

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования

«Южно-Уральский государственный университет (НИУ)»

«Институт естественных и точных наук»

Физический факультет

Кафедра физики наноразмерных систем

ДОПУСТИТЬ К ЗАЩИТЕ

Заведующий кафедрой д.ф-м и проф.

_____ / Бескачко В.П.

«__» _____ 2019 г.

Анализ параметров влияющих на образование нанокластеров Si-Ge

ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
К ВЫПУСКНОЙ КВАЛИФИКАЦИОННОЙ РАБОТЕ
ЮУрГУ – 11.03.04.2019.453 ПЗ ВКР

Руководитель, к.т.н., доцент

_____ /Колмакова Н.С./

«__» _____ 2019 г.

Автор, студент группы ЕТ-453

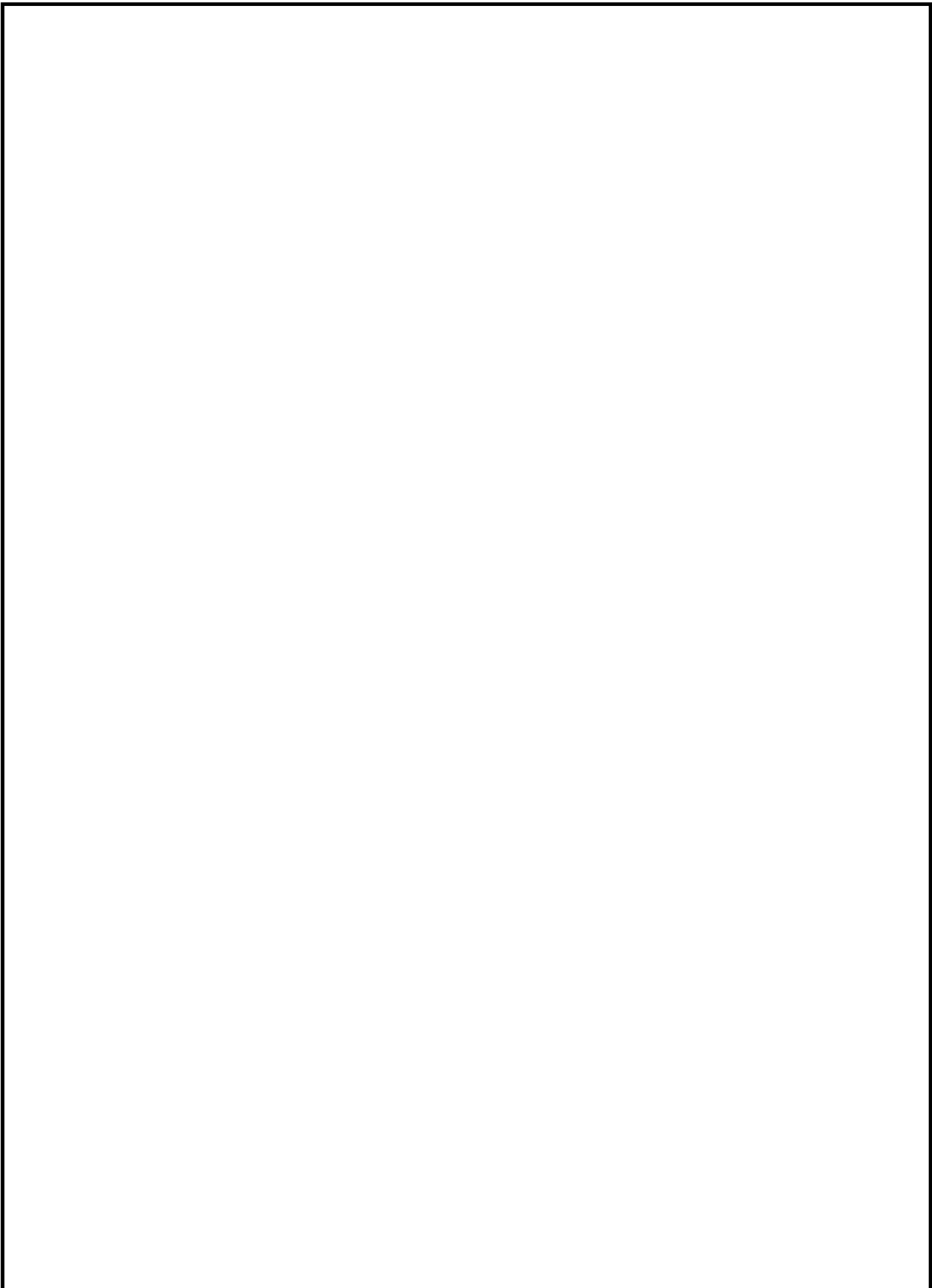
_____ /Колыгина Е.А./

«__» _____ 2019 г.

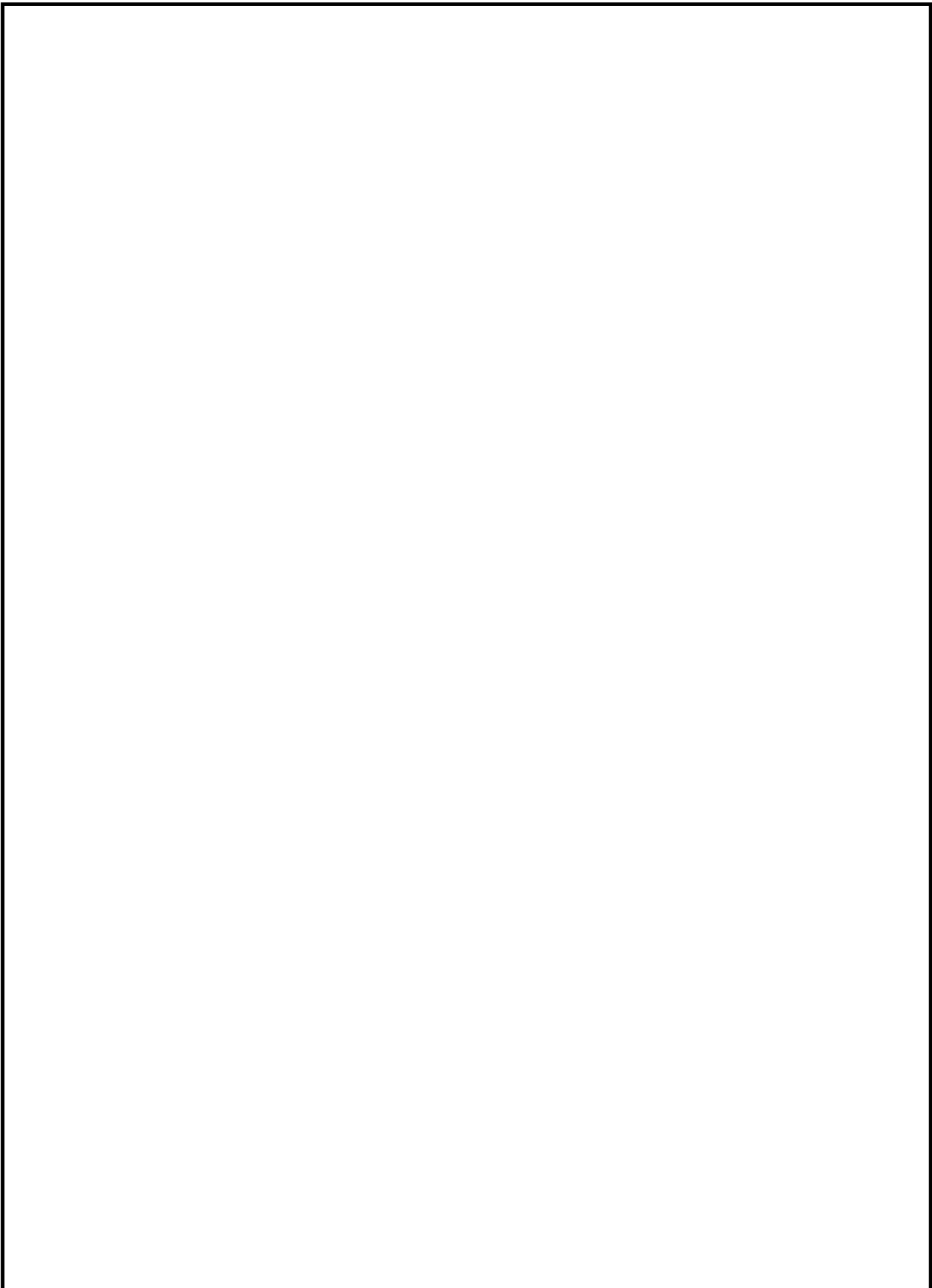
Нормоконтролер, к.т.н., доцент

_____ /Колмакова Н.С./

«__» _____ 2019 г.



					ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	Лист
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата		2



					ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	Лист
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата		3

АННОТАЦИЯ

Колыгина Е. А. Анализ влияния параметров на формирование нанокластеров SiGe. – Челябинск: ЮУрГУ, ИЕТН, ЕТ – 453; 2019, 52 с., 26 ил., библиогр. список – 27 наим.

Задачей работы является анализ экспериментальных работ по влиянию различных параметров на структуру и свойства нанокластеров SiGe. Проведение теоретического исследования по практическому применению нанокластеров SiGe.

Произведен анализ исследований формирования нанокластеров SiGe, и вследствие, выявлены параметры влияющие на формирование дано гетерогенной системы.

В ходе анализа материала, были отмечены основные трудности и перспективы использования нанокластеров в качестве квантовых точек.

Актуальность работы заключается в обобщение материала, касающегося формирования системы Ge на Si, а так же использование ее в микро- и оптоэлектронных приборах.

						Лист
					ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	4
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата		

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	7
ГЛАВА 1. Теоретическая часть.....	9
1.1. Введение в теорию формирования нанокластеров.....	10
1.2. Морфология перестройки нанокластеров.....	16
ГЛАВА 2. Анализ параметров, влияющих на формирование нанокластеров....	18
2.1. Влияние подготовки поверхности подложки на формирование нанокластеров.....	19
2.2. Влияние температуры на образование кластеров SiGe на ориентации подложки (111) 7*7.....	24
2.3. Влияние скорости роста на морфологию и структурные свойства островков Ge в hut-форме в Si (001).....	32
2.3.1. Сканирующая туннельная микроскопия.....	34
2.3.2. Рамоновская спектроскопия.....	35
2.3.3. Спектроскопия резерфордовского обратного рассеивания.....	39
ГЛАВА 3. Свойства нанокластеров SiGe.....	42
3.1. Структурные и электрические свойства нанокристаллов Ge, внедренных в SiO ₂ ионной имплантацией и отжигом.....	45
3.1.1. Структурные свойства отожженных образцов.....	46
3.1.2. Электронные свойства.....	51
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	53
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК.....	54

					ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	Лист 5
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата		

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время электроника на основе полупроводниковых материалов занимает одно из ведущих мест. С каждым годом производители стремятся уменьшить габариты таких устройств, что приводит к изучению объектов, размеры которых находятся в нанометровом диапазоне.

Нанокластеры, сформированные на поверхности подложки, наиболее близки к реальным структурам, используемых в электронике. Это и объясняет актуальность исследования таких систем.

Наноструктуры на основе гетеросистемы германий-на-кремнии привлекают внимание технологов благодаря значительному прогрессу в разработке новых приборов с квантовыми эффектами, несмотря на 4%-ую разницу между параметрами решетки Ge и Si. [5]

Так же в последнее время, нанокристаллы Si и Ge, встроенные в матрицу из диоксида кремния, широко изучаются на предмет их люминесцентных и удерживающих заряд свойств для интеграции в качестве оптоэлектронных и микроэлектронных устройств в комплементарной технологии металл-оксид-полупроводник (МОП). Что касается памяти, то слой нанокластеров, расположенный на туннелирующем расстоянии от подложки Si / SiO₂, используется в качестве плавающего затвора, чтобы уменьшить потерю бокового заряда, ограничивив обычную флэш-память. Инжекция более тонкого оксида в память нанокластеров позволяют увеличить надежность и выносливость, более быстрое время записи / стирания и пониженное рабочее напряжение. Слои SiO₂ с внедренными нанокристаллами могут быть изготовлены с использованием нескольких методов, включая напыление [1], распыление [2] и методы ионной имплантации [3]. Благодаря высокой совместимости с современной технологией МОП, ионная имплантация с последующим отжигом представляется подходящим методом для изготовления нанокластеров памяти.[4]

						Лист
					ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	6
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата		

Принимая во внимание, что исследования памяти нанокластеров были в основном сфокусированы на кластерах Si, Ge также представляет интерес из-за его меньшей ширины запрещенной зоны, вызывающей теоретически лучшее время удержания заряда и более быстрое время записи / стирания.

Так же интерес к нанокластерам Ge и Si связан с рядом следующих факторов:

1. Прогресс в разработке технологии получения массива нанокластеров Ge, который является достаточно однородным по размеру;
2. Размеры нанокластеров приведены к значениям, обеспечивающих появлению квантовых эффектов и электрон-электронного взаимодействия вплоть до комнатной температуры;
3. Совместимость разработанных методов с существующими кремниевыми технологиями для производства дискретных устройств.[5]

Таким образом, цель настоящей работы - анализ параметров влияющих на формирование нанокластеров Si-Ge.

Для достижения оставленной цели необходимо:

1. Проанализировать существующие методы формирования нанокластеров.
2. Выявить главные факторы, влияющие на образования и свойства кластеров.

						Лист
						7
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	

ГЛАВА 1

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ.

						Лист
					ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	8
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата		

Глава 1.

Теоретическая часть

1.1. Введение в теорию формирования нанокластеров.

Механизм образования новой фазы достаточно сложный и увлекательный процесс, который будет рассматриваться далее.

Для образования объемных островков кластеров можно выделить две стадии: зарождение и развитие зародышей. Данные стадии определяются балансом поверхностных энергий пленки и подложки, а также энергии границы раздела пленка-подложка и внутренней энергии объема островка.

Свободная энергия вновь образованного зародыша на поверхности подложки может быть выражена в виде трех энергий [3]:

$$\Delta G = \Delta G_v + \Delta G_A + E_i(V, \frac{h}{l}), \quad (1.1)$$

где $\Delta G_v = -V\Delta\mu$ — работа образования нового зародыша в V , $\Delta\mu$ — термодинамическая движущая сила кристаллизации, $\Delta G_A = \gamma s$ — работа, необходимая для создания дополнительной поверхности s , γ — поверхностная энергия зародыша, $E_i(V, \frac{h}{l})$ — дополнительная энергия, возникающая из-за упругой деформации зародыша, $\frac{h}{l}$ — отношение высоты к поперечному размеру зародыша. [5]

Первые два члена выражения (1.1) являются представителями классической теории (см., например, [6]). В данной теории, последним членом часто пренебрегают из-за его малого вклада, то в нашем случае его необходимо учитывать. Так как из-за разности параметров решетки, в системе Германий на Кремнии, величина дополнительной энергии зависит от объема зародыша и его формы. Поэтому величина $\frac{h}{l}$ является существенной при переходе двухмерного-слоевого к трехмерного островковому росту (при переходе 2D-3D).

									Лист
									9
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР				

По расчетам Muller, Kern [7] третий член выглядит как быстро спадающая функция h/l .

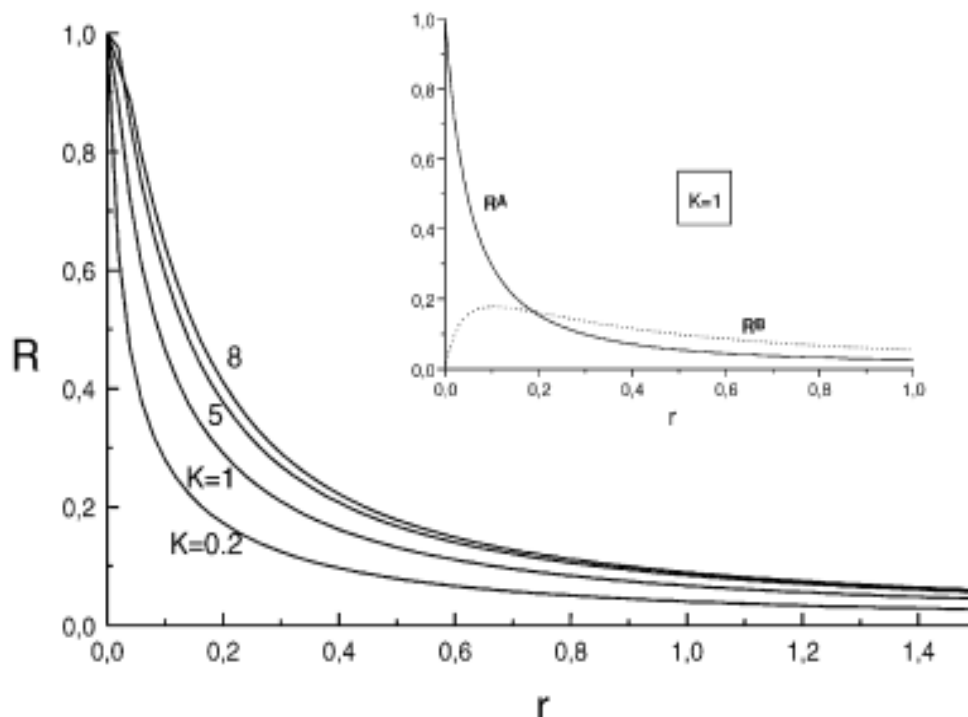


Рис.1.1. Зависимость коэффициента упругой релаксации $R(r)$ от формы $r=k \cdot l$ для кубообразного островка при разных значениях коэффициента жесткости K . [3]

На рис.1.1. видно, что чем больше выражена трехмерность напряженного зародыша, тем заметнее вклад упруго релаксации (уменьшение деформаций в наиболее удаленных от подложки участках), и тем меньше дополнительный вклад энергии напряжений в его свободную энергию.

Поверхностная энергия гетерогенной системы Ge на Si так же зависит от толщины покрытия Ge. В настоящее время, ключевым фактором для перехода от послойного к островковому росту является энергетический выигрыш из-за уменьшения напряжений в островках за счет упругой релаксации.

В работах Asaro, Tiller (1972 г.) [8] и Гринфельдом (1986 г.) [9] была показана определяющая роль значения $R(r)$, приводящей к морфологической нестабильности поверхности пленок. Основным принцип этой модели был является шероховатая поверхность напряженного слоя, имеющая меньшую

суммарную энергию вследствие упругой релаксации напряжений на вершинах выступов. Увеличение поверхностной энергии происходит из-за возрастания площади шероховатой поверхности, которая является фактором, тормозящим развитие рельефа пленки, однако, исследования проводившиеся в работе [9] выявили, что этот фактор только частично уменьшает энергетический выигрыш за счет релаксации. Чем больше отличие и разногласие параметров решетки пленки и подложки, тем при уменьшение толщины псевдоморфной пленки теряется ее морфологическая стабильность. Образование островков кластеров является крайним проявлением морфологической неустойчивости напряженных пленок и обычно наблюдается в системах с большим отличием параметра решеток пленки и подложки ($\epsilon > 2\%$), примерами которых является Ge–Si и InAs–GaAs. При уменьшение поверхностной энергии новой фазы каким либо способом, то потеря морфологической стабильности напряженной пленки возможна и при малых отличиях в параметрах решетки и подложки. Так, в условиях контакта напряженной пленки с жидкой фазой, поверхностная энергия пленки существенно меньше, чем поверхностная энергия границы раздела пленка– вакуум (или пар), наблюдается образование кластеров в системе $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}\text{-Si}(001)$ при малых рассогласованиях: $x \approx 0.05$ ($\epsilon \approx 0.2\%$) [10].

В соответствии с классической теорией процесс образования новой фазы заключается в таких основных стадиях, как зарождение центров новой фазы, их независимый рост и развитие этих центров во взаимодействии друг с другом — которое называется оствальдовским созреванием (ОС) или переконденсацией. ОС отражает позднюю стадию развития зародышей новой фазы во времени.

Первая теория оствальдовского созревания для образования кластеров в объеме перенасыщенных растворов была разработана Лившицем и Слезовым [11]. В последнее время эта теория часто используется для объяснения наблюдаемых процессов на поверхности полупроводников с помощью современной высоразрешающей техники. В соответствие с этой моделью стадия созревания определяется взаимодействием зародышей, находящихся внутри

						Лист
					ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	11
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата		

перенасыщенного скопления адатомов, с помощью эффекта Гиббса-Томсона. Возникающие эмбрионы новой фазы нежизнеспособны, т.е. возникают, достигают некоторых небольших размеров и погибают, не проявляя способности к неограниченному росту из-за более криволинейной поверхности. А зародыши новой фазы, достигнувшие некоторого критического размера, начинают неограниченно расти. Одним из параметров ОС является постоянное увеличение во времени среднего размера островка и рост с расширением ненормализованного распределения островков по размерам.

Экспериментально подтверждено, что развитие двумерных островков Si на поверхности Si(100) хорошо согласовывается с моделью ОС. На рис. 1.2 представлено схематичное зарождение и формирование нового эпитаксиального слоя в классическом представлении по Кукушкину и Осипову[12].

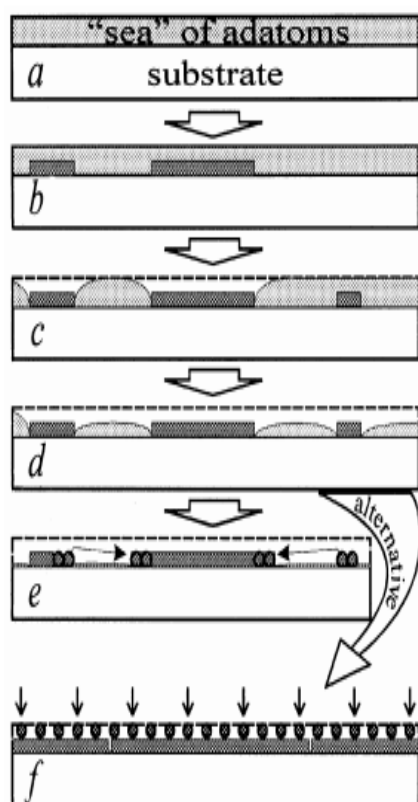


Рис 1.2. Схема зарождения и формирования нового монослоя в классическом представлении по Кукушкину и Осипову[12] применительно к молекулярной эпитаксии. [5]

Как и говорилось выше, зарождение происходит в несколько этапов. Первоначально(а) на поверхности подложки находится перенасыщенный адсорбат атомов Si и происходит зарождение двухмерных центров (b). После начинается этап независимого роста центров (с) — в процессе которого происходит снижение перенасыщения вокруг центров, но без взаимодействия последних, так как их диффузионные поля ”питания” еще не перекрываются. Поэтому зарождение новых зародышей в местах, удаленных от уже образовавшихся, продолжается (с, центр справа). После того как диффузионные поля перекрываются (d) и пересыщение между островками снижается, вероятность появления новых центров падает, наступает этап оствальдовского созревания. Островки достигшие необходимого размера продолжают расти, а остальные исчезают (позиция e). Распределение островков по подложке является воспроизводимой функцией, которая зависит от ориентации подложки.

В работах по созреванию зерен Лившиц и Слезов утверждали, что упругие деформации в зернах могут быть учтены и не изменяют конечных распределений. Однако, последние исследования показали, что упругие деформации в эпитаксиальных пленках и возникающих объемных островках являются главным и многозначным фактором, который кардинально меняют классически механизм фазообразования. И именно по этому, в нашем случае, т.е. роста нанокластеров Ge-на-Si, наличие таких деформаций приводит к переходу от 2D роста к образованию островковых кластеров на поверхности. Такой механизм называется механизмом Странского-Крастанова.

Существенная разнородность упругой релаксации кластера по его высоте приводит к зависимости энергетического выигрыша от формы островка, из-за чего появляются несколько дискретных энергетически наиболее выгодных форм. Упругие искажения в прилегающей области подложки по границам кластера возрастают с увеличением размеров последнего, что изменяет последовательности присоединения адатомов к кластеру, уменьшая скорость роста [12-14].

						Лист
						13
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	

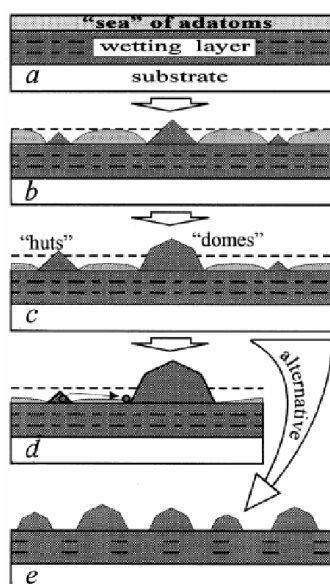


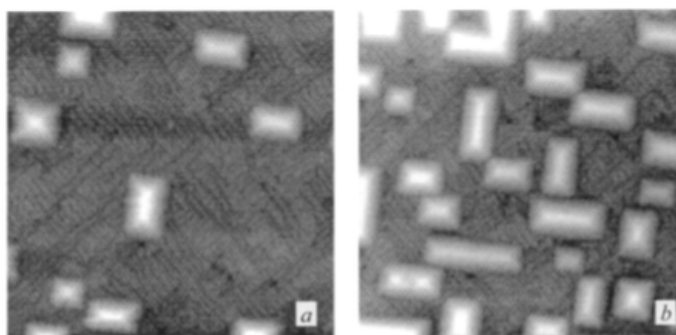
Рис. 1.3. Стадии формирования трехмерных островков в системе Ge–Si (001)[5].

На рис. 1.3 представлены основные этапы образования напряженных островков и их отличия от классического варианта. В начальном состоянии (а) на поверхности имеется пересыщенный адсорбат, но теперь он образовался на поверхности подстилающего (смачивающего) слоя напыляемого материала (Ge). Зарождение 3D hut-кластеров (позиция b) обусловлено релаксацией упругих деформаций (1-е отличие от классики). Далее (позиция c) появляются две выделенные формы: hut и dome. Энергетическая выгодность первой и второй форм зависит от их объема, но при определенных условиях возможно их сосуществование. Наблюдался переток атомов к более энергетически выгодной форме (позиция d) и тогда можно говорить о реализации модели ОС (малые островки исчезают в пользу больших), при этом, однако, нет непрерывного распределения по размерам островков, а наблюдается бимодальность в распределении; в работах наблюдался обратный переход от формы dome к форме hut (3-е отличие от классики). Возможно квазиравновесное состояние системы, при котором размеры и форма кластеров практически не изменяются во времени при отсутствии внешнего потока (позиция e) (4-е отличие от классики). Так же было показано, что вероятность стабильного состояния ансамбля островков

возрастает с увеличением анизотропии поверхностной энергии (ее возрастанием на фасеточных гранях островков). При определенных условиях (близкое расположение островков) теоретически обосновано взаимодействие кластеров через перекрывающиеся поля упругих деформаций в подложке, что может способствовать упорядочению пространственного распределения островков на поверхности (5-е отличие от классики). Учет упругого взаимодействия через подложку в системе островков Ge-на-Si позволил более адекватно описать результаты эксперимента.

1.2. Морфологические перестройки нанокластеров

В гетеросистемах Ge–Si экспериментально наблюдают несколько стадий эволюции островков в процессе увеличения эффективной толщины пленки. Эти стадии различны для подложек с ориентацией поверхности (001) и (111). С точки зрения создания квантовых объектов поверхность (001) является уникальной, потому что только на ней были обнаружены компактные трехмерные бездислокационные островки размером 10–100 нм (рис. 1.4).



1.4. STM-изображения hut-кластеров на поверхности (001) Si с подслоем Ge толщиной d_{Ge} , монослои (МС): а — 4.6, b — 8; $T_p = 300^\circ\text{C}$. Сторона кадра — 160 нм. STM (scanning tunneling microscopy) — метод растровой туннельной микроскопии[5].

Появление таких островков наблюдается после образования сплошной пленки Ge, сверхструктурные домены которой хорошо различаются между островками на рис. 1.4. Начало образования 3D кластеров сопровождается

						Лист
						15
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	

возникновением на картинах дифракции быстрых электронов (ДБЭ) тяжёлой, сформированных рассеянием электронов на гранях {105}. Благодаря своей форме такие островки получили название hut-кластеры. С ростом средней толщины пленки в дополнение к граням {105} картины ДБЭ показывают появление граней {113} и {102}. (Следует отметить, что первая работа, в которой методом ДБЭ были выявлены именно эти грани островков Ge на поверхности Si(001), была выполнена в ИФП СО РАН еще в 1987 г. [15]). Эта стадия роста характеризуется как формирование dome-кластеров. Переход от hut-кластеров размером в основании 15–20 нм к dome-кластерам (средние размеры 50–100 нм) сопровождается увеличением степени релаксации механических напряжений. Материал в кластерах типа hut упруго релаксирован в среднем на 20%, тогда как в островках типа dome из-за большего отношения высоты к основанию релаксация составляет более чем 50%, при этом островки остаются по-прежнему когерентно сопряженными с подложкой. Как показывают многочисленные экспериментальные наблюдения, последней стадией развития морфологии и структуры островков $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ -на-Si (001) и (111) является образование трехмерных пластически деформированных островков с ДН в границе раздела с подложкой, сопровождающееся быстрым увеличением их размеров.

						<i>Лист</i>
					ЮрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	16
<i>Изм.</i>	<i>Лист</i>	<i>№ докум.</i>	<i>Подпись</i>	<i>Дата</i>		

Глава 2

Анализ параметров, влияющих на формирование кластеров

						Лист
					ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	17
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата		

Глава 2

Анализ параметров, влияющих на формирование нанокластеров

2.1. Влияние подготовки поверхности подложки на формирование нанокластеров

Чистота поверхности и поверхностные явления играют важную роль, не только при напылении тонких пленок, но и в образовании и формировании нанокластеров, т.к. с уменьшением размеров островков возрастает значение поверхностных процессов. Так же, как известный факт, свойства атомов на поверхности и на объеме различно. Так как атомы монокристалла находящиеся в объеме можно описать как повторение элементарной ячейки, содержащие большее количество соседей. В свою же очередь, атомы находящиеся на поверхности имеют ненасыщенные связи и поэтому более химически активны. В результате чего, поверхность покрывается слоями различных соединений. Из-за того, что атомы в объеме имеют другое окружение и химическую активность, нежели атомы на поверхности, то таким образом свойства твердого тела отличаются соответственно. Поэтому крайне важно не только приготовить чистую поверхность, но и поддерживать ее чистоту на протяжении всего формирования нанокластеров.

Чистой поверхностью считается поверхность материала, химический состав которой однороден со вторым внутренним слоем атомов и которая покрыта не более одной сотой доли монослоя чужеродных атомов. [16]

В работе [16] были проведены исследования влияния чистоты поверхности на процесс образования и трансформацию нанокластеров Si-Ge.

Во время эксперимента, для определения размера нанокластеров, были использованы растровый электронный микроскоп, а так же сканирующий

						Лист
					ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	18
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата		

зондовый микроскоп. Анализ производился на поверхности пластин узлом в 30° без декодирования и запыления металлом.

Анализ изменения структуры поверхности исходных подложек производился с помощью спектроскопии комбинационного рассеивания света (КРС), спектры которых на оптических фонах получали при облучении структур Аргона лазером с $\lambda=514,5$ нм и регистрировали с помощью специального спектрофотометра ДФС-52 при комнатной температуре. [16] Производились исследования влияния типа обработки исходных подложек на плотность и размера нанокластеров, сформированных при температуре 540-570 $^\circ\text{C}$.

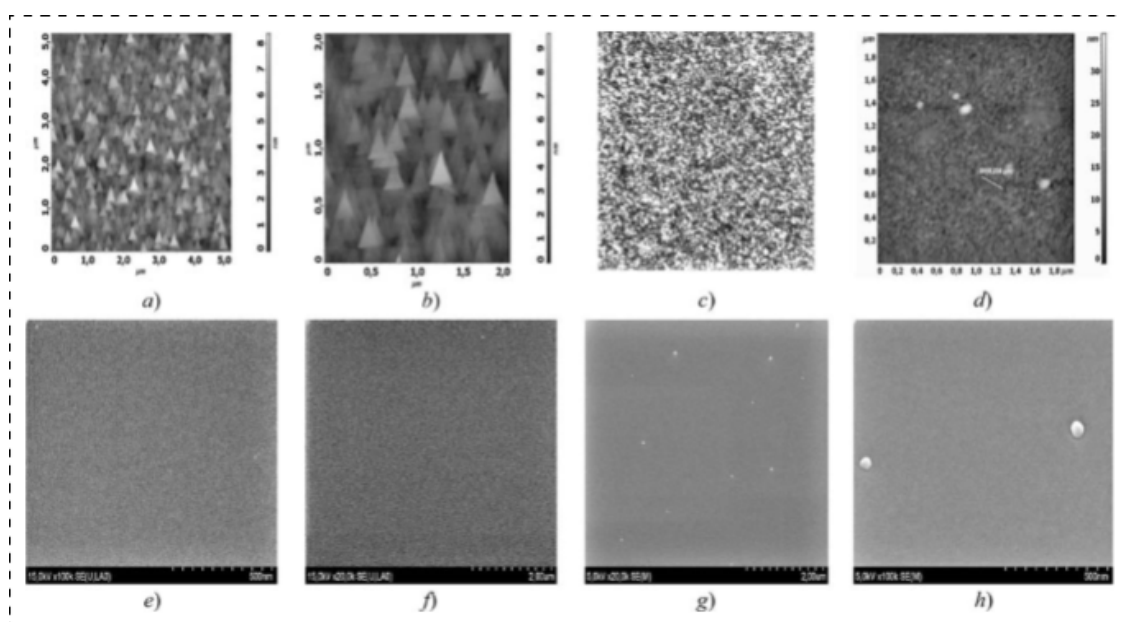


Рис. 2.1. Топография поверхности подложек после различных видов термообработки: а — кремневых подложек в среде хлористого водорода; б — дополнительно отожженных в среде Ar; в — в среде H_2 ; д — с последующим отжигом в среде азота и водорода; е — подложек с ультратонким (4 нм) слоем диоксида кремния; ф — с ультратонким (4 нм) слоем нитрида кремния; г, h — подложек с ультратонкими (4 нм) слоями оксида диспрозия и иттрия в среде водорода. Термообработку проводили при температуре 900...1000 $^\circ\text{C}$ [16].

В ходе работы были исследованы топографии поверхности, подверженных различным типам обработки, представленные на рис.2.1. Выяснилось, что только обработка исходных подложек с пленочными нанослоями оксидов и нитрида

кремния в среде водорода позволяют получить практически чистую не шероховатую поверхность. Степень увеличения чистоты поверхности наблюдаемых при обработки слоев из диоксида Si на исходной подложке обуславливается восстановительными реакциями, в результате которых происходит удаление оксида Si и вскрытие чистого слоя поверхности. Так как вследствие вскрытия чистого слоя, внешняя оболочка поверхности атомов кремния не заполнена и имеет ненасыщенные связи, то предполагается, что последующая адсорбация монослоев германия приводит к образованию кластеров SiGe. (рис 2.2-2.5). При этом сначала наблюдается быстрый рост первого монослоя, и последующее замедленное формирование второго и третьего монослоя SiGe.

В последствие, выявили логарифмическую зависимость количества атомов германия, адсорбированных на поверхности. Выяснилось, что параметры, входящие в уравнение зависят не только от температуры, но и от давления моносилана и моногермана, необходимые для формирования кластеров.

$$N = a + b \cdot \lg t, \quad (2.1)$$

где t- время в минутах, а и b- параметры зависящие от температуры; а- зависит от давления моносилана и моногермана, необходимые для формирования кластеров.

Так же а и b зависят от чистоты поверхности, уровня легирования, кристаллографической ориентации исходной подложки и типа наноразмерного двумерного-слоевого-покрытия исходной подложки с планарной стороны. С использованием источников описанных выше после пятиминутного взаимодействия с поверхностью исходной подложки, для кремния и германия параметры а и b равны $8,5 \cdot 10^{14}$ атом/см² и $1,2 \cdot 10^{14}$ атом/см², соответственно. Степень покрытия поверхности нанокластерами SiGe увеличивается в зависимости от того, насколько давно была очищена поверхность исходной подложки.(рис. 2.2-2.5)

					ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	Лист
						20
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата		

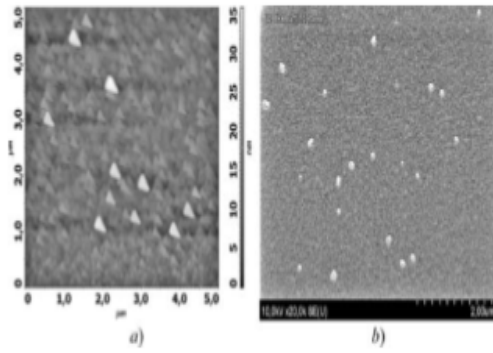


Рис. 2.2. Зарождение нанокластеров SiGe на чистой поверхности кремния после обработки в хлористом водороде (а) и на диоксиде кремния (б) после термообработки в среде водорода с азотом. [16]

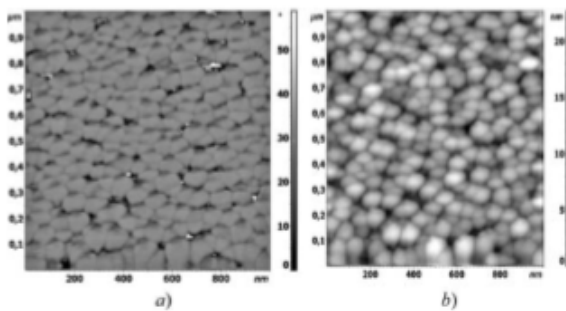


Рис. 2.3. Формирование нанокластеров SiGe на отожженных в аргоне (а) и в водороде (б) исходных подложках кремния. [16]

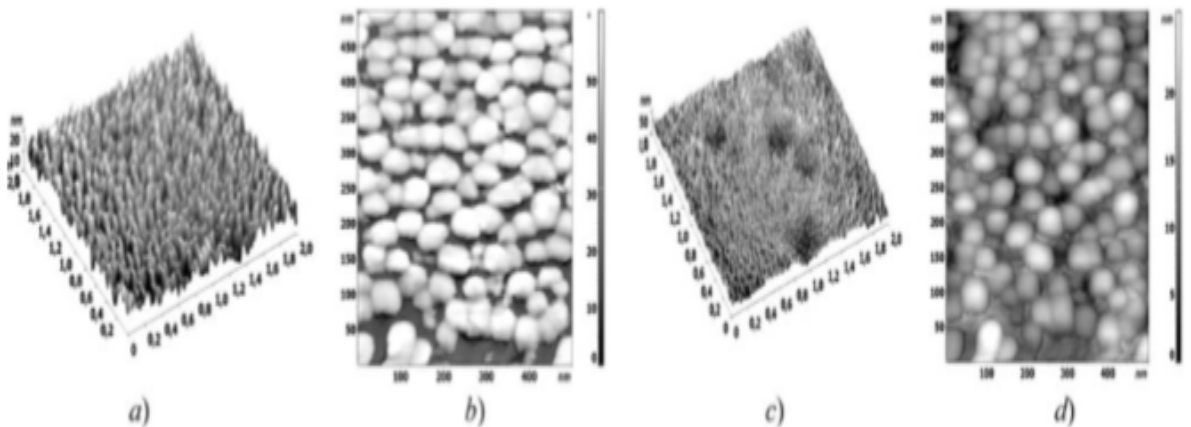


Рис. 2.4. Топография нанокластеров SiGe на диоксиде диспрозия (а, б) и на диоксиде иттрия (с, д) без термообработки исходной подложки (а, с) и с термообработкой в среде водорода (б, д). [16]

Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата

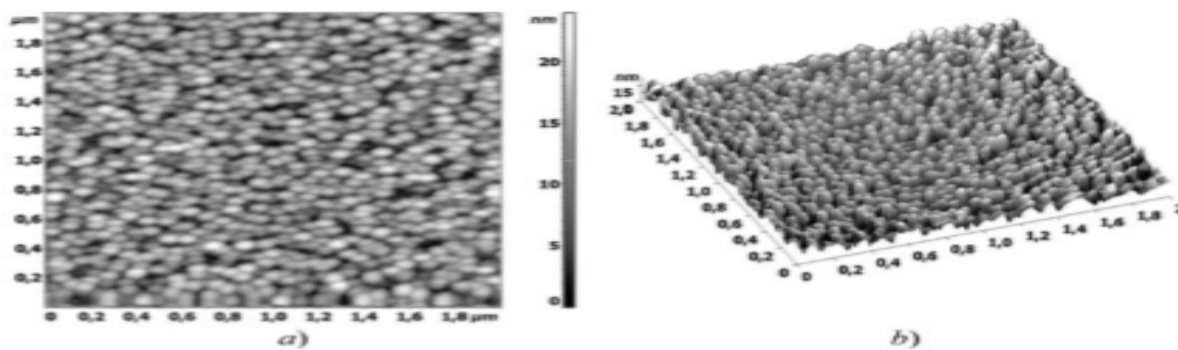


Рис. 2.5. Формирование нанокластеров SiGe на отожженных в водороде поверхностях оксида кремния (а) и нитрида кремния (б) на исходных подложках кремния. [16]

Такое увеличение связано с большим количеством оборванных связей на свежеприготовленной поверхности подложки, и следовательно, увеличением связей при самоорганизации SiGe. В случае GeH_4 образуются четыре связи Si—H и четыре поверхностных атома Si связываются с одним атомом Ge, при адсорбции молекулы SiH_4 образуются четыре связи Ge—H и четыре поверхностных атома Ge связываются с одним атомом Si [17]. В итоге такого взаимодействия происходит образование нанокластеров изучаемого состава.

Число связей при монослойном заполнение чистой поверхности подложки моносиланом и моногерманом равно числу поверхностный атомов кремния. А так как полная дисорбция водорода происходит при температуре, близкой к температуре разложения SiH_4 , то водород также связан с поверхностью кремния. По расчетам из работы [16], заполненность поверхности для плоскости (111) равно $7,84 \cdot 10^{14}$, для плоскости (110) – $9,58 \cdot 10^{14}$, а для плоскости (100) – $6,78 \cdot 10^{14}$. Так же авторы предположили, что расхождение величин а и б при разных методах обработки возможно связано с изменением числа кристаллов с данной ориентацией или числом ненасыщенных связей. В этом случае коалесценция не ограничивает скорость процесса, т.к Si и Ge поставляются прямиком из газовой фазы. Отсюда, для формирования нанокластеров SiGe, требуется контакт с нагретой поверхностью исходной подложки до температуры ≥ 450 °С, т.к SiH_4 разлагается при температуре 450°С, а GeH_4 – при 350°С.

Из рисунков представленных выше (см. рис 2.1-2.5) видна эволюция изменения рельефа поверхности подложки, а так же масштаба и плотности нанокластеров после разных типов обработки. Также наблюдается, что поверхность подложки покрыта массивами наноразмерных, конусообразных образований(рис. 2.3-2.5). При этом, если увеличивать температуру и время теплового воздействия, то это приводит к объединению нанокластеров в более крупные кластеры как по высоте, так и бокового размера агломератов. (рис 2.6)

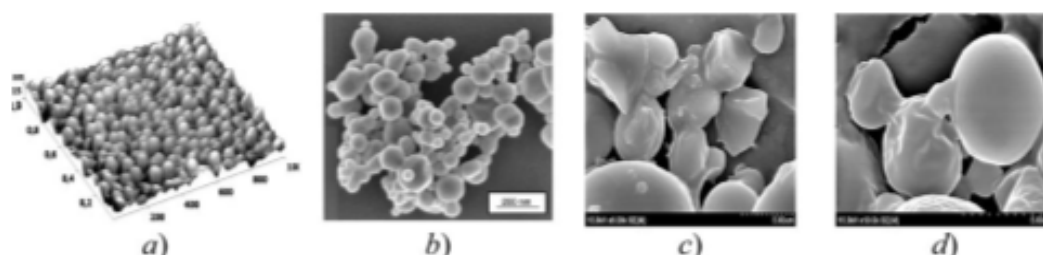


Рис. 2.6. Трансформация нанокластеров SiGe на поверхности пленки диоксида кремния на исходной кремниевой подложке: а — исходные кластеры после самоорганизации; б — после обработки в водородоазотной смеси при температуре 560 °С; с — при температуре 740 °С; d — при температуре 900 °С. Длительности процесса термообработки — 30 мин.[16]

Помимо увеличения температуры, на структуру, размеры и состав нанокластеров SiGe влияет и термообработка и скорость охлаждения подложек с уже образовавшимися островками, т.к. уже отожженные образы кластеров претерпевают трансформацию, в результате которой происходит переход к микрокластерам. (рис 2.3.)

2.2. Влияние температуры на образование кластеров si-ge на ориентации подложки (111) 7*7

Для исследования влияния температуры в работе [20] будет использоваться подложка структуры 7 на плоскости (111), которая является для кремния стабильной. Так как для формирования нанокластеров SiGe требуется

						Лист
						23
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	

температура ≥ 450 °C, следовательно форма и размер кластеров Ge будет более однородна при высоких температурах, чем при комнатной температуре.

Структуры гетеропереходов SiGe привлекают все больше внимания в последние десятилетия благодаря их применению в микро- и оптоэлектронных устройствах, а так же их совместимости с обработкой Si. Динамика роста Ge на поверхности Si (1 1 1) -7 * 7 демонстрирует классическое поведение мод Странского – Крастанова, при котором когерентно напряженные эпитаксиальные слои растут слой за слоем до критической толщины, сопровождаемой образованием трехмерных островков. В работе [18] говорится, что атомы Ge преимущественно адсорбируются в треугольных полуостровках на поверхности и образуют неправильные кластеры Ge по размеру и форме, а Suzuki и Shigeta [19] рассуждают, что образование однородных островков Ge на подложке Si (1 1 1) -7 * 7 с очень низким охватом температур 300–360 ° C, показывающая что боковой рост островка Ge представляет собой процесс перестройки слоя дефекта упаковки.

В работе [20] проводились эксперименты в сверхвысоковакуумной (СВВ) системе Omicron (базовое давление $5 \cdot 10^{-11}$ мбар), оснащенной сканирующим туннельным микроскопом (STM), низкоэнергетической электронной дифракцией (LEED) и оже-электронной спектроскопией (AES).

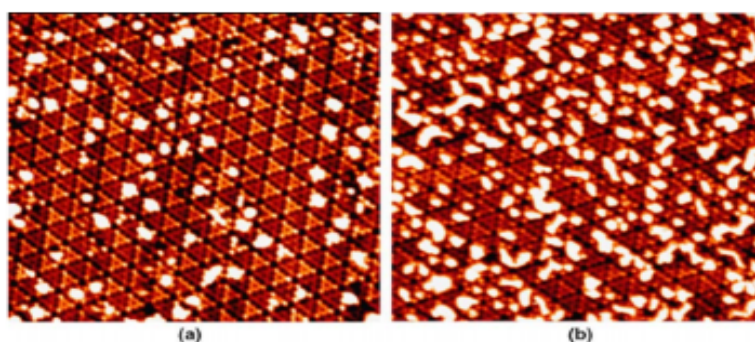


Рис 2.7. Топографические STM-изображения поверхности Si (1 1 1) -7 *7, на которой (а) 0,10 мн и (б) 0,30 мн Ge были нанесены в комнатной температуре. Площадь сканирования: $40 \cdot 40$ нм². $U_{bias} = -1,5$ В, $I_t = 0,20$ нА. Нерегулярные кластеры Ge почти все расположены в треугольной полуклетки поверхности Si (1 1 1) -7 * 7. [20]

						Лист
						24
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	

На рис. 2.7 показаны СТМ-изображения поверхности Si (111) - 7×7 , на которой осаждалось 0,10 и 0,30 моноэля (мл) Ge при комнатной температуре. Нерегулярные кластеры Ge фактически расположены в треугольных полуэлементах поверхности Si (1 1 1) - 7×7 , где область с наибольшей плотностью оборванных связей преимущественно адсорбирует атомы Ge. Изображения также показывают равные вероятности того, что кластеры Ge занимают поврежденные и неповрежденные половины. По расчетам выявлено, что при комнатной температуре атомы Ge не обладают достаточной подвижностью, чтобы охватить стенку диаметра после осаждения на поверхность.

С увеличением степени покрытия Ge размеры кластеров не меняются, а увеличивается только их плотность. После того, как кластеры Ge насытят все оборванные связи в треугольных половинах, адсорбция оборванных связей и кластеров Ge для дополнительных атомов станет очень слабой, и соответственно, увеличится подвижность дополнительных атомов Ge. Таким образом, дополнительные атомы Ge могут перемещаться преимущественно в кластер меньшего размера, и рост кластеров Ge подавляется. Однако также установлено, что некоторые кластеры продолжают объединяться, образуя кластер большей по величине независимо от границ треугольников. Колебания размеров кластеров Ge по-прежнему указывают на меньшую подвижность атомов Ge при комнатной температуре.

Изображения STM 0,10 и 0,20 мля Ge, нанесенного на поверхность Si (1 1 1) - 7×7 при повышении температуры подложки до 100°C , показаны на рис.2.8 (а) и (b) соответственно. Распределение кластеров Ge по размерам значительно отличается от распределения при комнатной температуре и островки имеют более равномерный размер и форму. Все кластеры Ge образуются в границах треугольных полуклеток с размерами около $1,6 \pm 0,4$ нм.

						Лист
						25
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	

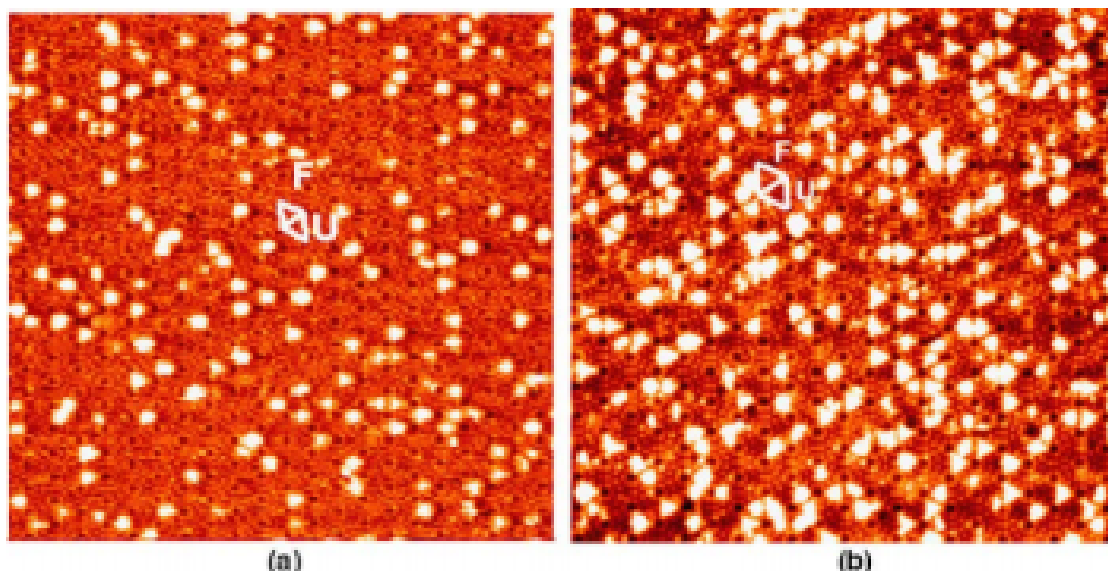


Рис.2.8. STM-изображения (а) 0,10 мля и (б) 0,20 мл Ge, нанесенного на поверхность Si (1 1 1) -7 *7 с повышением температуры подложки до 100 С. Размеры сканирования: 50 · 50 нм², U_{bias}=2,0 В, I_t= 0,20 нА. На данном изображении можно увидеть кластеры Ge с более однородными размерами, показывающие преимущественную адсорбцию в поврежденной половине ячейки структуры Si (1 1 1) -7 * 7. Существуют две различные формы кластеров Ge (имеющих треугольную и круглую форму, соответственно) на поврежденных половинках и неповрежденных половинках. [20]

Хорошо известно, что осаждение атомов на подложку является неравновесным процессом, адсорбированные атомы мигрируют на поверхности, и при встрече друг с другом могут образовывать критические ядра, которые впоследствии могут расти в кластеры путем присоединения других атомов. Коэффициент поверхностной диффузии D дополнительного атома, связан с узловой скоростью переноса k_s ,

$$D = a^2 k_s \quad (2.2),$$

где a - эффективное расстояние переноса между узлами, а $k_s = \exp(-V_s / kT)$, где V_s - потенциальной барьер между узлами, T - температура подложки, а k - постоянная Больцмана.

При комнатной температуре большинство атомов Ge остаются в половине треугольника, где они приземляются из-за малой величины диффузии. Таким образом, осаждение дает широкое вариацию размеров кластеров. При повышение температуры подложки во время процесса осаждения, средняя подвижность

дополнительных атомов будет значительно увеличена. Тогда атомы Ge могут легче мигрировать, образуя ядра и кластеры в треугольниках на поверхности.

Еще одна очевидная особенность изображений количества кластеров Ge, распределенных на поврежденных половинных элементарных ячейках, то что их примерно в три раза больше, чем на неповрежденных половинах. Поскольку две половины ячейки принимают разные значения энергии, то Ge отдает предпочтение к половине с меньшей областью энергии, т.е. области поврежденной половины элементарной ячейки. Разность энергии адсорбции между двумя половинами может быть оценена по формуле Больцмана:

$$\frac{N_F}{N_U} = \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (2.3),$$

где N_F и N_U - число количества кластеров в поврежденной половине элементарной ячейки и неповрежденный при температуре T , где ΔE - разность энергий, а k - постоянная Больцмана.

Кроме того, многие кластеры на поврежденной и неповрежденной половине имеют две различные структуры, с треугольной и круглой формой, соответственно, что более заметно на изображении STM при $\theta_{\text{моноел}} = 0.20$. В работе [20], предлагают, что это может быть связано с различной энергией адсорбции и химической активностью этих двух половин. Атомы Ge имеют большую суммарную энергию для адсорбции на поврежденных половинках, на которых кластеры могут содержать большее количество атомов Ge при более высоком покрытии. Тем не менее, боковые стенки и угловые дыры также можно четко наблюдать. Они указывают на потенциальные барьеры вдоль границ элементарных ячеек Si (1 1 1) - (7 * 7).

						Лист
					ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	27
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата		

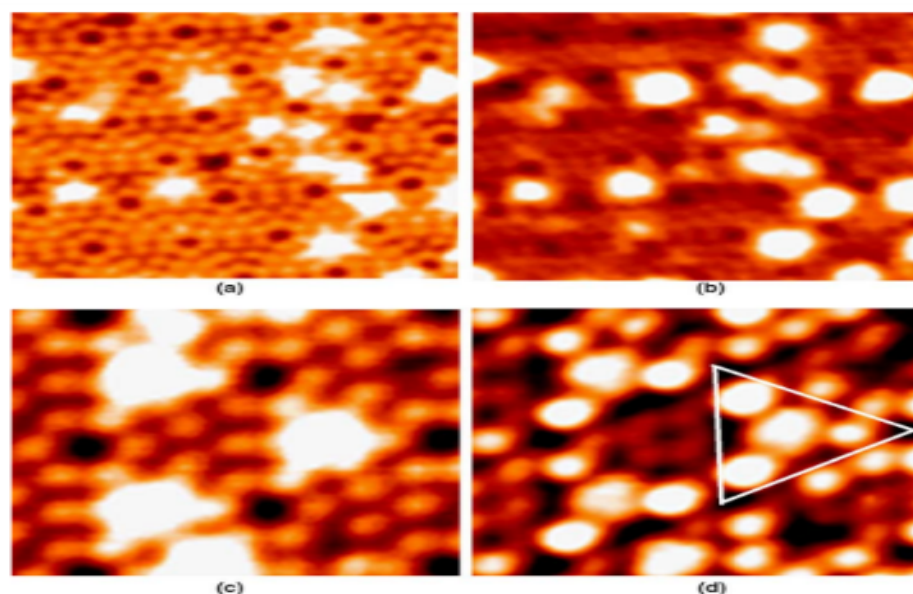


Рис. 2.9. STM-изображения кластеров в форме «звезд» при различных напряжениях смещения, (a) и (c) $U_{\text{bias}}=+2,0$ В, некоторые кластеры появляются в характерной форме звезды; (b) $U_{\text{bias}} = +3,0$ В, скопления в форме «звезды» в одной и той же области (a) преобразуют его внешний вид в округлую форму; (d) $U_{\text{bias}} = 1,5$ В. В (c) кластер расположен в центре треугольника ($7 * 7$) элементарной ячейки, и некоторые яркие точки спутника распределены в ближайших точках адатомов вокруг центрального кластер. Туннельные токи на всех изображениях составляют $0,20$ нА. [20]

Интересно, что некоторые кластеры могут появляться в характерной звездообразной форме при напряжениях смещения от $+1,5$ до $+2,0$ В (рис. 2.9. а и с.) При более высоком положительном напряжении «лучи звезды» исчезают, и кластер преобразовывается в круглую форму (см. Рис. 2.9 б). Чтобы понять структуру звездообразных скоплений, в данной работе проводится исследование их характеристик на изображении STM в заполненном состоянии, которое, по видимому, сильно отличается от изображения в незаполненном состоянии. На Рис. 2.9 (d) показано изображение STM ($U_{\text{bias}} = 1,5$ В) звездообразных скоплений, появление одного кластера в треугольной половине ($7*7$) элементарной ячейки отмечено белым треугольником. В центре треугольника расположено центральное скопление. Некоторые яркие точки выглядят как «спутники», распределенные на ближайших участках адатомов вокруг центрального скопления.

Поскольку наблюдаемые структуры кластеров напрямую не связаны с внутренней конфигурацией, а связаны с их электронными структурами, то различные изображения STM со смещением напряжений могут отражать различие локальной плотности состояний (LDOS) на разных уровнях энергии. Так же считается, что центральный кластер имеет большое влияние на электронные структуры ближайших адатомов, в том числе три угловых адатома в треугольнике и три центральных адатома в соседних треугольниках (как показано на рис. 2.10).

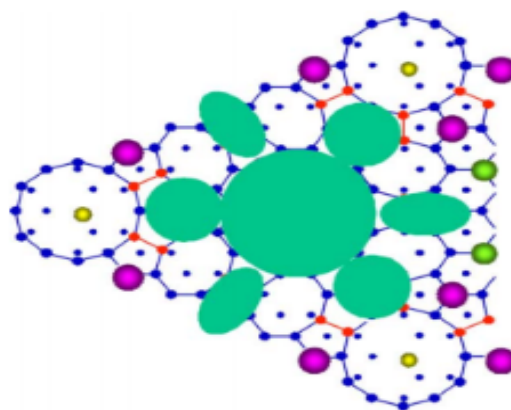


Рис. 2.10. Вид сверху возможной структурной модели, предложенной для «звездных» кластеров. Кластер расположен в центре треугольника. Сильная зависимость появления от напряжения обусловлена сильным влиянием центрального кластера на электронные структуры ближайших адатомов. [20]

Таким образом, кластер может образовывать разные формы при изменении напряжения смещения. Из изображений STM следует, что только несколько скоплений имеют нормальную форму гексаграммы, в то время как большинство скоплений имеют неправильную форму звезд. Из выше изложенного следует, что центральные кластеры с различной структурой будут по-разному влиять на ближайшие адатомы. Однако сильная зависимость STM-изображений от напряжения не может позволить окончательно установить детальную электронную структуру и конфигурацию кластеров Ge без помощи теоретических расчетов и моделирования. Кроме того, стоит отметить, что все кластеры, способные формировать форму звезды, имеющие меньшие размеры, чтобы

создать три угловых адатома в треугольнике видимыми на изображениях в заполненном состоянии.

Дальнейшее повышение температуры подложки вызывает укрупнение кластеров и одновременно диффузию между атомами Ge и Si, что, возможно, связано с подвижностью атомов Ge. Таким образом, однородность кластеров Ge по размеру и форме не показывает очевидных изменений в данном эксперименте. Когда температура подложки увеличивается, примерно, до 300 ° C или даже выше, начинается рост эпитаксиальных смачивающихся слоев Ge.

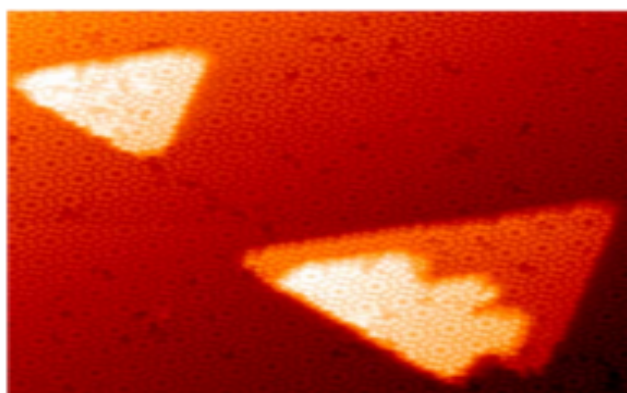


Рис. 2.11. Изображения STM 0,20 мЯ. Ge нанесенных на поверхность Si (1 1 1) 7 * 7 с повышением температуры подложки до 300 C. Размеры сканирования: 45 · 45 нм², U_{bias}= 2,0 В, I_t= 0,10 нА. На подложке Si (1 1 1) -7 * 7 образуются двумерные Ge треугольные эпитаксиальные островки с одинаковой ориентацией и реконструкцией. [20]

Как показано на рис. 2.11, типичная морфология поверхности треугольных эпитаксиальных островков Ge на субмонокристаллическом покрытии имеет ту же реконструкцию и ориентацию, что и подложка Si (1 1 1) -7 * 7. Как неоднократно сообщалось в литературе [21,22], смешивание и легирование Ge – Si могут существовать при высокой температуре и играть важную роль в эпитаксиальном росте островков Ge.

По итогу, при комнатной температуре нерегулярные кластеры Ge адсорбируются в треугольных половинах поверхности Si (1 1 1) - 7 * 7. С повышением температуры подложки во время процесса осаждения средняя

						Лист
						30
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	

подвижность дополнительных атомов может быть значительно увеличена, и кластеры Ge имеют более однородные размеры и преимущественно адсорбируются в поврежденных половинках. Более того, некоторые звездообразные скопления наблюдаются на изображениях STM в пустом состоянии. Они могут появляться в разных формах при различных напряжениях смещения. Также установлено, что кластеры Ge в треугольнике оказывает большое влияние на электронные структуры ближайших адатомов.

2.3 Влияние скорости роста на морфологию и структурные свойства островков Ge в “hut”-форме в Si (001)

Для настройки морфологии и структурных свойств квантовых точек (КТ) Ge было использовано несколько подходов, таких как изменение роста Ge и температуры избыточного роста, площадь Ge, вертикальное упорядочение в многослойных КТ, рост, опосредованный сурфактантом и тд.

Другим параметром, которым можно контролировать образование КТ, является скорость осаждения точек R. Было проведено мало исследований по влиянию скорости роста на образование нанокластеров Ge / Si (001). Недавно Чо и др. [23] продемонстрировали влияние скорости осаждения на пространственное распределение островков dome-формы Ge, изготовленных при высокой (600 ° C) температуре. McDanieleetal [24] в своей работе, сообщил об увеличении состава Ge при увеличении скорости осаждения, в том числе и для островков dome-формы, выращенных при температуре 650 ° C. Ситуация во всех случаях осложнялась переходами между hut- и home-формой. В этой работе [25], изучаются небольшие (<15 нм) nanoостровки Ge, которые были выращены при более низкой температуре (500 ° C) и имеют форму хорошо определяемых скоплений.

Образцы выращивали методом молекулярно-лучевой эпитаксии на твердом источнике на подложке p-Si (001). Изменялась скорость осаждения Ge от R = 0,02

						Лист
						31
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	

до 2 мл / с, при этом поддерживая температуру подложки, $T_s = 500^\circ\text{C}$, и покрытие Ge - 6 монослоев (ML, $1 \text{ ML} = 6,27 \times 10^{14}$ атома Ge см^{-2}). , будучи одинаковым для всех образцов. Образцы, используемые для рамановских измерений, состоят из буферного слоя Si толщиной 100 нм, за которым следуют 5 периодов по 6 мл Ge, разделенных прослойками Si 50 нм и верхним слоем Si равным 20 нм. Температуры роста составляли 500 и 700°C для слоев покрытия и буфера Si, соответственно. Сразу после осаждения Ge температура была понижена до $T_s = 350\text{--}400^\circ\text{C}$, а островки Ge были покрыты слоем 2 нм Si при данной температуре. Это необходимо для сохранения формы и размеров островков Ge с последующим перекрытием Si при более высоких значениях T_s . Рост слоев задерживался за счет дифракции электронов при высоких энергиях, где переход от двумерного к трехмерному росту островков наблюдался после осаждения Ge в ~ 4 мл.

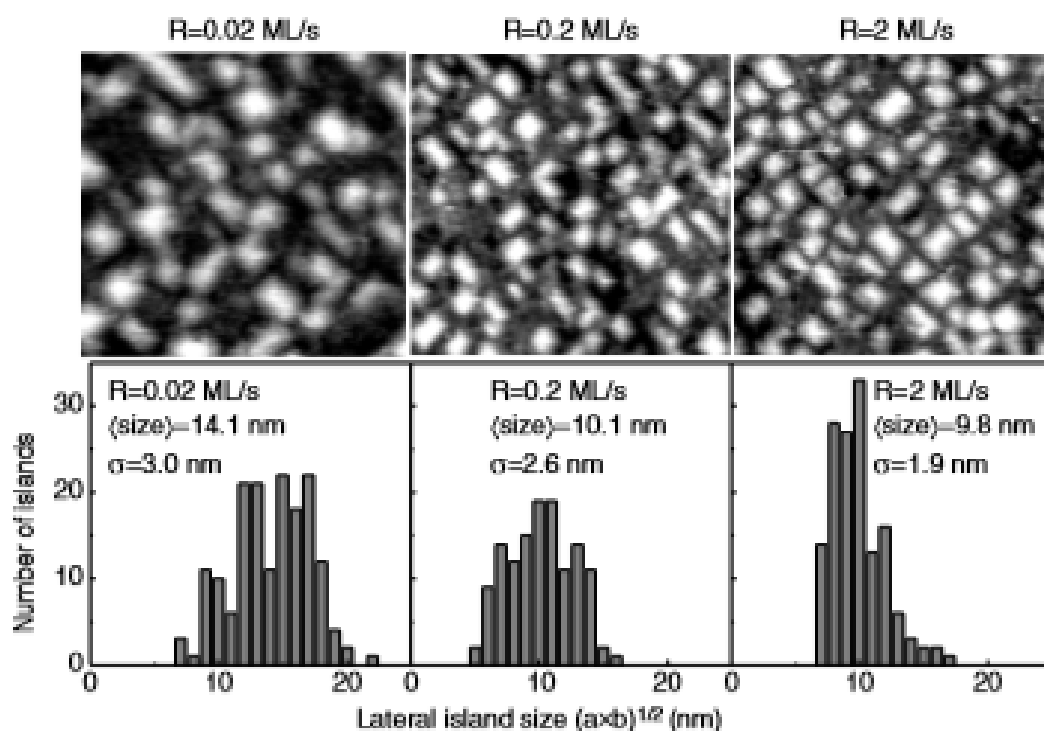


Рис. 2.12. Серия изображений СТМ $150 \times 150 \text{ нм}^2$ и гистограммы распределения размеров островков Ge, осажденных при температуре подложки 500°C с различными скоростями осаждения Ge. Количество депонированного Ge составляет 6 мл.[25]

2.3.1. Сканирующая туннельная микроскопия

Сканирующая туннельная микроскопия (STM) образцов без покрытия слоем Si использовался для оценки морфологии слоев Ge. На рисунке 2.12 показана серия изображений, полученных при разных скоростях осаждения Ge, и гистограммы бокового размера, полученные для каждого изображения. Хотя некоторые острова не имели квадратного основания, мы использовали их геометрическое значение $l = \sqrt{a \times b}$ (a и b - длина основания острова) в качестве удобной меры их размера. Распределение островков по размерам оценивали путем измерения боковых размеров при сканировании $200 \times 200 \text{ нм}^2$ или $200 \times 400 \text{ нм}^2$ в зависимости от образца, пока не было принято во внимание более 100 островков. Из этих данных, ширина распределения по размерам σ была рассчитана как стандартное отклонение,

$$\sigma^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (l_i - \langle l \rangle)^2 \quad (2.4)$$

где n - количество оцененных островков, а $\langle l \rangle$ - средний размер. Получены параметры распределения КТ Ge.

Таблица 2.1.

Поверхностная плотность нанокластеров Ge n_{QD} , средний размер островков Ge в плоскости роста $\langle l \rangle$, И нормализованное стандартное отклонение распределения размеров $\sigma / \langle l \rangle$ в слоях островков Ge, изготовленных с различными скоростями осаждения R и оцененных по изображениям STM. Количество осажденного Ge θ и минимальный выход каналирования χ_{\min}^{Ge} (χ_{\min}^{Ge}) были получены в экспериментах Резерфорда с обратным рассеянием / каналированием. c - содержание Ge, и ϵ_{xx} - средняя боковая деформация в островках Ge, определенная по рамановским измерениям. [25]

R (ML s ⁻¹)	n_{QD} (cm ⁻²)	$\langle l \rangle$ (nm)	$\sigma / \langle l \rangle$	θ (ML)	χ_{\min}^{Ge} (%)	c	ϵ_{xx}
0.02	$(1.5 \pm 0.2) \times 10^{11}$	14.1	0.21	5.4 ± 0.5	6.5	0.75	-0.029
0.2	$(3.2 \pm 0.3) \times 10^{11}$	10.1	0.27	6.1 ± 0.5	4.0	0.83	-0.030
2	$(3.6 \pm 0.3) \times 10^{11}$	9.8	0.19	7.1 ± 0.5	<3	0.88	-0.035

Из анализа STM изображения приведены в таблице 2.1. Средний размер островков уменьшается с увеличением скорости роста, в то время как нормированная ширина распределения размеров $\sigma / \langle l \rangle$ демонстрирует немонотонное поведение. Одновременно с этим, плотность островков увеличивается с ростом R из-за увеличения поверхностной концентрации мигрирующих атомов Ge и, следовательно, количества островковых ядер. Из изображений STM видно, что нанокластеры Ge, выращенные при низкой скорости осаждения, имеют hut-форму, ограниченных гранями $\{105\}$ с прямоугольными или квадратными основаниями в двух ортогональных ориентациях, соответствующих (100) направлениям в субстраты. При самом высоком R формирование вытянутых островков подавляется и доминируют квадратные пирамиды, что приводит к более узкому распределению по размерам. В этом случае более быстрое осаждение Ge способствует зарождению дополнительных островков на основе квадрата, а не диффузии поглощенных атомов Ge к существующим островкам, что вызывает последующее удлинение.

2.3.2. Рамоновская спектроскопия

Для оценки эффекта смешивания Ge-Si в КТ Ge и упругой деформации в них была использована спектроскопия комбинационного рассеяния. Спектры комбинационного рассеяния были измерены при комнатной температуре с использованием компьютерной установки на основе спектрометра DFS-52 (ЛОМО, Санкт-Петербург); В качестве накачки для рамановского процесса использовался Ar^+ -лазер ($\lambda = 514,5$ нм). В работе [25] использовали квази-обратнорассеивающую геометрию, падающее излучение было поляризовано вдоль кристаллографического направления (100) , а рассеянный свет был обнаружен в поляризации (010) . Выбранная конфигурация разрешена для

						Лист
						34
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	

рассеяния на продольных оптических фононах в Ge и Si и запрещена для двухфононного рассеяния на поперечных акустических фононах в подложке Si.

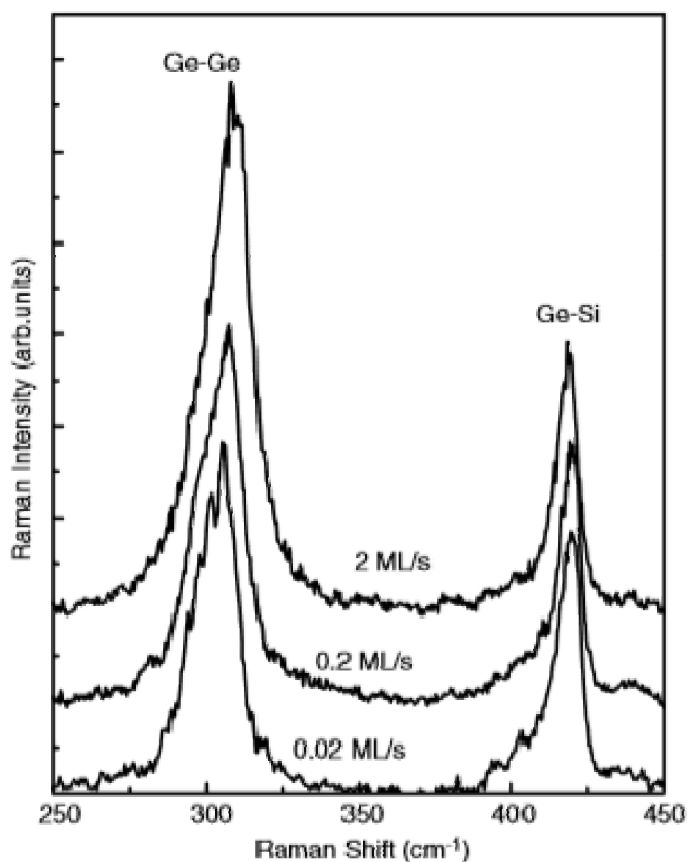


Рис. 2.13. Рамановские спектры образцов со слоями КТ Ge, выращенных при различных скоростях осаждения Ge R. [25]

Спектры комбинационного рассеяния образцов со слоями Ge, выращенными при разных значениях R, показаны на рисунке 2.13. Пик, наблюдаемый при $\sim 300 \text{ cm}^{-1}$ обусловлен оптическими колебаниями связей Ge – Ge в островках Ge. Другой пик, наблюдаемый при $\sim 420 \text{ cm}^{-1}$ соответствует локальным колебаниям Ge – Si. Основываясь на комбинационных измерениях, эффект смешивания Ge – Si обычно определяется по отношению интегральных интенсивностей пиков Ge – Ge и Ge – Si с использованием следующего выражения.

$$\frac{I_{\text{Ge-Ge}}}{I_{\text{Si-Ge}}} = \alpha \frac{c}{2(1-c)} \quad (2.5)$$

где c - содержание Ge в нанокластерах или пленках GeSi, а α - постоянная, которая зависит от условий эксперимента.

Первоначально в работе [25] проверили справедливость (2.5) для ряда непрерывных слоев $Si_{1-c}Ge_c$, состав которых известен из рентгеновских измерений. Отметим, что уравнение (2.5) не учитывает возможное влияние границы раздела между сплавом GeSi и средой Si на интенсивность сигнала Ge – Si и, следовательно, дает надлежащие результаты только для толстых пленок.

В данной работе, установили связь между интегральными интенсивностями рамановских пиков Ge – Ge и Ge – Si и содержанием Ge в нанокластерах Ge_cSi_{1-c} , в связи с чем следует учитывать влияние гетерограницы GeSi / Si на спектры комбинационного рассеяния. Поскольку соотношение сторон исследуемых островков GeSi намного меньше единицы ($h / l \approx 0,1$ для «hut» кластеров, ограниченных гранями {105}, здесь l - латеральный размер острова, а h - его высота), то можно использовать поверхностное приближение. Рассмотрев массив пирамид GeSi, лежащий на смачивающем слое толщиной d_{WL} и окруженный Si и разбив его на отдельные области с площадью $S = 1 / n_{QD}$, где QD - плотность КТ.

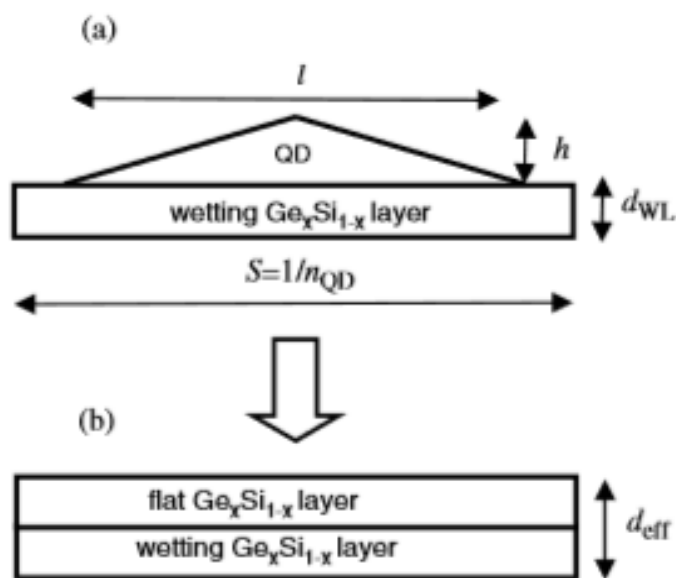


Рис 2.14. Модель, которая описывает поверхностное приближение, используемое для оценки состава КТ.[25]

Каждая такая область содержит одну пирамиду $\text{Ge}_c\text{Si}_{1-c}$ (рис. 2.14 (a)).
 Заменяя систему «пирамида плюс смачивающий слой» на пленку $\text{Ge}_c\text{Si}_{1-c}$ с эффективной толщиной $d_{\text{eff}} = d_{\text{WL}} + (l^2 h / 3) n_{\text{QD}}$ для сохранения общего объема системы (рис. 2.14 (b)). Обратим внимание, что d_{eff} , измеренный в монослоях, равен θ / c , где θ - количество осажденного Ge. Для случайного сплава доля пар ближайших соседей Ge – Si в сплаве равна $2c(1 - c)$, доля ближайших соседних атомов Ge составляет c^2 , а доля пар ближайших соседей Ge – Si на границе между $\text{Ge}_c\text{Si}_{1-c}$ и Si матрица с (обратите внимание, что есть две такие границы, верхняя и нижняя). Тогда общее число пар Ge – Ge и Ge – Si

$$N_{\text{Ge-Ge}} = c^2 \left(\frac{\theta}{c-1} \right) \quad (2.6)$$

$$N_{\text{Ge-Si}} = 2c + 2c(1-c) \left(\frac{\theta}{(c-1)} \right) \quad (2.7)$$

соответственно. Поскольку отношение интегральных интенсивностей пиков Ge – Ge и Ge – Si $I_{\text{Ge-Ge}} / I_{\text{Ge-Si}}$ пропорционально отношению $N_{\text{Ge-Ge}} / N_{\text{Ge-Si}}$, мы приходим к

$$\frac{I_{\text{Ge-Ge}}}{I_{\text{Ge-Si}}} = \frac{\alpha N_{\text{Ge-Ge}}}{N_{\text{Ge-Si}}} = \frac{\alpha(\theta - c)}{2[1 + (c^{-1} - 1)(\theta - c)]} \quad (2.8)$$

При $\theta \rightarrow \infty$ уравнение (2.8) сводится к (2.5), что является хорошо известным выражением для толстых слоев GeSi.

Значения c , полученные из спектров комбинационного рассеяния и уравнения (2.8), приведены в таблице 2.1. Анализ показывает, что среднее содержание Ge в точках увеличивается с увеличением скорости осаждения. Подобное поведение ранее сообщалось для куполообразных островков Ge, полученных при 620–650 ° C. Поскольку количество осажденного Ge, а также температуры роста и разрастания одинаковы для всех трех образцов, следует, что

						Лист
						37
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	

перемешивание в самоорганизованных КТ GeSi происходит в результате процесса поверхностной диффузии, а не объемной взаимной диффузии, опосредованной неоднородным стрессовые поля.

Средняя латеральная деформация $\epsilon_{xx}(= \epsilon_{yy})$ в нанокластерах Ge может быть оценена из частоты фононов Ge - Ge ω_{Ge-Ge} с использованием следующего эмпирического соотношения [26]

$$\omega_{Ge-Ge} = 300.3 - 32(1 - c) + 12(1 - c)^2 - (450 - 30c)\epsilon_{xx} \quad (2.9)$$

При этом учитывается влияние размеров на оптические фононы, что должно быть важно для КТ меньших размеров. Это приводит к некоторой недооценке ϵ_{xx} . Данные представлены в таблице 2.1. Отрицательные значения деформации указывают на боковую деформацию сжатия внутри островков Ge. В образце с наибольшим R точки Ge наиболее напряжены, причем ϵ_{xx} близка к максимальной двуслойной сжимающей деформации для чистых островков Ge в Si (001) ($\approx 0,04$), тогда как при нанесении Ge с меньшей скоростью деформация ослаблена из-за перемешивания Ge-Si. Более того, можно ожидать, что деформация будет увеличиваться с увеличением скорости осаждения на основе упругих взаимодействий остров-остров, то есть при более высоких скоростях осаждения плотность островков возрастает, так что островки взаимодействуют более сильно и эффективно расслабляются в неоднородных образованиях, допускаемых для изолированных островов.

2.3.3. Резерфордские измерения обратного рассеяния

						Лист
						38
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	

Резерфордскую спектроскопию обратного рассеяния (RBS) использовалась в работе [25] для оценки количества осажденного Ge и качественной характеристики степени релаксации деформации в слое Ge. Эксперименты с RBS проводились с использованием пучка $^4\text{He}^+$ с энергией 1,2 МэВ. Обычно минимальный выход канала (χ_{\min}) который представляет собой отношение выхода обратного рассеяния, когда падающий луч ориентирован к кристаллографической оси, к таковому для случайного падения луча, рассматривается как мера кристаллического качества пленок. Для идеального кристалла Si (001) χ_{\min} составляет около 3%.

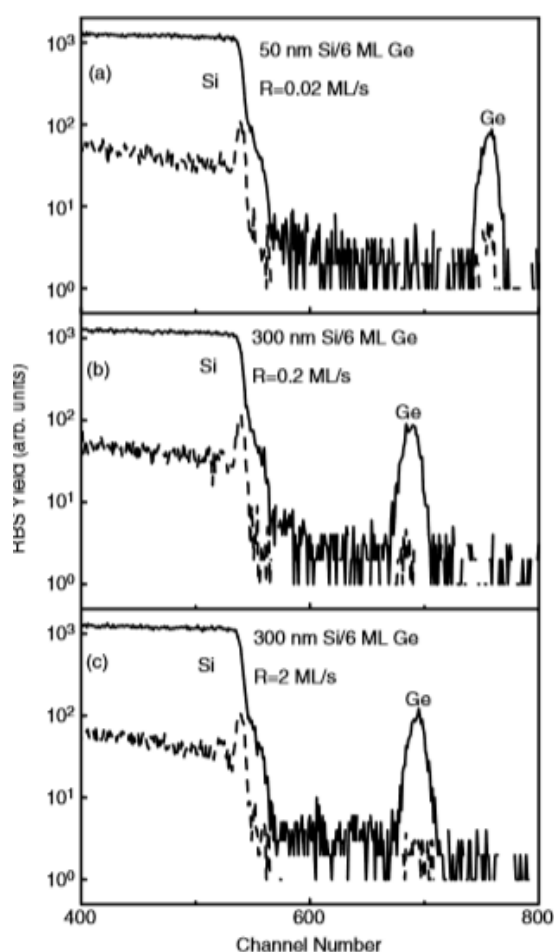


Рис. 2.15. Случайные (сплошные линии) и выровненные (пунктирные линии) спектры обратного рассеяния гетероструктур Si/Ge/Si (001) с нанокластерами Ge, нанесенными при (а) $R = 0,02 \text{ ML c}^{-1}$, (б) $R = 0,2 \text{ ML c}^{-1}$, и (с) $R = 2 \text{ ML c}^{-1}$ [25]

На рис. 2.15 показаны спектры RBS / каналирования образцов Ge, осажденных с различными скоростями роста R. Толщина покрывающего слоя Si

составляет 300 нм, когда $R = 0,2 \text{ мл с}^{-1}$ и 2 мл с^{-1} , и 50 нм для образца с $R = 0,02 \text{ мл с}^{-1}$. Во всех образцах установлено, что покрытие Ge составляло около 6 мл (см. Таблицу 2.1), что хорошо соответствует с измерением потока Ge мониторингом толщины кварца. Минимальный выход из матрицы Si, взятой непосредственно под поверхностным пиком, составляет около 2,6% независимо от условий роста и соответствует качественной структуре. Важной особенностью является уменьшение χ_{\min} скрытого слоя Ge при увеличении осаждения Ge. При $R = 2 \text{ Мл с}^{-1}$, χ_{\min}^{Ge} приближается к лучшим кристаллам Si, подразумевая, что в этом случае атомы Ge занимают позиции атомов Si и, следовательно, слой Ge почти полностью деформирован, что также наблюдается в комбинационных измерениях.

Подробно представлены результаты исследования влияния скорости осаждения Ge на морфологию и состав кластеров Ge в “hut”-форме, выращенных на (001) Si при $500 \text{ }^\circ \text{C}$. Выяснилось, что свойства островков Ge, такие как средний поперечный размер, ширина распределения размеров и состав островков, улучшаются за счет увеличения скорости осаждения. Наибольшее значение потока Ge, использованного в этой работе, составило 2 Мл с^{-1} . Для выращивания слоя Ge толщиной 6 мл требуется всего 3 с. По этой причине скорости, превышающие 2 мл /с, нецелесообразны для дальнейшей настройки структурных свойств самоорганизующихся наноструктур Ge / Si, полученных с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии.

						Лист
						40
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	

ГЛАВА 3

Свойства нанокластеров Si-Ge

						Лист
					ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	41
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата		

Глава 3

Свойства нанокластеров SiGe

3.1. Электрические свойства систем «искусственных атомов»

Исследование электрических свойств структур Ge на Si в работе [5] проводилось с помощью электронной туннельной спектроскопии, спектроскопии проводимости и т.д. Гетероструктура Ge-Si относится ко второму типу, в котором кластеры Ge – потенциальные ямы для дырок.

Резонансное увеличение туннельного тока должно наблюдаться при совпадении уровня Ферми в эмиттере с разрешенным уровнем носителя в квантовой яме. При этом чтоб получить информацию об энергетическом спектре КТ необходимо менять энергию инжектированного носителя с помощью изменения напряжения.

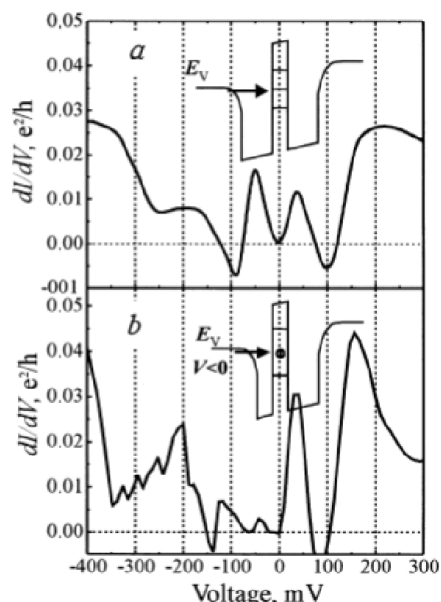


Рис. 3.1. Зависимость дифференциальной проводимости вертикальных двухбарьерных структур с квантовыми точками Ge от напряжения: а — для симметричной структуры (толщина обоих Si барьеров 9 нм), б — асимметричной (барьеры толщиной 6 и 9 нм). [5]

					Лист
					42
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР

На рис. 3.1. представлена зависимость дифференциальной проводимости от напряжения для симметричной структуры (а) и асимметричной (б). Из рисунка видно, что отрицательная полярность соответствует ситуации, когда носитель продет через тонкий барьер, а затем через толстый. В обоих случаях видно четкую осцилляцию туннельной проводимости структур. Более того, такой эффект вблизи нулевого смещения сопровождается появлением области с отрицательной дифференциальной проводимостью, что является чертой резонансного туннелирования. В случае рис. 3.1. (а) осцилляция относительно нуля почти симметричны и имеют период $\sim 150\text{мВ}$, что позволяет посчитать расстояние между уровнями квантования в островках, которое равно 75мВ .

В случае рис. 3.1. (б) происходит расщепление пиков на пики с меньшим периодом. Более того, из-за сильной разницы коэффициентов прохождения левого и правого барьера, связанной с такой полярностью напряжений, происходит накопление дырок в островках. При накоплении дырок в островках происходят так называемые процессы кулоновских корреляций носителей, связанные с их взаимодействием. Такие взаимодействия снимают вырождение одночастичных уровней размерного квантования, т.к. дыркам необходимо преодолеть энергию электростатического отталкивания носителей, уже находящихся в КТ. Из расстояния между пиками можно определить корреляционную энергию дырок в островках: $E_c \approx 35\text{мэВ}$ в основном состоянии и $E_c \approx 18\text{мэВ}$ в первом возбужденном состоянии. [5]

3.1. Структурные и электрические свойства нанокристаллов Ge, внедренных в SiO₂ ионной имплантацией и отжигом.

В данной работе [27] сообщается о хороших свойствах памяти для пленок SiO₂, содержащих нанокластеры Ge, которые самоорганизуются в монослой, близкий к границе раздела Si / SiO₂. Основным преимуществом этой структуры

						Лист
					ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	43
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата		

является то, что после имплантации и отжига не требуется дополнительного осаждением оксида, в отличие, например, от нанокластеров памяти, изготовленной посредством ультранизкоэнергетической кремниевой имплантации.

В эксперименте данной работы, использовались пленки SiO₂ толщиной 280Å, термически выращенные методом сухого окисления на кремниевых пластинах n-типа ориентации (111) с удельным сопротивлением 20–30 Ом*см⁻¹, были имплантированы ионами Ge с энергией 13 кэВ, извлеченными из GeH₄. Субстрат выдерживали при комнатной температуре и имплантировали дозу ионов 10¹⁶ ат. / См². Согласно расчетам переноса ионов в вещество, такие условия имплантации приводят к проецируемому диапазону 150 Å и максимальной атомной концентрации примерно 12%,(см. Рис. 3.2). После ионной имплантации образцы были подвержены отжигу в течение 30 минут в инертной атмосфере N₂ высокой чистоты. Температура отжига колеблется от 700 до 1050 ° С.

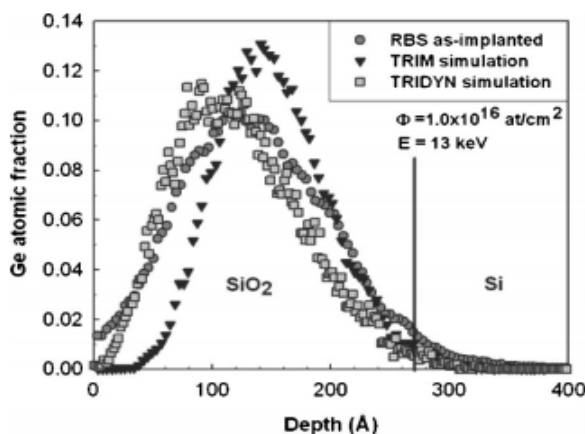


Рис. 3.2. RBS спектр, показывающий распределение глубины Ge (черные кружки) после имплантации с энергией 13 кэВ с дозой $1,0 \times 10^{16}$ ат. / См² в матрице SiO₂ толщиной 280 Å. Для сравнения построены симуляции TRIM (треугольники) и TRYDIN (квадраты). [27]

Измерения проводились методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЕМ). Используемым устройством является Topcon 002В, работающий при 200 кВ, с полюсным наконечником высокого разрешения (С = 0,4 мм). Глубинное профилирование атомов Ge в SiO₂ измерялось с помощью

ионного пучка $^4\text{He}^+$ с энергией 1,5 МэВ, наклоненного под углом 65° относительно перпендикулярного падения и угла рассеяния 160° . Результирующий угол выхода 85° от нормали приводит к удобному разрешению по глубине. Электрические характеристики измеряли на МОП-конденсаторах 1 мм^2 с электродами затвора Au и контактом Al на задней стороне. Измерения $C(V)$ были записаны с использованием оборудования HP4192A через интерфейс LABVIEW®.

3.1.1. Структурные свойства отожженных образцов

Профиль имплантированной спектроскопии резерфордского обратного рассеяния Ge (RBS) показан на рис. 3.2. и сравнен с TRIM- и триммированными динамическими профилями. Измеряемый диапазон составляет 130 \AA . Моделирование TRIDYN, которое учитывает разбухание, распыление и изменения состава, наилучшим образом соответствует измеренному профилю. Подтверждено, что имплантированная доза составляет $1 \times 10^{16}\text{ ат/ см}^2$. На рис.3.3 представлены профили Ge, измеренные RBS как функция температуры отжига ($700\text{--}900^\circ\text{ C}$) в N_2 .

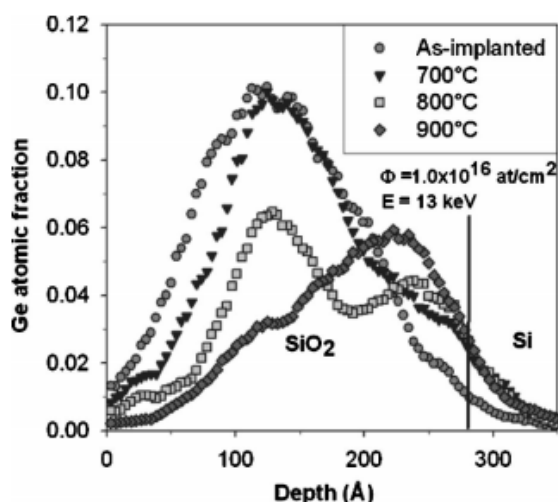


Рис. 3.3. RBS-спектры, показывающие перераспределение Ge после отжига в N_2 в течение 30 мин. Температура колеблется от 700 до 900° C . Имплантированный спектр RBS представлен для сравнения. [27]

Профили Ge ясно показывают два гауссовоподобных распределения для всех отожженных образцов. Как и ожидалось, первое распределение имеет пик, расположенный в имплантированном проецируемом диапазоне, тогда как второе распределение имеет пик, расположенный очень близко к границе раздела, со средним положением в 220 Å. Это явление уже связано с условиями ионной имплантации и диффузионной способностью Ge в SiO₂. Реорганизация SiO₂ на границе раздела из объемных атомов Si и O из смешанного слоя приводит к избытку Si вблизи границы раздела. Эти атомы Si действуют как центры зародышеобразования для диффузии Ge, в результате чего получается монослой Ge-нанокластеров на границе раздела. Показано, что атомы H или молекулы OH от остаточной влажности в атмосфере отжига играют важную роль в формировании такого распределения на границе раздела. Таким образом, отжиг Ge-имплантированных слоев SiO₂ проводится в высокочистой атмосфере сухого N₂ во избежание попадания влаги.

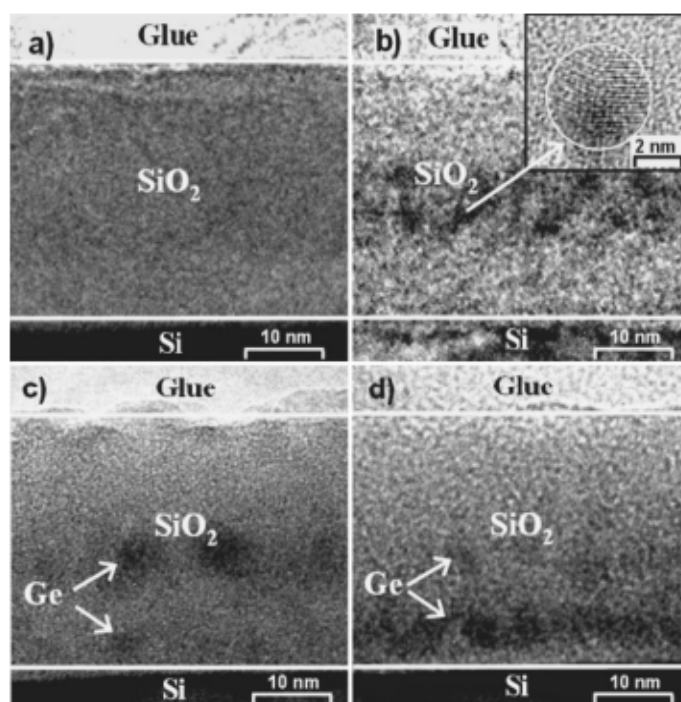


Рис. 3.4. Изображения ПЭМ, показывающие эволюцию позиционирования Ge в матрице SiO₂: (a) для имплантированного образца, (b) после отжига при 700 ° C. На вставке показана кристаллическая структура нанокластеров, (c) после отжига при 800 ° C и (d) после отжига при 900 ° C. [27]

На рисунке 3.4 показаны изображения ПЭМ, сделанные на имплантированных образцах и отожженных образцах при температуре 700-900 ° С. Особенность Ge заключается в том, что он обладает высокой контрастностью по сравнению с SiO₂, что делает его легко видимым при измерениях ПЭМ. Изображение поперечного сечения имплантированного образца, как показано на рис. 3.4, не показывает наличие кластеров Ge. Действительно, атомный Ge в SiO₂ не может быть обнаружен с помощью измерений ПЭМ. После отжига при 700 ° С нанокластеры Ge наблюдаются вокруг положения имплантированного прогнозируемого диапазона. Обратите внимание, что образование нанокластеров происходит ниже температуры отжига 950 ° С. Толщина полосы нанокластера Ge составляет около 110 Å, что соответствует полной ширине на половине максимума (FWHM) соответствующего распределения RBS, см. Рис. 3.3(d). Кристаллическая структура нанокластера Ge подтверждается в режиме ПЭМ высокого разрешения, в котором видны кристаллические плоскости, как показано на рис 3.4(b). При этой температуре наблюдения не демонстрируют присутствие Ge вблизи границы раздела. Напротив, приповерхностные нанокластеры Ge можно наблюдать для отожженных образцов при 800 и 900°C (рис. 3.4.(c) и 3.4(d)). Плотность ближних границ нанокластеров Ge явно увеличивается с температурой отжига. Таким образом, измерения ТЭМ на таких отожженных структурах подтверждают профили RBS.

В то время как концентрация Ge вблизи границы увеличивается с температурой, общее оставшееся количество Ge в SiO₂ уменьшается. Как показано на рис. 3.5, количество Ge, остающаяся в матрице Si, сильно уменьшается между 700 и 900 ° С и, наконец, достигает плато на половине имплантированной дозы, т.е. 5×10^{15} ат/ см², для температур отжига выше 950 ° С. Атомы Ge теряются из-за диффузии, и часть, которая не захватывается на границе раздела, равномерно перераспределяется в матрицу SiO₂.

						Лист
						47
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата	ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	

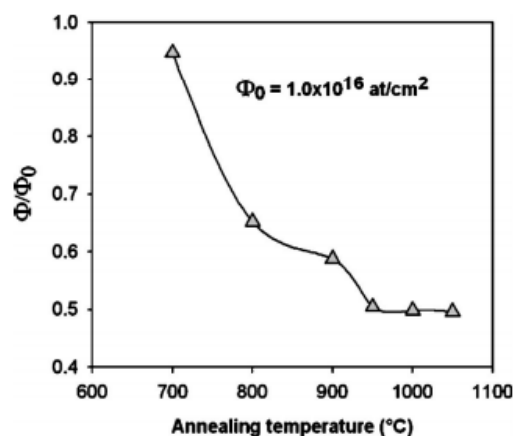


Рис. 3.5. Отношение общего количества германия в матрице SiO₂ к температуре отжига. Уменьшение количества Ge указывает на уменьшение механизма атомной диффузии. [27]

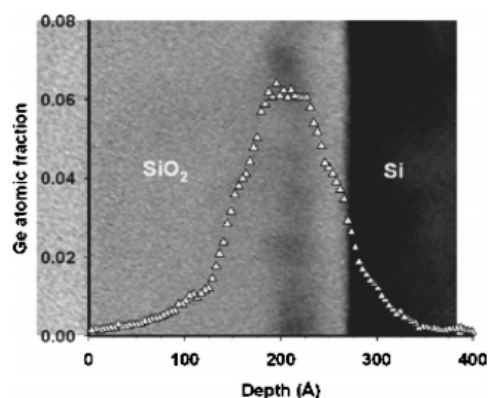


Рис. 3.6. Наложенный спектр RBS и изображение ПЭМ отожженного образца с температурой 950 ° C, показывающего ближайшую поверхность слоя нанокластеров без остаточного объема. [27]

На рис.3.6 показаны измерения RBS и ПЭМ накладываются для сравнения. Профиль RBS показывает только одно узкое гауссовидное распределение, достигшее максимума при 220 Å с 50- Å FWHM. Этот результат коррелируется с измерениями ПЭМ, где наблюдается один слой нанокластеров. В результате, тепловой баланс при 950 ° C создает единственный монослой нанокластеров Ge вблизи границы раздела без остаточного объемного нанокластера. Дальнейшие исследования ПЭМ изображений высокого разрешения показывают, что плотность Ge-нанокластеров составляет приблизительно 1.1×10^{12} ат. / См² при среднем диаметре нанокластер 50 Å.

В результате измерений получается, что нанокластеры отделены друг от друга в среднем на расстоянии 60 \AA , и расположены на расстоянии от подложки приблизительно на 40 \AA . Это расстояние достаточно мало, чтобы рассматривать его как туннельное расстояние, подходящее для электрических измерений.

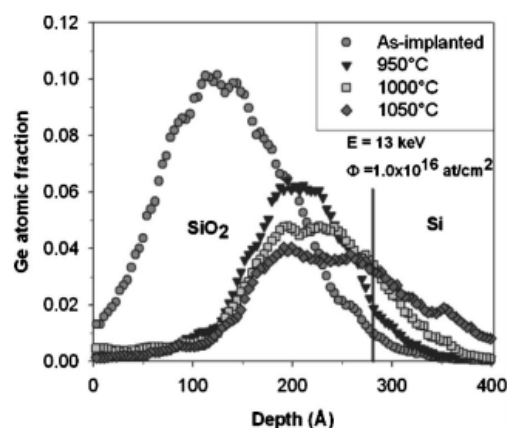


Рис. 3.7. RBS-спектры перераспределения Ge после отжига в N_2 в течение 30 мин. Температура колеблется от 950 до 1050 ° C. Имплантированный спектр RBS представлен для сравнения. [27]

Спектры RBS для температур отжига выше 950 ° C показаны на рис. 3.7.. Ge диффундирует в кремниевую подложку при температуре отжига выше 950 ° C, и максимальная концентрация Ge в ближней границе раздела уменьшается с 6 ат. % при 950 ° C до 4 ат. % при 1050 ° C. Ближайшие слой нанокластеров все еще виден на изображениях ТЭМ. Однако, никаких нанокластеров не наблюдается ни на границе раздела, ни в подложке Si. Это подразумевает диффузию атомов Ge в подложку Si. Как будет видно позже, эта диффузия не ухудшает электрические результаты. Напротив, влага во время отжига или в атмосфере хранения после имплантации сильно влияет на диффузию Ge в SiO_2 . Электрические свойства в этом случае сильно ухудшаются. Условия имплантации и отжига должны строго контролироваться.

3.1.2. Электронные свойства

Измерения ёмкости и напряжения $[C(V)]$ на МОП-конденсаторах используются в качестве мощного инструмента для исследования электрических свойств имплантированных и отожженных образцов, описанных выше. В памяти нанокластеров с накоплением заряда, объясняются перезарядкой во время изменения напряжений между подложкой и нанокластерами. Действительно, воспроизводимый гистерезис на кривой $C(V)$, полученный с помощью изменяющегося напряжения затвора между режимами накопления и инверсии, является эффективным индикатором эффекта памяти в конденсаторе МОП. Важность эффекта памяти слоев SiO_2 с имплантируемыми нанокластерами измеряется путем оценки сдвига напряжения гистерезиса, известного как окно памяти.

Сначала на всех отожженных образцах были изготовлены МОП-структуры, и измерения проводились при комнатной температуре. Эффекты памяти не были обнаружены на неимплантированных и имплантированных образцах, что исключает идею о том, что гистерезис может происходить от свободных зарядов до или после имплантации. Плоские напряжения (V_{fb}) каждого образца были представлены как функция температуры отжига на рис. 3.8. Правая ось указывает соответствующую фиксированную плотность заряженного оксида. При температуре отжига ниже $900^\circ C$ в оксиде присутствует важная положительная фиксированная плотность заряда, что, безусловно, связано с дефектами, вызванными ионной имплантацией. Положительный сдвиг напряжения, приводящий к уменьшению фиксированной плотности заряда оксида, которая может наблюдаться при увеличении температуры отжига. Это свидетельствует о прогрессирующем дефекте заживления. Для температуры выше $900^\circ C$ фиксированные плотности заряда остаются приемлемыми для микроэлектронных требования.

						Лист
					ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	50
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата		

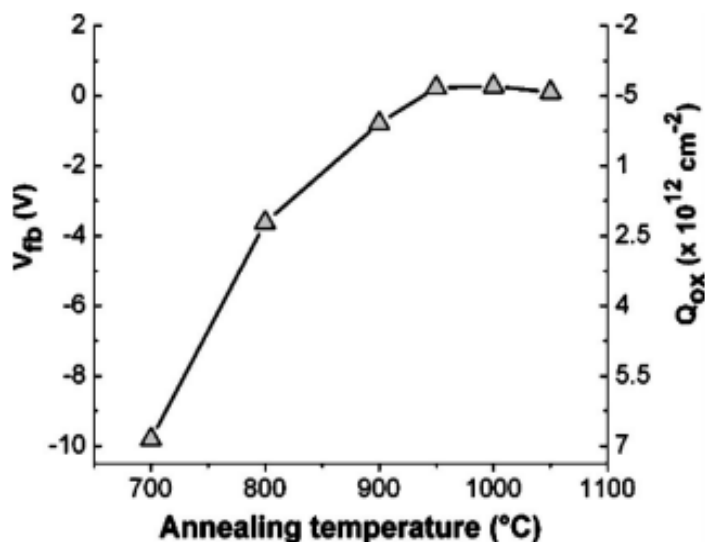


Рис. 3.8. Значения плоского напряжения, измеренные на МОП-структурах, в зависимости от температуры отжига. Правая ось показывает приблизительные соответствующие плотности заряда фиксированного оксида в оксиде. [27]

В итоге приграничный узкий слой нанокристаллов Ge был сформирован путем ионной имплантации и последующего высокотемпературного отжига. После отжига при 950°C в атмосфере N_2 высокой чистоты измеряли плотности и диаметры нанокристаллов Ge, соответственно, $1,1 \times 10^{12}$ нкс / cm^2 и 50 \AA . В таких условиях отжига объемных нанокластеров не наблюдается. Нанокристаллы самоустанавливаются и располагаются на расстоянии 40 \AA от границы раздела Si / SiO_2 .

Эта конфигурация обеспечивает легкую зарядку нанокластеров от подложки при относительно низком напряжении (4 V). Такие структуры показали большое свойство накопления заряда, необходимое для приложений энергонезависимой памяти. Механизмы удержания и транспортировки еще предстоит тщательно изучить, но предварительные результаты обнадеживают.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе были детально исследована теория зарождения новой фазы, а так же какие параметры влияют на формирование нанокластеров Si-Ge, и свойства данной гетерогенной системы.

В результате выполненной работы были выявлены такие параметры как температура, чистота подложки, морфология поверхности, ориентация поверхности, а так же скорость осаждения и метод используемый для формирования кластеров.

						Лист
					ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	52
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата		

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. 2N. Takahashi, H. Ishikuro, and T. Hiramoto, Appl. Phys. Lett. 76, 209 (2000).
2. C. L. Heng, L. W. Teo, V. Ho, M. S. Tay, Y. Lei, W. K. Choi, and W. K. Chim, Microelectron. Eng. 66, 218 (2003).
3. P. Normand, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 178, 74(2001)
4. P. Dimitrakis et al., Mater. Sci. Eng., B 101, 14 (2003).
5. O. P. Pchelyakov*, Yu. B. Bolkhovityanov*, A. V. Dvurechenskie* «Silicon–Germanium Nanostructures with Quantum Dots: Formation Mechanisms and Electrical Properties», (2000)
6. А.А. Чернов, Е.И. Гиваргизов, Х.С. Багдасаров. Современная кристаллография (М., Наука, 1980) т. 3.
7. P. Muller, R. Kern. J. Cryst. Growth, 193, 257 (1998)
8. R.J. Asaro, W.A. Tiller. Metall. Trans., 3, 789 (1972).
9. М.А. Гринфельд. ДАН СССР, 290, 1358 (1986).
10. W. Dorsch, H.P. Strunk, H. Wawra et al. Appl. Phys. Lett., 72, 179 (1998).
11. I.M. Lifshitz, V.V. Slyozov. J. Phys. Chem. Sol., 19, 35 (1961)
12. Y. Chen, J. Washburn. Phys. Rev. Lett., 77, 4046 (1996)
13. D.E. Jesson, G. Chen, K.M. Chen, S.J. Pennycook. Phys. Rev. Lett., 80, 5156 (1998).
14. M. Kastner, B. Voigtlander. Phys. Rev. Lett., 82, 2745 (1999).
15. S.M. Pintus, S.M. Stenin, A.I. Toropov et al. Thin Sol. Films, 151, 275 (1998).
16. А. А. Ковалевский, А. С. Строгова. Исследование влияния чистоты поверхности подложек на процесс образование и трансформацию нанокластеров кремний – германий (Нано- и микросистемная техника, 2017) т. 19, № 3
17. Ковалевский А. А., Борисевич В. М., Долбик А. В. Исследование кинетики процесса осаждения слоев поликристаллического кремния в

					ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	Лист 53
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата		

результате разложения моногидридов при пониженном давлении // Материалы. Технологии. Инструменты. 2007. Т. 12, № 3. С. 65—72.

18. U. Kohler, O. Jusko, G. Pietsch, B. Müller, M. Henzler, Surf. Sci. 248 (1991) 321
19. M. Suzuki, Y. Shigeta, Surf. Sci. 539 (2003) 113.
20. H.M. Guo, Y.L. Wang, H.W. Liu. Formation of Ge nanoclusters on Si(111)-7 × 7 surface at high temperature, Surf. Sci. 561 (2004) 227
21. T. Fukuda, Surf. Sci. 351 (1996) 103.
22. F. Boscherini et al., Appl. Phys. Lett. 76 (2000) 682.
23. Cho B, Schwarz-Selinger T, Ohmori K, Cahill D and Greene J E (2002) Phys. Rev. B 66 195407
24. McDaniel E P, Jiang Q, Crozier P A, Drucker J and Smith D J (2005) Appl. Phys. Lett. 87 223101
25. A I Yakimov, A I Nikiforov, A V Dvurechenskii Effect of the growth rate on the morphology and structural properties of hut-shaped Ge islands in Si(001), Nanotechnology 17 (2006) 4743–4747
26. Volodin V A, Efremov M D, Deryabin A S and Sokolov L V 2006 Semiconductors 40 accepted
27. S. Duguay, J. J. Grob, A. Slaoui, Y. Le Gal. Structural and electrical properties of Ge nanocrystals embedded in SiO₂ by ion implantation and annealing, JOURNAL OF APPLIED PHYSICS 97, 104330 (2005)

						Лист
					ЮУрГУ - 11.03.04.2019. 453 ПЗ ВКР	54
Изм.	Лист	№ докум.	Подпись	Дата		