



**Школа молодых ученых
«Физика и технология квантовых систем»**



ТЕЗИСЫ

Новосибирск, 27-28 ноября 2024 г.

www.isp.nsc.ru/ftks_2024

УДК 53

ФТКС-2024: Тезисы докладов Школы молодых ученых «Физика и технология квантовых систем», Новосибирск, 27–28 ноября 2024 г.. — Новосибирск, ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН: Типография ООО «ДигитПро», 2024. — 54 с.

Школа проведена при поддержке Российского научного фонда, грант № 23-72-30003.

© ФГБУН Институт физики полупроводников
им. А.В. Ржанова СО РАН, 2024

Подписано в печать 8.11.2024. Формат В5
Тираж 40 экз. Заказ №1293.

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Председатель

Квон Зе Дон

Секретарь

Родякина Екатерина Евгеньевна

Члены организационного комитета

Наумова Ольга Викторовна

Щеглов Дмитрий Владимирович

Ситников Сергей Васильевич

Петров Алексей Сергеевич

Адрес и контакты организационного комитета:

ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН

630090 Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева 13

school-ftks@yandex.ru

Родякина Екатерина Евгеньевна

Тел. +7-(383)-330-90-82

ОРГАНИЗАТОР



Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
www.isp.nsc.ru

ФИНАНСОВАЯ ПОДДЕРЖКА



Российский научный фонд
www.rscf.ru

СОДЕРЖАНИЕ

ПРИГЛАШЁННЫЕ ДОКЛАДЫ	7
Фотогальванические эффекты в полупроводниках	8
<i>Альперович В.Л.</i>	
Выращивание гетеро- и наноструктур HgCdTe методом МЛЭ.....	10
<i>Дворецкий С.А.</i>	
Кубиты как наборы маятников	11
<i>Ненашев А.В.</i>	
Взаимодействие света с покрытиями из частиц субволнового размера при возбуждении в них резонансов Ми	12
<i>Шкляев А.А.</i>	
Двумерные экситоны в квантовых ямах и ван-дер-ваальсовых гетероструктурах	13а
<i>Бисти В.Е..</i>	
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	14
Исследование механизмов формирования CaSi_2 методом послойной эпитаксии Si и CaF_2 при облучении электронами	15
<i>Ван Ю., Кацюба А.В., Двореченский А.В.</i>	
Рост Ge на поверхности Si(111), пассивированной Sb.....	17
<i>Гумбарг В.В., Петров А.С.</i>	
Специфика формирования слоёв графена на поверхности 6H–SiC(0001) методом резистивного отжига в условиях СВВ.....	19
<i>Дураков Д.Е., Петров А.С., Рогило Д.И., Макеева А.А., Никифоров Д.Ф., Курусь Н.Н., Милехин А.Г., Щеглов Д.В., Латышев А.В.</i>	
Изучение спектральных зависимостей показателя поглощения эпитаксиальных слоев GeSn и GeSiSn	21
<i>Залялов Т.М., Тимофеев В.А., Скворцов И.В., Перевалов Т.В.</i>	
Стабилизация параметров мемристорных структур на основе HfO_x воздействием электронного луча.....	22
<i>Залялов Т.М., Воронковский В.А., Герасимова А.К., Исламов Д.Р.</i>	
Ван-дер-ваальсовый гетероэпитаксиальный рост SnSe_2 на поверхностях $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ и Si(111).....	23
<i>Захожев К.Е., Пономарев С.А., Рогило Д.И., Кох К.А., Курусь Н.Н., Щеглов Д.В., Милехин А.Г., Латышев А.В.</i>	

Кинетика формирования нанокластеров германия в нестехиометрических пленках GeSi_xO_y	25
<i>Кислухин Н.А., Астанкова К.Н., Володин В.А.</i>	
Измерение полевой зависимости дрейфовой скорости с учётом геометрической формы образца.....	27
<i>Кузнецов В.А., Протасов Д.Ю., Дмитриев Д.В., Костюченко В.Я., Журавлёв К.С.</i>	
Зависимость кинетики эпитаксиального роста Si на Si(100) от ширины террас	29
<i>Кукенов О.И., Майер К.А., Гуцин С.М.</i>	
Квазибаллистический транспорт в двумерном андерсоновском топологическом изоляторе	30
<i>Курмачев Д.А., Квон З.Д., Михайлов Н.Н.</i>	
Исследование морфологии поверхности пленок магнитного топологического изолятора MnBi_2Te_4 на подложках Si(111)	32
<i>Кырова Е.Д., Иценко Д.В., Микаева А.С., Голяшов В.А., Терещенко О.Е.</i>	
Синтез удлинённых квантовых точек Ge на Si(100) методом молекулярно-лучевой эпитаксии.....	34
<i>Майер К.А., Кукенов О.И.,</i>	
Фазовый переход $\beta \Leftrightarrow \beta'$ с температурным гистерезисом в пленках In_2Se_3	35
<i>Пономарев С.А., Курусь Н.Н., Голяшов В.А., Рогило Д.И., Миронов А.Ю., Милехин А.Г., Щеглов Д.В., Латышев А.В.</i>	
Магнитная анизотропия тонких пленок Co/MgO(100)	37
<i>Самусь А.Д., Гладилкин И.И., Еремин Л.А., Мацынин А.А., Вайтузин О.П., Комогоровцев С.В.</i>	
Исследование интерфейса структуры SiO_x/Si методом спектроскопии потерь энергии отраженных электронов	39
<i>Семенкова А.А., Паршина А.С.</i>	
Структурные и фотоэлектрические свойства p-i-n фотодиодов на основе гетероструктур GeSiSn/Ge.....	41
<i>Скворцов И.В., Тимофеев В.А., Машанов В.И., Лошкарев И.Д., Блошкин А.А., Кириенко В.В.</i>	
Эпитаксиальный рост плёнок Na_2KSb	42
<i>Соловова Н.Ю., Голяшов В.А., Миронов А.В., Терещенко О.Е.</i>	
Рамановская спектроскопия тонких пленок топологического изолятора Bi_2Te_3	44
<i>Хаматдинов Э.У., Кумар Н., Крылов А.С., Иценко Д.В., Терещенко О.Е.</i>	

Фоточувствительная МДП-структура с барьером Шоттки и нанослоем германия встроенным в диэлектрическую плёнку GeSi_xO_y	46
<i>Хамуд Г.А., Камаев Г.Н., Вернья М., Володин В.А.</i>	
Фотоэмиссия и фотоэдс на поверхности $n\text{-GaAs}$ с адсорбированными слоями цезия.....	48
<i>Хорошилов В.С., Верчук М.М., Альперович В.Л.</i>	
Формирование нанокристаллов (квантовых точек) германия в плёнках GeO_x ..	50
<i>Чэнь Юйчжу, Володин В.А.</i>	
Механизм транспорта заряда в германосиликатных стёклах	52
<i>Юшков И.Д., Гисматулин А.А., Камаев Г.Н., Володин В.А.</i>	
Авторский указатель	54

ПРИГЛАШЁННЫЕ ДОКЛАДЫ

Фотогальванические эффекты в полупроводниках

Альперович В.Л.

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Фотогальванические эффекты (ФГЭ) состоят в возникновении токов и электродвижущих сил при однородном освещении, в отсутствие внешних или внутренних электрических полей, а также градиентов концентраций неравновесных носителей заряда [1-11]. Микроскопические причины возникновения таких эффектов могут быть связаны с асимметрией вероятности рождения или рассеяния фотоэлектронов в средах без центра симметрии, с передачей импульса от фотонов к электронам (эффект фотонного увлечения), а также с асимметрией рассеяния на границах полупроводниковых структур.

Фотогальванические эффекты в кристаллах без центра симметрии интенсивно исследовались экспериментально и теоретически начиная с 70-х годов прошлого века [1-4]. Простые и наглядные модели фотоионизации асимметричной ямы, а также рассеяния электронов на одинаково ориентированных треугольных «клиньях» объясняют ФГЭ в сегнетоэлектриках, симметрия которых допускает существование в кристалле вектора, задающего направление фототока [4]. В гиротропных кристаллах наличие винтовой оси наглядно поясняет возникновение фототока, зависящего от знака циркулярной поляризации света [3]. Более тонкий механизм ФГЭ реализуется в кубических кристаллах, типа GaAs, симметрия которых не допускает ни вектора, ни винтовой оси. С феноменологической точки зрения, ФГЭ в таких кристаллах возникает как результат свертки тензора третьего ранга (который отличен от нуля в пьезоэлектриках) с двумя компонентами вектора поляризации света; результат этой свертки даёт вектор тока, величина которого зависит от поляризации света и пропорциональна его интенсивности [2].

В работе Магарилла и Энтина [5] был предсказан ФГЭ принципиально иной природы, основанный на двух физических явлениях: (1) оптическом выстраивании импульсов электронов при межзонных переходах под действием линейно-поляризованного света [6]; (2) диффузном рассеянии фотоэлектронов на границах полупроводниковой плёнки. В работе [5] неявно предполагалось, что толщина плёнки должна быть порядка длины свободного пробега электронов по импульсу. Позднее было показано, что для возникновения поляризационно-зависимого поверхностного фототока (ПФТ) достаточно диффузного рассеяния оптически выстроенных баллистических электронов на одной поверхности; понимание этого факта способствовало экспериментальному обнаружению и исследованию ПФТ при межзонных переходах в GaAs [7]. По поляризационной зависимости при наклонном падении света удалось выделить ПФТ на фоне фототоков другой природы. Показано, что осциллирующие знакопеременные спектры ПФТ

отражают процессы каскадного испускания оптических фононов электронами, рожденными вместе с тяжелыми и легкими дырками. Измерения в нормальном к поверхности магнитном поле позволили определить зависимости длины свободного пробега и коэффициента диффузности поверхностного рассеяния от энергии электронов [8]. Оказалось, что в чистых образцах n-GaAs, при гелиевых температурах, длина свободного пробега электронов с энергией около 30 мэВ достигает 20 мкм, что сравнимо или превышает характерные толщины эпитаксиальных слоёв в полупроводниковых структурах. Это означает, что, в соответствии с первоначальной идеей, высказанной в работе [5], существенный вклад в ПФТ может вносить диффузное рассеяние на задней (противоположной освещаемой) границе плёнки. Вклад рассеяния на границе плёнки с подложкой удалось экспериментально выделить в эксперименте при нормальном падении света, в котором поляризационно-зависимый баллистический фототок возникал благодаря циклотронному повороту траекторий оптически выстроенных фотоэлектронов в параллельном поверхности магнитном поле [9]. Установлено, что на границе с подложкой коэффициент диффузности рассеяния электронов существенно больше, чем на поверхности [10].

Таким образом, поляризационно-зависимые фотогальванические эффекты на баллистических фотоэлектронах оказались полезными для изучения механизмов рассеяния в объёме и на границах полупроводниковых слоёв. Следует также отметить, что в последние годы наблюдается всплеск исследований ФГЭ в квантово-размерных полупроводниковых структурах. В частности, двумерный аналог ПФТ на оптически выстроенных электронах – краевой ФГЭ в бесщелевых дираковских материалах, изучен экспериментально и теоретически для случаев как внутризонных, так и межзонных оптических переходов [11].

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 23-72-30003).

- [1] Белиничер В.И. и др., *ЖЭТФ*, **73**, 692 (1977).
- [2] Baskin E.M. et al., *Phys. Stat. Sol. B*, **83**, K97 (1977).
- [3] Ивченко Е.Л. и др., *Письма ЖЭТФ*, **27**, 640 (1978).
- [4] Белиничер В.И. и др., *УФН*, **130**, 415 (1980).
- [5] Магарилл Л.И. и др., *ФТТ*, **21**, 1280 (1979).
- [6] Дымников В.Д. и др., Перель В.И., *ЖЭТФ*, **71**, 2373 (1976).
- [7] Альперович В.Л. и др., *Письма ЖЭТФ*, **31**, 581 (1980).
- [8] Альперович В.Л. и др., *Письма ЖЭТФ*, **34**, 437 (1981).
- [9] Альперович В.Л. и др., *Письма ЖЭТФ*, **49**, 610 (1989).
- [10] Alperovich V.L. et al., *Proc. 20th ICPS*, 2487 (1990).
- [11] Durnev M.V. et al., *Phys. Rev. B*, **103**, 165411 (2021).

Выращивание гетеро- и наноструктур HgCdTe методом МЛЭ

Дворецкий С.А.

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Современные тенденции развития инфракрасных оптоэлектронных систем на основе теллурида кадмия и ртути (КРТ) заключаются в разработке и изготовлении матричных фотодиодных фотоприемников и фотоприемных устройств различных форматов. Для получения высокого качества таких фотоприемников необходимо выращивать КРТ с высокой однородностью параметров на поверхности большой площади.

Молекулярно-лучевая эпитаксия МЛЭ) является наиболее привлекательным методом для решения многих физических, технических и технологических проблем при изготовлении фоточувствительного в виде гетероэпитаксиальных слоев (ГЭС) на подложках из GaAs и Si большой площади. Также использование этих подложек позволяет снизить стоимость КРТ материала, существенно упростить технологический процесс изготовления фотоприемников и обеспечить требуемый спрос [1,2].

Представлены результаты исследований процессов роста и легирования ГЭС КРТ МЛЭ КРТ эпитаксиальных на подложках из GaAs и Si. Приведены особенности процессов зарождения и последующего роста. Многокамерные установки МЛЭ для роста ГЭС КРТ на подложках диаметром до 100 мм с точным контролем параметров с помощью эллипсометрического контроля *in-situ* позволяют решить проблемы производства ГЭС КРТ МЛЭ с высокой однородности состава КРТ слоя по площади поверхности. Приведены результаты по выращиванию многослойных ГЭС КРТ МЛЭ с различным распределением состава КРТ по толщине для оптимизации параметров матричных фотоприемников и параметров фотоприемников на их основе.

Представлены механизмы формирования дефектов, их природа и электрофизические характеристики ГЭС КРТ МЛЭ.

Представлены результаты по исследованию напряжений в слоях HgTe и HgCdTe методом второй гармоники. Получены данные о поворотах ориентации слоев при выращивании в плоскости роста и в плоскости перпендикулярно направлению роста.

Представлены результаты по выращиванию наноструктур КРТ методом МЛЭ в виде квантовых ям, лазерных структур с прецизионным эллипсометрическим контролем и применение таких структур для детекторов.

Кубиты как наборы маятников

Ненашев А.В.

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Квантовая механика предоставляет много концепций, с трудом укладываемых в наше обычное «классическое» миропонимание, например: кубиты, унитарная временная эволюция, квантовая запутанность, квантовые вентили (гейты), квантовая коррекция ошибок. Мы покажем, как эти особенности квантового мира можно проиллюстрировать на наборе связанных классических маятников.

Имеются следующие параллели между кубитами и наборами маятников. Отдельный кубит — это пара маятников. N кубитов — это 2^N маятников, в соответствии с числом степеней свободы квантовой системы. Вероятность некоторого состояния кубита — это энергия колебаний соответствующего маятника. Инициализация системы кубитов — это приведение одного маятника в движение и оставление остальных маятников в покое. Квантовый вентиль — это модификация линейной динамики системы маятников, например, изменение частот маятников или связывание их пружинами друг с другом. Однокубитовые квантовые вентили на системе из двух кубитов являются модификациями динамики четырёх маятников, которые включают либо пары чётных и нечётных маятников, либо 1-ю и 2-ю пары маятников. Более общая модификация линейной динамики обеспечивает двухкубитовый квантовый вентиль. Измерение кубита контролируется вероятностями различных результатов. В «маятниковой» модели вероятности — это энергии колебаний. После измерения только половина маятников продолжают колебаться, остальные маятники останавливаются. Выбор между этими двумя группами зависит от результата измерения.

Такие классические аналогии во многих случаях облегчают понимание квантовомеханических концепций.

Взаимодействие света с покрытиями из частиц субволнового размера при возбуждении в них резонансов Ми

Шкляев А.А.

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В диэлектрических материалах возникают токи смещения под действием переменного электромагнитного (ЭМ) поля (света). Эти токи сами создают ЭМ поле, превращая диэлектрический материал в источник излучения. Это индуцированное ЭМ поле обычно направлено на ослабление интенсивности падающего ЭМ излучения. Его действие тем сильнее, чем больше показатель преломления (n) диэлектрического материала. Такие материалы как кремний и германий характеризуются одними из самых высоких значений показателей преломления среди однокомпонентных материалов. Они обладают полупроводниковыми электрическими свойствами и при этом являются диэлектриками по отношению ко взаимодействию с ЭМ излучением, так как имеют запрещённую зону и низкую концентрацию свободных носителей при комнатной температуре.

Когда диэлектрический материал представлен в виде компактной частицы размером близким к длине волны падающего света, в нём возбуждаются магнитные и электрические резонансы, которые называют резонансами Ми по фамилии теоретика (Mie), аналитически решившего задачу для уравнений Максвелла, описывающих взаимодействие света со сферической частицей. Довольно неожиданным оказалось, что не совпадают спектральные положения магнитного и электрического дипольных резонансов, так же, как и резонансов более высокого порядка. При этом для сферической частицы спектральное положение (λ) магнитного дипольного резонанса определяется соотношением $\lambda_m = n \times d$, где d - диаметр частицы. Это соотношение позывает, что чем больше n , тем меньшего размера нужна частица для получения резонанса на той же длине волны. Размер частицы в n раз меньше, чем λ_m , т.е. частица имеет *субволновой* размер.

Поскольку компактная частица под действием света сама является излучением дипольных, квадрупольных и мод более высокого порядка, то использование их массива в виде покрытия на поверхности подложки приводит к уменьшению интенсивности отраженного света из-за его интерференции с полями резонансных мод. Это явление называют первым эффектом Керкера. Путём подбора концентрации частиц теоретически можно получить нулевое отражение. На практике отражение составляет 5-10% в довольно широком спектральном диапазоне. Теоретические исследования показывают, что при этом происходит подавление также и проходящего света согласно второму эффекту Керкера. Возникает вопрос, куда в таких условиях распространяется рассеянный свет? Естественное предположить, что он распространяется в плоскости поверхности подложки или

под малыми углами к ней.

Покрытие из диэлектрических частиц может быть изготовлено в виде упорядоченной решётки, то есть решётки излучателей. В ней возникают поверхностные решёточные резонансы (ПРР). Первый порядок ПРР, называемых аномалиям Рэля-Вуда, наблюдается на длине волны $\lambda_{RW} = n_{med} \times A$, где n_{med} – показатель преломления среды и A – период решётки. Излучение решёточного резонанса направлено вдоль решётки. Кроме этого, интерференция может приводить к излучению под углом к плоскости решётки. Такие излучения называют решёточными эффектами Керкера.

В экспериментах по изучению покрытий в виде массива диэлектрических частиц можно измерить спектры отражения (R) и пропускания (T). Обычно спектры отражения имеют сложный вид из-за влияния интерференции отражений от границ раздела материалов с разными n . В этих спектрах трудно отделить вклады ПРР от вкладов этой интерференции. Исключение последней можно получить в спектрах пропускания или поглощения (A) посредством следующей нормировки $T_n = T/(1-R)$ или $A_n = (1-R-T)/(1-R)$. В полученных спектрах можно наблюдать пики, обусловленные только решёточными резонансами (Рис. 1а) [1]. От покрытий в виде массивов неупорядоченных частиц на спектрах поглощения явно выраженных пиков не наблюдается (Рис. 1б) [2] из-за отсутствия эффекта ПРР.

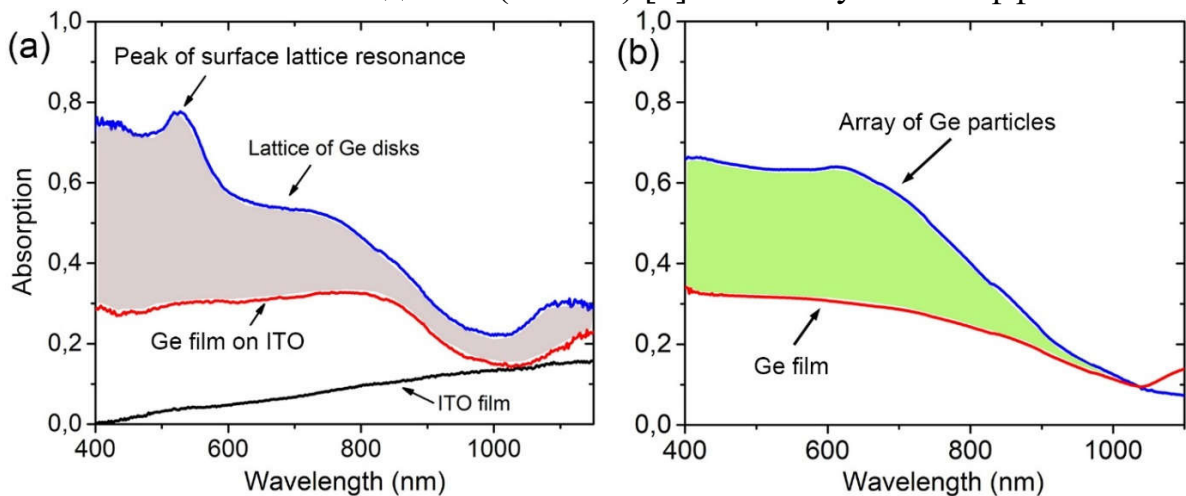


Рис.1. Спектры поглощения покрытий из частиц Ge в виде (а) решётки и (б) неупорядоченного массива. Закрашенные области показывают долю падающего света, существенно изменяющего направление распространения.

Покрытия, изменяющие направление распространения падающего света, могут повысить эффективность тонкоплёночных фотоэлектронных преобразователей и скорости поверхностных фотохимических реакций.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант 23-72-30003, <https://rscf.ru/project/23-72-30003/>) с использованием оборудования ЦКП «Наноструктуры» ИФП СО РАН и «ВТАН» (АТИЦ) ФФ НГУ.

[1] Shklyayev A.A. et al., *Opt. Mater.*, **143**, 114171 (2023).

[2] Shklyayev A.A. et al., *Photonics*, **10**, 1286 (2023).

Двумерные экситоны в квантовых ямах и ван-дер-ваальсовых гетероструктурах

Бисти В.Е.

ИФТТ РАН им. Ю.А. Осипьяна, 142432, Черноголовка, ул. Акад. Осипьяна, д.2

Экситон - электронное возбуждение в кристалле, характеризующееся волновым вектором и энергией. Концепция экситонов в кристаллах впервые была предложена Френкелем [1] для молекулярных кристаллов и Ванье [2] и Моттом [3]. Экситоны Френкеля являются экситонами малого радиуса, а экситоны Ванье-Мотта - экситонами большого радиуса связанного состояния, относительно периода кристаллической решетки. В простейшей модели экситон большого радиуса представляет собой подобие атома водорода для электрона и дырки, с энергией связи с их приведенной массой и кулоновским взаимодействием с диэлектрической проницаемостью кристалла. Экспериментально водородоподобная серия для экситонов была обнаружена в Si_2O в работе [4]. Энергия связи двумерных экситонов была получена при изучении кристаллов с сильной анизотропией эффективной массы [5-6], для основного состояния энергия в 4 раза больше, а радиус в 2 раза меньше, чем для трехмерного случая.

Расчет кулоновского взаимодействия в тонких пленках в длинноволновом приближении [7-8] показал, что в случае, если диэлектрическая проницаемость пленки велика по сравнению с диэлектрической проницаемостью окружающей среды, кулоновское взаимодействие на больших расстояниях $\sim 1/r$, а на меньших - логарифмическое. В связи с появлением и интенсивным исследованием новых истинно двумерных материалов, таких, как графен и монослои дихалькогенидов переходных металлов (ДМП - MoS_2 , MoSe_2 , WS_2 , WSe_2) выражение для кулоновского взаимодействия было обобщено для двумерных слоев, характеризующихся поляризуемостью вдоль слоя [9].

Зонная структура ДМП такова, что вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия валентной зоны (~ 200 - 400 мэВ) существуют 2 типа экситонов, отличающихся спином электронов, осуществляющих межзонный переход, кроме того, энергии связи за счет большой приведенной массы велики (200 мэВ) [10]. Для экспериментальных исследований чаще используются монослои ДМП, инкапсулированные слоями hBN 10 - 100 микрон. Сравнение экспериментальных данных, полученных методами люминесценции и отражения, и расчетов энергии связи экситона методом решения уравнения Шредингера позволяет определить параметры монослоев ДМП [11]. Радиус основного состояния экситона в инкапсулированных монослоях попадает в переходную область для потенциала взаимодействия между логарифмическим и $\sim 1/r$, возбужденные состояния близки к состояниям двумерного экситона.

Для квантовых ям, например, типа $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ диэлектрические прони-

цаемости ямы и барьера отличаются незначительно. Но в этом случае необходимо учитывать размерное квантование при движении поперек плоскости ям (наличие нескольких зон размерного квантования, конечность ширины волновых функций в поперечном направлении). Кулоновское взаимодействие электронов и дырок зависит от номеров зон и может приводить к межподзонным переходам [12]. Решение задачи об экситонах зависит от соотношения между шириной квантовой ямы L и трехмерным боровским радиусом a_B . Происходит переход от двумерного случая при $L \ll a_B$ к трехмерному при $L > a_B$.

Экситоны в магнитном поле следует отличать от магнитоэкситонов. Под магнитоэкситонами понимают переходы в двумерном электронном газе в сильных квантующих магнитных полях при учете кулоновского взаимодействия между электронами. Существуют внутриводзонные и межподзонные переходы. Внутриводзонные переходы без переворота спина на следующий уровень Ландау - это магнитоплазмоны, с переворотом спина без изменения уровня Ландау - спиновая волна. При малых импульсах возбуждения межподзонные и внутриводзонные переходы независимы. Межподзонные переходы могут происходить без изменения уровня Ландау.

- [1] Frenkel J., *Phys. Rev.*, **37**, 17 (1931).
- [2] Wannier G.H., *Phys. Rev.*, **52**, (1937).
- [3] Mott N.F., *Proc. R. Soc. Lond.*, **167**, 384 (1938).
- [4] Гросс Е.Ф., Карпов Н.А., *ДАН СССР*, **84**, 261 (1952).
- [5] Ralph H.I., *Solid State Com.*, **3**, 303 (1965).
- [6] Sinada M., Sugano S., *Journal Phys. Soc. Japan*, **21**, N10 (1966).
- [7] Рытова Н.С., *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* **3**, 30 (1967).
- [8] Келдыш Л. В., *Письма в ЖЭТФ*, **29**, 716 (1979).
- [9] Cudazzo P., Tokatly I.V., Rubio A., *Phys. Rev. B* **84**, 085406 (2011).
- [10] М.В. Дурнев, М.М. Глазов. *УФН* **188**, 913 (2018).
- [11] Гольшиков Г.М. и др., *Письма в ЖЭТФ*, **120**, 279 (2024).
- [12] Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф., *Электронные свойства двумерных систем*, Москва, Мир, (1985.)

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

Исследование механизмов формирования CaSi_2 методом послойной эпитаксии Si и CaF_2 при облучении электронами

Ван Ю.¹, Кацюба А.В.², Двуреченский А.В.^{1,2}

¹ Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

² ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Силицид щелочноземельных металлов является наиболее важным типом силицидов металлов, который широко используется в термоэлектрических материалах, оптоэлектронных материалах и новых электронных устройствах. Пленки силицида кальция обладают превосходными электронными и оптическими свойствами [1]. Поэтому в последние годы активно исследуются методы синтеза высококачественных тонких пленок силицида кальция на кремниевых подложках.

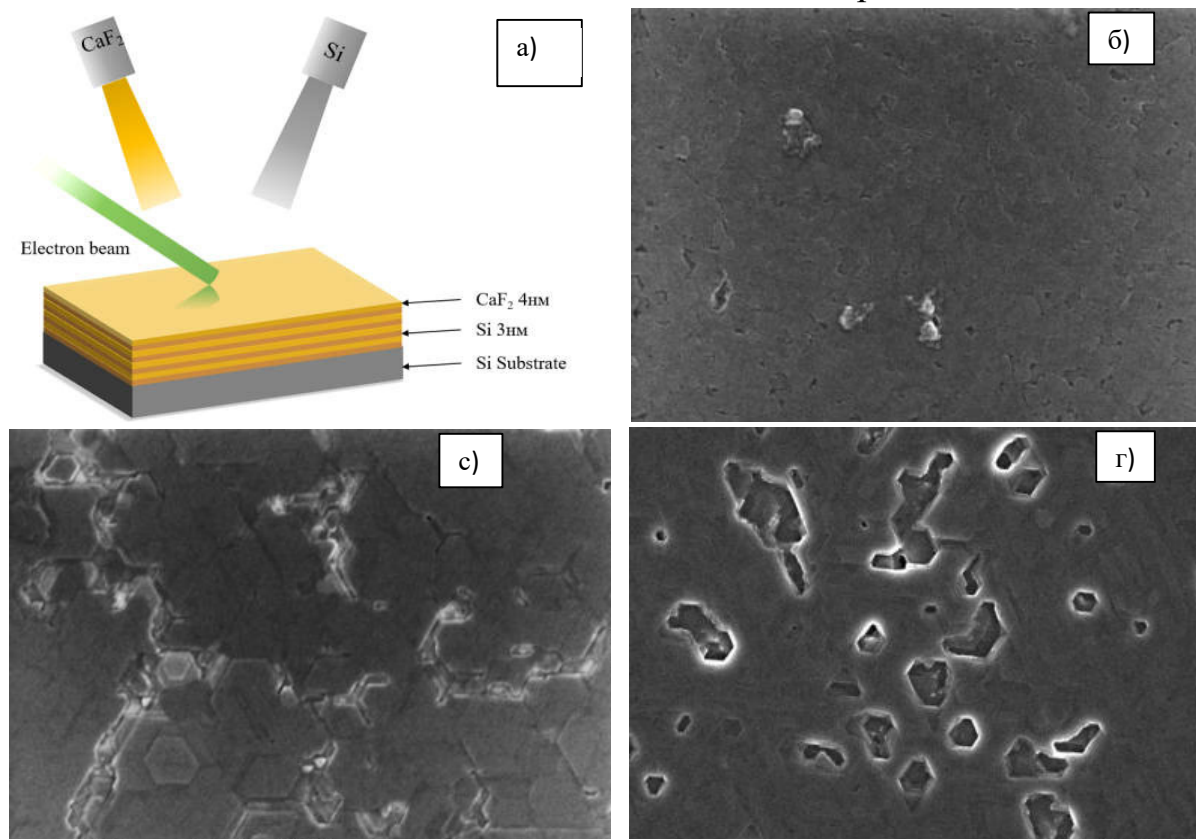


Рис.1 Структурная схема механизма образования CaSi_2 и фотография СЭМ образца.

В данной работе изучен механизм формирования кристаллов CaSi_2 на кремниевых подложках с использованием слоев Si и CaF_2 как показано на Рис.1а при одновременном облучении быстрыми электронами. Экспериментально было обнаружено, что разные соотношения CaF_2 и Si в слоях приводят к разным механизмам роста. Соотношение $\text{Si}:\text{CaF}_2$ -0,5:1 приводят к тому, что на поверхность формируются островки в виде шестиугольников, постоблучение приводит к их

разрастанию и формированию сплошной пленки CaSi_2 Рис1б. Дальнейшее облучение приводит к появлению в пленке напряжений сжатия и выдавливанию части материала Рис.1в. При соотношении $\text{Si}:\text{CaF}_2$ -1:1 происходит срастание островков CaSi_2 напряжения в пленке не образуются Рис.1г.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FWGW-2022-0011).

[1] Shevlyagin A.V. et al., *J. Alloys Compd.*, **910**, 164893 (2022).

Рост Ge на поверхности Si(111), пассивированной Sb

Гумбарг В.В.^{1,2}, Петров А.С.¹

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Псевдоморфный рост Ge на поверхности Si является перспективным для создания высокочастотных транзисторов ввиду большей подвижности носителей заряда, чем в чистом кремнии [1]. Однако на чистой поверхности Si(111) рост покрытий Ge происходит псевдоморфно только для первых 2–3 слоёв, далее происходит срыв к росту трёхмерных островков Ge из-за рассогласования параметров решётки Si и Ge (механизм роста Странского-Крастанова). Также в росте Ge по Si проявляются эффекты самоорганизации, что позволяет получать бездефектные квантовые точки, но для этого всегда использовалась поверхность Si(100) [2].

В данной работе с использованием *in situ* сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии (СВВ ОЭМ) были проведены эксперименты по визуализации роста Ge на чистой поверхности Si(111)-(7×7) и на поверхности Si(111), пассивированной Sb, при температуре 700°C. Дальнейшее изучение полученных ростовых поверхностей производилось методом *ex situ* атомно-силовой микроскопии (АСМ). Адсорбция Sb производилась до исчезновения дифракционных рефлексов сверхструктуры (7×7) или до появления рефлексов примесной реконструкции ($\sqrt{3}\times\sqrt{3}$)-Sb.

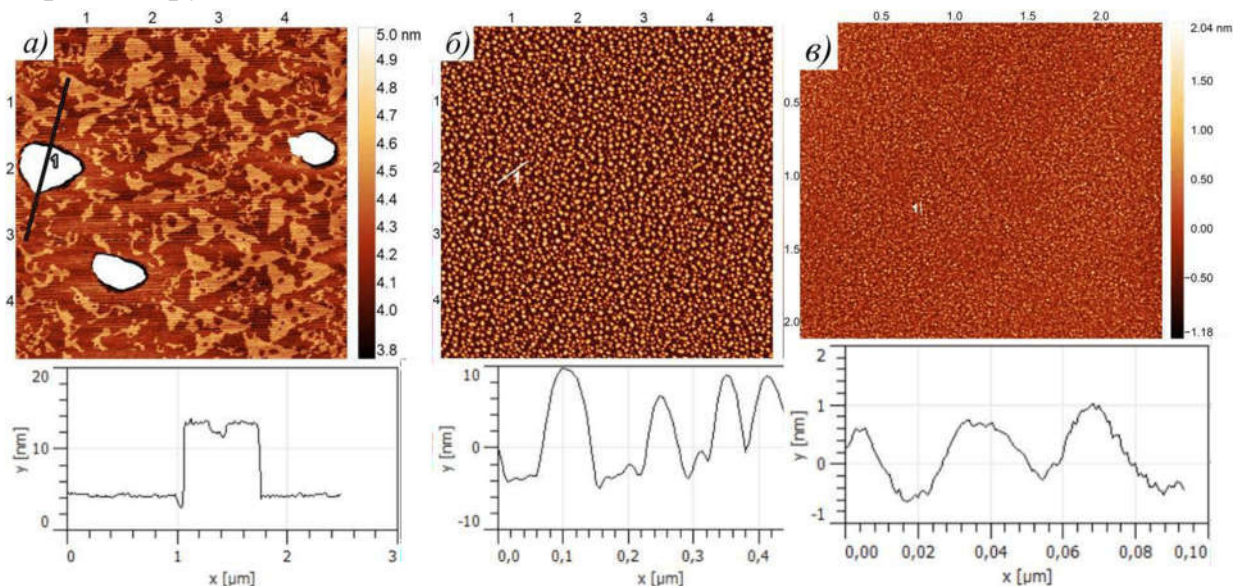


Рис.1. АСМ изображения поверхности Si(111): а) после осаждения 4-5 БС Ge на поверхность Si(111)-(7×7) при $T=600^\circ\text{C}$; б) после осаждения 6 БС (оценочно) Ge на поверхность Sb/Si(111) при $T=600^\circ\text{C}$; в) после осаждения 4 БС Ge на поверхность Sb/Si(111) при $T=600^\circ\text{C}$

На АСМ снимках показаны различия между ростом на чистой поверхности Si(111) (Рис.1 а) и на поверхности Sb/Si(111) (Рис. 1 б, в). Островки, полученные

на чистом Si достигают размеров до 1 микрона и 10 нм в высоту, при этом их плотность порядка 10^7 см⁻². На одном из образцов Sb/Si (Рис.1б) размер островков составляет десятки-сотни нм, до 10 нм в высоту, их плотность 10^{10} см⁻². На втором образце получены островки размером 10-50 нм, 1 нм в высоту и плотностью 10^{11} см⁻².

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-72-30023) с использованием оборудования ЦКП «Наноструктуры».

[1] Maurizio A. et al., *Appl. Surf. Sci.*, **49**, 377 (1991).

[2] Lozovoy K.A. et al., *Nanotechnology*, **29**, 1 (2018).

Специфика формирования слоёв графена на поверхности 6H–SiC(0001) методом резистивного отжига в условиях СВВ

Дураков Д.Е.^{1,2}, Петров А.С.^{1,2}, Рогило Д.И.^{1,2}, Макеева А.А.¹, Никифоров Д.Ф.², Курусь Н.Н.¹, Милехин А.Г.¹, Щеглов Д.В.¹, Латышев А.В.^{1,2}

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Большой интерес к графену обусловлен его замечательными свойствами, такими как высокая подвижность носителей заряда при комнатной температуре, оптическая прозрачность в широком спектральном диапазоне, высокая теплопроводность. Для успешного развития графеновой электроники и ее перехода к промышленному производству необходимо разработать технологии получения крупногабаритных однородных материалов с высокой структурной целостностью и специфическими электрофизическими свойствами. Интерес к подложкам SiC обусловлен возможностью формирования графена методом термического разложения [1] без необходимости его последующего переноса на другие диэлектрические подложки. При нагреве SiC в вакууме или в атмосфере аргона [2] из-за разницы давлений паров кремния и углерода с поверхности покидают только атомы кремния, а оставшийся углерод преобразуется на поверхности в эпитаксиальный графен. Одним из способов отжига подложек SiC является резистивный нагрев, заключающийся в пропускании электрического тока через подложку. Данный способ отжига отличается быстротой предостовой подготовки подложки и высокой скоростью изменения температуры.

В данной работе были проведены эксперименты по высокотемпературному резистивному отжигу подложек 6H–N SiC(0001) ($\sigma = 0.02\text{--}0.1$ Ом/см) в условиях *in situ* сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии (СВВ ОЭМ). Температура образцов измерялась с помощью оптического пирометра, структурные переходы на поверхности регистрировались методом дифракции быстрых электронов (ДБЭ). Для *ex situ* анализа морфологии поверхности полученных в результате отжига пленок применялась атомно-силовая микроскопия (АСМ). Для определения стехиометрического состава поверхности плёнок измерялся спектр комбинационного рассеяния света (КРС) с помощью спектрометра (XploRa Plus, Horiba, $\lambda = 532$ нм).

Было установлено, что при резистивном отжиге температура образцов SiC сначала растёт с увеличением силы тока, однако при достижении некоторой характерной величины силы тока температура образца начинает убывать в связи с образованием углеродного слоя на поверхности SiC. Особенностью резистивного отжига на постоянном токе является наличие градиента температур вплоть до 100°C у исследуемых образцов.

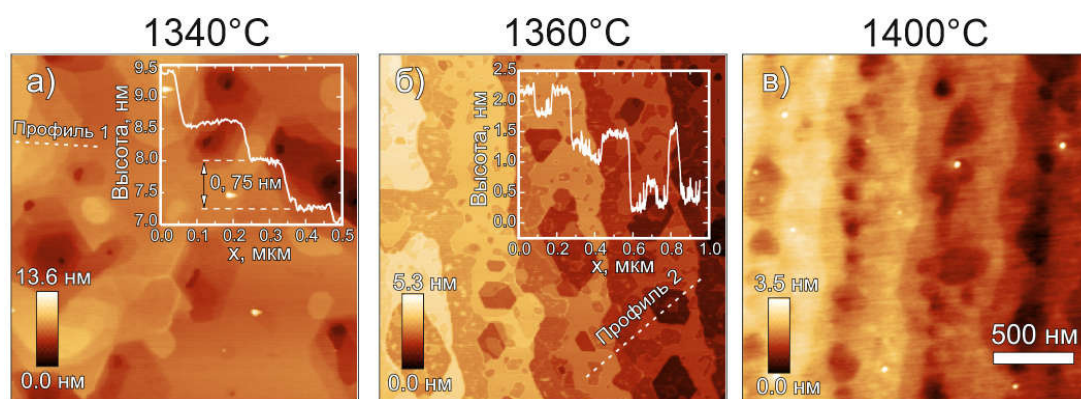


Рис.1. АСМ-изображение поверхности образца 6H-SiC(0001) и её профили после 5 минутного отжига в разных точках: а) у первого контакта держателя образца (1340°C); б) посередине образца (1360°C); в) у второго контакта держателя образца (1400°C).

При температурах до 1000°C поверхность подложки 6H-SiC(0001) SiC имеет много шероховатостей и нанопарапин с перепадом высот в диапазоне 5–15 nm, при увеличении температуры царапины начинают расплываться и поверхность становится разупорядоченной. В диапазоне температур 1120–1200°C на разупорядоченной поверхности SiC начинают появляться шероховатые террасы (RMS = 180 пм) с нерезкими границами атомных ступеней, высота которых равняется расстоянию между двумя бислоями 6H-SiC, которые состоят из атомов Si и C и по структуре подобны одному слою графена с степенью гексогональности 33 процента. При 1250°C поверхность становится вицинальной с неполным заполнением бислоями SiC узких террас шириной 500 nm, высота ступеней составляет половину постоянной решётки SiC в направлении (0001) и равняется 0.75 nm [3], что подтверждается измеренными АСМ-профилями (рис. 1а). Для получения атомно-гладких террас и резкими границами ступеней требуется отжиг длительностью порядка 5 минут при 1300°C. При этой температуре атомы кремния начинают сублимировать, в результате чего углерод образует буферный слой с реконструкцией $6\sqrt{3} \times 6\sqrt{3}$, что можно наблюдать на ДБЭ в процессе отжига. При увеличении температуры до 1340°C резко возрастает темп сублимации кремния, в результате образуются ямки в виде многоугольников высотой 1–3 бислоя SiC (рис.1б), после чего формируются отдельные домены графена. Наличие слоёв графена на рис. 1в подтверждается появлением в спектре КРС 2D пика на частоте приблизительно равной 2700 см^{-1} . При дальнейшем увеличении температуры увеличивается количество углеродных слоёв, которые в результате образуют графит.

Работа выполнена при финансовой поддержке поддержке РФФИ (грант № 19-72-30023) на оборудовании ЦКП «Наноструктуры».

[1] Norimatsu W. et al., *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **16**, 3501 (2014).

[2] Seyller et al., *Surface Science.*, **600**, 3906 (2006).

[3] Дунаевский М. С. и др., *Письма в ЖЭТФ*, **35**, 98 (2009).

Изучение спектральных зависимостей показателя поглощения эпитаксиальных слоев GeSn и GeSiSn

Залялов Т.М., Тимофеев В.А., Скворцов И.В., Перевалов Т.В.

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Использование GeSn и GeSiSn представляет интерес с точки зрения создания устройств фотоники, работающих в ближнем (1,1–3 мкм) и среднем (3–5 мкм) инфракрасном (ИК) диапазонах, и совместимых с техпроцессами современной кремниевой микроэлектроники. На пути к созданию таких устройств стоит ряд задач, среди которых изучение структурных и оптических свойств соединений GeSn и GeSiSn различного состава. В настоящей работе исследованы спектральные зависимости показателя поглощения слоев GeSn и GeSiSn пяти различных составов с содержанием кремния до 63% и олова до 14%: $\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.63}\text{Sn}_{0.07}$ (S1), $\text{Ge}_{0.3}\text{Si}_{0.56}\text{Sn}_{0.14}$ (S2), $\text{Ge}_{0.946}\text{Sn}_{0.054}$ (S3), $\text{Ge}_{0.915}\text{Sn}_{0.085}$ (S4) и $\text{Ge}_{0.840}\text{Si}_{0.076}\text{Sn}_{0.084}$ (S5). Слои выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на двух типах подложек: на Si(100), и на Si(100) с буферным слоем SiSn. Слой SiSn образует наноструктурированную фасетированную поверхность. Проводились расчеты из первых принципов электронной структуры и спектров оптического поглощения для кристаллов GeSn и GeSiSn с составами близкими к составам экспериментально исследуемых пленок.

Продemonстрирован монотонный рост оптического поглощения в ближнем ИК диапазоне длин волн при увеличении концентрации Sn, и уменьшение поглощения с увеличением концентрации Si (рис. 1). Величина показателя поглощения GeSiSn достигает $(2\text{--}2,5)\times 10^4 \text{ см}^{-1}$, что значительно больше, чем $0,5\times 10^4 \text{ см}^{-1}$ для объемного Ge и напряженного Ge на Si на телекоммуникационной длине волны 1,55 мкм. Проведены оценки значения ширины запрещенной зоны GeSiSn исследуемых составов. О корректности полученных значений для пленок, выращенных на подложке Si(100), свидетельствует хорошее согласие с рассчитанными из первых принципов величинами E_g для кристаллов GeSiSn соответствующих составов. Для этой же серии образцов наблюдается качественное согласие экспериментальных и рассчитанных спектров показателя поглощения.

Работа поддержана гос.заданием № FWGW-2024-0001.

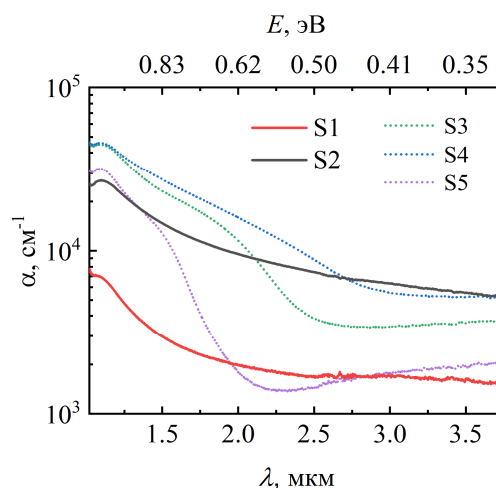


Рис.1. Спектры показателя поглощения слоев GeSiSn в образцах S1–S5.

Стабилизация параметров мемристорных структур на основе HfO_x воздействием электронного луча

Залялов Т.М.^{1,2}, Воронковский В.А.¹, Герасимова А.К.¹,
Исламов Д.Р.^{1,2}

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Резистивная память (ReRAM) – разновидность памяти следующего поколения, которая объединяет в себе энергонезависимость, энергоэффективность, высокую плотность информации и быстродействие. Ячейка памяти (ЯП) ReRAM – мемристор – основана на эффекте изменения проводимости диэлектрической пленки в составе структуры металл-диэлектрик-металл (МДМ) под действием электрического поля. Состояние ЯП может быть определено при приложении напряжения чтения – V_{read} . Переключение между состояниями осуществляется приложением большего по величине напряжения включения (V_{set}) или выключения (V_{reset}). Переключение состояния происходит под действием электрического поля за счет образования или разрушения между электродами проводящего канала – филамента. Одной из актуальных проблем ReRAM является необходимость формовки ЯП – начальной подачи напряжения, как правило, превышающего напряжение переключения, для формирования проводящего филамента. Другой нерешенной проблемой является нестабильность от цикла к циклу, от образца к образцу напряжения переключения и значения тока в высокоомном и низкоомном состоянии. В данной работе представлен один из способов борьбы с описанными проблемами в структурах $\text{TaN}/\text{HfO}_x/\text{Ni}$.

Было показано, что при воздействии на аморфный HfO_x электронным лучом, происходит локальная кристаллизация диэлектрика [1]. Для создания филамента или затравки для него в данной работе было проведено облучение электронами аморфного HfO_x и изготовлены структуры $\text{TaN}/\text{HfO}_x/\text{Ni}$ с облученным и необлученным диэлектриком. Проведено исследование электрофизических характеристик полученных структур. Продемонстрировано, что после облучения электронами, V_{set} и V_{reset} стали более стабильными, и диапазон их значений уменьшился с $\pm 3.5\text{--}4.5$ В до $\pm 1.3\text{--}1.5$ В. Обнаружено, что отношение сопротивлений в высокоомном и низкоомном состояниях значительно уменьшилось. Но вместе с этим уменьшилось и среднеквадратичное отклонение, что свидетельствует о повышении стабильности мемристора после облучения.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 24-19-00650). Авторы благодарят ЦКП «ВТАН» НГУ за предоставление ресурсов измерительного оборудования.

[1] Gerasimova A. K., et al., *SN Appl. Sci.*, 2, 1 (2020).

Ван-дер-ваальсовый гетероэпитаксиальный рост SnSe_2 на поверхностях $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ и $\text{Si}(111)$

Захожев К.Е.^{1,2}, Пономарев С.А.^{1,2}, Рогило Д.И.¹, Кох К.А.³,
Курусъ Н.Н.¹, Щеглов Д.В.¹, Милехин А.Г.¹, Латышев А.В.^{1,2}

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³ ИГМ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Коптюга, 3

Халькогениды металлов образуют класс слоистых материалов, обладающих перспективными для применения в современной электронике оптическими, электронными и механическими свойствами [1]. В частности, SnSe_2 , согласно расчетам [2], имеет подвижность электронов $436 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ при температуре 300 К, что является лучшим показателем среди большинства известных дихалькогенидов металлов. Также, высокое электронное сродство SnSe_2 ($\sim 5.2 \text{ eV}$) предоставляет возможность создания гетеропереходов II и III типа с другими полупроводниковыми материалами, в том числе ван-дер-ваальсовыми (например, WSe_2), перспективных для применения в транзисторах, работающих на основе туннельного перехода [3]. Однако, применение SnSe_2 (и халькогенидов металлов в целом) в современной полупроводниковой электронике является затруднительным ввиду проблемы отсутствия методик выращивания эпитаксиальных слоев с низкой концентрацией дефектов, вследствие чего критически важной задачей на данный момент является поиск и оптимизация методик роста слоистых халькогенидов металлов, в том числе SnSe_2 .

Эксперименты по гетероэпитаксиальному росту SnSe_2 проведены в колонне *in situ* отражательного электронного микроскопа по новым методикам, включающих этапы осаждения и кристаллизации тонкого аморфного слоя при ростовой температуре $\sim 200^\circ\text{C}$ с дальнейшим осаждением селена и олова при соотношении потоков $\text{Se/Sn} \sim 10/1$ на поверхностях $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ и $\text{Si}(111)$. Методика роста на $\text{Si}(111)$ также содержит этапы получения нереконструированной поверхности при температурах ниже 830°C и её пассивации монослоем Se. Анализ морфологии поверхности полученных пленок $\text{SnSe}_2/\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ и $\text{SnSe}_2/\text{Si}(111)$ методом *ex situ* атомно-силовой микроскопии (АСМ, рис. 1) показал, что концентрация выходов на поверхность дислокаций с винтовой компонентой составила до $\sim 2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ и до $\sim 18 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ соответственно. Данные концентрации дислокаций оказались существенно ниже того же показателя для пленок, полученных в ранее опубликованных работах (от $30 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ до $300 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ для слюдяных подложек и $\sim 32 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ для Bi_2Se_3) [2, 3]. Высота молекулярной ступени на поверхности пленок составила $\sim 0.6 \text{ nm}$, что соответствует литературным данным по SnSe_2 [2].

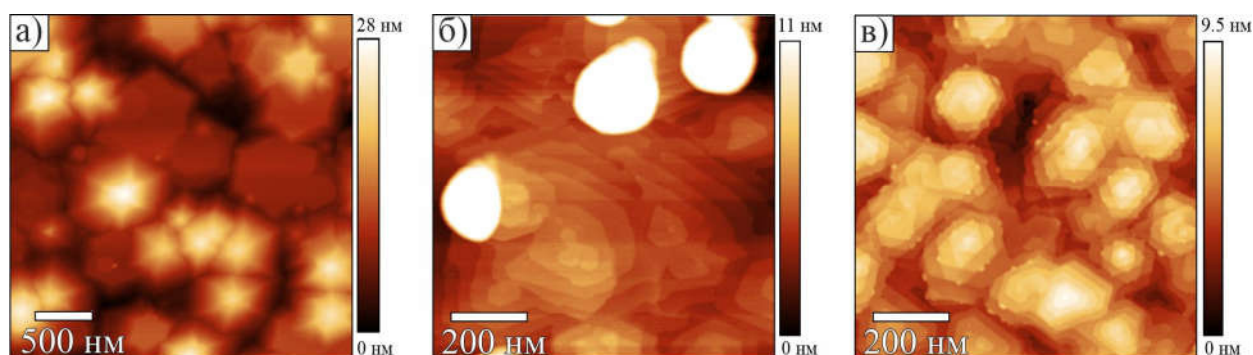


Рис. 1. АСМ-изображение поверхностей пленок SnSe_2 : а) на поверхности $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$, б) и в) на поверхности $\text{Si}(111)$.

На поверхности пленки $\text{SnSe}_2/\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ впервые обнаружены холмы с гладкой террасой на вершине с латеральными размерами ~ 0.5 мкм, появление которых является следствием низкой концентрации дефектов в пленке.

Методом зондовой литографии с помощью АСМ в контактном режиме, для одного из образцов $\text{SnSe}_2/\text{Si}(111)$ соскоблена пленка до поверхности подложки $\text{Si}(111)$, после чего измерен поверхностный электростатический потенциал в режиме зонда Кельвина. Проведенные измерения показали, что разность потенциалов поверхности пленки SnSe_2 и $\text{Si}(111)$ составила ~ 0.2 В. Учитывая, что уровень Ферми кремниевой подложки с удельным сопротивлением ~ 10 Ом·см составляет -5.0 эВ [4], работа выхода с поверхности полученной пленки оценена как ~ 5.2 эВ, что хорошо согласуется с данными из литературы о SnSe_2 [3]. По результатам измерений методом ван дер Пау, поверхностное сопротивление пленки $\text{SnSe}_2/\text{Si}(111)$ составило ~ 50 кОм/□, что позволяет оценить удельное объемное сопротивление пленки SnSe_2 толщиной 20 нм как ~ 0.1 Ом·см [5].

Методом комбинационного рассеяния света для пленок SnSe_2 на подложках $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ и $\text{Si}(111)$ выявлен набор колебательных мод, соответствующий кристаллической фазе 1Т- SnSe_2 .

Эксперименты выполнены при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-72-10124).

[1] Yang Z. et al., *Adv. Mater. Technol.*, **8**, 1900108 (2019).

[2] Huang Z., Zhang W., Zhang W., *Materials.*, **9**, 716 (2016).

[3] Aretouli K.E. et al., *ACS Appl. Mater. Interfaces.*, **8**, 23222 (2016).

[4] Grove A.S., *Physics and Technology of Semiconductor Devices*, Wiley, N.Y. (1967).

[5] Ponomarev S.A. et al., *Journal of Crystal Growth*, **631**, 127615 (2024).

Кинетика формирования нанокластеров германия в нестехиометрических пленках GeSi_xO_y

Кислухин Н.А.¹, Астанкова К.Н.², Володин В.А.^{2,3}

¹ Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

² ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

³ Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Нестехиометрические германо-силикатные стекла (GeSi_xO_y) метастабильны и при нагреве диспропорционируют по реакции: $2\text{GeO} + 2\text{SiO}_2 \rightarrow \text{Ge} + \text{Ge}_{1/3}\text{Si}_{2/3}\text{O}_2$ (для GeSiO_3 [1]). Выделяющиеся германиевые включения преобразуют стекло в систему с квантовыми точками в широкозонном диэлектрике и могут выступать как глубокие ловушки для электронов и дырок. Недавно в германо-силикатном стекле GeSi_xO_y была обнаружена фотолюминисценция в ИК-диапазоне [2], а также продемонстрирован мемристивный эффект благодаря высокой плотности дефектов (вакансий кислорода), которые являются ловушками для носителей заряда [3]. Для прикладных задач необходимо уметь управлять глубиной диспропорционирования стекла (концентрацией и размерами Ge нанокластеров (НК)). Однако в литературе отсутствуют данные о кинетике формирования нанокластеров Ge в пленках GeSi_xO_y в процессе отжига.

Объектом исследования являются германо-силикатные стекла состава $[\text{GeO}_x]_{0.75}[\text{SiO}_2]_{0.25}$ толщиной ~ 400 нм, покрытые защитным слоем $\text{SiO}_2 \sim 15$ нм. Пленки получены соиспарением порошков GeO_2 и SiO_2 электронными пучками в вакууме (10^{-6} Па) и осаждением паров на Si подложку [3]. Отжиги проводили в инфракрасной печи при температурах 400, 425, 450, 500 °C на воздухе. Время отжигов варьировалось от 1 до 360 минут и зависело от температуры отжига. Зарождение и рост нанокластеров Ge в германо-силикатных стеклах после отжигов регистрировались с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС). Обработку КРС-спектров проводили в программе Fityk 0.9.8: вычитали фон, определяли интегральную интенсивность пика, которую затем нормировали на единицу путем деления на значение самого интенсивного пика после отжига при каждой температуре.

В спектре КРС исходной пленки GeSi_xO_y отсутствовали сигналы от аморфных кластеров Ge. После отжигов (400 °C 15 мин; 425 °C 9 мин; 450 °C 3 мин; 500 °C 1 мин) во всех спектрах появлялась слабая широкая полоса вблизи 270–280 см^{-1} , которая соответствует рассеянию света на локальных колебаниях связей Ge-Ge в аморфном германии. При увеличении времени отжига интенсивность пика КРС от аморфных нанокластеров Ge возрастала для всех температур. Это происходило вследствие роста Ge-НК и зарождения новых кластеров.

Интегральная интенсивность пика КРС пропорциональна объемной доле на-

нокластеров германия. Для исследования кинетики формирования нанокластеров аморфного германия в пленках GeSi_xO_y была построена зависимость интегральной интенсивности пика КРС от времени отжига (рис. 1а). Из рисунка видно, что со временем наступает насыщение процесса формирования нанокластеров Ge. Это связано с уменьшением избыточного германия в стеклянной матрице. Чем выше температура отжига, тем быстрее происходит насыщение данного процесса.

Экспериментальные зависимости на рис. 1а аппроксимировались с помощью уравнения Колмогорова-Джонсона-Мела-Аврами [4]: $y(t) = 1 - \exp(-(t/\tau)^n)$. Были определены кинетические параметры τ , n и произведен расчет энергии активации (E_a) реакции диспропорционирования пленки GeSi_xO_y графическим методом из аппроксимации зависимости $\ln \tau$ от обратной температуры (рис. 1б). Величина E_a составила 0.71 ± 0.16 эВ, что совпадает с энергией активации реакции диспропорционирования пленок стехиометрического монооксида германия [5, 6].

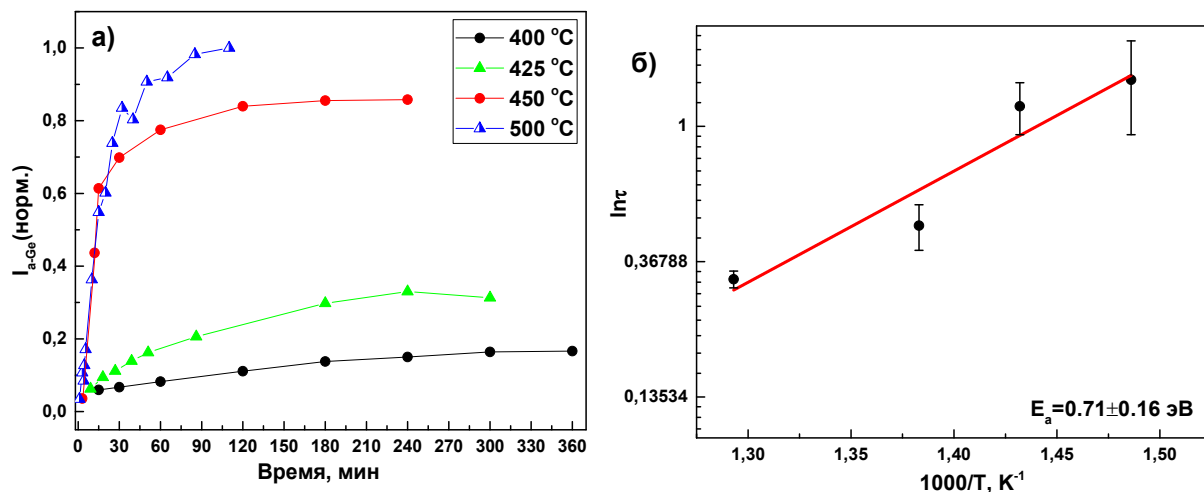


Рис.1. а – зависимость нормированной интенсивности пика КРС аморфных кластеров Ge от времени отжига пленки GeSi_xO_y при температурах 400–500 °C; б – расчет энергии активации (E_a) реакции диспропорционирования пленки GeSi_xO_y графическим методом.

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Высокие технологии и аналитика наносистем» НГУ.

- [1] Zhang F. et al., *Semiconductors*, **54**, 322 (2020).
- [2] Гамбарян М.П. и др., *ФТТ*, **62**, 434 (2020).
- [3] Volodin V.A. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **114**, 233104 (2019).
- [4] Cahn R.W., Haasen P. *Physical metallurgy*. Amsterdam, North-Holland (1996).
- [5] Wang S.K. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **101**, 061907 (2012).
- [6] Самусь А.Д. и др., Тезисы докладов АППН-2024, 40 (2024).

Измерение полевой зависимости дрейфовой скорости с учётом геометрической формы образца

Кузнецов В.А.^{1,2}, Протасов Д.Ю.^{1,2}, Дмитриев Д.В.¹,
Костюченко В.Я.³, Журавлёв К.С.¹

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² Новосибирский государственный технический университет, 630073, г. Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20

³ Сибирский государственный университет геосистем и технологий, 630108, г. Новосибирск, ул. Плеханова, 10

Насыщенная скорость дрейфа – это один из важных параметров, которые определяют быстродействие транзистора [1]. При измерении зависимости скорости электронов от напряжённости электрического поля может возникать ряд трудностей: ранний пробой образцов, высокое контактное сопротивление, неравномерность электрического поля внутри образца и т.п. [2, 3].

Измерения проводились на гетероструктурах $\text{In}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}/\text{GaAs}$, выращенных методом МЛЭ на *epi-ready* подложках GaAs с ориентацией (100). Омические контакты формировались путём осаждения слоёв из никеля, золота и германия и последующим термическим отжигом в атмосфере формовочного газа (N_2 95%, H_2 5%).

Измерения проводились в импульсном режиме. Для получения зависимости дрейфовой скорости была выбрана специальная форма образца (Рис. 1) [4]. Сужение внутри образца сформировано для уменьшения инжекции носителей из контактов и предотвращения попадания доменов сильного электрического поля внутрь этой области. Это позволяет увеличить значение пробивного напряжения и достигать больших прикладываемых электрических полей. Для измерения падения напряжения на образцах наносились отдельные потенциальные контакты.

Однако из-за неодинаковой ширины, напряжённость на образце распределена неравномерно: в более широкой части напряжённость меньше, в узкой – больше. Для определения текущего значения напряжённости внутри узкой области, из измеренного значения падения напряжения вычиталось рассчитанное падение напряжения на широких областях. Сопротивление широкой части образца не зависело от напряжённости поля.

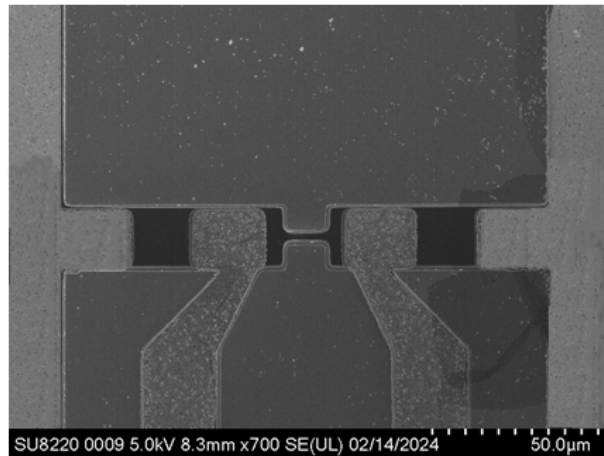


Рис.1. Изображение изготовленного методом фотолитографии образца для измерения полевой зависимости дрейфовой скорости.

Справедливость данного предположения проверена на образцах с разной длиной широкой области.

Учёт этого фактора позволяет получить схожие зависимости скорости от поля $V(E)$ для образцов из одного материала, но с разными геометрическими размерами. На рисунке 2 показаны графики без учёта сопротивления широкой части образца (слева) и с его учётом (справа) для образцов с длинами широкой части 3, 5 и 7 мкм.

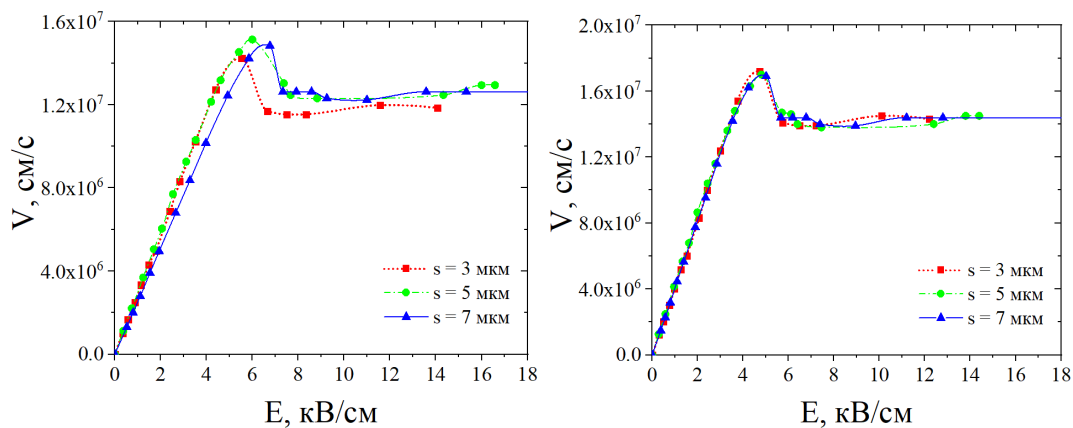


Рис.2. Полевые зависимости дрейфовой скорости без учёта сопротивления широкой части образца (слева) и с его учётом (справа). s – длина широкой области образца.

В работе получено выражение для определения сопротивления широких областей, граничащих с сужением. Также показано, что зависимости скоростей дрейфа от напряжённости электрического поля совпадают для образцов из одного материала, если учитывать падения напряжения на широких областях. Использование специальной геометрии позволило увеличить максимальное электрическое поле до 15 кВ/см.

- [1] Požela J. *Physics of High-Speed Transistors*, New York: Plenum Press, (1993).
- [2] Barker J.M. et al., *Phys. stat. sol.*, **190**, 263 (2002).
- [3] Barker J.M. et al., *J. Appl. Phys.*, **97**, 063705 (2005).
- [4] Yang D. et al., *J. Appl. Phys.*, **72**, 174 (1992).

Зависимость кинетики эпитаксиального роста Si на Si(100) от ширины террас

Кукенов О.И.¹, Майер К.А.¹, Гущин С.М.²

¹ Томский государственный университет, 634045, Томск, пр. Ленина, 36

² Научно-исследовательский институт полупроводниковых приборов, 634034, Томск, ул. Красноармейская, 99а

Исследования эпитаксиального роста наноструктур для создания эффективных элементов оптоэлектроники занимают важную роль в микроэлектронной промышленности. Создание наноразмерных структур, изменяющих свойства полупроводника требует точности в выборе режимов роста и понимания особенностей ростовых процессов. В настоящее время всё большее внимание уделяется начальной морфологии поверхности, поскольку она оказывает влияние на параметры синтезируемых наноструктур [1].

После предэпитаксиальной подготовки пластин и нанесения буферного слоя, поверхность представляется в виде террас двух типов [2]. Димерные ряды террасы типа А направлены параллельно ступени, а ряды террасы типа В – перпендикулярно ступени. Если длины диффузии атомов недостаточно для достижения ступени, они формируют двумерные островки, которые со временем заполняют всю поверхность террасы. Двумерно-островковый механизм роста характерен для низких температур эпитаксиального синтеза. С увеличением температуры подложки длина диффузии атомов увеличивается и её достаточно для достижения ступеней. Террасы заполняются по механизму сдвига ступеней. За счёт большого числа изломов, скорость ступени террасы типа В становится больше, чем у ступени типа А, и ступени разных типов сближаются [3]. Дальнейшее увеличение температуры приводит к упругому отталкиванию ступеней, и ширина террас становится одинаковой.

Работа нацелена на определение температуры максимального сближения ступеней Si(100) при гомоэпитаксиальном росте в зависимости от ширины террас.

После стандартной предэпитаксиальной очистки подложек и нанесения буферного слоя, эксперименты по напылению Si на Si(100) проводились на установке молекулярно-лучевой эпитаксии «Катунь-100». Морфология поверхности в процессе роста определялась по картинам дифракции быстрых отражённых электронов. Установлена зависимость механизмов роста от температуры синтеза для подложек с шириной террас 84,6 нм, 24,5 нм, 106,1 нм. Построена экспериментальная зависимость ширины террас от температуры.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта № 23-62-10021.

[1] Arapkina L. V. et al., *Appl. Surf. Sci.* **608**, 155094 (2023).

[2] Voigtlander B., *Surf. Sci. Rep.* **43**, 127–254 (2001).

[3] Yesin M. Y. et al., *Phys. Sol. St.* **64**, 609–615 (2022).

Квазибаллистический транспорт в двумерном андерсоновском топологическом изоляторе

Курмачев Д.А.^{1,2}, Квон З.Д.^{1,2}, Михайлов Н.Н.¹

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В недавней работе [1] был обнаружен новый тип двумерного топологического изолятора (2Д ТАИ) на основе HgTe квантовой ямы с инверсным спектром. В такой системе объемная проводимость отсутствует из-за Андерсоновской локализации, а не из-за щели в спектре. В [1] использовались образцы макроскопического масштаба, т.е. характерный размер составлял больше 100 мкм. В этом случае заряд переносился по краевым состояниям в диффузионном режиме. В данной работе исследовались образцы мезоскопического масштаба, т.е. характерный размер почти на два порядка меньше. Целью работы было изучить квазибаллистический транспорт в образце мезоскопического масштаба.

Для эксперимента были изготовлены холловские мостики с шириной канала 3 мкм и длиной 3, 10 и 30 мкм. Они были изготовлены на основе квантовой ямы HgTe толщиной 14 нм. Особенностью данной ямы является существование сильно разупорядоченного двумерного полуметалла. Вблизи точки зарядовой нейтральности происходит переход металл-диэлектрик и возникает зона локализованных состояний. Краевые токопроводящие состояния расположены на фоне этих состояний. Таким образом, основной вклад в проводимость будут вносить краевые делокализованные состояния только при условии нахождения уровня Ферми в зоне локализованных объёмных состояний.

Существование краевого транспорта в образце мезоскопического масштаба показали результаты измерения значений локального и нелокального сопротивления. Эти сопротивления оказались в несколько раз больше кванта сопротивления, что указывает на квазибаллистический характер движения носителей заряда. Одинаковое поведение и значение локального и нелокального сопротивления при температуре ниже 1 К, свидетельствует о том, что мы находимся в области доминирования краевого транспорта. Предполагаемое значение нелокального сопротивления оказалось в два раза больше реального, что указывает на влияние объёмных состояний на протекание тока.

Отсутствие объёмной проводимости являлось предположением для анализа результатов локального и нелокального сопротивления. Однако использование только теории о краевых состояниях недостаточно для описания свойств квазибаллистического транспорта в исследуемой системе. Расхождение между экспериментом и теорией может быть связано с тем, что в объёме не происходит достаточной локализации, или же с тем, что сопротивление разных участков краевых состояний отличается. Дальнейшее исследование как механизмов квазибаллистического транспорта, так и взаимодействия краевых состояний с

объёмными представляет большой интерес для дальнейшего исследования квантового транспорта в двумерных ТИ.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 23-72-30003).

[1] Khudaiberdiev D. et al., "Two-dimensional topological Anderson insulator in HgTe quantum well with inverted spectrum", to be published.

Исследование морфологии поверхности пленок магнитного топологического изолятора MnBi_2Te_4 на подложках $\text{Si}(111)$

Кырова Е.Д.^{1,2}, Ищенко Д.В.¹, Микаева А.С.^{1,3}, Голяшов В.А.^{1,3}, Терещенко О.Е.^{1,3}

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20

³ Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Материалы на основе соединений висмута, включая Bi_2Te_3 , относятся к классу топологических изоляторов и широко исследуются для применения, например, в спинтронике. Добавление магнитного компонента Mn в систему открывает возможности исследования новых свойств материала, таких как квантовый аномальный эффект Холла, квантовый спиновый эффект Холла и др. Соединение MnBi_2Te_4 представляет собой структуру, состоящую из слоев, связанных взаимодействием Ван-дер-Ваальса. Каждый отдельный слой состоит из семи атомных подслоев $\text{Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te}$. Связь магнитного момента слоев и топологических состояний позволяет изучать топологические фазовые переходы материала и физические явления, зависящие, в частности, от толщины материала. Образцы MnBi_2Te_4 в большинстве случаев получены путем механического отслаивания от объемного кристалла [1, 2]. Однако для практических целей необходимо получение тонких пленок большой площади.

В данной работе пленки MnBi_2Te_4 были выращены на подложке $\text{Si}(111)$, методом молекулярно-лучевой эпитаксии, при температуре $T_{\text{подл}} = 320^\circ\text{C}$. В качестве источников были использованы элементные Mn, Te и бинарное соединение Bi_2Te_3 . Скорость роста контролировалась кварцевыми микровесами и составляла $v \approx 4 \text{ \AA/мин}$. Качество кристаллической структуры поверхности контролировалось *in situ* с помощью дифракции быстрых электронов на отражение. Толщина пленки составила $d = 45 \text{ нм}$, которая была определена по измерениям *ex situ* методом атомно-силовой микроскопии (АСМ).

Согласно АСМ измерениям морфологии пленок рост происходит по ступенчато-слоевому механизму (рис. 1),

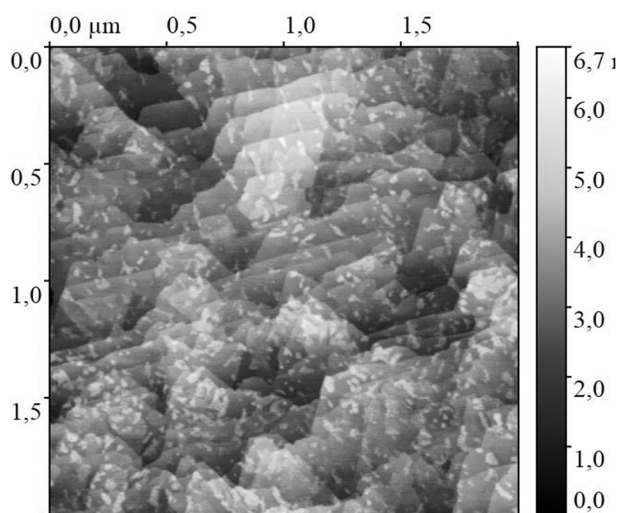


Рис.1. АСМ изображение поверхности пленки MnBi_2Te_4 на подложке $\text{Si}(111)$, при $T_{\text{подл}} = 320^\circ\text{C}$, скорость роста $v \approx 4 \text{ \AA/мин}$, толщина – 45 нм

высота ступеней соответствует размерам элементарной ячейки 1.4 нм. Отмечено, что на поверхности образуется большое количество включений высотой около 1 нм. С помощью магнитной АСМ было показано, что пленки MnBi_2Te_4 имеют однородную намагниченность по площади, за исключением точек, возникших на террасах.

Анализ энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (ЭДС) образца показал, что распределение марганца по площади поверхности является однородным (рис. 2 б). Однако на рис. 2 в-г обнаружен недостаток висмута и кислорода в местах скопления точек, отображаемые темными областями на рис. 2 а.

Полученный результат согласуется с измерениями магнитной АСМ, где наибольшее изменение фазы происходило в точках включений другого материала на террасах, предположительно, соединение Mn-Te .

[1] Shuai Li, et al., *National Science Review*, **11**, 296 (2024).

[2] Weilun Tan, et al., *Quantum Frontiers* (2022).

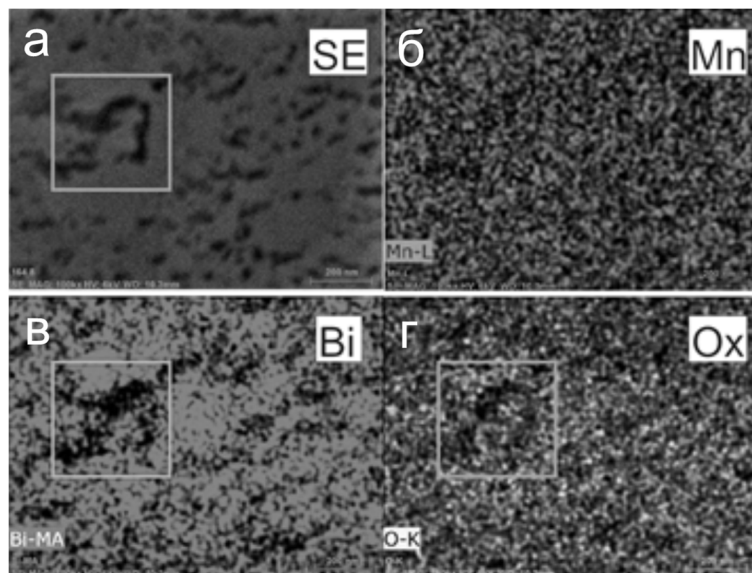


Рис.2. а – изображение сканирующей электронной микроскопии; б-г – данные ЭДС элементного распределения марганца, висмута и кислорода, соответственно.

Синтез удлинённых квантовых точек Ge на Si(100) методом молекулярно-лучевой эпитаксии

Майер К.А.¹, Кукунов О.И.¹,

¹ Томский государственный университет, 634045, Томск, пр. Ленина, 36

Многочисленные исследования гетероэпитаксиального роста германия на кремнии показывают, что при определенных условиях в этой системе возможно образование нескольких морфологически различных типов островков: с квадратным и прямоугольным основанием [1]. Кроме того, при определенных ростовых условиях возможно формирование так называемых нитевидных квантовых точек, имеющих высокое значение отношения длины к ширине основания [2].

Целью работы является определение влияния кинетических процессов на параметры квантовых точек при температурах разных механизмов формирования террас.

В работе при анализе процессов роста Si на Si(100) методом дифракции быстрых отраженных электронов в широком диапазоне температур определены доминирующие при данной температуре механизмы роста двумерных слоев. Затем исследованы образцы с двумерными слоями и наноструктурами Ge на Si(100), выращенными при температурах 470–600 °С.

Результаты экспериментов показали, что даже небольшое изменение температуры синтеза вблизи 550 °С существенно влияет на плотность и размеры квантовых точек. Повышение температуры выше критической точки влечёт за собой резкое уменьшение плотности квантовых точек, кроме того, происходит значительное увеличение их размеров, что препятствует возникновению квантовых эффектов. Образец, полученный при 550 °С, имеет высокую плотность квантовых точек, и, что примечательно, большое отношение длины основания наноструктур к их ширине. При этом образец имеет узкое распределение квантовых точек по размерам. Поэтому данная температура представляет большой интерес для получения удлинённых островков и квантовых нитей [3].

Таким образом, результаты работы относятся к технологии создания оптических элементов на основе кремний-германиевых наноструктур и позволят подобрать оптимальные параметры синтеза квантовых точек для их применения в оптоэлектронике и нанофотонике.

[1] Аранкина Л. В. и др., УФН **180**, 289–302 (2010).

[2] Tersoff J., Phys. Rev. Lett. **70**, 2782–2785 (1993).

[3] Liu K. et al., Phys. Rev. Mat. **3**, 023403 (2019).

Фазовый переход $\beta \rightleftharpoons \beta'$ с температурным гистерезисом в пленках In_2Se_3

Пономарев С.А.^{1,2}, Курусь Н.Н.¹, Голяшов В.А.¹, Рогило Д.И.¹,
Миронов А.Ю.¹, Милехин А.Г.¹, Щеглов Д.В.¹, Латышев А.В.^{1,2}

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

С начала XXI века слоистые двумерные (2D) материалы являются перспективными материалами для микроэлектроники, фотоники и фотовольтаики будущего. Слоистый In_2Se_3 представляет интерес для создания солнечных фотоэлементов, фотоприемников, работающих в диапазоне от УФ до ИК, и устройств памяти [1]. Однако исследование управляемого ван-дер-ваальсового роста In_2Se_3 с контролем фазы и изучение его электронных свойств является актуальной темой для применения в приложениях современной электроники.

Ранее в работе [2] при измерении температурной зависимости электрического сопротивления пленки In_2Se_3 толщиной 8 нм было обнаружено два гистерезиса в области 20–40 К и 140–180 К. В диапазоне 140–180 К при охлаждении образца от комнатной температуры сначала наблюдалось резкое уменьшение сопротивления в $\sim 10^4$ раз в районе 140 К. Обратный переход происходил при повышении температуры выше 180 К.

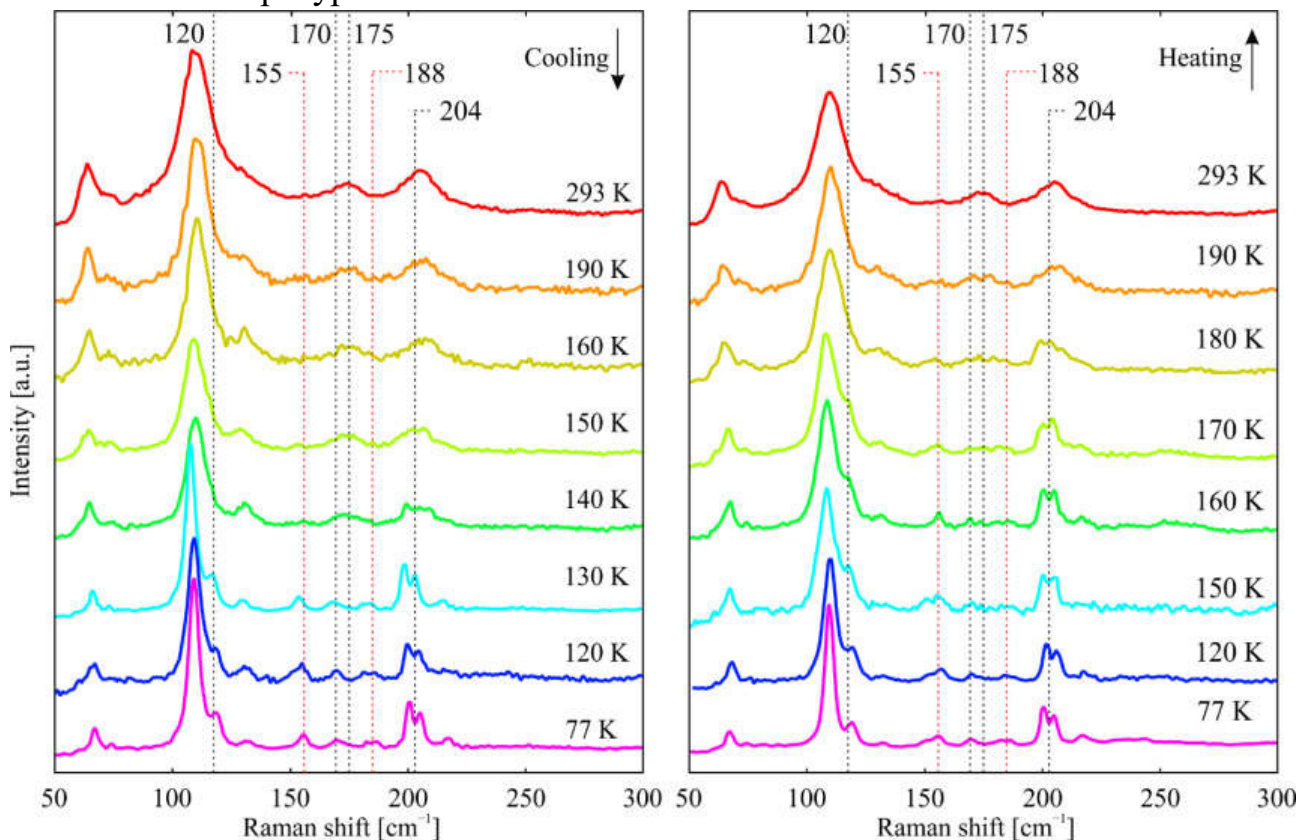


Рис.1. Спектры КРС в процессе охлаждения и нагрева пленки.

В данной работе методом *in situ* отражательной электронной микроскопии

на поверхности Si(111) получена пленка β - In_2Se_3 толщиной около 70 нм для последующих измерений спектров комбинационного рассеяния света (КРС). Спектры КРС (Рис.1) измерялись при охлаждении от комнатной температуры до 77 К и последующем обратном нагреве до комнатной температуры с шагом 10 К. При охлаждении до температур около 140 К наблюдалось исчезновение пика при 175 см^{-1} , и последующее появление трех пиков при 155, 170 и 188 см^{-1} , соответствующих β' - In_2Se_3 . Более того, при нагреве пленки до температуры около 180 К наблюдалось повторное появление пика при 175 см^{-1} , соответствующего β - In_2Se_3 .

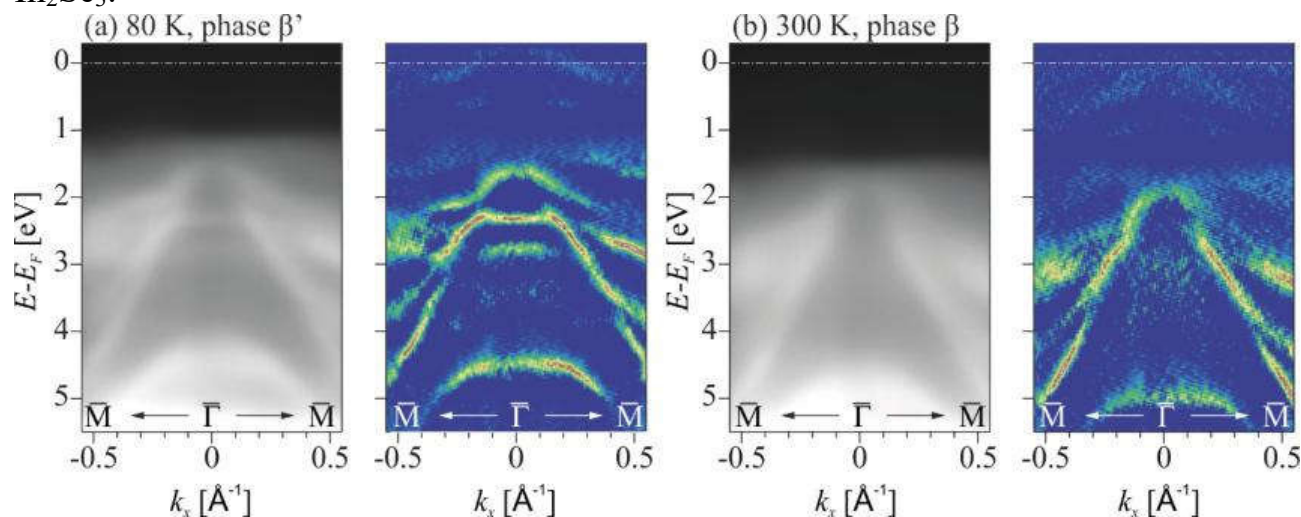


Рис.2. Картины дисперсии состояний на поверхности пленки In_2Se_3 , полученные методом ФЭСУР в сечении $\text{M}-\Gamma-\text{M}$ при температуре образца а) 80 К б) 300 К. Слева – фотоэмиссионные спектры, справа – соответствующие картины “кривизны” спектров.

По данным ФЭСУР (Рис.2) при переходе β' - $\text{In}_2\text{Se}_3 \Rightarrow \beta$ - In_2Se_3 положение потолка состояний валентной зоны смещается с 0,9 эВ в направлении больших энергий связи и находится на $\sim 1,5$ эВ ниже уровня Ферми, что соответствует ширине запрещенной зоны β - In_2Se_3 . При этом фаза β' обладает проводимостью n-типа, что может объяснять резкое уменьшение сопротивления пленки при переходе $\beta \Rightarrow \beta'$. Данный процесс согласуется с полученными ранее данными об изменении электрического сопротивления пленки In_2Se_3 в $\sim 10^4$ раз и атомной структуры поверхности In_2Se_3 .

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 22-72-10124) с использованием оборудования ЦКП «Наноструктуры».

[1] Vishwanath S. et al., *J. Mater. Res.* **31**, 900 (2016).

[2] Ponomarev S. et al., 2021 IEEE 22nd International Conference of Young Professionals in Electron Devices and Materials (EDM). **21**, 50 (2021)

Магнитная анизотропия тонких пленок Co/MgO(100)

Самусь А.Д.¹, Гладилкин И.И.¹, Еремин Л.А.², Мацынин А.А.^{1,2},
Вайтузин О.П.¹, Комогорцев С.В.^{1,2}

¹ Сибирский государственный университет науки и технологий им. М.Ф. Решетнева,
660037, Красноярск, пр. им. газеты Красноярский Рабочий, 31

² Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036, Красноярск,
ул. Академгородок, 50/38

Тонкие пленки кобальта используются в различных приложениях, от систем магнитной записи до сверхбыстрой спинтроники [1]. Пленки Co, выращенные на монокристаллических подложках, привлекают интерес возможностью формирования определенных структур и магнитных свойств за счет эпитаксиальной подстройки их структуры к структуре подложки. Одноосная магнитная анизотропия тонкой магнитной пленки с осью легкого намагничивания перпендикулярной ее плоскости, привлекает интерес как важнейшая составляющая для реализации нетривиальных топологических состояний, таких как магнитные скирмионы [2]. В работе обсуждаются результаты исследования магнитной анизотропии пленок Co, выращенных методом термического напыления на подложке MgO(100). С помощью исследований крутящего момента и кривых намагничивания, оценена константа анизотропии пленок с осью легкого намагничивания перпендикулярной их плоскости, а также направление оси лёгкого намагничивания пленок в плоскости. Сравниваются результаты для пленок, полученных при разных величинах остаточного давления в напылительной камере 10^{-4} и 10^{-6} Тор. Также сравниваются свойства пленок, приготовленных на подложке при комнатной температуре и на подложке, нагретой до 250 °С, а также пленок до и после отжига при 550 °С. Толщины исследуемых пленок составили от 20 до 75 нм.

Все исследованные плёнки демонстрируют гексагонально-плотноупакованную (ГПУ) структуру. В плоскости Ось легкого намагничивания пленок до отжига ориентирована вдоль направления MgO(011). После отжига, наблюдается разворот этой оси приблизительно на 45 градусов. Такое поведение может быть связано с конкуренцией вкладов в магнитную анизотропию от анизотропии рельефа подложки (направление вириальных ступеней на поверхности MgO(100)) и, например, полиморфных превращений в кобальте (ГЦК-ГПУ) при нагреве до температуры 550 °С и последующем охлаждении. На фоне основного вклада в магнитную анизотропию пленок, связанного с их анизотропией формы (симметрия типа плоскость лёгкого намагничивания, совпадающая с плоскостью пленки), при исследовании методом крутящего момента, отчетливо выделяется вклад одноосной анизотропии с направлением оси лёгкого намагничивания перпендикулярной плоскости. Константа анизотропии для пленок с толщиной более 40 нм составила $(2,2 \pm 0,2) \cdot 10^6$ erg/cm³, а для пленок с толщиной менее 40 нм

$(4,0 \pm 0,2) \cdot 10^6$ erg/cm³. Последняя величина близка к константе анизотропии ГПУ Со. Это означает, что в данных пленках ось с гексагональной структуры кобальта ориентирована перпендикулярно подложке. Микромагнитное моделирование показывает, что такая величина анизотропии достаточна для возникновения в пленках таких микромагнитных конфигураций, как страйп-структуры и магнитные скирмионы.

[1] Patel G., et al., *Phys. Rev. B*, **108**, 184429 (2023)

[2] Комогорцев С.В., и др., *ФТТ*, **66**, 1272 (2024)

Исследование интерфейса структуры SiO_x/Si методом спектроскопии потерь энергии отраженных электронов

Семенова А.А.¹, Паршина А.С.¹

¹ Сибирский государственный университет науки и технологий им. М.Ф. Решетнева, 660037, Красноярск, пр. им. газеты Красноярский Рабочий, 31

Исследование интерфейса структуры SiO_x/Si методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии выявило наличие промежуточных степеней окисления атомов кремния Si в структуре, из-за чего интерфейс SiO_x/Si не является резким[1].

В данной работе был проведен послойный анализ структуры SiO_x/Si методом спектроскопии потерь энергии отраженных электронов. Оксид кремния получен термическим окислением кремниевой подложки Si (111) в атмосфере сухого кислорода при температуре 1030 °C. Толщина оксида кремния 5 нанометров, измерена методом лазерной эллипсометрии. Исследование поверхности образца оксида кремния (SiO_2) проводилось на сверхвысоковакуумном фотоэлектронном спектрометре SPECS (Берлин, Германия) при энергии первичных электронов 300 эВ и углах падения и детектирования электронов относительно нормали к поверхности образца соответственно 59° и 0°. Послойный анализ проводили травлением оксида кремния потоком ионов аргона (Ar^+).

Спектры потерь энергии отраженных электронов были обработаны в программе QUASES™_XS_REELS [2]. В данной программе по алгоритму, представленному в [3], получены спектры сечения неупругого рассеяния электронов, как произведения средней длины свободного пробега электронов λ на дифференциальное сечение рассеяния неупругоотраженных электронов $K(T)$ (T – потери энергии электронов).

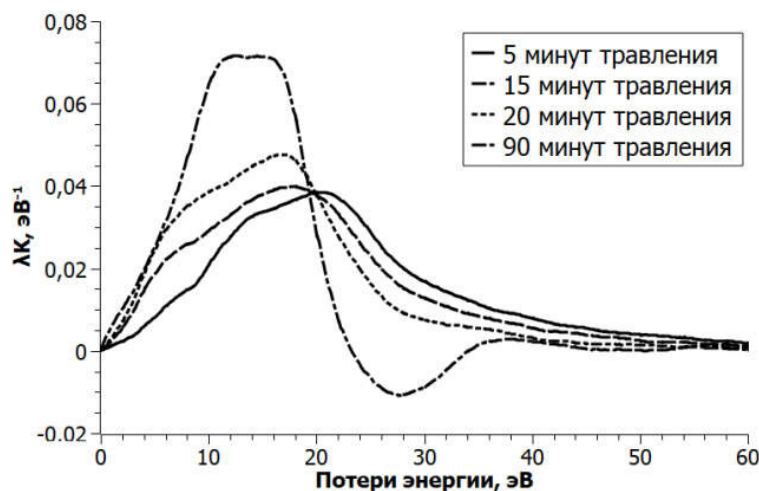


Рис.1. Зависимость $\lambda K(T)$ для оксида кремния

На рис. 1 представлены спектры сечения неупругого рассеяния для 4 значений времени травления образца ионами аргона. Из рисунка видно изменение формы, положения, максимума и амплитуды пика $\lambda K(T)$ в зависимости от времени травления. Качественное изменение этих параметров соответствует переходу от чистого диоксида кремния

(для времени травления 5 минут) до чистого кремния (время травления 90 минут) [4]. Количественное изменение максимумов $\lambda K_{max}(T)$ от времени травления представлено на рис. 2. Продemonстрировано изменение $\lambda K_{max}(T)$ от $\sim 0,04$ эВ, что соответствует оксиду кремния, до $\sim 0,07$ эВ, что соответствует кремнию. Переходные состояния максимумов соответствуют субоксидам SiO_x на границе Si/SiO_2 .

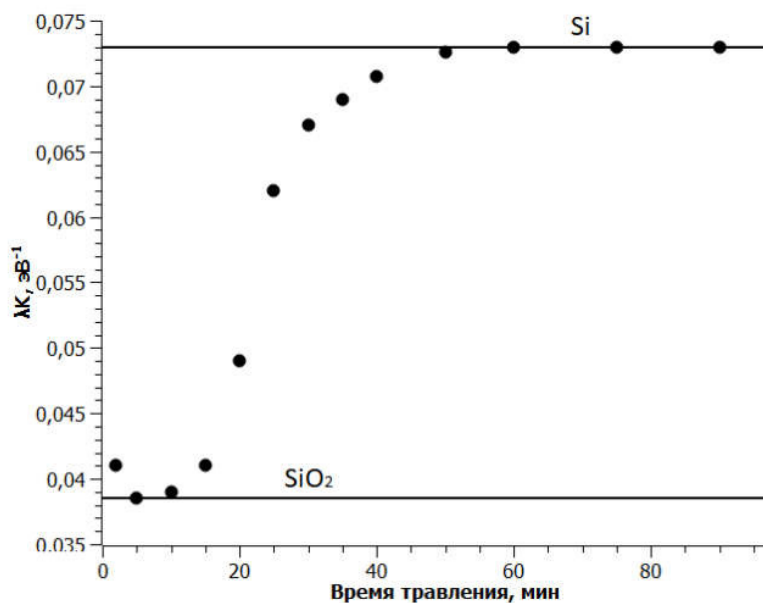


Рис.2. Зависимость максимумов $\lambda K(T)$ от времени травления пленки аргоном

Для количественного анализа изменения параметров спектров сечения неупругого рассеяния в интерфейсе структуры необходимо учитывать распределение субоксидов кремния по толщине образца. Спектроскопия сечения неупругого рассеяния электронов $\lambda K(T)$ так же может характеризовать состояние атомов кремния в интерфейсе структуры SiO_2/Si .

Работа выполнена с использованием оборудования Красноярского регионального центра коллективного пользования ФИЦ КНЦ СО РАН

[1] Himpsel F.J. et al., *Phys. Rev. B*, **38**, 6084 (1988).

[2] QUASES – Software packages to characterize surface nano-structures by analysis of electron spectra. URL: <http://quases.com>

[3] Tougaard S. et al., *Phys. Rev. B*, **35**, 6570 (1987).

[4] Паршин А.С. и др., *Автометрия*, **48**, 88 (2012).

Структурные и фотоэлектрические свойства p-i-n фотодиодов на основе гетероструктур GeSiSn/Ge

Скворцов И.В., Тимофеев В.А., Машанов В.И., Лошкарев И.Д.,
Блошкин А.А., Кириенко В.В.

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Для построения оптоэлектронных интегральных схем, работающих при комнатной температуре, наиболее подходящим является диапазон длин волн от 1.1 до 3 мкм. В этой связи наиболее перспективными являются устройства фотоники на основе тройных соединений GeSiSn [1]. Неоспоримым достоинством данного класса материалов является совместимость с кремниевой технологией. Варьирование состава GeSiSn позволяет не только изменять ширину запрещенной зоны в широком диапазоне, но также получать прямозонные полупроводники [2]. Контролируемое управление электронной структурой GeSiSn является критически важным для изготовления эффективных светоизлучающих и детектирующих устройств в коротковолновом инфракрасном (ИК) диапазоне.

В настоящей работе исследуются структурные и фотоэлектрические свойства двух типов p-i-n структур, включающих множественные квантовые ямы (МКЯ) GeSiSn/Ge и толстые релаксированные слои GeSiSn на подложке Ge(100). Изучаемые p-i-n структуры были выращены методом низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке n^+ -Ge(100). Фотодиоды формировались в виде круглой мезы диаметром 700 мкм с кольцевым верхним контактом. При изготовлении использовались стандартные технологические процессы: оптическая литография, плазменное травление, осаждение металлов в вакууме. Спектральные характеристики p-i-n фотодиодов на основе гетероструктур Ge/GeSiSn/Ge измерялись с помощью ИК Фурье-спектрометра Vertex-70 фирмы Bruker. Оптимизированы ростовые параметры p-i-n структур для достижения наилучших диодных характеристик. Наименьшая плотность темнового тока p-i-n фотодиодов при обратном смещении 1 В составила 0.7 мА/см². Длинноволновая граница чувствительности как для диодов с МКЯ, так и с релаксированными слоями составляет около 2 мкм (~0.6 эВ). Выполнен расчет зонной диаграммы для гетероструктуры Ge/GeSiSn/Ge с упругонапряженным слоем GeSiSn. Проведена оценка ширины запрещенной зоны для релаксированных слоев GeSiSn. Полученные результаты демонстрируют перспективность применения фотодиодов на основе гетероструктур GeSiSn/Ge в коротковолновом ИК диапазоне.

Работа выполнена при поддержке госзадания № FWGW-2024-0001.

[1] Grutzmacher D. et al., *Appl. Phys. A*, **129**, 235 (2023).

[2] Wirths S. et al., *Prog. Cryst. Growth Charact. Mater.*, **62**, 1 (2016).

Эпитаксиальный рост плёнок Na_2KSb

Соловова Н.Ю.¹, Голяшов В.А.^{1,2}, Миронов А.В.², Терещенко О.Е.^{1,2}

¹ Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

² ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Антимониды щелочных металлов используются в качестве источников электронов ещё с 1930х годов, но до сих пор являются перспективными материалами для создания фотокатодов для видимого и ближнего ИК диапазонов. Фотокатоды на основе антимонидов щелочных металлов имеют преимущества по сравнению с GaAs фотокатодами: более долгое время жизни прибора в остаточных газах вакуумной камеры и более быстрый временной отклик. В 2022 году в ИФП СО РАН была открыта возможность эмиссии спин-поляризованных электронов из $\text{Na}_2\text{KSb}/\text{Cs}_3\text{Sb}$ фотокатода [1], что усилило интерес к изучению соединений Na_2KSb и Cs_3Sb . Обычно пленки $\text{Na}_2\text{KSb}/\text{Cs}_3\text{Sb}$ получают на аморфных стеклянных или поликристаллических металлических подложках и считается, что они имеют поликристаллическую структуру. На данный момент в литературе описано получение кристаллически-упорядоченных пленок только соединений Cs_3Sb и CsSb , информация о росте кристаллически-упорядоченных других антимонидов щелочных металлов отсутствует. Появление технологии роста монокристаллических пленок этих материалов может улучшить фотоэмиссионные свойства фотокатодов на их основе, а также позволит экспериментально изучить их электронную структуру.

Цель данной работы - изучить условия зарождения монокристаллов Na_2KSb на поверхности различных подложек.

Рост плёнок $(\text{Na,K,Cs})_3\text{Sb}$ и последующие измерения проводились *in situ* в сверхвысоковакуумной установке фотоэлектронной спектроскопии SPECS Proven-X ARPES в ИФП СО РАН. Для анализа стехиометрического состава плёнок применялась рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия (РФЭС). Электронная структура изучалась с помощью фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР). Для контроля кристаллической структуры поверхности выращенных плёнок применялась дифракция медленных электронов (ДМЭ). Для изучения фотоэмиссионных свойств измерялись спектральные зависимости квантовой эффективности.

Существуют два принципиально разных подхода к росту антимонидов щелочных металлов. Наиболее распространённый метод роста основан на формировании затравки на поверхности подложки, например, тонкого слоя сурьмы, и последующего периодического осаждения слоев сурьмы в избыточном давлении щелочных металлов. Другой подход применяет принципы молекулярно-лучевой эпитаксии и состоит в одновременном распылении всех материалов, при этом состав выращенной плёнки контролируется с помощью изменения соотношения потоков распыляемых материалов [2]. В данной работе Na_2KSb была получена

двумя методами. В качестве подложек для осаждения Na_2KSb применялись GaP(111) и графен/6H-SiC(0001).

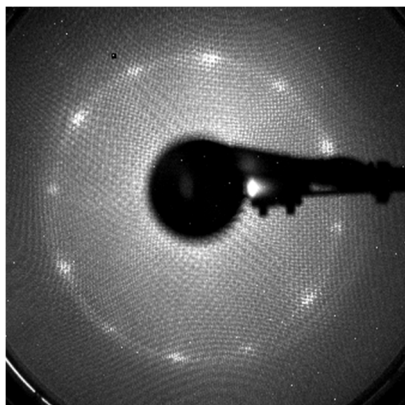


Рис.1. Картина ДМЭ на поверхности Na_2KSb / графен/SiC(0001), энергия электронов 34 эВ.

Оказалось, что оба метода роста позволяют получить кристаллически-упорядоченные плёнки Na_2KSb на подложке графен/SiC(0001). О кристаллическом порядке на поверхности позволяет судить наличие картин ДМЭ (рис.1) и дисперсионных зависимостей электронных состояний в ФЭСУР измерениях. Несмотря на то, что элементный состав плёнок, выращенных двумя описанными выше методами, получился очень близким к Na_2KSb , измеренные с помощью метода ФЭСУР дисперсии электронных состояний на их поверхностях сильно отличались, что может означать различную кристаллическую структуру полученных плёнок. Влияние методов роста на электронную структуру плёнок Na_2KSb требует дальнейшего изучения.

Для оценки влияния выбора подложки на свойства плёнок были измерены спектральные зависимости квантовой эффективности, ДМЭ и РФЭС на плёнках Na_2KSb , выращенных на подложке графен/SiC(0001) и поверхности Мо в одинаковых условиях. РФЭС измерения показали идентичный стехиометрический состав таких плёнок. Однако картина ДМЭ на плёнке, выращенной на Мо, отсутствовала, а плёнка на подложке графен/SiC(0001) давала картину ДМЭ с чётко выраженными рефлексами аналогичную рис.1. При этом они также обладают разной спектральной зависимостью квантовой эффективности (рис. 2). Красная граница фотоэффекта у кристаллически-упорядоченной плёнки значительно сдвинута в ИК область спектра и значение квантовой эффективности оказывается выше во всем спектральном диапазоне. Поэтому можно предположить, что наличие кристаллической структуры у плёнок существенно влияет на их фотоэмиссионные свойства.

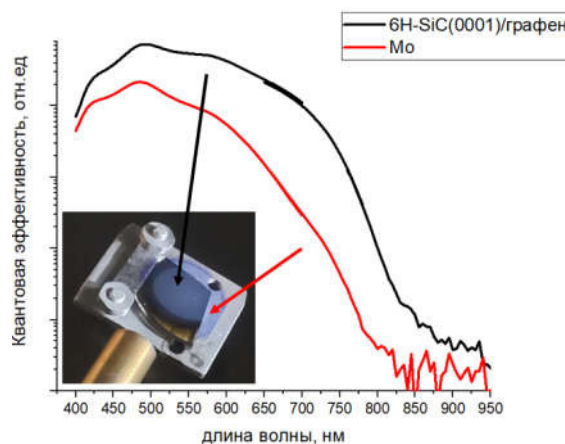


Рис.2. Спектральные зависимости квантовой эффективности.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы Приоритет 2030.

[1] Rusetsky V. S. et al., *Phys. rev. lett.*, **129**, 166802 (2022)

[2] Balanyuk V. V. et al., *Adv. Process. of Sem. Dev. II*, **945**, 68 (1988)

Рамановская спектроскопия тонких пленок топологического изолятора Bi_2Te_3

Хаматдинов Э.У.¹, Кумар Н.^{1,2}, Крылов А.С.³, Ищенко Д.В.²,
Терещенко О.Е.²

¹ Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина 36

² ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

³ Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036, Красноярск,
ул. Академгородок, 50/38

В последнее десятилетие значительный интерес вызывают исследования нового квантового состояния вещества – топологического изолятора (ТИ) [1], электронные состояния которого проявляют щелевые в объеме и бесщелевые поверхностные состояния, защищенные от обратного рассеяния немагнитными примесями. Однако, реализация ТИ в квантовых устройствах проблематична, поскольку при любой конечной температуре (Т) происходит рассеяние поверхностных электронов фононами [2], которые запрещают баллистический транспорт носителей заряда. Более глубокое изучение механизма электрон-фононного рассеяния даст нам более обширное понимание о процессах необходимых для разработки эффективных квантово-электронных устройств.

В данной работе с использованием спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) с поляризационным разрешением, которая является мощным методом исследования статистики фононов в материалах [2,3], были исследованы стокс и антистокс рассеяния тонкой пленки Bi_2Te_3 ТИ. Измерения проводились на пленках Bi_2Te_3 толщиной 25 нм, выращенных методом МЛЭ на подложке Si(111), при температуре (Т) 8 К и 295 К с использованием энергии падающих фотонов 2,33 Эв, спектральное разрешение спектрометра составляло 2 см^{-1} .

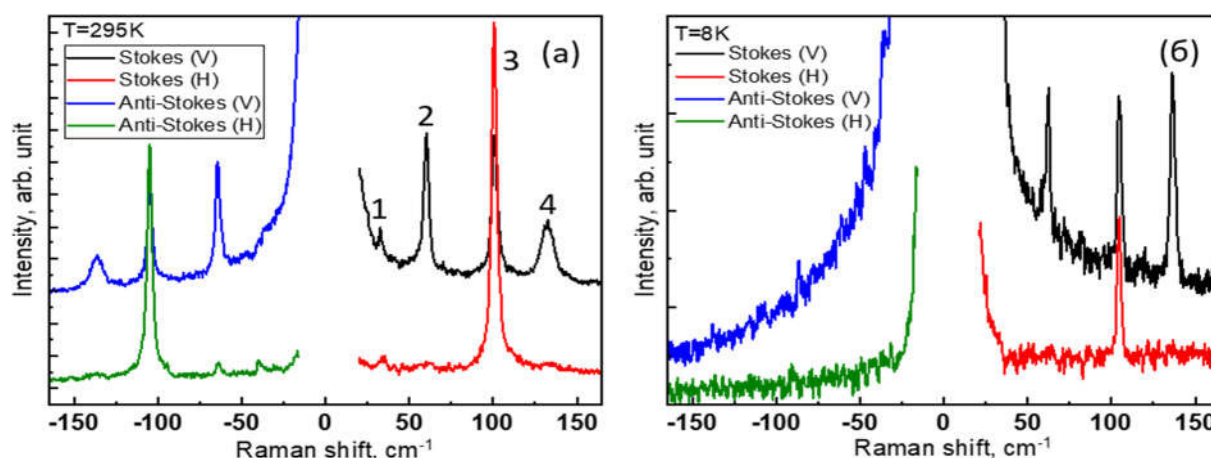


Рис.1. Стокс и антистокс сдвиг КРС Bi_2Te_3 при температуре (а) 295 К и (б) 8 К; 1, 2, 3 и 4 – это E_g^1 , A_{1g}^1 , E_g^2 и A_{1g}^2 соответственно.

Построены стокс и антистокс сдвиги КРС Bi_2Te_3 при $T = 295 \text{ K}$ и 8 K в горизонтальном (H) и вертикальном (V) направлениях поляризации рис. 1(а) и 1(б) соответственно. Пиковый сдвиг мод и ширина пика представлены в таблице 1. Согласно анализу симметрии и теории групп, только моды $2A_{1g}$ и $2E_g$ являются Раман разрешенными, E_{1g}^1 и E_g^2 в H – поляризации и A_{1g}^1 , A_{1g}^2 , E_{1g}^1 и E_g^2 в V – направлении поляризации. Отсутствие моды A_g в H – направлении поляризации указывает на симметричную ромбоэдрическую структуру Bi_2Te_3 . С учетом того, что стокс и антистокс рассеяние соответствуют возбуждению и уничтожению фононов соответственно, при $T = 295 \text{ K}$ сильная интенсивность этих рассеяний свидетельствует об увеличении фактора заполнения фононов. Однако при температуре 8 K антистокс рассеяние не наблюдалось, состояния осциллятора не заняты высокочастотными оптическими фононами.

Таблица 1 – Сдвиг моды в стокс и антистокс с H- и V-поляризациями при $T = 8 \text{ K}$ и 295 K

Фононные моды		Bi_2Te_3							
		V – поляризация				H – поляризация			
		Стокс		Антистокс		Стокс		Антистокс	
		8 K	295 K	8 K	295 K	8 K	295 K	8 K	295 K
$E_g^1 (TO)$	ω	----	32.7	----	----	----	34.7	----	40.2
	Γ	----	1.7	----	----	----	----	----	1.5
$A_{1g}^1 (LO)$	ω	62.2	60.1	----	64.3	----	62.7	----	63.7
	Γ	2.5	3.6	----	3.2	----	----	----	3.2
$E_g^2 (TO)$	ω	104.7	100.8	----	104.8	104.5	100.7	----	104.8
	Γ	3.0	4.0	----	3.6	2.3	3.6	----	3.5
$A_{1g}^2 (LO)$	ω	136.5	132.4	----	136.4	----	133.7	----	135.9
	Γ	3.5	9.1	----	8.6	----	----	----	11.5

Показано, что ширина линий стокс и антистокс мод при $T = 295 \text{ K}$ становится шире, а положение пика смещается в красную область — это соответствует ангармоническому эффекту.

[1] Xu M. et al., *Chem. Rev.*, **113**, 3766 (2013).

[2] Poh S.M. et al., *Nano Letters*, **18**, 6340 (2018).

[3] Fan Z. et al., *ACS Nano*, **13**, 8804 (2019).

Фоточувствительная МДП-структура с барьером Шоттки и нанослоем германия встроенным в диэлектрическую плёнку GeSi_xO_y

Хамуд Г.А.^{1,2}, Камаев Г.Н.¹, Верняя М.³, Володин В.А.^{1,2}

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³ Университет Лотарингии, Франция, г. Нанси

Структуры металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) стали ключевым элементом различных устройств электроники и фотоники. Свойства МДП-структур в основном определяются характеристиками их диэлектрического слоя. Так, в приборах зарядовой связи (ПЗС) и полевых транзисторах диэлектрик должен быть «идеальным», то есть не проводить электрический ток. Во флэш-памяти и мемристорах используются туннельные диэлектрики либо диэлектрики с ловушками заряда и/или проводящими филаментами. В последнее время появился интерес к МДП-структурам, в которых диэлектрики содержат квантовые точки (КТ) или нанослои полупроводника (квантовые ямы), что расширяет область их применения, в частности, для создания фотодиодов [1,2]. К примеру, в работе [2] было показано, что включения в диэлектрик КТ, поглощающих свет, приводит к повышению чувствительности фотодиодов с барьером Шоттки. Для таких МДП-структур нужен «не идеальный» диэлектрик пропускающий фототок. Плёнки GeSi_xO_y обладают этими свойствами, и ранее было показано, что их структуру можно модифицировать путем отжига [3].

В нашем исследовании были созданы фоточувствительные МДП-структуры на основе GeSi_xO_y с барьером Шоттки, а также была проанализирована их спектральная зависимость фоточувствительности в диапазоне от УФ до ИК излучения. Дополнительное нанесение нанослоев SiO_2 и аморфного германия на тонкий туннельный слой оксида кремния способствовало повышению чувствительности в ИК-диапазоне.

Пленки были нанесены на подложку n-Si(001) с удельным сопротивлением $\rho = 5,5 \pm 1 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ с использованием техники высоковакуумного электронно-лучевого осаждения. Были созданы две структуры: S1 - n-Si/ SiO_2 (2 нм)/ $\text{GeSi}_{0,9}\text{O}_{2,8}$ (30 нм) и S2 - n-Si/ SiO_2 (5 нм)/Ge(3 нм)/ $\text{GeSi}_{0,9}\text{O}_{2,8}$ (25 нм). Таким образом, вторая структура содержала нанослой Ge, туннельно-связанный с подложкой кремния. Прозрачные контакты оксида индия и олова (ИТО) с размером 0,7 на 0,7 мм были нанесены на диэлектрик с помощью магнетронного распыления. Исследовались как исходные образцы, так и после отжига при 500 °С в течение 30 минут в атмосфере (S1ann и S2ann). Были измерены вольт-амперные и вольт-фарадные характеристики, как темновые, так и при освещении. Для изучения фоточувствительности использовался спектральный источник света с галогенной лампой и монохроматором, охватывающий

спектральный диапазон от 400 до 1100 нм с разрешением 8 нм. Галогенная лампа обеспечивала излучение, а краевой фильтр подавлял дифракцию второго порядка для длинноволновых измерений (550 нм и выше). Для исследований в УФ диапазоне использовались два светодиода: один на 278 нм и другой на 368 нм. В этом случае для подавления фонового излучения в видимом диапазоне использовались специальные фильтры.

На рис. 1 показаны ампер-ваттные характеристики (чувствительность) для всех образцов, которые были получены путем нормирования спектрального фототока (после вычитания темнового тока) к спектральной мощности источника света. Измерения фототока и темнового тока проводились с применением обратного смещения -1В. Кривые 1 и 2 наглядно показывают, что образец S1 имеет более высокую чувствительность в УФ-диапазоне (278 нм), чем образец S2 (кривые 3 и 4). Отжиг привел к увеличению значений чувствительности в УФ и видимом диапазонах для образца S1, тогда как для образца S2 он вызвал уменьшение значений чувствительности. Видно, что образцы S1 и S2 имеют чувствительность, простирающуюся от УФ до ИК диапазона, в то время как образец S2 имеет высокую чувствительность вплоть до длины волны 1100 нм, предположительно, это влияние нанослой германия. Итак, были достигнуты хорошие значения ампер-ваттных характеристик в широком спектральном диапазоне, при этом максимальная удельная обнаружительная способность превысила 10^{12} Джонса.

Предложенный подход обеспечивает простой и недорогой способ создания фотодетекторов без р-п перехода, а на основе МДП-структур, состоящих из плёнок GeSi_xO_y с включением нанослой германия.

Работа выполнена при поддержке Министерства Образования и Науки РФ, проект FWGW-2022-0011.

[1] Chouaib H. et al., *Materials in Electronics.*, **34**, 1815 (2023).

[2] Aouassa M. et al., *Materials in Electronics.*, **32**, 16800 (2021).

[3] Volodin V. A. et al., *Physica status solidi (RRL)–Rapid Research Letters.*, **14**, 2000165 (2020).

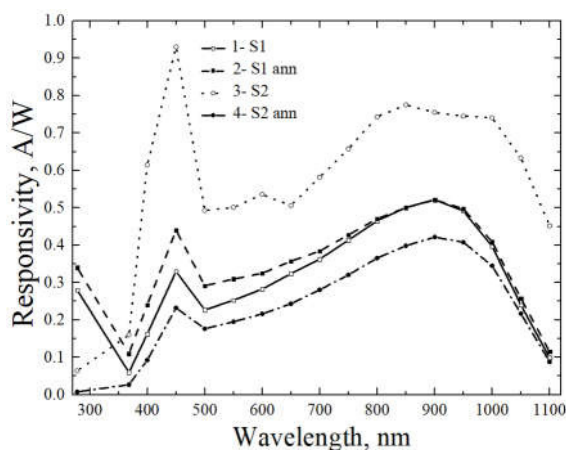


Рис.1. Ампер-ваттные характеристики образцов S1, S1ann, S2 и S2ann в спектральном диапазоне от 278 нм до 1100 нм.

Фотоэмиссия и фотоэдс на поверхности *n*-GaAs с адсорбированными слоями цезия

Хорошилов В.С.^{1,2}, Верчук М.М.², Альперович В.Л.^{1,2}

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Поверхности *p*-GaAs с адсорбированными слоями цезия и кислорода известны своим применением в качестве высокоэффективных источников фотоэлектронов [1]. Высокая квантовая эффективность фотоэмиссии из *p*-GaAs(Cs,O) достигается за счет понижения работы выхода поверхности до состояния с отрицательным эффективным электронным сродством (ОЭС). Эффективное электронное сродство определяется разностью истинного электронного сродства и поверхностного изгиба зон, поэтому понижение уровня вакуума до состояния с ОЭС при адсорбции цезия и кислорода на поверхность *p*-GaAs может быть обусловлено двумя эффектами: уменьшением величины истинного сродства, а также увеличением изгиба зон.

Ранее изучение эволюции электронного сродства на поверхности *p*-GaAs(Cs,O) проводилось методом спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии [2]. С помощью данной методики было изучено влияние адсорбции цезия и кислорода на поверхности *p*-GaAs на эффективное электронное сродство и вероятность выхода электронов в вакуум. Величина эффективного электронного сродства определялась по положению порога прямой фотоэмиссии электронов, родившихся с энергией выше уровня вакуума. При этом было невозможно разделить вклады истинного сродства и изгиба зон в эволюцию эффективного электронного сродства, и вопрос о соотношении этих вкладов остается невыясненным.

Для оценки изменений изгиба зон на поверхности *p*-GaAs при адсорбции цезия в работе [3] были проведены модельные эксперименты на поверхности специальных структур UP^+ -GaAs с нелегированным поверхностным слоем. С помощью спектроскопии фотоотражения было обнаружено немонотонное поведение изгиба зон при адсорбции цезия. Увеличение изгиба зон при малых цезиевых покрытиях объяснялось ионизацией Cs-индуцированных поверхностных состояний, а уменьшение изгиба зон при больших покрытиях – снижением энергии Cs-индуцированных состояний за счет кулоновского взаимодействия электронных состояний на соседних адатомах. Однако, на поверхности сильнолегированного p^+ -GaAs ($p \sim 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) измерений изгиба зон при адсорбции цезия не проводилось из-за неизмеримо малого сигнала фотоотражения, поэтому достоверно неизвестно, как при таком уровне легирования меняется изгиб зон.

В связи с этим представляет интерес изучение влияния цезия на электронное сродство поверхности *n*-GaAs. Известно, что изгиб зон на поверхности *n*-

GaAs(001) практически не меняется при адсорбции цезия и кислорода, что связано, предположительно, с большой концентрацией собственных акцепторных состояний на этой поверхности [4]. Поэтому, изменения эффективного электронного сродства на поверхности n -GaAs(Cs,O) могут быть вызваны только изменениями истинного сродства. Можно предположить, что поведение истинного сродства при адсорбции цезия и кислорода не зависит от n - или p -типа легирования объема полупроводника. Таким образом, измерение спектров фотоэмиссии на поверхности n -GaAs(Cs,O) позволит, предположительно, определить эволюцию истинного электронного сродства и разделить вклады истинного сродства и изгиба зон в эволюцию эффективного сродства при адсорбции цезия и кислорода на поверхности сильнолегированного p -GaAs.

В данной работе были проведены измерения спектров фотоэмиссии и фотоотражения при адсорбции цезия на поверхности сильнолегированного n -GaAs ($n \sim 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Установлено, что при таком уровне легирования форма осцилляций Франца-Келдыша в спектрах фотоотражения сильно искажена, что затрудняет определение величины изгиба зон. Обнаружено, что величина поверхностной фотоэдс, определяемая по амплитуде осцилляций Франца-Келдыша, значительно (в ~ 50 раз) уменьшается при адсорбции цезия, достигает минимума при Cs-покрытии в 0.3 ML и в дальнейшем слабо увеличивается. В области малых покрытий ($< 0.3 \text{ ML}$) в дозовой зависимости фотоэдс обнаружена «тонкая структура» в виде ступенек. Наблюдавшиеся зависимости фотоэдс от цезиевого покрытия, а также вариации формы осцилляций Франца-Келдыша могут указывать на значимые изменения величины изгиба зон. Эти результаты качественно отличаются от полученных ранее на образцах n -типа с меньшим уровнем легирования ($n \sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$). Причины отличий неясны и могут быть связаны с особенностями рельефа поверхности используемых эпитаксиальных слоев.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-72-30003, <https://rscf.ru/project/23-72-30003/>.

[1] Белл Р.Л., *Эмиттеры с отрицательным электронным сродством*, М.: Энергия (1978).

[2] Zhuravlev A.G. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 251602 (2014).

[3] Tereshchenko O.E. et al., *Surf. Sci.*, **51**, 507 (2002).

[4] Alperovich V.L. et al., *Phys. Rev. B*, **50**, 5480 (1994).

Формирование нанокристаллов (квантовых точек) германия в плёнках GeO_x

Чэнь Юйчжу¹, Володин В.А.^{1,2}

¹ Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

² ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Актуальность темы исследования обусловлена тем, что нанокристаллы германия в диэлектрике — это квантовые точки, и интерес к их исследованиям не угасает. Так, лауреатами Нобелевской премии по химии 2023 года стали Алексей Екимов, Луис Брюс и Мунги Бавенди, открывшие и синтезировавшие нанокристаллы полупроводника в стеклянной матрице либо коллоидные наночастицы. Боровский радиус экситона в германии составляет примерно 25 нм, значит квантоворазмерные эффекты в нанокристаллах германия с размерами 10 нм и меньше должны проявляться при комнатной температуре. Кристаллизация — это фазовый переход первого рода, процесс кристаллизации идёт с образованием границ фаз — аморф/кристалл. Кинетика кристаллизации и энергия активации кристаллизации сплошных плёнок германия изучены довольно хорошо. Однако, недостаточно исследована кристаллизация аморфных нанокластеров германия с размерами меньше, чем критический размер кристаллического зародыша.

Исследуемые плёнки осаждались на подложки Si методом испарения электронным пучком мишеней — порошков GeO_2 , SiO_2 и SiO в высоком вакууме. Были изготовлены плёнки трёх различных составов — GeO_x ($x \approx 1.1$), $\text{GeO}[\text{SiO}_2]$ и $\text{GeO}[\text{SiO}]$. Все плёнки покрыты защитным слоем SiO_2 . Образцы были изготовлены в Университете Лотарингии, Франция. Отжиги образцов проводили в печи Ulvac Mila-5000 (ULVAC GmbH, Германия), точность температуры 0.1 градуса, при температурах от 500 до 575 °C в воздушной атмосфере. Время отжига варьировалось от 0.1 до 600 минут в зависимости от температуры. Для анализа трансформации структуры образцов при отжигах использовались методики комбинационного рассеяния света (КРС) и Фурье-ИК спектроскопии. Из анализа спектров КРС можно контролировать фазовый состав (аморфный или нанокристаллический германий) и определять долю кристаллической фазы [1]. Для анализа доли кристаллической фазы применяли разложение на пики спектров КРС в программе Fityk.

В спектре КРС исходной пленки GeO_x отсутствовали сигналы от аморфных кластеров Ge. После отжига 500 °C, 30 минут в спектре КРС появлялась широкая полоса с максимумом 275 см^{-1} , которая соответствует неупругому рассеянию света на локальных колебаниях связей Ge-Ge в аморфном германии. После отжига в спектрах КРС появлялся «нанокристаллический» пик, положение которого зависело от размеров нанокристаллов (НК) германия (рис. 1а). Размеры НК германия определяли в улучшенной модели локализации фононов [2]. Из анализа

положения пиков в спектрах ИК-поглощения было определено, что стехиометрический параметр x исходной плёнки GeO_x близок к 1.1, что хорошо соответствует данным, полученным методом Резерфордского обратного рассеяния [3]. После отжига при температуре 500 °С (30 минут) и образования аморфных нанокластеров Ge, состав окружающей матрицы (по данным ИК-поглощения) стал близким к GeO_2 .

Были получены графики роста доли кристаллической фазы в плёнке GeO_x в зависимости от времени отжига при температурах от 500 до 575 °С (рис. 1б). Видно, что чем больше температура, тем быстрее растёт доля кристаллической фазы. Были определены размеры НК германия. После самого длительного отжига при каждой температуре размеры составили – 10 нм (525 °С и 550 °С), и 7 нм (575 °С). Также получено, что размерами НК германия можно управлять, изменяя время отжига, были найдены режимы получения ультра-маленьких НК германия, до 2 нм.

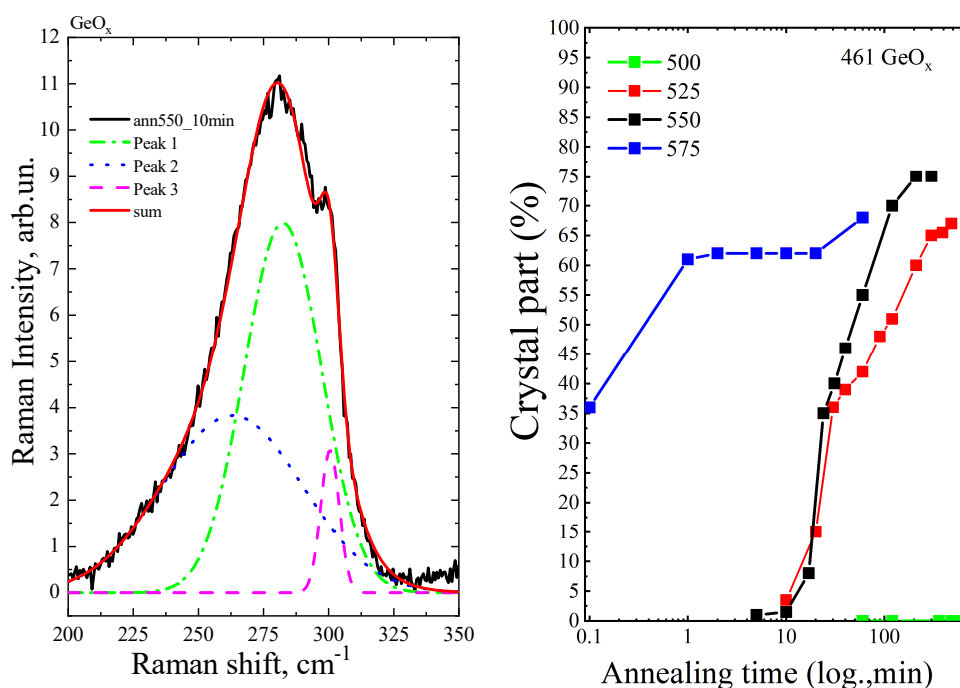


Рис.1. а (слева) - характерный спектр КРС смеси аморфной и нанокристаллических фаз германия, отжиг 550 °С, 10 минут; б (справа) - доля кристаллической фазы германия в плёнках GeO_x в зависимости от времени при отжигах при температурах 500–575 °С.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ № FWGW-2022-0011.

Авторы благодарны ЦКП «Высокие технологии и аналитика наносистем» НГУ за использование оборудования ЦКП.

[1] Zhang H. et al., *Solid State Communications*, **313**, 113897 (2020).

[2] Volodin V.A. et al., *ЖЭТФ*, **118**, 65 (2014).

[3] Zhang F. et al., *Journal of Non-Crystalline Solids*, **631**, 122929 (2024).

Механизм транспорта заряда в германосиликатных стёклах

Юшков И.Д.^{1,2}, Гисматулин А.А.¹, Камаев Г.Н.¹, Володин В.А.^{1,2}

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

² Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Создание универсальной энергонезависимой памяти одна из наиболее актуальных проблем в современной нанoeлектронике. Для создания современной памяти подходят материалы, обладающие двумя и более резистивными состояниями, называемые мемристорами [1]. Ранее мы исследовали структуры металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) на основе германосиликатных стёкол, и в них обнаружено несколько устойчивых резистивных состояний [2]. Преимущество германосиликатных стёкол заключается в том, что в них возможно изменять параметры ловушек заряда, например, формировать глубокие ловушки -кластеры германия.

Для оптимизации свойств мемристоров на основе плёнок $[\text{GeO}_x]_{(z)}[\text{SiO}_2]_{(1-z)}$ важно знать параметры ловушек в диэлектрических плёнках, определяющих перенос заряда. В связи с этим была поставлена цель определить механизмы транспорта заряда в МДП-структурах с различной стехиометрией диэлектрика $[\text{GeO}_x]_{(z)}[\text{SiO}_2]_{(1-z)}$.

Исследовались 4 МДП структуры, в которых в качестве диэлектрика использовались плёнки $[\text{GeO}_x]_{(z)}[\text{SiO}_2]_{(1-z)}$ ($0.25 \leq z \leq 1$), полученные со испарением порошков оксидов германия и кремния в вакууме и осаждением на подложку кремния p^+ типа. В качестве верхнего электрода использовался оксид индия-олова (ИТО). Был проведён анализ структур при помощи оптических методов (ИК и КРС-спектроскопия), а также проводились измерения толщин, полученных методом эллипсометрии и соотношения германия и кремния в плёнках $[\text{GeO}_x]_{(z)}[\text{SiO}_2]_{(1-z)}$. Так же, для определения параметров ловушек проведены измерения ВАХ при различных температурах, и их анализ с применением восьми наиболее распространённых моделей переноса заряда в МДП-структурах.

По данным ИК-спектроскопии в плёнках были обнаружены связи Ge-O, Si-O и Ge-O-Si, при этом в спектрах КРС не обнаружено особенностей, связанных с присутствием кластеров германия. Установлено, что экспериментальные ВАХ описываются в модели тока, ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ) [3], определены параметры ловушек заряда в рамках этой модели. Установлено, что экспериментальные ВАХ описываются в модели тока, ограниченного пространственным зарядом (ТОПЗ), определены параметры ловушек заряда в рамках этой модели.

Работа выполнена при поддержке Министерства Образования и Науки РФ, проект FSUS 2024-0020 и FWGW-2022-0011.

[1] *Strukov D.B. et al., Nature, 453, 80 (2008).*

[2] Volodin V.A. et al., *Russian Microelectronics*, **52**, 30 (2023).

[3] Lampert M.A. *Physical Review*, **103**(6), 1648 (1956).

Авторский указатель

Альперович В.Л.	8, 48	Кумар Н.	44
Астанкова К.Н.	25	Курмачев Д.А.	30
Бисти В.Е.	13а	Курусь Н.Н.	19, 23, 35
Блошкин А.А.	41	Кырова Е.Д.	32
Вайтузин О.П.	37	Латышев А.В.	19, 23, 35
Ван Ю.	15	Лошкарев И.Д.	41
Верня М.	46	Майер К.А.	29, 34
Верчук М.М.	48	Макеева А.А.	19
Володин В.А.	25, 46, 50, 52	Мацынин А.А.	37
Воронковский В.А.	22	Машанов В.И.	41
Герасимова А.К.	22	Микаева А.С.	32
Гисматулин А.А.	52	Милехин А.Г.	19, 23, 35
Гладилкин И.И.	37	Миронов А.В.	42
Голяшов В.А.	32, 35, 42	Миронов А.Ю.	35
Гумбарг В.В.	17	Михайлов Н.Н.	30
Гущин С.М.	29	Ненашев А.В.	11
Дворецкий С.А.	10	Никифоров Д.Ф.	19
Двореченский А.В.	15	Паршина А.С.	39
Дмитриев Д.В.	27	Перевалов Т.В.	21
Дураков Д.Е.	19	Петров А.С.	17, 19
Еремин Л.А.	37	Пономарев С.А.	23, 35
Журавлёв К.С.	27	Протасов Д.Ю.	27
Залялов Т.М.	21, 22	Рогило Д.И.	19, 23, 35
Захожев К.Е.	23	Самусь А.Д.	37
Исламов Д.Р.	22	Семенкова А.А.	39
Ищенко Д.В.	32, 44	Скворцов И.В.	21, 41
Камаев Г.Н.	46, 52	Соловова Н.Ю.	42
Кацюба А.В.	15	Терещенко О.Е.	32, 42, 44
Квон З.Д.	30	Тимофеев В.А.	21, 41
Кириенко В.В.	41	Хаматдинов Э.У.	44
Кислухин Н.А.	25	Хамуд Г.А.	46
Комогорцев С.В.	37	Хорошилов В.С.	48
Костюченко В.Я.	27	Чэнь Юйчжу	50
Кох К.А.	23	Шкляев А.А.	12
Крылов А.С.	44	Щеглов Д.В.	19, 23, 35
Кузнецов В.А.	27	Юшков И.Д.	52
Кукенов О.И.	29, 34		