты позволили более точно определить значение глубины затухания L_{dec} , показали достаточно универсальный характер этой величины и продемонстрировали возможность использования ее для вычисления критической толщины перехода по СК в сложных структурах с напряженными подслоями SiGe различной толщины и состава, а также в структурах с ненапряженным Si-слоем, отделяющим SiGe-слой от поверхности.

2. Методика проведения эксперимента

Исследуемые структуры были выращены на подложках Si(001) методом молекулярно-пучковой эпитаксии из твердых источников на высоковакуумной установке Riber SIVA-21. Последовательность слоев в структурах и диапазон, в котором варьировались их параметры, представлены в таблице. Осаждение Ge и Si осуществлялись с помощью электронно-лучевых испарителей (ЭЛИ), при этом скорости роста составляли 0.1 МС/с и 0.4–1 МС/с (1 монослой (МС) ≈ 0.14 нм = $6.8 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$) соответственно. Контроль скоростей роста и толщин слоев осуществлялся при помощи квадрупольного масс-спектрометра и кварцевых датчиков с точностью 5% от измеряемой величины. Включение масс-спектрометра в цепь обратной связи управления мощностью ЭЛИ позволило обеспечить высокую стабильность скоростей осаждения Si и Ge.

Морфология поверхности структур исследовалась с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) на микроскопе „Solver PRO“ НТ-МДТ в полуконтактном режиме. Критическая толщина перехода по СК (h_c) определялась *in situ* с помощью метода дифракции быстрых электронов (ДБЭ) по изменению картины ДБЭ с „полосковой“, соответствующей планарному росту, на „точечную“, характерную для трехмерного (островкового) роста. На рис. 1 приведены АСМ изображения поверхности Si-буфера и структуры с самоформирующимися Ge(Si)-наноостровками. На вставках показаны соответствующие характерные картины ДБЭ. Критическая толщина перехода по СК вычислялась умножением времени, которое прошло с начала осаждения Ge до момента смены картины ДБЭ, на заданную скорость роста.

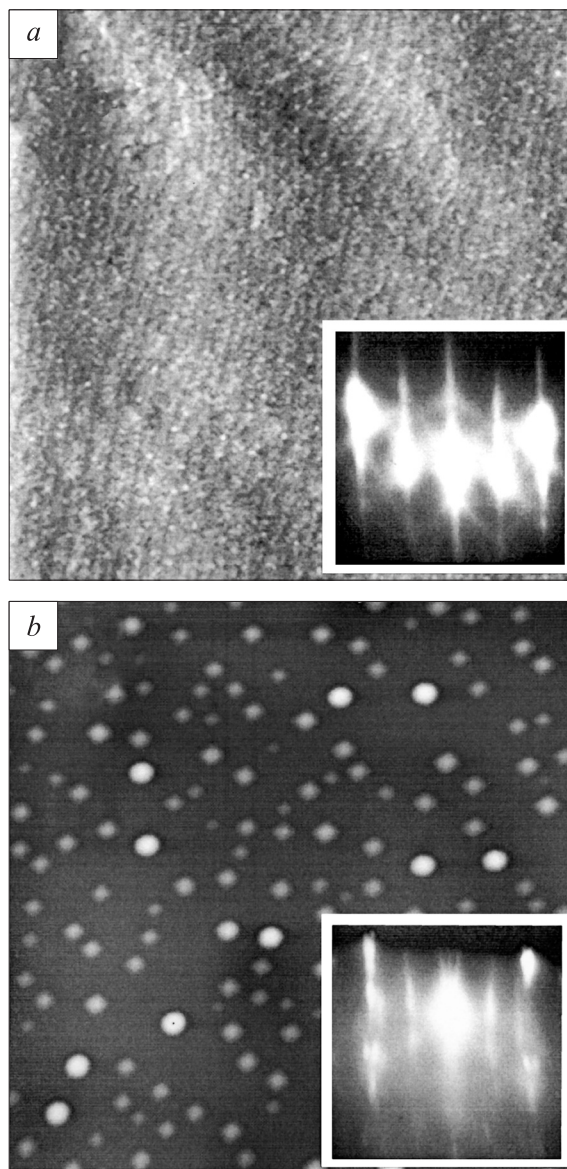


Рис. 1. АСМ изображения поверхности: *a* — Si-буфера, *b* — образца с самоформирующимися островками Ge(Si), осаждение Ge в котором было прекращено сразу после изменения картины ДБЭ. На вставках — соответствующие картины ДБЭ. Размер сканов 2×2 мкм.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

Для установления точности определения критической толщины двумерного роста h_c по изменению картины ДБЭ были выращены два образца, в которых Ge осаждался на подложку Si(001) при 700°C . В одном из этих образцов осаждение Ge прекращалось сразу после изменения картины ДБЭ с „полосковой“ на „точечную“. Количество осажденного Ge при этом для используемых условий роста составляло $d_{Ge} = 4.3$ МС. Для второго образца рост пленки Ge был остановлен до смены

Последовательность и параметры слоев в исследуемых структурах

№ слоя	Описание	Диапазон варьирования параметров		
		Толщина слоя, МС	Содержание Ge в потоке, %	Температура осаждения, °С
1	Si-буфер	~ 700	0	700
2	Напряженный SiGe-слой	0–70	0–100	325–700
3	Ненапряженный Si-слой	0–45	0	325–700
4	Слой Ge	0–5	100	700

картины ДБЭ, при количестве осажденного Ge на 0.3 МС ($d_{Ge} = 4.0$ МС) меньше, чем для первого образца. АСМ исследования показали, что на поверхности образца с $d_{Ge} = 4.3$ МС, для которого было зафиксировано изменение картины ДБЭ, уже присутствует массив пирамидальных и куполообразных островков с достаточно высокой ($\sim 10^9$ см⁻²) поверхностной плотностью (рис. 1, *b*). Для образца с меньшим количеством осажденного Ge ($d_{Ge} = 4.0$ МС) поверхностная плотность островков, по данным АСМ, была на порядок меньше. Проведенные АСМ исследования позволили сделать вывод, что значения критической толщины двумерного роста пленки Ge, получаемые с помощью метода ДБЭ, оказываются завышенными на ~ 0.3 МС. Это связывается с тем, что методом ДБЭ анализируется площадь структуры в несколько квадратных миллиметров, и для заметного изменения картины ДБЭ (при используемой в работе системе регистрации) необходимо, чтобы образовавшиеся островки Ge(Si) заняли заметную часть поверхности. В связи с этим все значения критической толщины, полученные в работе с помощью метода ДБЭ, корректировались на 0.3 МС в сторону уменьшения. Таким образом, критическая толщина двумерного роста пленки Ge на Si(001) при используемых в работе условиях роста составляла $h_{c0} = 4$ МС. Далее это значение использовалось для нормирования полученных значений h_c .

Для проверки возможности проведения в одном ростовом цикле нескольких экспериментов по исследованию влияния напряженных слоев SiGe на критическую толщину двумерного роста Ge был выращен дополнительный тестовый образец. В тестовом образце первый слой Ge осаждался на Si-буфер до появления точечных рефлексов на картине ДБЭ. Далее слой с островками зарастивался слоем Si толщиной 100 нм. После этого снова осаждался слой Ge до момента появления островков. Значения критической толщины для первого и второго слоев Ge совпадали в пределах погрешности эксперимента, что свидетельствует о том, что влияние полей упругих напряжений от островков исчезает при зарастивании их слоем Si толщиной 100 нм. Ранее экспериментально было показано, что вертикальное упорядочение Ge(Si)-островков в многослойных структурах, вызванное влиянием полей упругих напряжений от нижележащих островков, исчезает при толщине разделительного слоя Si больше 60 нм [11]. Рост тестовой

структуры показал возможность проведения нескольких экспериментов по определению критической толщины на одном образце, разделяя слои с Ge(Si)-островками достаточно толстыми (порядка 100 нм) слоями Si. С другой стороны, этот же эксперимент продемонстрировал, что напряженные слои, расположенные глубоко от поверхности, не оказывают влияния на переход по СК.

В основной части работы была экспериментально исследована зависимость величины h_c для пленки Ge от толщины напряженного SiGe-подслоя (d_{SiGe}) и доли Ge в нем (x_{Ge}), а также от толщины ненапряженного Si-слоя (d_{Si}), разделяющего слои SiGe и Ge. Диапазон изменения этих параметров подбирался таким образом, чтобы избежать пластической релаксации упругих напряжений в слое SiGe и сохранить его планарность (см. таблицу). Подтверждением этого служило то обстоятельство, что во время роста слоя SiGe наблюдалась полосковая картина ДБЭ, соответствующая реконструкции поверхности $2 \times N$, характерная для планарного напряженного слоя SiGe/Si(001) [15]. Поскольку напряженный слой SiGe оставался планарным и не релаксированным, его параметр решетки в плоскости роста был равен параметру решетки Si. В этом случае слой Si, осажженный на него, оставался ненапряженным во всех исследуемых структурах.

Экспериментальная зависимость h_c пленки Ge от состава слоя SiGe (при фиксированной его толщине), на который она непосредственно осаждалась, показана на рис. 2. Предосаждение напряженного слоя SiGe оказывает существенное влияние на переход по СК: с увеличением x_{Ge} в слое SiGe величина h_c значительно уменьшается. Полученная экспериментальная зависимость $h_c(x_{Ge})$ количественно хорошо совпадает с аналогичной зависимостью, определенной в работе [12] при схожих условиях роста. Необходимо отметить, что в случае, если основной причиной уменьшения h_c пленки Ge при ее осаждении на напряженный слой SiGe являлось бы накопление Ge на поверхности этого слоя в результате его сегрегации, то максимальное уменьшение h_c должно быть порядка 1 МС. Экспериментальные результаты показывают, что уменьшение h_c значительно превышает это значение в случае осаждения Ge на подслои SiGe с долей Ge $x_{Ge} > 10\%$ (рис. 2). Полагается, что основной причиной уменьшения h_c является дополнительная упругая энергия, накопленная в напряженном подслое SiGe.

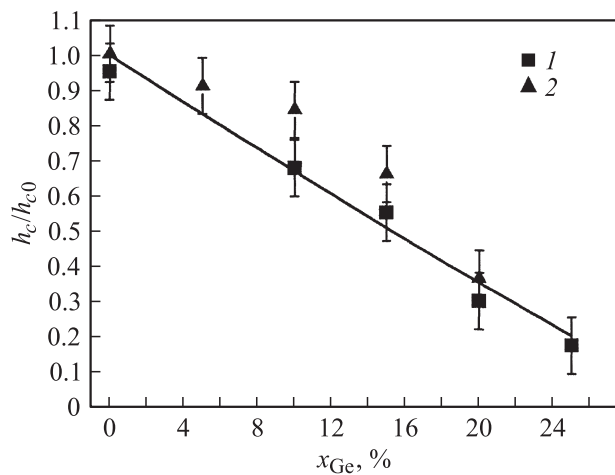


Рис. 2. Зависимости $h_c(x_{Ge})$ при фиксированной толщине напряженного SiGe-подслоя ($d_{SiGe} = 10$ нм). Экспериментальные данные: 1 — этой работы, 2 — из работы [12]. Сплошная линия — теоретическая кривая. Осаждение Ge происходило непосредственно на напряженный SiGe-слой. Значения h_c нормированы на $h_{c0} = 4$ МС — критическую толщину перехода по механизму Странского–Карстанова для роста Ge на подложке Si(001).

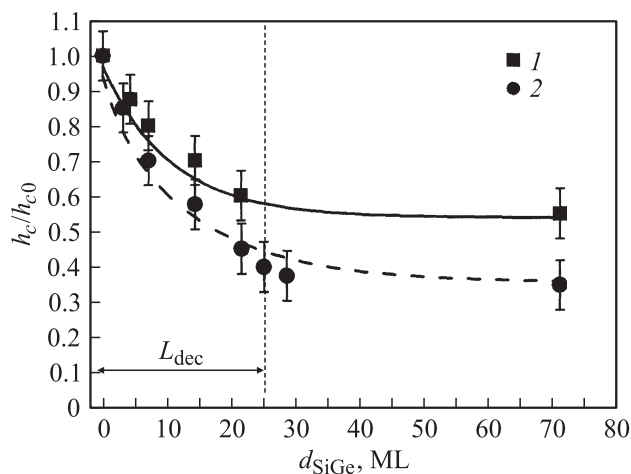


Рис. 3. Зависимости $h_c(d_{SiGe})$ для двух значений содержания Ge в напряженном слое SiGe. Экспериментальные точки для значений x_{Ge} , %: 1 — 15, 2 — 20. Теоретические кривые: сплошная для $x_{Ge} = 15\%$, штриховая — для $x_{Ge} = 20\%$. Рост Ge происходил непосредственно на напряженном слое SiGe. Значения h_c нормированы на $h_{c0} = 4$ МС.

Результаты исследования роста Ge на слое SiGe фиксированного состава, но разной толщины, показали нелинейность зависимости h_c от d_{SiGe} (рис. 3). Обнаружено, что для достаточно тонких слоев SiGe величина h_c быстро спадает с увеличением толщины слоя SiGe, но при достижении значения $d_{SiGe} \approx 25$ МС выходит на некоторое стационарное значение, определяемое составом слоя SiGe (рис. 3).

Влияние напряженного слоя SiGe на рост пленки Ge сохраняется даже при осаждении между этими слоями тонкого разделительного слоя Si (рис. 4). Как было ука-

зано выше, параметры подслоев SiGe выбирались таким образом, чтобы избежать их пластической релаксации и перехода к трехмерному росту. В этом случае параметр решетке слоев SiGe в плоскости роста оставался равным параметру решетки объемного кремния. Поэтому слой Si, осажденный на такие подслои SiGe, является ненапряженным с однородным по поверхности параметром решетки. Экспериментальные результаты показали, что h_c значительно уменьшается в структурах с тонким ($d_{Si} \lesssim 25$ МС) разделительным слоем Si, в то время как для больших значений d_{Si} влияние напряженного захороненного слоя SiGe становится незначительным (рис. 4). Исследования зависимости $h_c(d_{Si})$ для трех SiGe-подслоев, значительно различающихся составом и толщинами, но характеризующихся одной и той же накопленной упругой энергией, выявили отсутствие заметного влияния варьирования параметров d_{SiGe} и x_{Ge} на ход кривых $h_c(d_{Si})$ в случае фиксированной упругой энергии слоя SiGe (рис. 4). При этом для всех исследованных подслоев SiGe их заметное влияние на рост пленки Ge сохранялось при $d_{Si} \lesssim 25$ МС.

Для теоретической оценки критической толщины и объяснения полученных экспериментальных результатов использовалась модель перехода по СК, в основе которой лежит соотношение энергетического баланса между выигрышем в упругой энергии системы из-за ее релаксации в островках и проигрышем в поверхностной энергии из-за увеличения площади поверхности при образовании боковых граней островков:

$$\Delta E_{el} + \Delta E_{sur} \leq 0. \quad (1)$$

Для вычисления слагаемых в выражении (1) использовалась методика, предложенная в работах [13,14]. Упругая энергия системы рассчитывалась с учетом эффекта

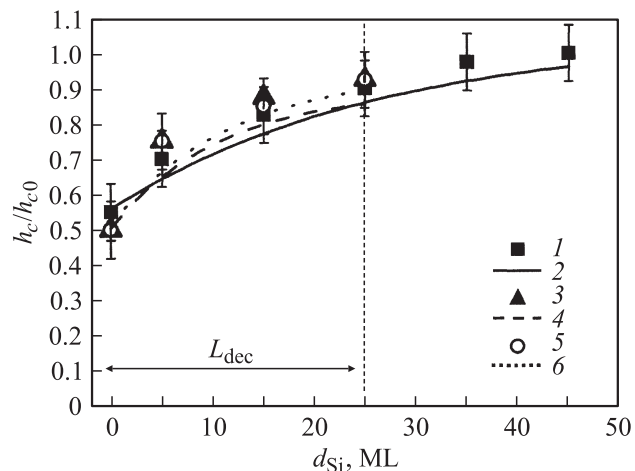


Рис. 4. Зависимости $h_c(d_{Si})$ для трех различных значений толщины и состава подслоя SiGe: $x_{Ge} = 15\%$ и $d_{SiGe} = 10$ нм (1 — экспериментальные точки, 2 — теоретическая кривая); $x_{Ge} = 30\%$ и $d_{SiGe} = 1.5$ нм (3 — экспериментальные точки, 4 — теоретическая кривая); $x_{Ge} = 100\%$ и $d_{SiGe} = 0.28$ нм (5 — экспериментальные точки, 6 — теоретическая кривая). Значения h_c нормированы на $h_{c0} = 4$ МС.

сегрегации Ge ростовым фронтом с помощью модели термоактивационного обмена атомов [13]. Согласно используемой модели, критерий начала образования островков может быть записан в следующем виде [13]:

$$-(1-Z) \frac{1}{2} \left\{ \sum_n (C_{ijkl} e_{ij} e_{kl})_n \right\} d_{\text{SML}} W + \left[\frac{\sigma(\theta)}{\cos \theta} - \sigma(0) \right] \leq 0, \quad (2)$$

где C_{ijkl} — тензор упругих модулей слоя, e_{ij} — тензор упругих деформаций слоя, d_{SML} — толщина „субмонослоя“ (толщина „субмонослоя“ равна 0.1 толщины монослоя; разбивка монослоя на „субмонослои“ использовалась для того, чтобы вычислять значения h_c с точностью до 0.1 МС [13]), n — номер „субмонослоя“, $\sigma(0)$ — поверхностная энергия для плоской (001) поверхности, $\sigma(\theta)$ — поверхностная энергия боковой грани островка. Для упрощения вычислений предполагалось $\sigma(\theta) \approx \sigma(0)$ и $\theta \approx 11^\circ$, углу, соответствующему боковым граням {105} пирамидальных островков Ge(Si) [16]. Степень релаксации упругой энергии при образовании островков была оценена по методу, использованному авторами [7,8], с помощью общего коэффициента остаточной упругой энергии островка, Z . Величина $(1-Z)$ определяет выигрыш в упругой энергии островка по сравнению с плоским слоем. Дополнительный экспоненциальный множитель $W = \exp[-y/L_{\text{dec}}]$ в выражении (2) служит для учета влияния упругой энергии, накопленной в напряженных подслоях [13]. Координата y отсчитывается от поверхности в глубь структуры. L_{dec} — подгоночный параметр, называемый „глубиной затухания“ упругой энергии и описывающий спад влияния захороненных напряженных слоев на переход по СК. Суммирование по n в выражении (2) ведется с учетом всех осажденных слоев до тех пор, пока это неравенство не будет выполнено, и минимальное значение $n = n_c$, при котором это произойдет, и определяет значение критической толщины как $h_c = n_c d_{\text{SML}}$.

В работе [13] была приведена предварительная оценка параметра $L_{\text{dec}} = 37$ МС. Полученные в этой работе экспериментальные данные позволяют уточнить значение L_{dec} . Наилучшее согласие экспериментальных зависимостей $h_c(x_{\text{SiGe}})$, $h_c(d_{\text{SiGe}})$ и $h_c(d_{\text{Si}})$ с теоретически рассчитанными достигается при значении $L_{\text{dec}} = 25$ МС ≈ 3.5 нм (рис. 2–4). Фактически это означает, что существенное влияние на переход по СК оказывают только те напряженные слои SiGe, которые расположены на расстояниях от поверхности, не сильно превышающих L_{dec} . Экспериментальным подтверждением этого является то, что h_c практически не зависит от d_{SiGe} и d_{Si} , когда их значения превышают L_{dec} (рис. 3 и 4).

Независимость параметра L_{dec} от состава слоя SiGe и уменьшение величины h_c более чем на 1 МС позволяет сделать предположение, что сегрегация Ge не является основным фактором, определяющим процесс

перехода от двумерного роста к трехмерному в исследуемых структурах. Для проверки этого предположения были проведены дополнительные экспериментальные исследования, в рамках которых была выращена серия структур с напряженным подслоем SiGe ($d_{\text{SiGe}} = 24$ МС ≈ 3.3 нм, $x_{\text{Ge}} = 20\%$) и разделительным слоем Si ($d_{\text{Si}} = 15$ МС ≈ 2.1 нм), на который осаждался Ge. В данной серии структур температура осаждения подслоя SiGe и разделительного слоя Si варьировалась в широком интервале температур ($T = 325\text{--}700^\circ\text{C}$), а слой Ge осаждался при фиксированной температуре 700°C . Изменение температуры роста слоев SiGe и Si позволяло существенно менять количество Ge, сегрегирующего на поверхности. Однако какой-либо заметной зависимости величины h_c от температуры осаждения слоев SiGe и Si выявлено не было, и во всем исследованном диапазоне температур их роста $h_c = 3.4 \pm 0.2$ МС. Полученные экспериментальные результаты позволяют сделать вывод, что сегрегация Ge не является определяющим фактором перехода по СК в исследованных структурах с напряженными слоями SiGe.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что упругая энергия, накопленная в структуре с напряженными захороненными слоями SiGe, является одним из ключевых факторов, оказывающих влияние на переход по Странскому–Крастанову. Степень влияния напряженных слоев SiGe на характер роста пленки Ge экспоненциально спадает с увеличением глубины их залегания, и это влияние остается заметным для слоев, расположенных на расстоянии от поверхности до 25 МС ≈ 3.5 нм. Следует, однако, отметить, что влияние других факторов, таких как шероховатость и реконструкция поверхности, не может быть полностью исключено. Изучение степени влияния этих факторов, а также микроскопической природы используемого параметра L_{dec} является отдельной задачей и требует дальнейших исследований.

4. Заключение

В работе изучено влияние напряженных, в том числе захороненных, слоев SiGe/Si(001) на переход по Странскому–Крастанову. Показано, что осаждение напряженного планарного слоя SiGe приводит к существенному уменьшению критической толщины двумерного роста Ge. Обнаружено, что влияние слоев SiGe на рост пленки Ge оказывается весьма значительным не только в случае роста непосредственно на напряженном слое SiGe, но и при зарастивании его ненапряженным слоем Si до толщин порядка 3.5 нм. Сравнение экспериментальных данных с вычисленными значениями критической толщины перехода показало, что модель, учитывающая это влияние посредством введения феноменологического параметра „глубины затухания“ в формулу для „эффективной“ упругой энергии, позволяет с достаточно хорошей точностью описать экспериментальные данные, полученные для различных типов структур.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы президиума РАН, проекта РФФИ № 08-02-00888-а, 07-02-00163 и проекта Рособразования РНП.2.1.1/617.

Список литературы

- [1] J.A. Floro, E. Chason, R.D. Twisten, R.A. Hwang, L.B. Freund. *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 3946 (1997).
- [2] K. Brunner. *Rep. Progr. Phys.*, **65**, 27 (2002).
- [3] H. Sunamura, Y. Shiraki, S. Fukatsu. *Appl. Phys. Lett.*, **66**, 953 (1995).
- [4] О.П. Пчеляков, Ю.Б. Болховитянов, А.В. Двуреченский, Л.В. Соколов, А.И. Никифоров, А.И. Якимов, Б. Фойхтлендер. *ФТП*, **34**, 1281 (2000).
- [5] T. Walther, A.G. Cullis, D.J. Norris, M. Hopkinson. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 2381 (2001).
- [6] Y. Tu, J. Tersoff. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 216 101 (2004).
- [7] A.V. Osipov, S.A. Kukushkin, F. Scmitt, P. Hess. *Phys. Rev. B*, **64**, 205421 (2001).
- [8] V.B. Dubrovskii, G.E. Cirlin, V.M. Ustinov. *Phys. Rev. B*, **68**, 075409 (2003).
- [9] J. Tersoff, C. Teichert, M.C. Lagally. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 1675 (1996).
- [10] A.I. Nikiforov, V.V. Ulyanov, V.A. Timofeev, O.P. Pchelyakov. *Microelectronics J.*, **40** (4), 782 (2009).
- [11] M. De Seta, G. Capellini, F. Evagelisti, C. Ferrari L. Lazzarini, G. Salviati, R.W. Peng, S.S. Jiang. *J. Appl. Phys.*, **102**, 042 518 (2007).
- [12] D.N. Lobanov, A.V. Novikov, N.V. Vostokov, Y.N. Drozdov, A.N. Yablonskiy, Z.F. Krasilnik, M. Stoffel, U. Denker, O.G. Schmidt. *Optical Mater.*, **27**, 818 (2005).
- [13] Ю.Н. Дроздов, Д.Н. Лобанов, А.И. Никифоров, А.В. Новиков, В.В. Ульянов, Д.В. Юрасов. *Поверхность, РСНИ*, **7**, 61 (2009).
- [14] Д.В. Юрасов, Ю.Н. Дроздов. *ФТП*, **42**, 5 (2008).
- [15] X. Chen, F. Wu, Z. Zhang, M.G. Lagally. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 850 (1994).
- [16] Y.-W. Mo, D.E. Savage, B.S. Swartzentruber, M.C. Lagally. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 1020 (1990).

Редактор Т.А. Полянская

Investigation of the transition of epitaxial Ge film from layer-by-layer to three-dimensional growth mode in heterostructures with SiGe strained layers

Yu.N. Drozdov, A.V. Novikov, M.V. Shaleev, D.V. Yurasov

Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract The results of investigations of the features of the layer-by-layer to three-dimensional growth mode transition of epitaxial Ge film in different types of SiGe/Si(001) heterostructures with buried strained layers are presented. It was obtained, that deposition of strained planar SiGe layer results in significant decrease of the critical thickness of layer-by-layer growth of Ge. The influence of strained SiGe layers is significant not only in the case of deposition of Ge on this layer directly, but even for SiGe layers capped by unstrained Si layer of thickness up to 3.5 nm. It was shown, that the model, where this influence of buried strained SiGe layers is taken into account by introduction of the phenomenological parameter „decay length of effective strain energy“ allows explaining all obtained experimental data.