ПРОГРАММА И ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Школа молодых ученых «Актуальные проблемы полупроводниковых наносистем»

26-28 ноября, санаторий «Сосновка»

Новосибирск 2019

УДК 53

Программа и тезисы докладов Школы молодых учёных «Актуальные проблемы полупроводниковых наносистем» — Новосибирск, ФГБУН Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, типография ООО "Дигит Про", 2019. — 92 с.

Школа проведена при финансовой поддержке Российского научного фонда, грант № 19-72-30023

© ФГБУН Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, 2019

типография ООО "Дигит Про" г. Новосибирск, ул. Журинская, 78, помещение 208 тел. (383) 201-49-82 Подписано в печать 19.11.2019. Формат В5 Усл. печ. 5,7 л. Тираж 63 экз. Заказ №767.

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Председатель Латышев Александр Васильевич

Секретарь Родякина Екатерина Евгеньевна

Члены организационного комитета Рогило Дмитрий Игоревич Ситников Сергей Васильевич Каламейцев Александр Владимирович

Адрес и контакты организационного комитета:

ФГБУН Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН 630090 Новосибирск, пр. Ак.Лаврентьева 13 appm_2019@mail.ru Родякина Екатерина Евгеньевна Тел. +7-(383)-330-9082

ОРГАНИЗАТОР



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

ШКОЛА ПРОВОДИТСЯ ПРИ СОДЕЙСТВИИ



Курорт-отель «Сосновка» www.sosnovka.biz/

ФИНАНСОВАЯ ПОДДЕРЖКА



Российский научный фонд <u>www.rscf.ru</u>

ПРОГРАММА ШКОЛЫ

26-28 ноября 2019 г.

курорт-отель «Сосновка», г. Бердск, Новосибирская область

Понедельник, 25 ноября

14:00	Заезд иногородних участников в пансионат «Сосновка»
14:00 - 19:00	Регистрация участников школы (административный корпус ИФП СО РАН)

Вторник, 26 ноября

9:00 - 10:00	Регистрация участников школы (холл курорт-отеля «Сосновка»)
10:00 - 10:15	Вступительное слово, Латышев Александр Васильевич
10:15 - 11:00	Лекция 1: Латышев Александр Васильевич «Атомные процессы при формировании наносистем» (Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск)
11:00 - 11:30	Кофе-брейк
11:30 - 12:15	Лекция 2: Коваль Николай Николаевич «Новое оборудова- ние и процессы электронно-ионно-плазменной наноструктуризации поверхности материалов и изделий» (Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск)
12:15 - 14:00	Обед
14:00 - 14:45	Лекция 3: Кибис Олег Васильевич «Эффекты сильного электрон-фотонного взаимодействия в наноструктурах» (Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск)
14:45 - 15:30	Лекция 4: Батурин Андрей Сергеевич «Нанометрология – ключевое звено инфраструктуры нанотехнологии» (Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, г. Москва)
15:30 - 16:00	Кофе-брейк
16:00 - 16:45	Лекция 5: Новиков Алексей Витальевич «Светоизлучающие наноструктуры для кремниевой фотоники» (Институт физики микроструктур РАН, г. Нижний Новгород)
16:45 - 17:30	Лекция 6: Кириленко Демид Александрович «Исследование двумерных кристаллов с помощью электронной дифракции»

(Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург)

- 17:30 18:15 Лекция 7: Альперович Виталий Львович «Фотоэмиссия: проблемы физики поверхности и практические применения» (Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск)
- 19:00 22:00 Дискуссионная сессия за чашкой кофе

Среда, 27 ноября

- 9:00 9:45 Лекция 8: Асеев Александр Леонидович «Полупроводниковые наноструктуры: физика, технология, применение» (Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск)
- 9:45 10:30 Лекция 9: Окотруб Александр Владимирович «Электронные и оптические свойства химически модифицированного графена» (Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, г. Новосибирск)
- 10:30 11:00 Кофе-брейк
- 11:00 11:45 Лекция 10: Милёхин Александр Германович «Оптика полупроводниковых структур с нанометровым пространственным разрешением» (Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск)
- 11:45 12:30 Лекция 11: **Игуменов Игорь Константинович** «Процессы химического осаждения покрытий из газовой фазы как технологическая платформа» (Институт неорганической химии им. А.В. Николаева СО РАН, г. Новосибирск)
- 12:30 14:00 Обед
- 14:00 16:40 Мини-презентации стендов
- 16:40 17:10 Кофе-брейк
- 17:10-19:10 Стендовая сессия

Четверг, 28 ноября

9:00 – 9:45	Лекция 12: Шкляев Александр Андреевич «Метаповерхности на основе покрытий из субмикронных и микронных частиц кремния и германия» (Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск)
9:45 – 10:30	Лекция 13: Гутаковский Антон Константинович «Применение аналитической высокоразрешающей электрон- ной микроскопии для исследования структурно-химических особенностей полупроводниковых низкоразмерных гетероси- стем в субнанометровом диапазоне» (Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск)
10:30 - 11:00	Кофе-брейк
11:00 - 11:45	Лекция 14: Гилинский Александр Михайлович «Приборы радиофотоники на основе фосфида индия» (Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск)
11:45 – 12:30	Лекция 15: Принц Виктор Яковлевич «От стандартных полупроводниковых наносистем к трехмерным и биогибридным» (Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск)
12:30 - 12:50	Закрытие, подведение итогов, вручение дипломов
12:50 - 14:00	Обед
	Отъезд участников школы

Среда, 27 ноября

Стендовая сессия

- C1. Копьев В.В. Транспорт носителей заряда в структурах с множественными квантовыми ямами и сверхрешетками InGaN/GaN, *Томский государственный университет, г. Томск*
- С2. Кустов Д.А. Транспортные свойства тонких слоёв трёхмерных топологических изоляторов, *Новосибирский государственный университет*, *г. Новосибирск*
- С3. Олейник В.Л. Температурные зависимости емкостных характеристик светодиодов на основе гетероструктур AlInGaP, *Томский государственный университет, г. Томск*
- С4. Аксенов М.С. Влияние эффекта Рашбы на ВФХ n-InAs МОП-структур в магнитном поле, Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск
- С5. Аксенов М.С. О причине неоднородности высоты барьера в Au/Ti/n-InAlAs контактах Шоттки, Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск
- С6. Похабов Д.А. Мультиканальный электронный транспорт в подвешенных квантовых точечных контактах, Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск
- С7. Шевырин А.А. Диссипационные механизмы в наноэлектромеханических системах на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs, Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск
- С8. Худайбердиев Д.А. Анизотропия проводимости в полуметаллической системе на основе квантовой ямы HgTe (013), *Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск*
- С9. Лысенко Н.И. Гетеродинный метод измерения нелинейности вольт-амперных характеристик, Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск
- С10. Зайцева Э.Г. Определение свойств гетерограниц в структурах на основе тонких пленок, Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск
- С11. **Тумашев В.С.** Метод формирования массивов подвешенных металлических наномостиков с самосовмещенными контактными площадками, *Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск*
- C12. Брудный П.А. НЕМТ-транзистор на основе гетероструктуры InAlN/GaN, Томский государственный университет, г. Томск

- С13. **Ипатов Д.Е.** Программно-аппаратный комплекс для взаимодействия с нейроморфными СБИС, *Институт физики полупроводников* им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск
- С14. Щербаков И.Д. Спектрометрические характеристики детекторов ионизирующих излучений на основе HR-GaAs:Cr, *Томский государственный университет, г. Томск*
- С15. Редькин Р.А. Исследование времени отклика ВШС фотоприемников на основе GaAs:Сг методом электрооптического стробирования, *Томский государственный университет, г. Томск*
- С16. Басалаева Л.С. Исследование резонансных оптических свойств кремниевых метаповерхностей, Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск
- С17. Воеводин В.И. Влияние различных постростовых температурных экспозиций на оптические свойства ZnGeP₂ в терагерцовом диапазоне, *Томский государственный университет, г. Томск*
- С18. Половников Н.А. Моделирование усиления излучения от квантовых точек в гибридных структурах с наночастицами серебра, *Новосибирский* государственный технический университет, г. Новосибирск
- С19. Назаров Н.А. Исследование углового распределения эмитированных фотоэлектронов из GaAs фотокатода с отрицательным электронным сродством, *Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск*
- С20. Богомолов Д.Б. МЛЭ слоев GaP на вицинальных подложках Si (001) в условиях обогащения по III группе, *Новосибирский государственный технический университет, г. Новосибирск*
- С21. Колосовский Д.А. Рост эпитаксиальных слоев InGaAlAs на подложке (001)InP методом цифровой МЛЭ, Институт физики полупроводников им. *А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск*
- С22. Шипулин П.В. Монте-Карло моделирование самокаталитического роста нитевидных нанокристаллов GaAs в переменном потоке мышьяка, *Новосибирский государственный университет, г. Новосибирск*
- С23. Лозовой К.А. Моделирование различных режимов роста эпитаксиальных наноструктур при молекулярно-лучевой эпитаксии, *Томский государственный университет, г. Томск*
- С24. Рудин С.А. Массивы упорядоченных GeSi квантовых точек на структурированной поверхности Si(100), Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск
- С25. Дирко В.В. Дифракционный анализ поверхностных сверхструктур при осаждении Ge на Si(111), *Томский государственный университет, г. Томск*

- С26. Петров А.С. Сверхструктурные переходы и морфологические трансформации на поверхности Si(111), индуцированные осаждением Sn, Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск
- С27. Пидченко М.Б. Влияние сил Ван-дер-Ваальса на поверхностную энергию чистых и химически модифицированных поверхностей кремния, *Томский государственный университет, г. Томск*
- С28. Пономарев С.А. Травление поверхности Si(111) при взаимодействии с молекулярным пучком селена, Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск
- С29. Миргазизова Е.Ф. Исследование процессов на поверхности Bi₂Se₃ методом *in situ* отражательной электронной микроскопии, Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск
- С30. **Терещенко Е.В.** Влияние УФ-излучения на поверхностные процессы в монокристаллах антрацена, *Томский государственный университет, г. Томск*
- С31. Бацанов С.А. Возможности получения массивов нанокристаллов сульфидов металлов с заданными параметрами при синтезе на основе технологии Ленгмюра-Блоджетт, Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск
- С32. Краснова И.А. Исследование свойств границы раздела CdHgTe и Al₂O₃, выращенного при различных температурах, *Новосибирский* государственный университет, г. Новосибирск
- С33. Майдэбура Я.Е. Формирование GaN квантовых точек путем изменения стехиометрических условий на поверхности плёнки GaN, *Новосибирский* государственный технический университет, г. Новосибирск
- С34. Карева К.В. Анализ распределения энергетических уровней в запрещённой зоне полупроводников методом DLTS, *Томский государственный университет, г. Томск*
- С35. **Мутилин С.В.** Синтез методом CVD нанокристаллов VO₂ на 3D наноструктурах, Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, г. Новосибирск
- С36. Капогузов К.Е. Влияние электрического поля и механических напряжений на свойства фазового перехода в диоксиде ванадия, *Новосибирский* государственный университет, г. Новосибирск
- С37. Петрова Ю.С. Анодные пленки Ga₂O₃, *Томский государственный* университет, г. Томск

СОДЕРЖАНИЕ

ПРИГЛАШЁННЫЕ ДОКЛАДЫ Фотоэмиссия: проблемы физики поверхности и практические применения	
Альперович В.Л.	-
Применение аналитической высокоразрешающей электронной микроскопии для исследования структурно-химических особенностей полупроводниковых низкоразмерных гетеросистем в субнанометровом диапазоне <i>Гутаковский А.К.</i>	17
Процессы химического осаждения покрытий из газовой фазы как технологическая платформа Игуменов И.К.	19
Эффекты сильного электрон-фотонного взаимодействия в наноструктурах <i>Кибис О.В.</i>	20
Новое оборудование и процессы электронно-ионно-плазменной наноструктуризации поверхности материалов и изделий <i>Коваль Н.Н.</i>	21
Электронные и оптические свойства химически модифицированного графена <i>Окотруб А.В.</i>	22
СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ	23
Транспорт носителей заряда в структурах с множественными квантовыми ямами и сверхрешетками InGaN/GaN	24
Транспортные свойства тонких слоёв трёхмерных топологических изоляторов <i>Кустов Д.А.</i>	26
Температурные зависимости емкостных характеристик светодиодов на основе гетероструктур AlInGaP Олейник В.Л.	28
Влияние эффекта Рашбы на ВФХ n-InAs МОП-структур в магнитном поле Аксенов М.С., Ковчавцев А.П., Валишева Н.А.	30
О причине неоднородности высоты барьера в Au/Ti/n-InAlAs контактах Шоттки	32
Аксенов М.С., Валишева Н.А., Чистохин И.Б., Дмитриев Д.В.	

Мультиканальный электронный транспорт в подвешенных квантовых точечных контактах	34
Похабов Д.А., Погосов А.Г., Жданов Е.Ю., Бакаров А.К. Шкляев А.А.	54
Диссипационные механизмы в наноэлектромеханических системах на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs Шевырин А.А., Погосов А.Г., Бакаров А.К., Шкляев А.А.	35
Анизотропия проводимости в полуметаллической системе на основе квантовой ямы HgTe (013) <i>Худайбердиев Д.А.</i> , <i>Савченко М.Л.</i> , <i>Козлов Д.А.</i> , <i>Квон З.Д.</i> , <i>Михайлов Н.Н.</i> , <i>Дворецкий С.А</i> .	37
Гетеродинный метод измерения нелинейности вольт-амперных характеристик	39
Определение свойств гетерограниц в структурах на основе тонких пленок. Зайцева Э.Г., Наумова О.В., Фомин Б.И.	41
Метод формирования массивов подвешенных металлических наномостиков с самосовмещенными контактными площадками	42
НЕМТ-транзистор на основе гетероструктуры InAlN/GaN Брудный П.А., Великовский Л.Э., Сим П.Е.	44
Программно-аппаратный комплекс для взаимодействия с нейроморфными СБИС Зверев А.В., Ипатов Д.Е.	46
Спектрометрические характеристики детекторов ионизирующих излучений на основе HR-GaAs:Cr <i>Щербаков И.Д., Белоплотов Д.В.</i>	47
Исследование времени отклика ВШС фотоприемников на основе GaAs:Cr методом электрооптического стробирования <i>Редькин Р.А.</i>	49
Исследование резонансных оптических свойств кремниевых метаповерхностей Басалаева Л.С., Настаушев Ю.В., Крыжановская Н.В., Фетисова М.В.	51
Влияние различных постростовых температурных экспозиций на оптические свойства ZnGeP ₂ в терагерцовом диапазоне <i>Воеводин В.И.</i>	53
Моделирование усиления излучения от квантовых точек в гибридных структурах с наночастицами серебра Половников Н.А., Зиновьев В.А., Зиновьева А.Ф., Ненашев А.В., Двуреченский А.В.	55

Исследование углового распределения эмитированных фотоэлектронов из GaAs фотокатода с отрицательным электронным сродством <i>Назаров Н.А.</i>	57
МЛЭ слоев GaP на вицинальных подложках Si (001) в условиях обогащения по III группе Богомолов Д.Б., Петрушков М.О., Путято М.А., Емельянов Е.А., Абрамкин Д.С., Есин М.Ю., Преображенский В.В.	58
Рост эпитаксиальных слоев InGaAlAs на подложке (001)InP методом цифровой МЛЭ <i>Колосовский Д.А.</i> , Дмитриев Д.В., Торопов А.И., Гаврилова Т.А., Кожухов А.С., Журавлев К.С.	60
Монте-Карло моделирование самокаталитического роста нитевидных нанокристаллов GaAs в переменном потоке мышьяка Шипулин П.В., Настовьяк А.Г.	62
Моделирование различных режимов роста эпитаксиальных наноструктур при молекулярно-лучевой эпитаксии	64
Массивы упорядоченных GeSi квантовых точек на структурированной поверхности Si(100)	65
Дифракционный анализ поверхностных сверхструктур при осаждении Ge на Si(111) <i>Дирко В.В., Лозовой К.А</i> .	67
Сверхструктурные переходы и морфологические трансформации на поверхности Si(111), индуцированные осаждением Sn <i>Петров А.С., Рогило Д.И.</i>	68
Влияние сил Ван-дер-Ваальса на поверхностную энергию чистых и химически модифицированных поверхностей кремния <i>Пидченко М.Б.</i> , <i>Филимонов С.Н</i> .	70
Травление поверхности Si(111) при взаимодействии с молекулярным пучком селена	72
Исследование процессов на поверхности Bi ₂ Se ₃ методом <i>in situ</i> отражательной электронной микроскопии	74
Влияние УФ-излучения на поверхностные процессы в монокристаллах антрацена <i>Терещенко Е.В.</i>	76

Возможности получения массивов нанокристаллов сульфидов металлов с заданными параметрами при синтезе на основе технологии Ленгмюра-	
Блодженн. Бацанов С.А., Гутаковский А.К.	70
Исследование свойств границы раздела CdHgTe и Al ₂ O ₃ , выращенного при различных температурах	80
Формирование GaN квантовых точек путем изменения стехиометрических условий на поверхности плёнки GaN <i>Майдэбура Я.Е.</i> , <i>Малин Т.В.</i> , <i>Милахин Д.С, Мансуров В.Г.</i> , <i>Галицын Ю.Г.</i> , <i>Журавлев К.С</i> .	82
Анализ распределения энергетических уровней в запрещенной зоне полупроводников методом DLTS	84
Синтез методом CVD нанокристаллов VO ₂ на 3D наноструктурах Мутилин С.В., Принц В.Я., Яковкина Л.В., Гутаковский А.К.	85
Влияние электрического поля и механических напряжений на свойства фазового перехода в диоксиде ванадия <i>Капогузов К.Е.</i>	87
Анодные пленки Ga ₂ O ₃ Петрова Ю.С., Калыгина В.М.	88
Авторский указатель	90

ПРИГЛАШЁННЫЕ ДОКЛАДЫ

Фотоэмиссия: проблемы физики поверхности и практические применения

Альперович В.Л.

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

Основные закономерности фотоэмиссии электронов из твердых тел, экспериментально обнаруженной Герцем в 1887 году, были объяснены Эйнштейном более 100 лет назад, в 1905 году [1]. С тех пор фотоэмиссия изучена для широкого круга металлов и полупроводников и стала основой метода фотоэлектронной (фотоэмиссионной) спектроскопии, позволяющего определять химический состав и электронную структуру объема и поверхности материалов по энергетическим распределениям эмитированных электронов [2]. Развитие этого метода в последние десятилетия связано с использованием новых источников ультрафиолетового и рентгеновского излучения, таких как синхротронное излучение и лазеры на свободных электронах, а также с совершенствованием анализаторов энергии, импульса и спина эмитированных электронов [3]. Фотоэмиссия лежит в основе многих важных приборов: фотоэлектронных умножителей с высоким квантовым выходом, электронно-оптических преобразователей, источников ультра-холодных и спин-поляризованных электронов. Эти приборы широко используются для научных исследований в физике элементарных частиц, астрономии, физике твердого тела, биологии и медицине; в космической и военной технике, в системах безопасности и аппаратуре для контроля за состоянием окружающей среды. Создание фотоэмиссионных приборов с высоким квантовым выходом (до ~ 50%) стало возможным благодаря изобретению полвека назад полупроводниковых фотокатодов с отрицательным эффективным электронным сродством, в которых, благодаря снижению работы выхода за счет адсорбции цезия и кислорода, уровень вакуума оказывается ниже дна зоны проводимости в объеме полупроводника [4].

Несмотря на многолетние исследования и прикладные разработки, многие вопросы физики фотоэмиссии остаются непонятыми, а параметры приборов все ещё далеки от теоретически возможных. В этой лекции будут рассмотрены основы физики фотоэмиссии и фотоэмиссионных приборов, а также обсуждены вопросы, на которые до сих пор нет ясных и однозначных ответов. Фотоэмиссия обычно рассматривается в рамках "трехступенчатой" модели: (1) возбуждение электронов фотонами в объеме кристалла; (2) транспорт фотовозбужденных электронов к эмитирующей поверхности; (3) эмиссия электронов из кристалла в вакуум. Этапы фотовозбуждения и транспорта фотоэлектронов в объеме кристалла хорошо изучены и поняты, однако в том, как происходит перенос электронов через границу кристалла с вакуумом, до сих пор много неясного. Какова вероятность выхода электрона из кристалла в вакуум и можно ли эту вероятность рассчитывать в приближении эффективных масс? Насколько существенно квантово-механическое отражение электронов от эмитирующей поверхности? Какую роль играют процессы рассеяния энергии, импульса и спина при переходе электронов через границу раздела с вакуумом? Каковы микроскопические механизмы такого рассеяния? Возможности получить ответы на эти вопросы мы рассмотрим для наиболее хорошо изученной и важной для приборных применений системы p-GaAs со слоями цезия и кислорода [5-7]. Интересные явления наблюдаются при фотоэмиссии электронов из металлов под действием коротких (фемтосекундных) и мощных лазерных импульсов. Наряду с эмиссией при одновременном поглощении нескольких фотонов, сравнительно недавно было обнаружено, что эмитированные электроны приобретают дополнительную энергию в переменном электрическом поле электромагнитной волны, действие которой многократно усиливается резонансным возбуждением поверхностных плазмонов [8]. Таким образом, для объяснения этого эффекта привычную квантовую картину однофотонной и многофотонной фотоэмиссии необходимо дополнить классическими представлениями об ускорении электронов электрическими полями поверхностных плазмонов.

- [1] A. Einstein, Ann. Physik, 31, 132 (1905).
- [2] Д. Бриггс, М.П. Сих, Анализ поверхности методами Оже- и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, М.: Мир (1987).
- [3] A. Damascelli, Phys. Scripta, 109, 61 (2004).
- [4] Р.Л. Белл, Эмиттеры с отрицательным электронным сродством. М.: Энергия (1978).
- [5] D.A. Orlov, M. Hoppe, U. Weigel, D. Schwalm, A.S. Terekhov, A. Wolf, Appl. Phys. Lett., 78, 2721 (2001).
- [6] V.V. Bakin et al., e-J. Surf. Sci. Nanotech, 5, 80 (2007).
- [7] A.G. Zhuravlev, V.S. Khoroshilov, V.L. Alperovich, Appl. Surf. Sci., 483, 895 (2019).
- [8] J. Kupersztych, P. Monchicourt, M. Raynaud, Phys. Rev. Lett., 86, 5180 (2001).

Применение аналитической высокоразрешающей электронной микроскопии для исследования структурно-химических особенностей полупроводниковых низкоразмерных гетеросистем в субнанометровом диапазоне

Гутаковский А.К.

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

Создание и исследования систем пониженной размерности способствует развитию современной физики конденсированного состояния и новейших критических технологий, к которым относятся нанотехнологии. Наиболее адекватным методом структурного анализа этих материалов является аналитическая высокоразрешающая электронная микроскопия (ВРЭМ), которая позволяет не только визуализировать атомное строение материала с разрешением десятых долей нанометра, но и получать карты распределения химических элементов по объему исследуемых объектов и проводить локальный количественный химический анализ. Примеры применения ВРЭМ с использованием электронных микроскопов нового поколения TITAN 80-300 и JEOL-2200FS, оборудованных корректорами сферической аберрации, энергетическими фильтрами и приставками EELS и EDAX составляют основное содержание настоящей работы. Детально исследован эффект спонтанной модуляции химического состава, возникающий при МЛЭ твердых растворов GaAlAs и CdHgTe. Определены условия возникновения этого эффекта и структурно-химические параметры модулированных систем. Рассмотрены структурные особенности однослойных и многослойных эпитаксиальных систем с «квантовыми точками» GaAs, GaSb и InAs в матрице фосфида галлия, а также неэпитаксиальных систем, содержащих в аморфной матрице кристаллические нанокластеры CdS и ZnS, которые формируются при сульфидировании пленок Лэнгмюра-Блоджетт. При ВРЭМ исследованиях нанокристаллов в аморфной матрице встает два вопроса: какой минимальный размер кластера можно визуализировать на изображении и каковы оптимальные условия их визуализации?? С помощью моделирования ВРЭМ изображений проанализированы закономерности формирования контраста таких объектов и определены границы видимости и оптимальные условия наблюдения кристаллических частиц в аморфной матрице в зависимости от их размеров, ориентации относительно электронного пучка и условий наблюдения.

На примере многослойных систем с наноразмерными кристаллитами силицида железа и силицида марганца в кремниевой матрице, показана возможность одновременного наблюдения атомного строения отдельных слоев и границ раздела с проведением локального химического анализа. Обсуждаются факторы, определяющие точность количественного химического анализа при записи и обработке экспериментальных изображений в неупругорассеянных электронах.

Полученная информация использована для установления причин и факторов, оказывающих влияние на морфологию и структурное совершенство исследованных низкоразмерных систем, а также для определения механизмов дефектообразования и возможных путей снижения плотности дефектов структуры. Кроме этого, с использованием этой информации проанализировано влияние структурно-химических особенностей материала на его электрофизические и оптические свойства.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 19-72-30023).

Процессы химического осаждения покрытий из газовой фазы как технологическая платформа

Игуменов И.К.

ИНХ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 3

Процессы химического осаждения из газовой фазы с использованием летучих металлорганических соединений (MOCVD) рассматриваются как коммуникационный инструмент, направленный на привлечение дополнительных ресурсов для научных исследований в области разработок технологий нанесения различных функциональных покрытий. Под аббревиатурой MO CVD в настоящее время объединяется очень большое число процессов, базирующихся на едином принципе - процесс роста покрытия происходит в результате химических превращений летучего соединения на поверхности. Слои формируются при распаде «изолированной» молекулы летучего соединения на нагретой подложке, что позволяет, варьируя параметры процесса реализовать практически любые варианты, начиная от системы несвязанных наночастиц, вплоть до сплошных «толстых» микронных слоев.

Благодаря ряду своих принципиальных достоинств, а именно, отсутствию «теней», гигантскому выбору прекурсоров, широкими диапазонами условий осаждения покрытий, гибкому управлению процессами роста и др., химическое осаждение из газовой фазы во многих случаях является предпочтительным, а иногда и единственным методом получения необходимого функционального слоя. Существующее разделение по типу используемого прекурсора, конструкции химического реактора (давление, способ нагрева подложки и др.), способу активации (термический, плазмохимический, лазерное излучение и др.) является отражением широчайшего круга материаловедческих задач, решаемых с использованием данного метода. «Правильный» выбор прекурсора по определенной совокупности физико-химических свойств во многом определяет перспективы получения покрытия с необходимым составом и функциональными параметрами.

Обсуждается текущее состояние исследований в данной суперинтегрированной области материаловедения, которое характеризуется чрезвычайно широким использованием современных методов исследования на всех стадиях процесса – от синтеза прекурсора до изучения состава и свойств полученного покрытия. MOCVD процессы находят многочисленные применения в производстве разнообразных типов материалов: порошков, волокон, тонких и толстых плёнок, плёночных гетероструктур, монокристаллов, стёкол, а также их структурные разновидностей (аморфные материалы, поликристаллические материалы с различной микроструктурой и т.д.). Для широкого круга проблем рассмотрены процессы нанесения различных функциональных слоев в диапазоне толщин от нанометровых до десятков микрон.

Эффекты сильного электрон-фотонного взаимодействия в наноструктурах

Кибис О.В.

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

Одним из активно развивающихся научных направлений в современной физике является исследование перенормировки (ренормализации) электронных свойств различных систем, обусловленной взаимодействием электронов с сильным высокочастотным электромагнитным полем. Традиционно, такие электрон-фотонные процессы относятся к юрисдикции нелинейной оптики и долгое время исследовались лишь применительно к атомарным и молекулярным системам в сильных лазерных полях. Однако успехи в технологии изготовления наноструктур привели к тому, что область приложения методологии нелинейной оптики существенно расширилась: благодаря разнообразию наноструктур появилась возможность наблюдения новых фундаментальных эффектов на стыке нелинейной оптики и физики низкоразмерных электронных систем. Как следствие, в последние годы сформировался междисциплинарный тренд, основной задачей которого является исследование процессов сильного электрон-фотонного взаимодействия в различных наноструктурах с учетом многообразия их электронных свойств. Предлагаемый доклад посвящен обсуждению обусловленных этими процессами новых физических эффектов.

Новое оборудование и процессы электронноионно-плазменной наноструктуризации поверхности материалов и изделий

Коваль Н.Н.

Институт сильноточной электроники СО РАН, 634055, Томск, пр. Академический, 2/3

Изучение новых форм разрядов низкого давления и использование их для эффективной генерации плотной низкотемпературной плазмы в больших вакуумных объемах позволило создать новый класс электронно-ионнооборудования плазменного для наноструктуризации поверхности материалов и изделий. Суть метода состоит что используется комплексный B TOM, подход.



Рис.1. Внешний вид установки «Комплекс».

Сначала производится очистка и активация поверхности, а затем ее азотирование в плазме несамостоятельного дугового разряда низкого давления. Это позволяет в приповерхностном слое металлов и сплавов создать протяженный (до нескольких десятков микрометров) упрочненный слой. Затем электродугового вакуумном цикле методом плазменно-В этом же ассистированного напыления наносится тонкий (несколько микрометров) наноструктурированный сверхтвердый (≈40 ГПа) слой композиционного покрытия. Финишной операцией является «вжигание» или миксинг этого слоя с подложкой импульсным низкоэненргетическим (до 20 кэВ) электронным пучком с плотностью в несколько десятков Дж/см². Получаемая в результате композиция, имея практически абсолютную адгезию с подложкой, обладает повышенной прочностью и износостойкостью, что позволяет кратно увеличить срок службы изделий с такой модифицированной поверхностью.

Разработанные ИСЭ CO PAH лабораторные И созданные в автоматизированные установки для комплексной электронно-ионноплазменной технологии модификации поверхности материалов и изделий находятся в стадии отладки технологических процессов и готовятся к опытной эксплуатации в условиях реального производства.

На рисунке 1 приведен внешний вид установки «Комплекс» для электронно-ионно-плазменной модификации поверхности материалов и изделий в едином вакуумном цикле.

Электронные и оптические свойства химически модифицированного графена

Окотруб А.В.

ИНХ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 3

Графен – уникальный углеродный материал, обладающий рядом необычных физических, характерных для 2D материалов. Химическая модификация графена приводит к изменению его электронного строения, появлению оптической щели и уменьшению проводимости [1, 2]. В ИНХ СО РАН синтезированы фториды графита с составом C₂F_x (0≤x ≤ 1). Фторирование графита проводилось с использованием газообразной смеси BrF₃ и Br₂ при комнатной температуре. Наличие двух видов атомов углерода, связанных и не связанных с атомами фтора может дать разное распределение атомов фтора на поверхности графена, которое зависит от условий фторирования. Электронная структура фторидов графита была исследована с помощью фотоэлектронной (XPS) спектроскопии и спектроскопии рентгеновского поглощения (NEXAFS) [3, 4]. Спектры, измеренные вблизи СК- и FK-краев, показали частичное сохранение делокализованной *п*-системы во фториде графита C₂F_x. Вероятное распределение фтора на поверхности графита было определено из квантовоатомов химического моделирования спектров NEXAFS. Сравнение теоретических и экспериментальных спектров показывает, что С-F связи образует зигзагообразные цепи. Изменение размера и формы π-электронных областей в слоях фторированного графена может стать способом настройки электронных и оптических характеристик материалов на основе графена. В работе рассмотрено изменение оптических спектров поглощения и люминесценции в зависимости от содержания фтора в образцах. Наличие зигзагообразных краев сопряженных углеродных фрагментов приводит к появлению магнитных моментов, которые могут быть обнаружены методами ЭПР спектроскопии и прямого измерения магнитного момента [5, 6].

Работа выполнялась при финансовой поддержке проекта РФФИ № 18-29-19073.

[1] R.R. Nair et al., Small, 6, 2877 (2010).
 [2] M. Kolesnik-Gray et al., Advanced Electronic Materials, 4, 180007 (2018).
 [3] I.P. Asanov et al., Carbon, 59, 518 (2013).
 [4] A.V. Okotrub et al., ACS Nano, 7, 65 (2013).
 [5] T.L. Makarova et al., Scientific Reports, 5, 13382 (2015).
 [6] T.L. Makarova et al., Scientific Reports, 7, 16544 (2017).

СТЕНДОВЫЕ ДОКЛАДЫ

Транспорт носителей заряда в структурах с множественными квантовыми ямами и сверхрешетками InGaN/GaN

Копьев В.В.

Центр исследований и разработок "Перспективные технологии в микроэлектронике", Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

Структуры с квантовыми ямами и сверхрешетками InGaN/GaN широко используются для изготовления излучателей, где они используются как в активной области, так и в качестве буферных слоев, улучшающих структурное совершенство кристалла. Исследование переноса носителей заряда в области квантовых ям InGaN/GaN является важной задачей. Далее будет представлен краткий обзор механизмов переноса носителей заряда в структурах с квантовыми ямами и сверхрешетками InGaN/GaN.

Исследование транспорта проводится зачастую для неоптимизированных с точки зрения конструкции образцов, которые являются светодиодными или лазерными структурами. Несмотря на большое количество работ и рассмотренных механизмов, ранее не было обнаружено эффектов квантово-размерного переноса в структурах InGaN/GaN. Отметим, что подобные эффекты, связанные с резонансным туннелированием, можно пронаблюдать в случае малой толщины барьеров GaN. В связи с этим в данной работе предложено исследовать вли-



Puc.1. Схематическое изображение монополярной структуры с активной областью на основе МКЯ InGaN/GaN.

котемпературной обработке для в подповерхностной области GaN.

яние толщины барьера на характеристики монополярных структур InGaN/GaN.

Структуры выращивались MOCVD методом. Схематически образцы представлены на рисунке 1.

Активная область включала 10 квантовых ям In_{0.15}Ga_{0.85}N/GaN с толщиной 2 нм. Все образцы отличались толщиной барьера (3, 6 и 12 нм). Толщина верхнего слоя GaN составляла 20 нм. В качестве верхнего контакта использовали Ni, нанесенный методом электрохимического осаждения. Полученный контакт не подвергался высопредотвращения дефектообразования Исследовались характеристики контакта Ni/GaN и была установлена зависимость высоты барьера Шоттки от температуры (рисунок 2). Полученные данные хорошо согласуются с результатами работ других авторов [1, 2].

В работе измерялись спектры пропускания, фотолюминесценции при различной мощности возбуждения и вольт-амперные характеристики (ВАХ) для интервала температур T = 10-300 К.

Согласно полученным данным имеется длинноволновый сдвиг с ро-



Рис.2. Зависимость высоты барьера Шоттки на границе Ni/n-GaN от температуры.

стом толщины барьерного слоя GaN, который объясняется эффектом Штарка [3]. В спектрах поглощения также наблюдается сдвиг края поглощения при изменении толщины барьеров GaN. Было обнаружено, что изменение толщины приводит к смене механизма переноса заряда. Например, в структурах с толщиной 6 нм на BAX обнаружен эффект, характерный для резонансного туннели-



Рис.3. Семейства прямых (а) и обратных (б) ВАХ для образца с толщиной барьеров 6 нм при различных температурах.

рования (рисунок 3). Проявление подобных эффектов связано с наличием барьеров сложной формы, препятствующих переносу заряда и обусловленных встроенными пьезоэлектрическими полями.

[1] A. Kumar et al., Current Applied Physics., 13, 1137 (2013).
[2] A. Kumar et al., J. Phys. D: Appl. Phys., 49, 47LT01 (2016).
[3] S. Watanabe et al. Appl. Phys. Lett. 83, 4906 (2003).

[3] S. Watanabe et al., Appl. Phys. Lett., 83, 4906 (2003).

Транспортные свойства тонких слоёв трёхмерных топологических изоляторов

Кустов Д.А.

НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Топологический изолятор — состояние вещества с проводящими, поляризованными по спину состояниями на границе раздела с вакуумом или обычным изолятором, являющимися следствием инвертированной зонной структуры. Данное свойство позволяет управлять поляризацией тока с помощью напряжения, что представляет интерес для спинтроники и квантовых вычислений [1-4].

Топологическими изоляторами являются такие соединения как твёрдые растворы $Bi_{2-x}Sb_xTe_{3-y}Se_y$ (BSTS) и $Pb_{1-x}Sn_xTe$ [5-6] (PST) при х ~ 0.3. Данные соединения обладают относительно высокой объемной проводимостью при комнатной температуре (~10⁴-10⁵ Ом*см), что делает проблематичным наблюдение топологических состояний. Данная проблема может быть решена созданием тонких слоёв.

BSTS обладают ромбоэдрической решёткой с пятью атомами в элементарной ячейке, и слоистой структурой, где слои разных сортов атомов соединены между собой валентными и ионными связями в группы по пять слоёв. Данные молекулярные слои толщиной ~1 нм связаны ван-дер-ваальсовыми силами [7], что делает возможным их расслоение, например, традиционными для графена методами механического и электрохимического расслоения [8,9].

Тонкие слои Pb_{1-x}Sn_xTe, могу быть выращены методом молекулярно лучевой эпитаксии, более того, при температуре около 40 К объемные проводящие состояния вымерзают, однако, кроме диффузионных токов наблюдаются токи, ограниченные пространственным зарядом (ТОПЗ). Определение свойств данных токов, а именно, распределения потенциала и заряда в образце, является важным для исследования топологических состояний.

В работе было проведено сравнение тонких плёнок селенида висмута, полученных разными способами, а именно методами электрохимического и механического отслоения, а также плёнок выращенных методом газотранспортного переноса. Сравнивались такие характеристики как размер, толщина, рельеф поверхности, а также электрические свойства и подвижность носителей. Было получено распределение потенциала и нелинейная BAX образца PbSnTe в режиме ТОПЗ.

^[1] Y. Huang, Y. Song, S. Wang, I. Buyanova, and W. Chen, Nature Communications, 8, 15401 (2017).

^[2] H. Dery, P. Dalal, Ł. Cywiński and L. Sham, Nature, 447, 573 (2007).

^[3] D. Pesin and A. MacDonald, Nature Materials, 11, 409 (2012).

- [4] P. Ghaemi, R. Mong and J. Moore, Physical Review Letters, 105 (2010).
- [5] H. Zhang, C. Liu, X. Qi, X. Dai, Z. Fang, and S. Zhang, Nature Physics, 5, 438 (2009).
- [6] C. M. Polley et al., Physical Review B, 89, 075317 (2014).
- [7] B. Wang and P. Zhang, Applied Physics Letters, 100, 082109 (2012).
- [8] V. Singh, D. Joung, L. Zhai, S. Das, S. Khondaker, and S. Seal, Progress in Materials Science, 56, 1178 (2011).
- [9] F. Bonaccorso, A. Lombardo, T. Hasan, Z. Sun, L. Colombo, and A. Ferrari, Materials Today, 15, 564 (2012).

Температурные зависимости емкостных характеристик светодиодов на основе гетероструктур AllnGaP

Олейник В.Л.

Центр исследований и разработок "Перспективные технологии в микроэлектронике", Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

Работа посвящена исследованию светодиодов изготовленных из гетероструктур AlInGaP с квантовыми ямами (КЯ) методом вольт-фарадных характеристик. Выбранный метод позволяет получить информацию о количестве заряда, захваченного в КЯ, о расположении КЯ внутри области пространственного заряда (ОПЗ) *p-n* перехода, о положении уровней в КЯ, о концентрации легирующей примеси в ямах и барьерах [1]. Сверхъяркие красные светодиоды из AlInGaP широко применяются в системах освещения, информирования и индикации [2].

В данной работе исследовались «красные» светодиоды с 10 КЯ. Конструкция исследуемых светодиодов приведена в [3]. Площадь светодиода составляла 1 мм², ширина КЯ \approx 7 нм, толщина барьеров \approx 10 нм. В работе использовался квазистатический метод спектроскопии адмиттанса в активной области образца: исследовались температурные зависимости электрической емкости от напряжения.

Эксперимент проводился при температурах T = 50-300 К в диапазоне напряжений от -23 до 1.7 В с шагом 0.1 при помощи криостата замкнутого цикла Janis CCS-300S/204 и прецизионного измерителя RLC Agilent E4980A. Частота тестового сигнала 50 кГц.

На рисунке 1 изображена типичная продифференцированная ВФХ светодиодов, изготовленных на основе гетероструктур с квантовыми ямами AlInGaP. Наличие перегибов на данной зависимости указывает на то, что в исследуемой структуре действительно присутствуют КЯ [1].

Для расчета эффективного профиля концентрации носителей заряда в активной области исследованной структуры использовано уравнение несимметричного *p-n* перехода [1]:



Рис.1. Продифференцированная зависимость электрической емкости от напряжения для светодиодов из AlInGaP с 10 КЯ.

$$n(x) = \frac{C^3}{\varepsilon \varepsilon_0 S^2 e \cdot \left(\frac{dC}{dU}\right)},\tag{1}$$

где C – измеряемая емкость, U – приложенное напряжение, ε – диэлектрическая проницаемость полупроводника, ε_0 – электрическая постоянная, S – площадь структуры, e – заряд электрона. При этом глубина х принимается равной ширине ОПЗ, рассчитанной как $W = \varepsilon \varepsilon_0 S/C$.

На рисунке 2 представлена температурная зависимость эффективного профиля концентрации носителей заряда от координаты. Максимумы концентрации указывают на заполнение квантовых ям носителями заряда. Количество пиков и их период коррелирует с параметрами исследованной структуры. При понижении температуры наблюдается смещение по глубине, что говорит о уменьшении емкости при снижении температуры. Такое уменьшение емобъяснить кости, возможно, исходя из предположения о том, что



Рис.2. Эффективный профиль распределения носителей заряда для гетероструктур AlInGaP с 10 КЯ.

ширина ОПЗ в *p*-области увеличивается при охлаждении и эта область начинает давать существенный вклад в измеряемую емкость.

- [1] О.А. Солтанович, Н.М. Шмидт, Е.Б. Якимов, ФТП, 45, 226 (2011).
- [2] T.H. Gessman, E.F. Schubert, J. Appl. Phys., 95, 2203 (2004).
- [3] A.A. Marmalyuk et al., Russian Physics Journal, 56, 894 (2013).

Влияние эффекта Рашбы на ВФХ n-InAs MOП-структур в магнитном поле

Аксенов М.С.^{1,2}, Ковчавцев А.П.¹, Валишева Н.А.¹

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 ² НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Развитие спиновой электроник приводит к увеличению интереса к МОПполевым транзисторам на основе узкозонных полупроводников с сильным спин-орбитальным взаимодействием (InAs, InSb и т.д.). Использование ферромагнитных контактов (сток-исток) в таких транзисторах позволяет создавать, так называемые, спиновые транзисторы [1, 2]. В основе работы данных транзисторов лежит эффект расщепления зоны проводимости электронов по спину за счет сильного спин-орбитального взаимодействия (эффект Рашбы), который позволяет контролировать ориентацию спина электронов, движущихся в канале, за счет напряжения, прикладываемого к затвору.

В данной работе анализируется поведение вольт-фарадных характеристик (ВФХ) МОП-структур на основе n-InAs(111)A при температуре 4.2 К в перпендикулярном к поверхности полупроводника магнитном поле с индукцией (В) до 10 Тл [3]. В качестве диэлектрического слоя использовались тонкие 4-5 нм анодные слои, сформированные на поверхности InAs в кислородной (Ar:O₂) и фторсодержащей (Ar:O₂:CF₄) таунсендовской газоразрядной плазме, с существенно отличающимися плотностями встроенного заряда (D_{fix}) и плотностями интерфейсных состояний (D_{it}) [3].

Показано, что приложение магнитного поля приводит к появлению осцилляций ёмкости МОП-структуры в режиме обогащения (рис. 1а), что связано с наличием резких максимумов в плотности состояний из-за группировки квазинепрерывного спектра зоны проводимости в набор дискретных уровней Ландау.



Рис.1. (а) Экспериментальные $B\Phi X$ n-InAs МОП-структуры в режиме обогащения при В от 0 до 10 Тл. (б) Экспериментальная (1) и теоретическая (2) $B\Phi X$ при B=3.8 Т.

С ростом напряженности электрического поля в слое обогащения InAs происходит заметное затухание осцилляций. Получено достаточно хорошее соответствие экспериментальных ВФХ и результатов численного моделирования самосогласованного решения уравнения Шредингера в приближении эффективного гамильтониана и Пуассона с учетом магнитного поля для первых 6-7 максимумов [3]. Далее на экспериментальных ВФХ наблюдается сбой фазы осциллирующей кривой и амплитуда осцилляций емкости уменьшается сильнее, чем на теоретических зависимостях. Этот эффект объясняется при учете в эффективном гамильтониане эффекта Рашбы [3] (рис. 16). При расчете емкости МОП-структур учитывалась непараболичность зоны проводимости. Уширение квантовых уровней при моделировании описывалось функцией Лоренца.

Характерные времена рассеяния, полученные из уширения квантовых уровней составляют $3.5 \cdot 10^{-14}$ с и $7.1 \cdot 10^{-14}$ с при B=9.3 Тл для МОП-структур с нефторированным ($D_{fix} \sim 3 \cdot 10^{12}$ см⁻², $D_{it} \sim 10^{12}$ эB⁻¹см⁻²) и фторированным ($D_{fix} \sim 8 \cdot 10^{11}$ см⁻², $D_{it} \sim 10^{10}$ эB⁻¹см⁻²) анодными слоями в качестве диэлектрика, соответственно. Такая разница во временах рассеяния, по-видимому, связана со значительными различиями в D_{fix} и D_{it} .

[1] S. Datta and B. Das, Appl. Phys. Lett., 56, 665 (1990).
[2] A. Manchon et al., Nat. Mater., 14, 871 (2015).
[3] A.P. Kovchavtsev et al., J. Appl. Phys., 123, 173901 (2018).
[4] M.S. Aksenov et al., Appl. Phys. Lett., 107, 173501 (2015).

О причине неоднородности высоты барьера в Au/Ti/n-InAlAs контактах Шоттки

Аксенов М.С.^{1,2}, Валишева Н.А.¹, Чистохин И.Б.¹, Дмитриев Д.В.¹

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 ² НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Тройное соединение InAlAs является перспективным материалом для создания СВЧ-фотодетекторов на основе барьера Шоттки (БШ) [1].

Экспериментально измеряемые вольт-амперные характеристики (ВАХ) БШ на основе различных полупроводников обычно отклоняются от идеальной модели термоэлектронной эмиссии (TE), что выражается в увеличении коэффициента идеальности (n), а также в аномальной зависимости высота барьера от напряжения и температуры [1]. Неидеальное поведение параметров БШ на основе слаболегированных полупроводников (10¹⁶ см⁻³) связывают с наличием межфазных неоднородностей, вызванных ростовыми структурными дефектами, собственным оксидным слоем, неоднородным профилем легирования, границами металлических зерен и т. д. Согласно модели Танга [2] любое неидеальное поведение ВАХ БШ может быть количественно объяснено предположением о том, что, в дополнение к главному гомопереходу, в контакте Шоттки существуют локальные области (patch) с пониженной или повышенной высотой барьера. Тогда суммарный ток через контакт Шоттки представляет собой сумму токов, протекающих по механизму ТЕ, через все эти участки и однородную область контакта. Модель Танга использовалась для объяснения температурных зависимостей ВАХ контактов Шоттки на основе различных полупроводников A₃B₅, Si и SiC. В то же время в подавляющем большинстве исследований предположения о природе неоднородностей в изучаемых БШ отсутствуют.

В данной работе с целью установления природы неоднородности барьера в Au/Ti/n-InAlAs(001) контактах Шоттки было проведено корреляционное исследование влияния плотности ростовых структурных дефектов на поверхности InAlAs (рис. 1а,б) и температурных (78-380 K) зависимостей BAX (рис. 1 в,г) [3]. Показано, что в диапазоне температур 200-380 K n и высота барьера при нулевом смещении (ϕ_{b0}) практически не изменяются и хорошо описываются теорией TE для БШ, сформированных на поверхностях InAlAs с различной плотностью (10^6 и 10^7 см⁻²) дефектов (рис. 1 д,е). При температурах ниже 200 K наблюдается резкое увеличение значений n (от 1.17 до 1.9) и снижение ϕ_{b0} (от 0.7 до 0.5 эВ) для БШ, сформированных на поверхности InAlAs с высокой плотностью дефектов (рис. 1 д). Для БШ на основе InAlAs с низкой плотностью дефектов данные параметры меняются значительно слабее (от 1.1 до 1.24 для n и от 0.7 до 0.65 для ϕ_{b0}) в том же температурном диапазоне (рис. 1 е). В соответствии с моделью Танга, такое изменение в поведении температурных зави-

симостей n и ϕ_{b0} БШ обусловлено уменьшением общей площади участков с пониженной высотой барьера более чем в 2 раза (с 4% до 1.8% от общей площади контакта), что коррелирует с данными ACM (рис. 1 а,б).

Исследованием поверхности InAlAs методом Кельвиновской сканирующей



Рис. 1. (а, б) АСМ изображения поверхностей InAlAs(001). (в, г) Прямые ветви ВАХ Au/Ti/InAlAs БШ. (д, е) Зависимости п и φ_{b0} от температуры.

зондовой микроскопии выявлены участки в виде полосы (шириной и длиной около 50 нм и 0.5 мкм, соответственно) на периферии ямочного дефекта, которые могут приводить к эффективному понижению высоты барьера в Ti/InAlAs контакте Шоттки [3].

Таким образом, полученные результаты показали, что ростовые структурные ямочные дефекты являются причиной возникновения областей с пониженной высотой барьера в Au/Ti/n-InAlAs(001) контактах Шоттки.

[1] I.B. Chistokhin et al., Mater. Sci. Semicond. Proc., 74, 193 (2018).
[2] R.T. Tung, Phys. Rev. B, 45, 13509 (1992).
[3] M.S. Aksenov et al., Appl. Phys. Lett., 114, 221602 (2019).

Мультиканальный электронный транспорт в подвешенных квантовых точечных контактах

Похабов Д.А., Погосов А.Г., Жданов Е.Ю., Бакаров А.К., Шкляев А.А.

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

Экспериментальное изучение электронного транспорта в подвешенных квантовых точечных контактах (КТК), снабжённых боковыми затворами, отделёнными от микросужения КТК с помощью литографических траншей, приводит к новым интересным результатам. Ярким примером служит возникновение спиновой поляризации в отсутствие внешнего магнитного поля при приложении напряжения между боковыми затворами. Индуцированную электрическим полем спиновую поляризацию наблюдали как в КТК на основе InAs [1], так и в подвешенных, т.е. отделённых от подложки, КТК на основе GaAs [2].

В данной работе экспериментально показано, что при определённых условиях в подвешенных КТК с боковыми затворами возникает необычный мультиканальный режим с независимым квантованием кондактанса каналов. Показано, что кондактансом отдельных каналов можно независимо управлять с помощью двух боковых затворов. Анализ ёмкостных коэффициентов и ширины каналов позволил прийти к заключению, что, во-первых, каналы являются достаточно узкими по сравнению с литографической шириной микросужения КТК, а, во-вторых, каналы оказываются значительно разнесены пространственно. В частности, два из них формируются на краях микросужения КТК. В работе обсуждается электростатический механизм формирования дополнительных проводящих каналов [3].





Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-02-00800-А, экспериментальное исследование) и госзадания (грант № 0306-2016-0015, изготовление образцов).

[1] P. Debray, S. M. S. Rahman, J. Wan, et al., Nat. Nanotechnol., 4, 759 (2009).
[2] D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. A. Shevyrin, A. K. Bakarov, and A. A. Shklyaev, Appl. Phys. Lett., 112, 082102 (2018).

[3] D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. K. Bakarov, and A.A. Shklyaev, Appl. Phys. Lett., 115, 152101 (2019).

Диссипационные механизмы в наноэлектромеханических системах на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs

Шевырин А.А.¹, Погосов А.Г.^{1,2}, Бакаров А.К.^{1,2}, Шкляев А.А.^{1,2}

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 ² НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Добротность является одним из основных параметров наномеханических резонаторов, определяющим как их возможные практические приложения, так и наблюдаемые в таких системах физические эффекты. Величина добротности, а также способы ее повышения зависят от физических механизмов диссипации энергии. Настоящая работа посвящена выявлению диссипационных механизмов в наномеханических резонаторах на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs.

Исследуемые экспериментальные образцы представляли собой наномеханические резонаторы в форме мостиков длиной 6 мкм, шириной 1,5 мкм и толщиной 166 нм, созданные на основе гетерострукуры с двумерным электронным газом и с жертвенным слоем путем селективного травления. В ходе эксперимента изучались колебания на самой низкочастотной моде – изгибные колебания в направлении, перпендикулярном к поверхности.



Рис.1. Температурная зависимость диссипации колебаний наномеханиче- ского резонатора.

Температурная зависимость диссипации (величины, обратной добротности) показана на Рис. 1. При температурах, близких к 30 К, на фоне общего роста диссипации с повышением температуры наблюдается пик. Сравнение с существующими работами позволяет утверждать, что этот пик является универсальным для систем на основе AlGaAs/GaAs, а его положение по температуре не зависит от резонансной частоты. Таким образом, в рамках зенеровской модели диссипации пик не является дебаевским. Существование и положение

пика объяснимо диссипацией за счет фонон-фононного взаимодействия (термоупругие и ахиезеровские потери), однако, высота экспериментально измеренного пика существенно меньше величины, теоретически предсказываемой с использованием объемных величин теплоемкости, теплопроводности и парамета Грюнайзена. Вероятно, такое несоответствие объясняется влиянием границ, а также недиффузионным характером фононного транспорта. Экспериментально обнаружено, что короткое облучение образца светодиодом при температуре 5 К приводит к замороженному изменению добротности (к эффекту, подобному замороженной фотопроводимости), причем добротность уменьшается примерно в два раза. Полученный результат показывает, что диссипация при низких температурах определяется не только фонон-фононным взаимодействием и, совместно с экспериментально обнаруженным отсутствием зависимости добротности от концентрации двумерного электронного газа (изменяемой затворным напряжением), демонстрирует роль взаимодействия с заряженными центрами, такими как локализованные поверхностные состояния. Кроме того, наличие замороженного фотоиндуцированного изменения добротности ограничивает применимость оптических методов для изучения диссипационных механизмов в такого рода системах.

Работа поддержана грантом РНФ №18-72-10058.

[1] P. Mohanty et al., Phys. Rev. B, 66, 085416 (2002).

[2] H. Okamoto et al., Phys. Stat. Sol. (c), 5, 2920 (2008).

[3] M. Hamoumi et al., Phys. Rev. Lett., 120, 223601 (2018).
Анизотропия проводимости в полуметаллической системе на основе квантовой ямы HgTe (013)

Худайбердиев Д.А.¹, Савченко М.Л.², Козлов Д.А.^{1,2}, Квон З.Д.^{1,2}, Михайлов Н.Н.², Дворецкий С.А.²

¹ НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2 ² ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Квантовые ямы на основе теллурида ртути интенсивно изучаются уже более 10 лет и демонстрируют разнообразие получаемых на их основе систем: Дираковсие фермионы, двумерный и трехмерный топологические изоляторы, полуметаллическое состояние. Полуметалл реализуется при толщине слоя HgTe 14 – 22 нм [1]. В нем возможно изучение как чисто электронного состояния, так и состояния, когда меньшие по числу высокоподвижные электроны двигаются на фоне медленных дырок, концентрация которых на три порядка больше электронной [2]. По технологическим причинам рост пленок HgTe осуществляется

преимущественно в направлении [013] [3], что приводит к высокому качеству таких систем с подвижностью более 0.5×10^{6} см²/Вс [4] и возможности изучения тонких физических эффектов. Однако отклонение направления роста от симметричного может приводить к анизотропии закона дисперсии и рассеяния носителей в плоскости квантовой ямы. Такая анизотропия транспортных свойств полуметалла на основе HgTe до сих пор не была изучена, чему посвящена данная работа.

В работе изучается прово-



Рис.1. Анизотропия затворной зависимости продольного сопротивления.

димость квантовых ям HgTe шириной 22 нм в направлениях [100] и [03-1]. Для этого используется специально ориентированная L-образная меза, снабженная металлическим затвором. Основной результат работы приведен на Рис.1. На нем показаны затворные зависимости продольного сопротивления в двух вышеобозначенных направленях, а также их отношение $\rho_{[03-1]}/\rho_{[100]}$. Обнаружено, что в нулевом магнитном поле вблизи точки зарядовой нейтральности (CNP), когда число электронов равняется числу дырок, анизотропия практически от-сутствует. При движении уровня Ферми вглубь валентной зоны отношение со-

противлений постепенно растет. Этот результат отражает известную анизотропию закона дисперсии дырочной стороны спектра полуметалла на основе HgTe [5]. Однако зона проводимости также демонстрирует анизотропию сопротивления. Ввиду отсутствия значимой анизотропии закона дисперсии электронной части спектра, зависимость проводимости от кристаллографического направления может быть связана со смещением центра волновой функции носителей к границам квантовой ямы и усилением рассеяния на шероховатостях [4], которые сильнее развиты в менее симметричном направлении [03-1]. Данное предположение согласуется с наблюдаемым резким увеличением анизотропии при достижении уровнем Ферми второй подзоны размерного квантования, так как логично предположить, что волновые функции носителей во второй подзоне «прижимаются» к границам сильнее по сравнению с первой.

- [1] Квон З.Д. и др., ФНТ, 37, 258 (2011).
- [2] Савченко М.Л. и др., Письма в ЖЭТФ, 108, 253 (2018).
- [3] Квон З.Д. и др., ФНТ, 35, 10 (2009)
- [4] Добрецова А.А. и др., Письма в ЖЭТФ, 101, 330 (2015).
- [5] Kvon Z.D. et al., Phys. Rev. B, 83, 193304 (2011).

Гетеродинный метод измерения нелинейности вольт-амперных характеристик

Лысенко Н.И.¹, Половинкин В.Г.^{1,2}

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 ² Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, пр. К.Маркса, 20

При исследовании нелинейности электрофизических характеристик традиционным методом является метод второй гармоники [1]. В этой работе предлагается альтернативный метод – гетеродинный (ГМ). В этом методе на исследуемый объект одновременно воздействуют два сигнала с разными частотами, а измерение производится на разностной частоте этих сигналов. Главным преимуществом ГМ перед методом второй гармоники является возможность изменения в широких пределах отношения частот сигналов, характеризующих производные измеряемых характеристик, что позволяет минимизировать их паразитное влияние друг на друга, так как селективность фильтров зависит от такого отношения. Целью этой работы является демонстрация тестовой аппаратной реализации ГМ для измерения нелинейности вольт-амперных характеристик и результатов измерений с помощью данной реализации.



Рис.1. Блок-схема измерительной установки.

На рисунке 1 представблок-схема измерилена тельной системы, состоящая генератора развёртки ИЗ (ΓP), программируемого устройства (ПУ), исследуемого объекта (ИО), преобразователя ток-напряжение (І→V) и селективных измерителей амплитуды сигналов (высокочастотный – ВЧ; низкочастотный – НЧ).

В качестве ПУ выступает устройство LabVIEW

RIO Evaluation Kit на платформе National Instruments single board rapid input output sb9637. ПУ генерирует гармонический сигнал, воздействующий на ИО, а также производит сбор и отправку измеренных данных на ПК для их обработки и отображения результатов. Для управления генерируемым сигналом, обработки измеренных данных, их отображения и сохранения, а также для взаимодей-ΠУ был ствия пользователя с написан пакет программ среде В NI LabVIEW 2015. Генерируемый сигнал состоит из двух гармонических составляющих, параметры которых задаются пользователем. Обработка данных происходит методом усреднения установленного пользователем количества измерений АЦП. Такое усреднение позволяет снизить влияние шумов, паразитных наводок и гармонических составляющих на отображаемые данные.

В качестве ГР использовался генератор сигналов специальной формы Keysight 33600A. В качестве селективных измерителей амплитуды сигналов использовались селективные нановольтметры Unipan 237 с установленной селективностью 40 дБ/октава для разностной частоты и 25 дБ/октава для средней частоты.

С помощью выше описанной системы проведены тестовые измерения. Их результаты продемонстрированы на рисунке 2.



Рис.2. ВАХ генератора тока на полевом транзисторе, её первая и вторая производные. Выделенный штриховкой участок отдельно изображён во вставке.

[1] A. Shiotari, Inelastic Electron Tunneling Spectroscopy, Singapore, Springer (2018).

Определение свойств гетерограниц в структурах на основе тонких пленок

Зайцева Э.Г., Наумова О.В., Фомин Б.И.

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

В настоящее время основой большого класса современных устройств являются тонкие пленки, в частности пленки кремний-на-изоляторе (КНИ). Особенностью любых тонкопленочных структур является взаимосвязь потенциалов границ раздела (ГР) (или coupling-эффект), в результате которой свойства внутренней ГР пленка/скрытый окисел (ВОХ – buried oxide), как и свойства ГР пленка/диэлектрик на ее поверхности, являются в равной степени приборнозначимыми [1,2]. Свойства внутренней ГР Si/BOX в большой степени зависят от технологии получения структур, в частности, от технологии получения пластин КНИ, и могут быть модифицированы в процессе изготовления приборов [3]. Поэтому одной из ключевых задач для широкого класса приборов на основе тонких пленок является определение и контроль параметров внутренней ГР пленка/скрытый диэлектрик. Цель данной работы заключалась в разработке метода независимого определения свойств гетерограниц пленка/диэлектрик в тонкопленочных структурах КНИ. В качестве параметра, характеризующего свойства границ раздела, использовалась подвижность носителей заряда µ_{eff}.

В работе представлен метод выделения компонентов подвижности, обусловленных рассеянием на фононах вблизи ГР пленка/диэлектрик μ_{s_ph} и на шероховатости этой границы раздела μ_{sr} . Предложенный метод основан на управляемой локализации носителей заряда относительно исследуемой ГР и на использовании разной температурной зависимости выделяемых компонент μ_{s_ph} и μ_{sr} . В работе были определены распределения компонент подвижности μ_{s_ph} и μ_{sr} относительно внутренней ГР Si/BOX пленок КНИ, что позволило получить информацию о шероховатости исследуемой ГР и о дефектности пленки вблизи нее. Полученные результаты были подтверждены независимым структурным анализом на основе ВРЭМ-изображений исследуемых ГР и спектроскопии комбинационного рассеяния. Определены условия применимости метода для транзисторов с разными конструктивными параметрами и разной плотностью состояний на гетерограницах.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта RFMEFI58117X0026 при использовании оборудования ЦКП "Наноструктуры" ИФП СО РАН (г. Новосибирск) и ЦКП «Высокоразрешающая спектроскопия газов и конденсированных сред» ИАиЭ СО РАН (г. Новосибирск).

- [1] S. Cristoloveanu et al., Solid-State Electronics, 117, 10 (2016).
- [2] Э.Г. Зайцева и др., ФТП, 4, 446 (2017).
- [3] O.V. Naumova et al., Mater. Sci. Eng. B, 135 (3), 238 (2006).

Метод формирования массивов подвешенных металлических наномостиков с самосовмещенными контактными площадками

Тумашев В.С.^{1,2}, Селезнев В.А.¹

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 ² Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, пр. К.Маркса, 20

Основным элементом многих миниатюрных датчиков, сенсоров, генераторов, акустических систем являются механические микро- и нанорезонаторы выполненные, как правило, в виде кантилеверов или балок. В недавней работе [1] нами был разработан метод формирования плотных упорядоченных масси-



подвешенных BOB металлических наномостиков на площади больше 150 см². Суть метода заключается в формировании наноадгезивной печатью массива металлических нанополосок, «впечатанных» в гладкий слой резиста

Рис.1. Основные этапы формирования массивов металлических наномостиков.

(рис.1а), и последующем экспонировании резиста УФ-излучением через дополнительную маску (рис. 1б), определяющую области, в которых будут сформированы подвешенные наномостики, при последующей проявке резиста (рис.1в).

Важным этапом развития технологии создания приборов на основе изготовленных наноструктур является решение проблемы формирования контактных площадок к массивам подвешенных металлических наномостиков.

В данной работе мы предлагаем решить данную проблему с помощью усовершенствования разработанного ранее метода. На рис.2 показаны основные шаги изготовления подвешенных наномостиков с металлическими контактными площадками. На массиве металлических нанополосок, «впечатанных» в гладкий слой незаполимеризованного негативного резиста (SU-8) (рис.2а), адгезивной печатью формировался слой позитивного резиста AZ5214E (рис.2б). Отметим, что нанесение резиста на слой незаполимеризованного негативного резиста SU-8 стандартным методом центрифугирования невозможен из-за растворения слоя SU-8 (растворитель, используемый в резисте AZ5214E растворяет SU-8). Одновременное экспонирование слоев позитивного и негативного резистов УФ излучением через фотошаблон (рис.2в) задает сразу две области – области в которых будут сформированы подвешенные наномостики, а также



области будущих металлических контактных площадок. Селективная проявка только слоя позитивного резиста приводит к формированию окон для контактных площадок (рис.2г) в которые напыляется металл (рис.2д). На заключительном этапе в проявителе для SU-8 удаляются неэкспонированные области SU-8 и оставшийся позитивный резист с металлом (рис.1е). В результате формируются

наномостиков с металлическими контактными площадками.

подвешенные наномостики с жестко закрепленными краями в слое SU-8 с металлическими контактными площадками.

В отличие от известных ранее методов [2-5], предлагаемый нами подход не требует реактивного ионного травления, существенно проще и обеспечивает более высокое разрешение. Описанный метод может быть применен как для стандартной кремниевой технологии, так и для технологий гибкой электроники.

- [1] В.С.Тумашев, Дни науки НГТУ-2019: Материалы научной студенческой конференции, 104 (2019).
- [2] H. Lorenz et al., Phys., 64, 33 (1998).
- [3] C. H. Lin et al., J. Micromech. Microeng., 12, 590 (2002).
- [4] G. Hong et al., Microsyst. Technol., Sens., Actuators, Syst. Integrat., 10, 357 (2004).
- [5] P. Salvo et al., Microfluid Nanofluid., 13, 987 (2012).

НЕМТ-транзистор на основе гетероструктуры InAlN/GaN

Брудный П.А.¹, Великовский Л.Э.², Сим П.Е.²

¹ Томский государственный университет, 634050, Томск, ул. Ленина, 36 ² АО НПФ «Микран, 634041, Томск, просп. Кирова,51Д

Транзисторы с высокой подвижностью электронов (HEMT) на основе кубических кристаллов продемонстрировали высокие показатели в области выходной мощности и полосе рабочих частот. Для дальнейшего увеличения мощности при сохранении высоких частот необходимо переходить к более широкозонным материалам, из которых наибольшую практическую ценность представляют нитриды третьей группы. К особенностям нитридов группы III-N относятся: большая напряженность поля пробоя (B/см): AlN (8,4×10⁶), GaN (3,3×10⁶) и величина скорости дрейфа электронов в режиме насыщения, (см/с): AlN (2×10⁷), GaN (2,7×10⁷), а также высокие рабочие температуры и устойчивость нитридов к внешним высокоэнергетическим воздействиям.

В общем случае вид гетероструктуры для GaN HEMT представляет собой конструкцию, приведенную на рисунке 1.



Рис.1. Общий вид гетероструктуры для GaN HEMT [1].

В настоящее время промышленно развитой HEMT - структурой является структура AlGaN/GaN, поскольку твердый раствор AlGaN существует во всей области составов, что в значительной степени упрощает технологию производства таких транзисторов. Однако, HEMT на основе InAlN/GaN имеет выходную удельную мощность приблизительно в два раза больше по сравнению с AlGaN/GaN [2]. Это обусловлено тем, что при составах InAlN с содержанием InN около 17% параметры решеток барьерного слоя InAlN и буферного слоя GaN практически совпадают. Это позволяет выращивать гетероструктуры без упругих биаксиальных напряжений растяжения/сжатия.

Существенное влияние на характеристики НЕМТ оказывают омические контакты истока и стока, поскольку их сопротивление влияет на крутизну вольтамперной характеристики (ВАХ) и ток насыщения транзистора, тем самым в значительной степени определяя выходную удельную мощность структуры. Ба-

зовой композицией металлов при производстве омических контактов к n-GaN и твердым растворам на основе соединений III-N является Ti/Al/M/Au. При этом титан обеспечивает «подлегирование» приповерхностного слоя полупроводника за счет нарушения его стехиометрии путем создания мелких донорных центров на основе вакансий азота (V_N) при образовании нитрида титана (TiN) в результате вплавления омического контакта [3].

На рис.2 представлены импульсные вольт-амперные характеристики вблизи комнатных температур для InAlN/GaN HEMT гетероструктуры.



Рис.2. Импульсные BAX InAlN/GaN HEMT, зависимость тока стока I_d от напряжения на стоке V_{ds} .

Сформированные HEMT- транзисторы InAlN/GaN имеют значения тока насыщения около 2,4 А/мм при крутизне характеристик транзисторов около 525 мСм/мм. При этом проведенные температурные испытания структур ($T_{\text{отж}} = 200$ °C, t = 500 час.) показали их высокую термостойкость. Такие структуры могут применяться в области микроволнового и миллиметрового диапазонов длин волн в радарах, телефонии, радиоастрономии и других высокочастотных системах, в том числе и в космических системах.

Работа финансово поддержана ПНИЭР «Исследование и разработка технологии изготовления сверхвысокочастотных монолитных интегральных схем на основе гетероструктур InAlN/GaN для изделий космического применения». (Соглашение №14.578.21.0240 от 26.09.2017 г.). УИР REMEFI 57817Х240.

- [2] J. Kuzmík // IEEE Electron Device Letters., 22 (11), 510 (2001).
- [3] V. N. Brudnyi, M. D. Vilisova, L. E. Velikovski, P. E. Sim, P. A. Brudnyi, Russ. Physics J., **61** (8), 1450 (2018).

^[1] L.L. Lugani, Leakage mechanisms and contact technologies in InAlN/GaN high electron mobility transistors. – France: D.Sc., (2015).

Программно-аппаратный комплекс для взаимодействия с нейроморфными СБИС

Зверев А.В.¹, Ипатов Д.Е.²

¹ ООО «Мотив НТ», 121205, Москва, Сколково, Большой бульвар, 42 с. 1. 2 ² ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

В настоящий момент существует множество классов задач (например, системы контроля производственных процессов; задачи машинного зрения и т.д.), для эффективного решения которых используется машинное обучение искусственных нейронных сетей. Однако, их аппаратная реализация на центральных и графических процессорах требует больших энергетических ресурсов и одним из способов преодолеть данное ограничение является разработка энергоэффективных и компактных сверхбольших заказных интегральных схем с нейроморфной архитектурой [1-2]. Нейроморфные интегральные схемы получили своё имя из нового подхода к архитектуре СБИС, в упрощенном виде имитирующей принципы работы биологических нейронных систем.

В рамках инициативного проекта по разработке прототипа заказной нейроморфной СБИС «Алтай» был разработан программно-аппаратный комплекс для интерактивной работы с нейроморфными СБИС и моделируемыми ими нейронными сетями. Программно-аппаратный комплекс представляет собой систему из пользовательского драйвера и нейроморфной объединительной платы, предоставляющей аппаратный интерфейс к нейроморфной системе из модулей акселераторов, на которых размещены заказные нейроморфные СБИС.

Пользовательский драйвер используется в программном обеспечении в виде динамической библиотеки, написанной на языке C++ для операционных систем дистрибутива Debian версии 9 и выше. Основными задачами пользовательского драйвера являются предоставление гибкого интерфейса для передачи и приема данных из нейроморфной системы с использованием широко распространённого интерфейса USB 3.1, а также конфигурация и диагностика всех узлов нейроморфной системы.

Со стороны нейроморфной системы на основе объединительной платы аппаратно реализован USB 3.1 интерфейс, который, совместно с программируемой логической интегральной схемой, формирует высокоскоростной мост передачи и приема импульсной информации из моделируемой на нейроморфных акселераторах нейронной сети.

[1] B. Benjamin et al., Proceedings of the IEEE, 102, 699 (2014).

[2] F. Akopyan et al., IEEE Trans. on Comp.-Aid. Des. of Integrated Circ. and Sys., 34, 1537 (2015).

Спектрометрические характеристики детекторов ионизирующих излучений на основе HR-GaAs:Cr

Щербаков И.Д.¹, Белоплотов Д.В.²

¹ Центр исследований и разработок "Перспективные технологии в микроэлектронике", Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

² Лаборатория оптических излучений, Институт сильноточной электроники СО РАН, 634055, Томск, пр. Академический 2/3

В настоящее время наблюдается высокий спрос на полупроводниковые сенсоры рентгеновского излучения, способные регистрировать высокоэнергетические фотоны. Одним из таких перспективных материалов является GaAs. Широкая ширина запрещённой зоны позволяет работать GaAs при температурах выше комнатной. Основное преимущество перед Si сенсорами заключается в способности GaAs сенсоров эффективно регистрировать рентгеновское излучение с энергией квантов выше 20 кэВ.

Объектом исследования являются структуры на основе HR-GaAs:Cr (HR-High Resistivity), обладающие уникальными свойствами [1]. HR-GaAs:Cr структура получена легированием исходного арсенида галлия глубокой примесью хрома с заданным градиентом концентрации. Удельное сопротивление HR-GaAs:Cr структур превышает 10⁹ Ом·см, $\mu_n \tau_n \ge 10^{-4}$ см²/В (где μ_n и τ_n подвижность и время жизни электронов). Разработанная технология позволяет производить микрополосковые и пиксельные детекторы на базе HR-GaAs:Cr пластин диаметром 3 и 4 дюйма, с толщиной активной области 250 ÷ 1000 мкм.

HR-GaAs:Cr структуры, сопряженные с различными ASIC (интегральные схемы специального назначения), продемонстрировали перспективность использования в таких областях как: физика высоких энергий, медицина, системы безопасности и др [2, 3]. В рамках данной работы проведены исследования временного и энергетического разрешения HR-GaAs:Cr детекторов.

В таблице 1 представлены исследуемые структуры. Для изготовления детекторов с толщинами от 200 мкм использовался объемный GaAs, выращенный методом Чохральского. Структуры толщиной 145 мкм были получены методом газофазной эпитаксии (VPE).

Таблица I – Исследуемые структуры		
Структура	Толщина, мкм	
HR-GaAs:Cr	500	
	250	
	200	
VPE HR-GaAs:Cr	145	

После процесса компенсации Сг проводилась металлизация структур. Металлические контакты изготавливались методами электронно-лучевого и магнетронного напыления. Используя метод дисковой резки были получены единичные детекторы с площадью S = 0.09 см².

Энергетическое разрешение HR-GaAs:Cr детекторов было определено методом амплитудного анализа [4]. Измерения проводились в темновом режиме и в условиях засветки наносекудными импульсами ИК-лазера ($\lambda = 830$ нм). На рисунке 1 представлена зависимость энерге-



решение HR-GaAs:Cr детектора.

тического разрешения детектора толщиной 500 мкм от напряженности электрического поля Е. При E = 3 кB/см энергетическое разрешение HR-GaAs:Cr де-

текторов, соответствующее энергии излучения 60 кэВ, составило 1.91 и 2.75 кэВ для темновго режима и под действием ИК-излучения, соответственно.

Используя субнаносекундные пучки γквантов были получены импульсные характеристики HR-GaAs:Сг детекторов различной толщины. Облучение детекторов производилось со стороны катода с энергиями: 28, 38, и 52 кэВ. Длительность сигнала (быстродействие) была определена на уровне 50% от максимальной амплитуды выходного импульса (рис. 2). Установлена оптимальная толщина детектора



тас.2. эдвисимосто оли тельности выходного сигнала от толщины HR-GaAs:Cr детекторов.

(250 мкм), позволяющая получать быстродействие ≈ 1.4 нс. Дальнейшее уменьшение толщины приводит к критическому росту емкости структуры, что, в свою очередь, ограничивает быстродействие системы.

[1] D. Budnitsky et al., JINST, 9, C07011 (2014).
[2] K. Afanaciev et al., JINST, 7, P11022 (2012).
[3] E. Hamann et al., JINST, 10, C01047 (2015).
[4] I. Chsherbakov et al., JINST, 13, C01030 (2018).

Исследование времени отклика ВШС фотоприемников на основе GaAs:Cr методом электрооптического стробирования

Редькин Р.А.

Центр исследований и разработок «Перспективные технологии в микроэлектронике», Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

Фотоприемники со встречно-штыревой системой (ВШС) контактов обладают меньшей емкостью, по сравнению со стандартными p-i-n-диодами, что приводит к уменьшению постоянной времени. Такие фотоприемники характеризуются также малым временем дрейфа носителей заряда, что достигается за счет наличия большой напряженности поля под контактами. Оба эти фактора приводят к увеличению быстродействия детектора [1, 2]. Конструктивно фотоприемники со встречно-штыревой системой (ВШС) контактов представляет из себя полупроводниковую пластину с контактами в виде металлических гребенок. Таким образом, элемент можно представить, как два диода Шоттки, включенных в противоположных направлениях. При освещении активной области фотоприемника генерируемые светом пары электрон-дырка разделяются под воздействием электрического поля и затем собираются электродами.

Для измерения времени отклика современных быстродействующих фотоприемников не подходят стандартные методы измерения. Так временное разрешение лучших стробоскопических осциллографов составляет около 50 пс, а быстродействие фотоприемников может достигать 1 пс. Альтернативным способом измерения характеристик сверхбыстрых электрических процессов является метод электрооптического стробирования. Временное разрешение метода составляет десятки фемтосекунд [3].

В настоящей работе были проведены измерения времени отклика фотоприемников с встречно-штыревой системой (ВШС) контактов на основе GaAs:Cr в фотодиодном режиме и методом электрооптического стробирования. Луч фемтосекундного лазера делится на два луча: первый используется для фотовозбуждения фотоприемника, вотрой для регистрации сигнала. При оптическом возбуждении фемтосекундным лазерным импульсом зазора между металлическими полосами активной области



Рис.1. Временные зависимости напряжения для ВШС фотоприемника на основе GaAs:Cr.

фотоприемника увеличивается концентрация неравновесных носителей заряда. При подаче напряжения смещения появляется быстро изменяющийся ток j(t). При длительностях лазерного импульса, фотоэлектрических параметрах полупроводника и геометрии элемента, обеспечивающих характерные времена изменения фототока на уровне пикосекунд, данный всплеск фототока будет приводить к излучению в свободное пространство электромагнитного импульса в терагерцовом диапазоне частот. Электрическое поле терагерцового импульса, проходящего через нелинейно-оптический кристалл-детектор ZnTe, вызывает изменение эллипсоида показателей преломления кристалла, которое считывается пробными импульсами второго луча.

Были исследованы фотоприемники с различным расстоянием между встречно-штыревыми контактами и количеством полос. Ширина зазора между контактами варьировалась от 5 до 50 мкм. Измерения импульсных характеристик в фотодиодном режиме показали, что времена отклика составляют около 4 нс. Времена отклика, измеренные с помощью метода электрооптического стробирования составляли от 2.3 до 3.6 пс.

Таблица 1 – Время отклика фотоприемников с различным межконтактным расстоянием				
Номер образца	х, зазор меж- ду полосами, мкм	N, кол-во полос	материал	t, nc
1	50	50	GaAs:Cr	2,9
2	5	200	GaAs:Cr	3,6
3	10	150	GaAs:Cr	2,7
4	30	75	GaAs:Cr	2,8

- [1] С.В. Аверин, Ю.В. Гуляев и др., Квантовая электроника, 22, 284 (1996).
- [2] С.В. Аверин, А. Мескида-Кюстерс и др., Физика и техника полупроводников, 27, 1811 (1993).
- [3] С.В. Аверин, Е. Штейн фон Камински и др., Квантовая электроника, **21**, 873 (1994).

Исследование резонансных оптических свойств кремниевых метаповерхностей

Басалаева Л.С.¹, Настаушев Ю.В.¹, Крыжановская Н.В.², Фетисова М.В.²

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 ² СПбАУ им. Ж.И. Алфёрова, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8/3

Диэлектрические метаповерхности представляют огромные возможности для управления излучением [1]. Резонансные оптические свойства таких систем изучаются интенсивно разными научными группами по всему миру [2-5]. В данной работе представлена экспериментальная реализация диэлектрической метаповерхности с простой геометрией элементарной ячейки. Такая метаповерхность представляет собой квадратную решетку кремниевых нанопилларов (Si HII). Отражательные характеристики такой системы зависят от ряда параметров – периода элементов в массиве, диаметра, формы, а также от толщины скрытого слоя SiO₂. Можно управлять свойствами всей системы наноструктурированного материала на основе Si HII, изменяя размеры единичной ячейки и период в массиве. Период ячейки является важным параметром настройки оптического отклика такой системы, в случае если период по порядку величины соответствует длине волны падающего излучения.



Рис.1. Спектры отражения Si HП с периодом 400 нм, высота Si HП- 200 нм, толщина Si и SiO₂-300 нм.

Микромассивы Si НП были сформированы методом электронно-лучевой литографии на негативном резисте AR-N7520.17new с последующим реактивным ионтравлением на подложке ным кремний-на-изоляторе (КНИ). Используя данную методику можно формировать метаповерхности различной геометрии, представляющие собой упорядоченные массивы произвольных геометрических параметров. Экспонироваобразцов ние проводилось на установке электронной литографии (Pioneer, Raith GmbH) при

U=20кВ, I=47пА. Высота Si HП составила 200 нм и 400 нм. Диаметр Si HП варьировался от 100 до 250 нм, период варьировался от 400 до 1000 нм. Толщина внутреннего слоя SiO₂ варьировалась (300 нм и 500 нм).

Были измерены спектры отражения от различных микромассивов Si HП в

диапазоне длин волн от 400 нм до 1000 нм. Нормировка сигнала проводилась на сигнал от алюминиевого зеркала. В спектрах отражения наблюдались узкие резонансные линии, которые связаны с интерференционными явлениями в верхнем слое кремния, а также с решеточными и Ми резонансами (Рис.1) [6,7]. Была также измерена фотолюминесценция (Фл) от Si НП на КНИ при оптической ультрафиолетовой (УФ) накачке при комнатной температуре в диапазоне длин волн 350 ÷ 1100 нм. Для возбуждения Фл использовался Не-Сd лазер (длина волны 325 нм). Экспериментально обнаружен эффект усиления сигнала Фл в видимой области спектра с максимумом при 530 нм от слоев полимера, помещенных на метаповерхность из Si НП (Рис.2).



Авторы благодарны д.ф.-м.н. В.П. Попову и Н.В. Дудченко за изготовление КНИ-структур.

Рис.2. Спектр фотолюминесценции. Диаметр Si НП – 111 нм, высота – 200 нм, период – 400 нм.

[1] М.А.Ремнев и В.В. Климов, УФН, 188 (2), 169 (2018).
[2] Z.-J. Yang et al., Physics Report, 701, 1 (2017).
[3] K. Seo et al., Nano Lett., 11 (4), 1851 (2011).
[4] T. Lee et al., Nano Convergence, 5, 1 (2018).
[5] V. Flauraud et al., ACS Photonics, 4, 1913 (2017).
[6] F.J. Bezares et al., Optics Express, 21 (23), 27587 (2013).
[7] S. Tsoi et al., Applied Physics Letters, 108, 111101 (2016).

Влияние различных постростовых температурных экспозиций на оптические свойства ZnGeP₂ в терагерцовом диапазоне

Воеводин В.И.

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

Нелинейно-оптические кристаллы $ZnGeP_2$ по своим физическим и эксплуатационным характеристикам выделяются из ряда нелинейных ИК-кристаллов. Данные кристаллы имеют широкий диапазон прозрачности (0.62-0.13) мкм, достаточно большие значения нелинейной восприимчивости, хорошую теплопроводность и, как следствие, достаточно большие значения лучевой стойкость. Для использования кристалла в качастве нелинейно-оптического элемента схемы необходимо добиться высокого оптического качества матриала. В $ZnGeP_2$ для контролируемого управления дефектами структуры применяются различные постростовые обработки.

Одним из методов постростовой обработки является длительная термообработка. В результате плотность ростовых дефектов снижается. Авторами многих работ и монографий были исследованы различные температурновременные условия. Например, в работе [1] в результате термообработки в течение 150 часов при температуре 550 °С наблюдается снижение величины оптического поглощения в примесной области спектра. Анализ литературных и экспериментальных данных позволил в качестве наиболее оптимальных для оптического «просветления» в ИК области последовательно выполнять следую-

щие процедуры: поместить в ампулу сам кристалл ZnGeP₂, порошкообразное соединение ZnGeP₂; отпаять ампулу и откачать до высокого вакуума; произвести термообработку в течение 400 часов при температуре 600 °C. Наблюдаемое поглощение, таким образом, снижается на 50-70% относительно начального.

Последующей процедурой, обычно проводимой после термообработки, является облучение высокоэнергетическими электронами. В результате в



Рис.1. Оптическое поглощение в p-ZnGeP₂. 1 – после роста, 2 – после отжига, 3 – после облучения высокоэнергетическими электронами.

структуре соединения формируются дефекты оборванных связей, а в пределах запрещенной зоны полупроводника появляются локальные уровни как акцепторного, так и донорного типов, а уровень Ферми перемещается в свое предельное положение вблизи уровня зарядовой нейтральности тройного соединения Zn-Ge-P [2]. Перезарядка локальных уровней, наблюдаемая в результате изменения положения уровня Ферми, приводит к снижению коэффициента оптического поглощения в области свыше 0.8 мкм [3].

Помимо этого, авторами работы [1] было исследовано влияние различных условий постростовой ультразвуковой обработки. В проводимых экспериментах параметры ультразвукового воздействия были следующие: частота сигнала варьировалась в пределах (60 – 900) кГц, амплитуда сигнала – (0.5 – 3.0) В, температура кристалла – (20 – 70), время воздействия составляло от 10 до 100 мин. В результате постростового воздействия ультразвуковой волной наблюдалось оптическое «просветление» кристаллов $ZnGeP_2$: снижалась величина коэффициента поглощения, сокращалась плотность дислокаций и микровключений второй фазы. Снижение плотности микровключений второй фазы, вероятно, связано с тем, что энергия ультразвуковой волны передается в собственные колебания микровключений инициируя локальный разогрев микровключений. В итоге становится возможным эффективный обмен атомами между микровключениями и матрицей кристалла.

В настоящей работе было исследовано влияние различных температурновременных экспозиций на величину коэффициента поглощения (n) и показателя преломления (α) обыкновенного (о) и необыкновенного (е) лучей в интервале (200 – 2500) мкм.

Исследования проводились на установке Millimeter - submillimeter-wave quasioptical spectrometer STD-21 and Mach-Zahnder interferometer IMZ TD-01. Условия постростовой термообработки были следующими: (575 и 650) °С – 300 часов, (600 и 700) °С – 400 часов. В результате проведенной работы было отмечено: 1. $n_o > n_e$ в исследуемой области спектра. При термообработке величины n_o , n_e снижаются. 2. $\alpha_e > \alpha_o$ в диапазоне длин волн (250-700) мкм. В области (700-2500) мкм выполняется обратная зависимость. В области длин волн (1500-2500) мкм величина $\alpha \le 0,15$ см⁻¹. 3. Наиболее оптимальные значения величины α в ИК и ТГц диапазонах достигаются при условиях послеростовой термообработки 575 °С в течение 300 часов. Тем не менее, оптическое «просветление», достигнутое в ИК- и ТГц- областях путем повторного отжига при 650 °С свидетельствует о том, используемая для постростовой обработки температурновременная экспозиция не является оптимальной.

- [1] В.Г. Воеводин, Элементы оптической электроники на основе соединений A2B4C52: получение, свойства и применение, дис. д-ра физ-мат. наук, ТГУ, Томск (2003).
- [2] В.Н. Брудный, С.Н. Гриняев, Н.Г. Колин, ФТП, 37, 557 (2003).
- [3] V.N. Brudnyi, phys. state. sol., 50, 379 (1978).

Моделирование усиления излучения от квантовых точек в гибридных структурах с наночастицами серебра

Половников Н.А.^{1,2}, Зиновьев В.А.², Зиновьева А.Ф.^{2,3}, Ненашев А.В.^{2,3}, Двуреченский А.В.^{2,3}

¹ НГТУ, 630073, Новосибирск, пр-т К. Маркса, 20 ² ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 ³ НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В настоящее время наблюдается значительный прогресс в использовании металлических наноструктур для создания эффективных излучателей на основе

полупроводниковых квантовых точек. Усиление люминесценции квантовых точек происходит при увеличении вероятности излучательных переходов за счёт усиления электромагнитных полей в условиях плазмонного резонанса при расположении квантовых точек в непосредственной близости от металлических частиц.

В данной работе проведено теоретическое моделирование усиления излучения от квантовых точек за счёт возбуждения плазмонных колебаний в трёхмерных наноостровках серебра, расположенных на поверхности гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками. Модельная структура представляла собой подложку кремния с нанесённой на её поверхность металлической наночастицей в форме диска. Квантовая точка моделировалась точечным дипольным источником излучения, встроенным в кремний на глубину 10 нм от поверхности вблизи нижнего края нанодиска Ag. Вычисления проводились для различных размеров металлических наночастиц и различной удалённости квантовой точки (диполя) от границы раздела



Рис.1. (а) — Спектральная зависимость усиления выхода излучения от квантовой точки (диполя) в гибридной структуре при различных размерах наночастиц серебра; (б),(в) — конфигурация электрических полей вблизи металлической частицы в условиях плазмонного резонанса: (б) — дипольная мода, (в) — квадрупольная мода.

между кремниевой подложкой и воздушной средой. Параметры металлических

наночастиц выбирались близкими к параметрам трёхмерных наноостровков Ag, получаемых при осаждении Ag поверх гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками. Моделирование проводилось для двух случаев. Первый случай соответствовал излучению диполя в структуре с нанодиском серебра, а второй случай – без него. Сравнение этих случаев позволило определить спектральную зависимость коэффициента усиления выхода излучения структуры с квантовой точкой в присутствии наночастицы серебра (Рис.1(а)). Было получено, что взаимодействие излучателя с металлической частицей приводит к значительному увеличению (почти на порядок) выхода излучения из структуры. При этом длина волны излучения, при которой наблюдалось максимальное усиление, зависела от латеральных размеров нанодисков Ag. С увеличением латерального размера нанодиска Ag от 150 нм до 200 нм, при фиксированном отношении высоты к размеру основания (h/L=0.25), наблюдалось смещение положения максимума выхода излучения в более длинноволновую область. Эффект усиления сильно зависел от удалённости квантовых точек от металлических наночастиц. Так, при увеличении глубины залегания квантовой точки с 10 до 50 нм коэффициент усиления уменьшался примерно в 6 раз, что обусловлено уменьшением напряжённости электрического поля вблизи квантовой точки при её удалении от металлической частицы. Коэффициент усиления выхода излучения зависел также от характера распределения электрических полей вблизи металлической частицы при возбуждении в ней плазмонного резонанса (рис. 1 (б), (в)). Наибольший эффект усиления достигался для конфигурации электрических полей, соответствующей дипольной моде плазмонного резонанса (рис. 1(а), (б)), тогда как для квадрупольной моды эффект усиления практически отсутствовал (рис. 1(а), (в)). Согласно данным моделирования, размеры наночастиц серебра, необходимые для максимального усиления излучения от Ge(Si) квантовых точек, излучающих в диапазоне 1.3 – 1.5 мкм, лежат в пределах от 150 до 175 нм. Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект №19-12-00070)

Исследование углового распределения эмитированных фотоэлектронов из GaAs фотокатода с отрицательным электронным сродством

Назаров Н.А.

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

Из хорошо известного ряда полупроводников и полупроводниковых соединений, например GaAs, возможна фотоэмиссия термализованных электронов при условии, что уровень вакуума оказывается ниже дна зоны проводимости, в состоянии, так называемого, эффективного отрицательного электронного сродства (ОЭС). В отличие от прямой фотоэмиссии, когда сохраняется импульс и энергия эмитированного электрона, фотовозбужденные электроны в зону проводимости GaAs успевают рассеяться по импульсу и термализоваться до выхода в вакуум, т.е. потерять информацию о начальном состоянии в валентной зоне. Однако прежде чем выйти в вакуум, электроны попадают в двумерную квантовую яму, образованную приповерхностной областью пространственного заряда, и эмиссия электронов осуществляется с уровней размерного квантования. При этом переходы между уровнями размерного квантования происходят через электрон-фононное взаимодействие с последующей эмиссией электрона в вакуум. Таким образом, угловое распределение эмитированных электронов несет информацию только о конечных состояниях в кристалле. Для изучения процесса эмиссии нами был собран вакуумный фотодиод, в котором оба электрода являлись полупроводниковыми гетероструктурами с ОЭС. Это позволило выявить и изучить ряд новых интересных фотоэмиссионных и инжекционных свойств электронов очень низкой энергии (0-300 мэВ). В работе были измерены энергетические распределения фотоэмитированных электронов. Подтверждено наличие тонкой структуры в фотоэмиссионных спектрах, связанной с рассеянием электронов на оптических фононах при выходе в вакуум через квантово-размерные состояния в области пространственного заряда. Проведено измерение пространственных распределений катодолюминесценции при температуре жидкого азота с различными ускоряющими напряжениями и дальнейший их пересчет в угловое распределение. Решена задача о вероятности прохождения электрона через приповерхностную ОПЗ. Получен коэффициент прохождения электрона через приповерхностный барьер в зависимости от угла его влета в ОПЗ и компоненты импульса параллельной поверхности полупроводника. Продемонстрирована связь коэффициента прохождения с законом дисперсии двумерных квантоворазмерных уровней.

МЛЭ слоев GaP на вицинальных подложках Si (001) в условиях обогащения по III группе

Богомолов Д.Б., Петрушков М.О., Путято М.А., Емельянов Е.А., Абрамкин Д.С., Есин М.Ю., Преображенский В.В.

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

Фосфид галлия является перспективным материалом для интеграции соединений $A^{III}B^{V}$ в кремниевую технологию в связи с небольшим рассогласованием постоянных решеток GaP и Si (около 0.37%). Несмотря на это, выращивание слоев GaP на подложках Si с требуемыми характеристиками является непростой задачей. Для ее решения необходимо на начальных этапах роста обеспечить условия формирования совершенного сплошного слоя GaP на поверхности Si. Требуемых условий возможно достичь, используя метод эпитаксии с повышенной миграцией (migration-enhanced epitaxy – MEE).

Метод МЕЕ представляет собой поочередное взаимодействие поверхности подложки с потоком молекул III и V групп. Временное отсутствие потока фосфора позволяет адсорбированным на поверхности атомам Ga более длительное время мигрировать по поверхности полупроводника. Это позволяет формировать на поверхности Si сплошные пленки GaP без перехода в островковый режим роста.

Однако при переходе от МЕЕ к обычному режиму МЛЭ происходит развитие рельефа поверхности. Чтобы этого избежать, толщина слоев, выращенных методом МЕЕ, должна составлять не менее 100 нм. Получение эпитаксиальных слоев такой толщины методом МЕЕ требует значительных временных затрат.

В данной работе предложен модифицированный метод МЕЕ для роста GaP на Si. Главное отличие заключается в том, что на поверхность подложки поток молекул V группы подается постоянно, при этом отношение потоков V/III устанавливается меньше 1. Таким образом, обеспечиваются условия обогащения поверхности атомами III группы, что также как и в методе МЕЕ, способствует увеличению длины диффузии атомов Ga по поверхности. Чтобы избежать образования капель Ga, заслонка источника галлия периодически закрывалась и поверхность выдерживалась в потоке молекул фосфора до тех пор, пока весь избыточный Ga не встроится в кристалл. Таким образом, время роста пленки оказывается в несколько раз меньше, чем при МЕЕ.

ACM измерения показали, что морфология поверхности пленок GaP/Si, выращенных с использованием модифицированного метода MEE, значительно лучше по сравнению с пленками GaP/Si, выращенными традиционным методом двухступенчатого роста: зарождение при низкой температуре методом MEE с последующим повышением температуры и ростом основной части пленки методом МЛЭ.

С использованием предложенной методики были выращены буферные слои GaP на Si толщиной 500 нм и гетероструктуры с квантовыми ямами (KЯ) GaAs в матрице GaP на аналогичных буферных слоях. Для сравнения были выращены такие же структуры на подложках GaP. Полученные структуры характеризуются высокой эффективностью и температурной стабильностью ФЛ, сравнимой с гетероструктурами, выращенными на согласованных GaP подложках.

Работа выполнена в рамках ГЗ 0306-2016-0011, 0306-2018-0011 и при поддержке гранта РФФИ 19-42-543009.

Рост эпитаксиальных слоев InGaAlAs на подложке (001)InP методом цифровой МЛЭ

Колосовский Д.А.^{1,2}, Дмитриев Д.В.¹, Торопов А.И.¹, Гаврилова Т.А.¹, Кожухов А.С.¹, Журавлев К.С.^{1,2}

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 ² НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Гетероэпитаксиальные структуры (ГЭС) на основе решёточносогласованых с подложкой (001)InP твердых растворов InAlAs/InGaAs нашли свое применение в интегрально-оптических сверхвысокочастотных модуляторах (ИОМ) Маха-Цендера [1]. Использование ГЭС с ассиметричными квантовыми ямами (КЯ) на основе InGaAs/InAlAs позволило получить большое изменение показателя преломления в электрическом поле на длине волны 1.55 мкм. Большим достоинством такого подхода является то, что вся ГЭС состоит из решеточно-согласованных с подложкой (001)InP слоев InAlAs и InGaAs, что повышает точность получения требуемого состава и всей структуры в целом. Однако, высокое значение коэффициента поглощения в слоях InGaAs на длине волны 1.55 мкм не позволяет реализовать высокоэффективный ИОМ. В работе [3] представлен модулятор, где активная область состоит из InGaAlAs/InAlAs множественных КЯ. Добавление алюминия в InGaAs КЯ позволяет сдвинуть максимум коэффициента поглощения и эффективно проводить модуляцию на длине волны 1.55 мкм. Авторы работы [3] приводят электрооптические характеристики ГЭС, однако параметры роста, структуру и морфологию поверхности ГЭС оставляют без обсуждений. Таким образом, целью работы является отработка технологии роста методом цифровой молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) четверного твердого раствора InGaAlAs согласованного с подложкой (001)InP синтезируемого путем совмещения роста отдельных моноатомных слоев InAlAs и InGaAs.

Эпитаксиальные структуры синтезировались методом цифровой МЛЭ в установке Riber Compact-21T на *ері-ready* подложках (001)InP. Предэпитаксиальная подготовка подложки InP осуществлялась по методике описанной в работе [4]. Рост четверного твердого раствора $In_xGa_yAl_{1-x-y}As$ состава X = 0.52 и Y = 0.39 толщиной 500 нм проводился методом МЛЭ синтезируемого путем совмещения роста отдельных слоев $In_{0.52}Al_{0.48}As$ и $In_{0.53}Ga_{0.47}As$ при температурах 480-500°C. Таким образом, удавалось вести непрерывный процесс роста, что исключало захват нежелательных фоновых примесей химически активными Al-содержащими слоями и не позволяло перегреть слои InGaAs.

Выращенные ГЭС были исследованы методом оптической дефектоскопией поверхности и атомно-силовой микроскопией. Плотность дефектов на более чем 90% поверхности структуры не превышает 1000 см⁻². Поверхность имеет

явно выраженные моноатомные ступени, что характеризует двумерный слоевой рост. Среднеквадратичная шероховатость поверхности не превышает 0,7 нм, что соответствует 2-3 монослоям.

Используя разработанную технологию эпитаксиального роста, были получены ГЭС InGaAlAs/InAlAs/InP, на которых были изготовлены макеты ИОМ Маха–Цендера. В активной области ГЭС значение показателя преломления изменяется на 2×10⁻³ при напряжении 1В.

- [1] T. Arakawa et al., 2007 IEEE 19th International Conference on Indium Phosphide & Related Materials, 256 (2007).
- [2] T. Arakawa et al., Japanese Journal of Applied Physics, 50, 032204 (2011).
- [3] N. Kikuchi et al., 2012 IEEE Compound Semiconductor Integrated Circuit Symposium, 978 (2012).
- [4] D. V. Dmitriev et al., IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 475, 012022 (2019).

Монте-Карло моделирование самокаталитического роста нитевидных нанокристаллов GaAs в переменном потоке мышьяка

Шипулин П.В.¹, Настовьяк А.Г.²

¹ НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2 ² ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы (ННК) на основе материалов $A^{III}B^{V}$ могут использоваться в качестве базовых элементов различных оптоэлектронных устройств: лазеров, светодиодов, солнечных элементов, фотодетекторов. Одним из самым популярных методов для получения ННК $A^{III}B^{V}$ сегодня является самокаталитический рост по механизму пар-жидкостькристалл. В качестве катализатора роста используется одна из составляющих растущего кристалла – капля металла третьей группы. Длина ННК при таком росте лимитируется длиной диффузии атомов металла. Для продления роста недавно была предложена методика импульсной эпитаксии, состоящая в попеременном включении и выключении потоков элементов III и V групп [1]. Такой подход позволил увеличить длину диффузии элементов III группы по боковым стенкам ННК и тем самым продлить рост.

В настоящей работе представлены результаты моделирования импульсного режима самокаталитического роста ННК GaAs. Входные параметры модели для арсенида галлия были определены ранее на основе сопоставления ряда экспериментальных и модельных зависимостей [2]. Для моделирования роста ННК была рассмотрена пятикомпонентная система: мышьяк в атомарной и молекулярной форме, Ga в твердой и жидкой фазах и материал пленки-маски. Моделируемая система представляла собой кристаллическую подложку с алмазоподобной решеткой, покрытую маской-пленкой с круглым отверстием в центре, в которой расположена полусферическая капля Ga. Рост происходил за счет осаждения атомов металла и молекул мышьяка As₂ в произвольное место модельной подложки. Поступление мышьяка в каплю происходило непосредственно из потока, а металла – за счет диффузионного сбора с подложки и за счет прямого осаждения на каплю. Молекулы мышьяка, попадающие на каплю, распадались на её поверхности на атомы, которые затем растворялись в капле металла. После того, как концентрация мышьяка в жидком металле превышала критическую величину, начиналась кристаллизация GaAs на границе раздела капля-кристалл.

С помощью этой модели проведено сравнение морфологии нитевидных нанокристаллов GaAs, полученных при различных условиях роста. Найдены величины потоков Ga и As₂ и их соотношение, позволяющие получить при моделировании вертикальные ННК. При избытке мышьяка (V/III=13) капля катализатора в процессе роста постепенно уменьшается, а при уменьшении V/III до 2.5-3 размер капли в течении роста остается постоянным в течении длительного времени, что позволяет получить ННК с более однородным диаметром.

Продемонстрировано, что модуляция избыточного потока мышьяка в процессе роста также позволяет поддерживать размер капли на вершине кристалла близким к постоянному и тем самым продлевает рост ННК. Предложен новый подход к росту с переменным потоком мышьяка – вместо попеременного включения/выключения источника предложено ступенчато менять интенсивность потока мышьяка в сторону убывания. Такой подход позволяет увеличить время жизни капли-затравки на вершине ННК при высокой скорости роста кристалла.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-02-00764).

[1] L. Balaghi et al., Nano Lett., 16, 4032 (2016).

[2] A.A. Spirina, Physics and Technology of Nanostructured Materials IV, Trans Tech Publications, **386**, 27 (1982).

Моделирование различных режимов роста эпитаксиальных наноструктур при молекулярно-лучевой эпитаксии

Лозовой К.А., Дирко В.В.

Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

Несмотря на то, что процессы эпитаксиального формирования двумерных слоев и квантовых точек исследуются уже в течение продолжительного времени, в этом вопросе до сих пор много белых пятен, особенно касающихся теоретического описания процессов, происходящих на различных стадиях роста двумерных структур и наноостровков. Постоянно появляются и новые экспериментальные работы, обнаруживающие неожиданные эффекты при эпитаксии в различных режимах.

Тем не менее, для успешного применения структур с двумерными материалами и квантовыми точками необходимо иметь возможность предсказывать зависимости толщины и шероховатости двумерных слоев, распределения в них упругих напряжений, поверхностной плотности, среднего размера и функции распределения островков по размерам в массиве наноостровков от условий их синтеза методом молекулярно-лучевой эпитаксии: температуры и скорости роста, количества осажденного материала.

Выделяют три основных механизма эпитаксиального роста. В гомоэпитаксиальных системах и в гетероэпитаксиальных системах с очень малым рассогласованием решеток наблюдается режим роста Франка–ван дер Мерве. В этом случае материал растет по двумерному механизму. В гетероэпитаксиальной системе при наличии рассогласования по постоянной решетки между осаждаемым материалом и подложкой возникает двумерный рост смачивающего слоя, на котором затем начинается зарождение трехмерных островков (режим роста Странского–Крастанова). Режим Фольмера–Вебера реализуется, когда осаждаемый материал и подложка значительно различаются по постоянной решетки, и имеет место островковый рост осаждаемого материала непосредственно на подложке, без образования смачивающего слоя.

В представленной работе предложена обобщенная кинетическая модель эпитаксиального роста наноструктур по всем трем механизмам. Проводится их сравнение между собой и выделяются основные отличительные особенности. Предложены пути управления характеристиками синтезируемых двумерных и нульмерных наноструктур для целей модификации поверхности, нанесения покрытий и создания приборных структур для наноэлектроники и нанофотоники.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта № 19-72-00019.

Массивы упорядоченных GeSi квантовых точек на структурированной поверхности Si(100)

Рудин С.А.¹, Смагина Ж.В.¹, Зиновьев В.А.¹, Степихова М.В.³, Родякина Е.Е.^{1,2}, Ненашев А.В.^{1,2}, Новиков П.Л.^{1,2}, Двуреченский А.В.^{1,2}

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 ² НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³ ИФМ РАН, 603087, Нижегородская обл., Кстовский район, д. Афонино, ул. Академическая, 7

Эпитаксиальный рост Ge на структурированных подложках Si является одним из способов контроля мест зарождения трехмерных наноостровков (квантовых точек) и их упорядочения в пространстве. Упорядоченное расположение квантовых точек (КТ), в свою очередь, является ключевым фактором для их практического применения в микро- и нано-электронных устройствах. В данной работе экспериментально и теоретически изучено влияние формы ямок и периода их расположения на условия зарождения, геометрические размеры и излучательные свойства GeSi квантовых точек.

Структурированная поверхность Si(100) представляла собой массив ямок, периодически расположенных на расстоянии от 0.5 мкм до 6 мкм относительно друг друга. На поверхность осаждали слой Ge толщиной, достаточной для зарождения КТ в ямках, но меньшей, чем критическая толщина зарождения КТ на плоской поверхности. Установлено, что расположение мест зарождения наноостровков зависит от формы дна ямок. Для ямок с остроконечным дном (Vобразной формой профиля) зарождение и рост наноостровков наблюдается только внутри ямок (рис. 1, а). В случае, когда дно ямок плоское (U-образная форма профиля), островки зарождаются по периметру ямки (рис. 1, б). Расчеты, проведённые методом Монте-Карло на основе предложенной авторами работы атомистической модели гетероэпитаксии Ge на Si, показали, что место зарождения островков определяется пространственным распределением упругих деформаций на границе Ge/Si на начальных этапах роста слоя Ge в зависимости от формы ямок. Для ямок с V-образной формой профиля наиболее релаксированная область Ge находится в центре дна, где и происходит зарождение трёхмерных наноостровков Ge (рис. 1, а, вставка). Тогда как для ямок с U-образной формой профиля наиболее релаксированные области смещаются в процессе роста со дна ямок к их краям, что приводит к зарождению островков Ge по их периметру (рис. 1, б, вставка).

Методом микро-фотолюминесценции (ФЛ) исследованы излучательные свойства GeSi квантовых точек, упорядоченных на поверхности Si(100) в зависимости от периода расположения затравочных ямок. Полученные данные ФЛ свидетельствуют о том, что увеличение расстояния между ямками в плоскости роста приводит к смещению пиков излучения от КТ в длинноволновую область. Наблюдаемое смещение пиков связывается с увеличением размеров КТ за счёт роста площади поверхности, с которой в затравочные ямки собирается Ge. Для структур с группами КТ, расположенных по периметру ямок (рис. 1, б) при периоде 1 мкм, обнаружен интенсивный сигнал ФЛ с тонкой структурой из узких линий излучения. Подобные спектры ФЛ обычно наблюдаются для структур с КТ, встроенных в фотонные кристаллы.

Работа финансировалась из средств РФФИ и Правительства Новосибирской области (грант №19-42-54002). Электронно-лучевая литография проводилась на оборудовании ЦКП «Наноструктуры».



Рис.1. СЭМ-изображения пространственно-упорядоченных трёхмерных наноостровков GeSi, полученных осаждением 4 монослоев Ge при температуре 700°С на структурированные подложки Si(100) с рельефом поверхности в виде ямок с: а - V-образной и б - U-образной формой профиля, расположенных в узлах квадратной решётки с периодом 1 мкм. На вставках соответствующие ACM-изображения профилей ямок до осаждения Ge и результаты моделирования.

Дифракционный анализ поверхностных сверхструктур при осаждении Ge на Si(111)

Дирко В.В., Лозовой К.А.

Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

В работе представлены результаты исследования поверхностных сверхструктур при синтезе Ge на подложку Si(111) методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

Синтез Ge на подложку Si (111) проводился в высоковакуумной установки молекулярно-лучевой эпитаксии «Катунь – 100». Все эксперименты проводились при уровне вакуума 10⁻⁹ торр. Изменение картин дифракций регистрировалось цифровой камерой с разрешением Full HD и высокочувствительной матрицей.

Перед экспериментом кремниевая пластина подвергалась предэпитаксиальной подготовке, в которую входит химическая отмывка пластины от заводского оксида кремния с последующим нанесением тонкого лабораторного окисла, отжиг пластины в камере эпитаксии при температуре 1000 °C в течение 10 минут и напыление буферного слоя кремния толщиной порядка 50 нм.

С использованием метода дифракции быстрых электронов в работе проводилось измерение толщины германиевого слоя в момент перехода сверхструктуры 7х7 в 5х5 при температурах кремниевой подложки в диапазоне от 250 до 700 °C. Метод дифракции быстрых электронов используется для контроля состояния поверхности подложки и растущего слоя и даёт возможность судить о структуре поверхности по характерным дифракционным картинам на люминесцентном экране. Метод дифракции быстрых электронов относится к методам «in situ», т.е. позволяет анализировать состояние поверхности подложки во время синтеза материалов. При этом на видеокамеру регистрировалось изменение интенсивности картин дифракции с последующей обработкой видеофайла.

Были построены зависимости времени начала перехода сверхструктуры 7х7 в 5х5 от температуры кремниевой подложки. Кроме того, в ходе экспериментов определялась критическая толщина напряженного гетероэпитаксиального слоя германия, соответствующая началу перехода от послойного к островковому росту. Проводилось исследование изменения параметра элементарной двумерной ячейки в процессе роста Ge на Si(111).

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90195.

Сверхструктурные переходы и морфологические трансформации на поверхности Si(111), индуцированные осаждением Sn

Петров А.С., Рогило Д.И.

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

Структуры на основе элементов четвёртой группы Si, Ge и Sn находят всё большее применение в области микро- и фотоэлектроники [1–3]. Особый интерес представляют твёрдые растворы GeSn на поверхности Si(111), обеспечивающие более высокую подвижность дырок по сравнению с выращенными на поверхности Si(100) [2]. В некоторых методиках роста GeSn структур на поверхности Si(111) слои Sn осаждаются в первую очередь [3], в таком случае Sn может выступать не только как составной элемент твёрдого раствора, но и как сурфактант, увеличивающий скорость массопереноса при эпитаксиальном росте Ge/Si(111) [4] и предотвращающий сегрегацию Ge в приповерхностных слоях Si [5]. В связи с этим актуальной задачей является получение морфологически совершенных смачивающих слоёв Sn на поверхности Si(111).

Методом дифракции быстрых электронов на отражение [6] установлено, что при субмонослойном (1 MC = $7,8 \times 10^{14}$ см⁻²) осаждении Sn на чистую поверхность Si(111)-(7×7) формируются две основные примесно-индуцированные фазы: ($\sqrt{3} \times \sqrt{3}$) при T > 200°C и ($2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}$) при T < 200°C; при осаждении же более 1 MC Sn наблюдается структура "1×1". Морфология поверхности Si(111) со структурами ($\sqrt{3} \times \sqrt{3}$) и ($2\sqrt{3} \times 2\sqrt{3}$) детально исследована методом сканирующей туннельной микроскопии (CTM) [7]. Однако, метод CTM не позволяет визуализировать морфологию поверхности непосредственно в процессе осаждения Sn при температурах 300–700°C, являющихся типичными для роста плёнок Ge на поверхности Si [3–5,8].

В данной работе методом *in situ* сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии (CBB OЭM) исследованы процессы, протекающие на чистой поверхности Si(111) с узкими (до 1 мкм) и широкими (более 10 мкм) атомно-гладкими террасами при осаждении до 3 МС Sn и температурах подложки до 800°С. Полученные *in situ* CBB OЭM изображения поверхности Si(111) демонстрируют морфологические трансформации при сверхструктурных переходах (7×7) \Rightarrow ($\sqrt{3} \times \sqrt{3}$) при осаждении около 1/3 МС Sn и ($\sqrt{3} \times \sqrt{3}$) \Rightarrow "1×1" при осаждении около 1 МС Sn. Показано, что при осаждении от 1/3 до 1 МС Sn на террасах образуются нестабильные Si-Sn двумерные структуры. В связи со сжатием ОЭМ изображений в вертикальном направлении [9], данные структуры выглядят как линии серого контраста (отмечены чёрными стрелками на Рис.1, а–в), возникающие и исчезающие в процессе осаждения Sn. При приближении количества осажденного материала к значению 1 МС

наблюдалось постепенное заполнение всей поверхности фазой "1×1" (тёмный контраст на Рис.1, в-д), соответствующей аморфному слою Sn. Показано, что процесс заполнения фазой "1×1" зависит от морфологии поверхности. На структурированной поверхности (широкие ограниченные концентричетеррасы, скими моноатомными ступенями, окружены круговым эшелоном ступеней близкорасположенных массивом замкнутых ступеней) фаза "1×1" зарождается вблизи эшелона ступеней и разрастается от него. На вицинальной же поверхности (узкие террасы разделены эквидистантно расположенными прямолинейными моноатомными ступенями) фаза "1×1" зарождается вблизи каждой моноатомной ступени со стороны нижележащей террасы и быстро заполняет её. Осаждение покрытий Sn более 1 МС приводит к формированию трёхмерных островков. При отключении внешнего потока Sn при температурах подложки 500-800°С трёхмерные островки постепенно уменьшаются в размерах и далее происходит обратный сверхструктурный



Рис.1. In situ CBB ОЭМ изображения поверхности Si(111) в процессе осаждения Sn при T=750°C. Белой стрелкой обозначен край моноатомной ступени.

переход "1×1" \Rightarrow ($\sqrt{3}\times\sqrt{3}$). Уменьшение концентрации Sn на поверхности в отсутствие внешнего потока связано с десорбцией при данных температурах. Фаза ($\sqrt{3}\times\sqrt{3}$) стабильна при T = 200-850°C и исчезает только в процессе отжига при T > 900°C.

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

- [1] S. Wirths et al., Prog. Cryst. Growth Charact. Mater., 62, 1 (2016).
- [2] T. Maeda et al., Jpn. J. Appl. Phys., 54, 04DA07-1 (2015).
- [3] K. Yu et al., 13th Int. Conf. Gr. IV Photonics, 3, 34 (2016).
- [4] A.E. Dolbak et al., Cent. Eur. J. Phys., 6, 634 (2008).
- [5] X.W. Lin et al., J. Vac. Sci. Technol. B, 13, 1805 (1995).
- [6] T. Ichikawa, Surf. Sci., 140, 37 (1984).
- [7] C. Törnevik et al., Surf. Sci., 314, 179 (1994).
- [8] A.S. Petrov et al., J. Cryst. Growth, 531, 125347 (2020).
- [9] A. V. Latyshev et al., Surf. Sci., 227, 24 (1990).

Влияние сил Ван-дер-Ваальса на поверхностную энергию чистых и химически модифицированных поверхностей кремния

Пидченко М.Б., Филимонов С.Н.

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

Влияние упругих напряжений на свойства полупроводниковых поверхностей и кинетику эпитаксиального роста неоднократно становилось предметом исследования, в том числе и с использованием первопринципных квантовомеханических методов [1-5]. Однако в ранних работах расчеты свойств упруго деформированных кристаллов проводились без учета влияния дисперсионных сил, что может быт причиной некоторой неточности полученных ранее результатов. В данной работе представлены результаты исследования влияния дисперсионных сил на структурные и энергетические характеристики упругонапряженных поверхностей кремния.

Расчет структурных и энергетических характеристик поверхностей проводился из первых принципов в рамках метода функционала электронной плотности. Для расчетов использовался пакет программ FHI-aims [6]. Обменнокорреляционная энергия учитывалась в рамках приближения обобщенного градиента в параметризации Пердью–Бурке–Эрнцерхофа [7]. Расчет дисперсионных взаимодействий проводился с использованием метода многоэлектронной дисперсии (MBD) [8,9]. Поверхность кристалла моделировалась путем периодического повторения модельной ячейки, состоящей из кристаллических слоев кремния и слоя вакуума.

Модельный кристалл подвергался двуосному сжатию/растяжению в плоскости поверхности от -2% до 2% от значения равновесной постоянной решетки.



Рис.1. Поверхность Si(111)-1x1: (а) изменение межплоскостного расстояния по глубине кристалла при разных значениях деформации решетки, пунктиром показано межплоскостное расстояние в объеме недеформированного кристалла; (б) поверхностная энергия в зависимости от величины деформации решетки; (в) структура модельного кристалла.

Из Рис. 1(а) видно, что характер релаксации чистой поверхности Si(111)-1x1 не зависит от величины и знака приложенных напряжений. Расчеты показывают (Рис. 1(б)), что энергия поверхности Si(111)-1x1 монотонно уменьшается с увеличением постоянной решетки кристалла (Рис. 1(б)). Из полученных данных следует, что вклад дисперсионных сил не зависит от степени деформации кристаллической решетки и составляет 9-10 процентов от величины поверхностной энергии.

Расчеты показывают, что осаждение Ві в а фазе приводит к существенному изменению геометрии двух верхних кристаллических слоев кремния. Характер релаксации поверхности α-Bi/Si(111)- $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ зависит от знака приложенных напряжений(Рис. 2(а)). Поверхностная энергия поверхности α-Bi/Si(111)- $\sqrt{3} \times \sqrt{3}$ немонотонным образом зависит от величины упругой деформации решетки (Рис. 2(б)). При этом относительный вклад дисперсионных сил в поверхностную энергию кристалла меняется при изменении напряжения. Относительный вклад дисперсионных сил в поверхностную энергию α-фазы составляет 14-23%, в зависимости от величины упругих напряжений кристалла.



Рис.2. Поверхность α-Bi/Si(111)-√3×√3: (а) изменение межплоскостного расстояния по глубине кристалла при разных значениях деформации решетки, пунктиром показано межплоскостное расстояние в объеме недеформированного кристалла; на вставке показано изменение расстояния между слоем Bi и верхним слоем Si; (б) поверхностная энергия в зависимости от величины деформации решетки; (в) структура модельного кристалла.

- [1] H. Brune, K. Bromann, H. Röder, K. Kern, et al., Phys. Rev. B, 52, R14380 (1995).
- [2] C. Ratsch, A. P. Seitsonen, M. Scheffler, Phys. Rev. B, 55, 6750 (1997).
- [3] T. Hoshino, M. Hata, Surf. Sci., 481, 205-2014 (2001).
- [4] E. Penev, P. Kratzer, M. Scheffler, Phys. Rev. B, 64, 26(2001).
- [5] A. van de Walle, M. Asta, P. Voorhees, Phys. Rev. B, 67, 041308 (2003).
- [6] G.-X. Zhang et al. // Phys. Rev. Lett., 107,245501(2011).
- [7] J. Klimeš, D.R. Bowler, A. Michaelides, Phys. Rev. B, 83, 195131 (2011).
- [8] W. Gao, A. Tkatchenko, Phys. Rev. Lett., 111, 045501 (2013).
- [9] L.M. Woods et al., Rev. Mod. Phys., 88, 045003 (2016).

Травление поверхности Si(111) при взаимодействии с молекулярным пучком селена

Пономарев С.А.^{1,2}, Рогило Д.И.¹

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 ² НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Изучение способов синтеза тонких пленок халькогенидов металлов на различных полупроводниковых подложках и их свойств является динамично развивающимся направлением физики конденсированного состояния. Атомы халькогена (Se), адсорбция которых является необходимым этапом подготовки подложки, сильно взаимодействуют с поверхностью кремния и ослабляют ковалентные связи поверхностных атомов Si [1].

валентные связи поверхностных атомов Si [1]. При повышенных температурах это приводит к формированию и десорбции молекул SiSe₂ при взаимодействии поверхности Si(111) с молекулярным пучком Se [2], но эволюция морфологии поверхности в таких условиях до сих пор еще не изучалась.

В данной работе методом *in situ* сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии (СВВ ОЭМ) исследовано взаимодействие молекулярного пучка Se с поверхностью Si(111) при скоростях осаждения до 10 БС/с и температурах подложки в интервале 560–1280°С. В процессе *in situ* эксперимента наблюдались зарождение двумерных (2D) вакансионных островков и смещение атомных ступеней в направлении вышележащих террас. Эти процессы соответствуют травлению поверхности Si(111) молекулярным пучком Se. *Ex situ* анализ морфологии



Рис.1. Топографическое АСМ изображение поверхности Si(111) после длительного травления (0.067 БС/с, 750°С) и последующего отжига без потока Se при 750°С в течение 10 с.

поверхности образцов Si(111) методом атомно-силовой микроскопии (ACM) демонстрирует зарождение вакансионных 2D островков на широких террасах и извилистую форму ступеней, взаимодействующих с ними (Puc.1).

Методом дифракции быстрых электронов на отражение изучены структурные переходы на поверхности Si(111) при взаимодействии с молекулярным пучком Se. В зависимости от скорости травления поверхности, регистрируемой при 800°C, измерена температура фазового перехода поверхности от сверхструктуры 7×7 к поверхностной примесно-индуцированной фазе 1×1-Se, соответствующей покрытию 0.25 БС Se. Кроме того, измерена зависимость скоро-
сти травления кремния, равной потоку десорбирующих молекул SiSe₂, от температуры данного сверхструктурного перехода $7 \times 7 \Leftrightarrow 1 \times 1$ -Se. Построена фазовая диаграмма структуры поверхности (1×1-Se, сверхструктура 7×7 , либо "1×1" выше 830°С) в зависимости от температуры подложки (530–1250°С) и скорости осаждения Se (до ~1 БС/с). Обнаружено понижение температуры сверхструктурного перехода "1×1" \Leftrightarrow 7×7 вблизи 830°С при взаимодействии молекулярного пучка Se с вицинальной поверхностью Si(111) и повышение температуры перехода в центральных областях широких террас.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 18-72-10063) с использованием оборудования ЦКП «Наноструктуры».

[1] S.Q. Wu, Yinghui Zhou, Chemical Physics, 382, 41 (2011).
[2] B.N. Dev, J. Thundat, W.M. Gibson, J. Vac. Sci. Technol. A, 3, 946 (1985).

Исследование процессов на поверхности Bi₂Se₃ методом *in situ* отражательной электронной микроскопии

Миргазизова Е.Ф.¹, Рогило Д.И.²

¹ НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова,2 ² ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Селенид висмута — полупроводниковый материал, в последнее время завоевавший интерес учёных благодаря своим свойствам топологического изолятора, позволяющим в перспективе использовать данный материал для приложений в спинтронике. Выращивание пленок на основе Bi₂Se₃ с высоким структурным совершенством требует фундаментального понимания явлений, происходящих на поверхности данного материала. Однако физические процессы (диффузия, десорбция, встраивание и выход из ступени атомов Bi и Se, образование вакансионных и ростовых островков) на поверхности Bi₂Se₃ изучены недостаточно.

Целью данной работы является получение новой информации о трансформации морфологии поверхности селенида висмута в процессе нагревания до ~ 500°С. Рельеф поверхности образцов со свежим сколом вдоль плоскости (0001) исследовался методом оптической профилометрии. Далее для наблюдений за процессами на поверхности Bi_2Se_3 в процессе нагревания образца использовался *in situ* метод сверхвысоковакуумной отражательной микроскопии (CBB OЭM). По окончании *in situ* ОЭМ эксперимента проводилось быстрое охлаждение образца (закалка), после чего морфология поверхности образца исследовалась методами *ex situ* атомно-силовой микроскопии (ACM) и оптической профилометрии.



Рис.1. Топографическое АСМ изображение поверхности образца после неконгруэнтной сублимации.

При нагревании монокристаллического образца Bi_2Se_3 до температур выше 300°С начинается десорбция селена [1] и, как следствие, неконгруэнтная сублимация (рис.1), процессы в этом диапазоне температур изучены слабо. В данной работе осуществлялось осаждение селена на поверхность образца Bi_2Se_3 со скоростью, превышающей скорость его десорбции, для восполнения дефицита селена на поверхности Bi_2Se_3 и сохранения её атомной структуры. При этом поток десорбирующих атомов Bi оставался нескомпенсированным.



Рис.2. ОЭМ изображения стадий сублимации по ступенчато-слоевому механизму.

В результате работы получена информация о механизмах сублимации селенида висмута в широком диапазоне температур. Источниками ступеней являлись эшелоны ступеней, образованные при сколе образца. На рис. 2 показано движение ступени при сублимации одного пятислойного блока Se-Bi-Se-Bi-Se при температурах >300°C. На рис. 2а можно видеть молекулярные ступени (извилистые тёмные линии), одна из которых отмечена стрелкой 1. Ступени смещаются вправо (рис. 2б), в направлении вышележащих террас, что соответствует ступенчато-слоевому механизму сублимации. В течение 105±5 секунд происходит сублимация одного молекулярного слоя, и каждая ступень занимает местоположение вышележащей ступени: ступень 2 на рис. 2в занимает место, которое занимала ступень 1 в момент времени, представленный на рис. 2а.



Рис.3. Топографическое ACM изображение поверхности после конгруэнтной сублимации.

Дальнейшее повышение температуры приводит к увеличению скорости сублимации и зарождению двумерных вакансионных островков (углублений высотой в один молекулярный слой ~ 1 нм) на сингулярных участках. На рис. 3 приведено изображение поверхности образца Bi₂Se₃, неконгруэнтная сублимация которого была скомпенсирована в течение ОЭМ эксперимента вплоть до момента закалки. На террасах присутствует большое количество двумерных вакансионных островков и молекулярных ступеней с треугольной огранкой.

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

[1] J. Buha et al., Nano Lett., 16, 4217 (2016).

Влияние УФ-излучения на поверхностные процессы в монокристаллах антрацена

Терещенко Е.В.

НИ ТГУ, 634050, Томск пр. Ленина, 36

Антрацен и его производные являются перспективными материалами для создания устройств на основе органической электроники. Это связано с тем, что незамещенный антрацен может вырастать в монокристаллы порядка нескольких мм. Возможность получения гладких широких террас на поверхности позволяет создавать устройства на кристаллографической плоскости с максимально возможными электрическими и оптическими характеристиками. Относительно небольшая теплота сублимации (около 100 кДж/моль [1]) по сравнению с другими линейными ароматическими углеводородами (ЛАУ) приводит к тому, что процессы сублимации могут протекать при комнатной температуре, а это представляет интерес для практического применения. Все выше сказанное применимо и к производным антрацена. Несмотря на то, что оптические, электрические и другие свойства антрацена достаточно изучены, в литературе нет работ, посвященных детальному анализу изменения морфологии поверхности монокристаллов антрацена, при растворении в среде атмосферы.

Исследуемые моно- и поликристаллы антрацена выращивались методом кристаллизации из газовой фазы в ростовой камере собственного изготовления. Рост происходил в инертной бескислородной среде (аргон). После извлечения проводилось разделение образцов на группы для хранения в присутствии и отсутствии внешнего излучения. Исследования морфологии производились при нормальных условиях на протяжении 40 дней. Анализ морфологии поверхности производили при помощи атомно-силового микроскопа (ACM) "Solver HV", производства фирмы NT_MDT в полуконтактном режиме сканирования. Использовали минимальную силу взаимодействия острия иглы кантилевера и поверхности антрацена для минимизации воздействия на поверхность. Влияние условий эксперимента на свойства основных функциональных групп было исследовано с помощью ИК-Фурье спектрометра "Nicolet 380" в диапазоне волновых чисел 400–3200 см⁻¹. Анализ кристаллической структуры вещества проводили методом рентгеноструктурного анализа с помощью дифрактометра X'Pert PRO (производства фирмы PANAlytical).

В ходе эксперимента было проведено сравнение исходной поверхности кристалла с поверхностями кристаллов антрацена, хранившихся под воздействием естественного освещения, искусственного ультрафиолета (УФ), а так же при отсутствии внешнего освещения, для проверки воздействия температуры среды. Исходные образцы имели поверхность с развитыми террасами (ширины (I)=2 мкм) и ступенями (с преобладающей высотой 0.7, 1.4 и 2.3 нм). Данные рентгеноструктурного анализа показали, что образцы имеют монокристаллическую структуру с параметром решетки а≈9.43А. При хранении под есте-

ственным освещением было выявлено, что ступени имеют высоту более 10 нм, а террасы ширину 5-15 мкм. Установлено наличие центров с низкой скоростью сублимации (, центры торможения), что приводит к образованию островков высотой до 200 нм и поперечными размерами 3-20мкм. Хранение под УФ показало наличие большого количества островков размером менее 1 мкм и высотой порядка 400 нм, покрывающих всю поверхность образца (Рис.1 а). Это связано с наличием фотохимической реакции с образованием димеров антрацена и тепловой энергией, что существенно ускоряет сублимацию. При отсутствии освещения морфология поверхности сильно меняется, террасы имеют ширину 50 и более мкм и высоту ступеней 15-30 нм, не наблюдаются центры торможения (Puc.1 b). По виду морфологии поверхности можно сделать вывод, что здесь имеет место послойноостровковый механизм травления. Для исследования возможных процессов димеризации и окисления молекул антрацена были измерены ИК-спектры. Их анаобразцы, подвергшиеся УΦ-ЛИЗ показал, ЧТО излучению, претерпели сильные изменения по срав-



Рис.1. АСМ изображение поверхности антрацена после 400 часов а) под УФизлучением; b) без внешнего облучения.

нению с образцом, хранившимся в темноте, и исходным кристаллом. Так же было установлено отсутствие окислов антрацена.

В результате проведенного исследования выявлено, что наличие УФизлучения, приводит к существенному изменению поверхностных процессов. При отсутствии внешнего освещения наблюдается послойно-островковый механизм растворения кристаллов антрацена и не наблюдается формирование центров торможения ступеней. Во время хранения кристаллов антрацена при естественном освещении присутствуют оба поверхностных процесса. Вначале преобладает послойно-островковый механизм растворения, а затем основную роль играет процесс димеризации. Совместный анализ динамики изменения морфологии поверхности, спектров поглощения и ИК-спектров показал, что образование центров торможения связано с формированием труднодесорбируемых димеров антрацена на поверхности кристаллов. Таким образом, центры торможения – это островки, состоящие из димеров антрацена.

[1] M. A. Siddiqi, R. A. Siddiqui, B. Atakan, Journal of Chemical & Engineering, 54 (10), 2795 (2009).

Возможности получения массивов нанокристаллов сульфидов металлов с заданными параметрами при синтезе на основе технологии Ленгмюра-Блоджетт

Бацанов С.А., Гутаковский А.К.

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

Полупроводниковые нанокристаллы (НК) сульфидов металлов (CdS, ZnS, CdZnS, CuS и PbS) являются перспективным материалом для применения в качестве активных сред в устройствах оптоэлектроники и фотовольтаики, а также могут быть использованы в качестве флуоресцентных маркеров в биологических приложениях. В настоящее время основным методом синтеза полупроводниковых НК с заданными размерами и пространственным распределением является метод молекулярно – лучевой эпитаксии в сочетании с литографическими методами, а также многочисленные методы "мокрой химии". В то же время существует альтернативный метод получения подобных структур, основанный на технологии Ленгмюра-Блоджетт (ЛБ). Интерес к данному исследованию обусловлен вопросом: насколько достижим прецизионный контроль размера итоговых продуктов синтеза с минимальной дисперсией для исследуемых материалов сульфидов металлов в зависимости от толщины исходной плёнки ЛБ и температуры отжига? Для достижения возможностей прогнозируемого синтеза подобных материалов решающее значение имеет анализ основных закономерностей и механизмов формирования НК.

В настоящей работе на основе ранее проведенных нами исследований выполнен систематизированный анализ основных закономерностей формирования структуры и морфологии НК. Рассмотрена применимость различных подходов для описания процессов роста НК. И на основе этого делается вывод о возможности подбора оптимальных параметров синтеза массивов НК с заданными характеристиками.

Существует два основных подхода, используемых для описания процессов роста НК: классический и неклассический. Классический механизм - кристалл растет путем добавления из среды новых структурных единиц, хорошо описывает рост кристаллов малорастворимых веществ из разбавленных растворов, однако этот подход не позволяет объяснить образование НК с нетипичной анизотропной формой. Существенная асимметрия распределения НК в область больших размеров вероятно является следствием образования крупных НК за счет коагуляции (сращивания) более мелких НК (неклассический механизм).

ВРЭМ исследования подтверждают проявление как классического механизма – изотермической перегонки (формируются НК правильной формы с ровным краем), так и неклассического механизма – ориентированного сращивания (формируются НК неправильной формы с резким краем). Процесс формирования нанокристаллов можно описать следующим образом. На этапе сульфидирования пленки ЛБ бегената металла образуется сульфид этого металла и в полярных слоях матрицы бегеновой кислоты формируются НК, плотность которых зависит от типа материала. Температура плавления бегеновой кислоты ~ 87 °С. При отжиге сульфидированных плёнок ЛБ – термолизе дисперсионной среды органозоля – расплава, происходят следующие процессы: распределение свободного материала сульфида металла по имеющимся НК или образование из него новых НК; Оствальдовское созревание (изотермическая перегонка); с момента расплавления плёнки ЛБ происходит быстрая либо медленная коагуляция, в зависимости от многочисленных, в том числе ниже описанных факторов.

На примере ВРЭМ исследования массивов НК подтвержден факт того, что агрегативная устойчивость уменьшается с повышением температуры и концентрации дисперсной фазы (НК сульфидов металлов), говоря в формализме коллоидной науки, описывающей процессы коагуляции.

При этом помимо доступных для вариации параметров многочисленные дополнительные факторы влияют на характеристики итоговых продуктов синтеза. Ступенчатая аппаратная функция нагрева образцов (T(t)), влияние сложного процесса термодесорбции органической матрицы и его динамики на параметры диффузии (T), растворимости (T) и пересыщения (T) материалов сульфидов металлов в расплаве, а также отсутствие дополнительных промежуточных экспериментальных данных ввиду специфики эксперимента и необходимых справочных данных: диффузионные параметры, поверхностная энергия материалов НК, толщина и плотность адсорбционного слоя на НК при испольпрочность, растворимость зуемых температурах, (Т), структурноего реологические характеристики, константы межчастичных взаимодействий и т.д. и т.п. затрудняют проведение даже грубых оценок характерных параметров процесса роста НК. Также неявна степень доминантности описанных механизмов роста при различных условиях синтеза.

Для НК разных материалов (CdS, ZnS, CdZnS, CuS, PbS) приводятся значения толщины исходной плёнки ЛБ и температуры отжига, оптимальных для синтеза массивов с минимальной дисперсией.

Чтобы получать массивы НК с требуемыми характеристиками необходимо учитывать не только доступные для вариации при синтезе параметры (толщину исходной плёнки и температуру отжига).

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

Исследование свойств границы раздела CdHgTe и Al₂O₃, выращенного при различных температурах

Краснова И.А.^{1,2}, Горшков Д.В.¹, Сидоров Г.Ю.¹, Марин Д.В.¹, Сабинина И.В.¹

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 ² НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

При изготовлении фотоприемников наиболее распространенным материалом является твердый раствор кадмий-ртуть-теллур (КРТ). Из литературы [1-2] известно, что оксид алюминия (Al₂O₃), выращенный при 120°С методом плазмено-индуцированного атомно-слоевого осаждения (ПАСО), является хорошим пассивирующим покрытием для КРТ. Однако в литературе отсутствуют исследования о влиянии температуры роста Al₂O₃ на свойства границы раздела КРТ -Al₂O₃. Существует сложность при выборе температуры нанесении Al₂O₃ на КРТ. С одной стороны, для получения диэлектрической пленки наилучшего качества желательно производить рост при температуре подложки 200-300°С [3]. С другой стороны, при нагреве КРТ в вакууме до температур выше 80°С, с поверхности КРТ испаряется ртуть, что приводит к изменению состава приповерхностного слоя и нарушению его структуры [4]. Пассивирующее покрытие характеризуется рядом параметров, один из которых является встроенным зарядом в диэлектрической плёнке. Из литературы [5-6] известно, что потенциал на поверхности КРТ в фотодиодных структурах может приводить к увеличению темнового тока и ухудшению обнаружительной способности. В работе [7] было показано, что неоднородность встроенного заряда в диэлектрическом покрытие приводит к неоднородности потенциала на поверхности КРТ и как следствие к неоднородности темновых токов фотодиодов фотоприёмной матрицы. В данной работе исследуется параметры пассивирующего покрытия Al₂O₃, выращенного при разных температурах на КРТ.

Эксперименты проводились на образцах КРТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии, с составом x=0.22, которые отжигались в р-тип с концентрацией дырок $9.6 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Диэлектрик наносился методом ПАСО, в качестве прекурсора использовался триметилалюминий (ТМА). Температуры роста диэлектрика составляли 80, 120, 160 и 200°С. Металлический контакт наносился методом термического испарения. На полученных структурах измерялись вольт-фарадные (C-V) характеристик при температуре 77°К.

На всех образцах наблюдалось смещение положения напряжения плоских зон, что свидетельствует о наличии в диэлектрике фиксированного встроенного заряда. Из этого смещения получено значение заряда в диэлектрике равное $2.19 \cdot 10^{12}$, $1.77 \cdot 10^{12}$, $1.98 \cdot 10^{12}$, $1.49 \cdot 10^{12}$ число зарядов на см⁻² для температур роста Al₂O₃ 80, 120, 160 и 200°С, соответственно. При этом разброс заряда по по-

верхности максимален при 80°С. При измерении C-V характеристик в прямом (от -3В до +3В) и обратном смещении (от +3В до -3В) наблюдался гистерезис, обусловленный наличием в диэлектрике медленных состояний. Оценка плотность ловушек в диэлектрике даёт значение $3.09 \cdot 10^{11}$, $2.70 \cdot 10^{11}$ число зарядов на см⁻², для 80 и 120°С, соответственно. Из полученных результатов видно, что наибольшее значение встроенного заряда и ловушек в диэлектрике достигается при температуре роста Al₂O₃ 80°С. Установлено, что значение минимума C-V характеристик слабо меняется до температуры роста 160°С. При температуре роста Al₂O₃ 200°С наблюдается наибольшее значение концентрации акцепторов. Также при температуре роста Al₂O₃ 200°С наблюдается увеличение ширины C-V характеристики, что свидетельствует об уменьшение концентрации акцепторов. Также при температуре роста Al₂O₃ 200°С наблюдается увеличение ширины C-V характеристики, что может свидетельствовать или о изменении в приповерхностной области молярного состава КРТ, или о большом количестве поверхностных состояний на границе раздела KPT- Al₂O₃.

Таким образом, из полученных результатов видно, что наибольшее значение заряда и его разброса в диэлектрике достигается при температуре роста $Al_2O_3 \ 80^{\circ}C$, что негативно скажется на однородности электрофизических параметров фотоприёмного устройства на основе КРТ с пассивирующим покрытием Al_2O_3 . При температуре роста $200^{\circ}C$ наблюдается существенное изменение в форме C-V характеристике, что так же негативно скажется на свойствах фотоприёмников. Следовательно, оптимальное значение температуры роста пассивирующего покрытия Al_2O_3 на КРТ лежит в диапазоне 120-160°C.

- [1] A. P. Kovchavtsev et al., Journal of Applied Physics, 121, 125304 (2017).
- [2] A. V. Voitsekhovskii, S. N. Nesmelov, and S. M. Dzyadukh, Russian Physics Journal, 58 (4), 540 (2015).
- [3] J. L. van Hemmen, S. B. S. Heil, J. H. Klootwijk, F. Roozeboom, C. J. Hodson, M. C. M. van de Sanden, and W. M. M. Kesselsa, Journal of The Electrochemical Society, **154** (7), G165 (2007).
- [4] E. R. Zakirov, V. G. Kesler1, G. Y. Sidorov, I. P. Prosvirin, A. K. Gutakovsky, and V. I. Vdovin, Semicond. Sci. Technol., 34, 065007 (2019).
- [5] Kai He, Song-Min Zhou, Yang Li, Xi Wang, Peng Zhang, Yi-Yu Chen, Xiao-Hui Xie, Chun Lin, , Zhen-Hua Ye, Jian-Xin Wang, and Qin-Yao Zhang, J. Appl. Phys., 117, 204501 (2015).
- [6] R.J. Westerhout, C.A. Musca, J. Antoszewski, J.M. Dell, and L. Faraone, Journal of Electronic Materials, **36** (8), 884 (2007).
- [7] Г.Ю. Сидоров, Д.В.Горшков, И.В. Сабинина, Ю.Г. Сидоров, В.С. Варавин, А.В. Предеин, М.В. Якушев, Д.Г. Икусов, Прикладная физика, № 3, 45 (2019).

Формирование GaN квантовых точек путем изменения стехиометрических условий на поверхности плёнки GaN

Майдэбура Я.Е.^{1,2}, Малин Т.В.¹, Милахин Д.С.¹, Мансуров В.Г.¹, Галицын Ю.Г.¹, Журавлев К.С.^{1,3}

1 ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 2 НГТУ, 630073, Новосибирск, пр-т К. Маркса, 20 3 НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В настоящее время для создания различных твердотельных источников УФ и видимого диапазонов широкое применение находят прямозонные А3нитридные полупроводники. Актуальной задачей технологии роста А3нитридных полупроводниковых соединений является формирование квантовых

точек GaN в более широкозонной матрице AlN. Квантовые точки GaN (GaN QDs) выращенные в матрице AlN(0001) находят свое применение в современных нано-электроники областях И нанооптоэлектроники. На основе GaN QDs возможно изготовление современных квантовых устройств, таких как однотранзисторы, электронные квантовые клеточные автоматы, источники одиночных и запутанных фотонов, ультрафиолетовые светодиоды и лазера и т.д.

Формирование квантовых точек при эпитаксиальном росте осуществляется при помощи метода Странского-Крастанова или используя моду роста Фольмера-Вебера, а так же с применением методов капельной эпитаксии и с помощью термического разложения. В случае МЛЭ формирование квантовых точек можно *in situ* идентифицировать методом RHEED по изменению дифракционных картин (ДК). Процесс образования трехмерных объектов на поверхности расту-



Рис.1. (а) – Интенсивность трёхмерного пятна GaN измеренная около полосы двумерного GaN (красный квадрат) как функция времени; (б),(в) – дифракционные картины, показывающие 2D-3D переход.

щей плёнки сопровождается в этом случае переходом от отражательной дифракции к трансмиссионной, что указывает на смену моды роста с двумерной (2D) на трёхмерную (3D). В процессе изучения формирования квантовых точек методом термического разложения был впервые обнаружен нетривиальный эффект [1]. Двумерный слой тонкой плёнки GaN толщиной ~2нм, при отключении потока аммиака преобразовывался в трёхмерные островки, а при повторном включении подачи аммиака снова разглаживался до исходного состояния двумерного слоя. Отслеживая интенсивность трёхмерного рефлекса на дифракционной картине от поверхности GaN, мы продемонстрировали обратимость 2D-3D-2D перехода см. рисунок 1.

Данный 2D-3D переход уже наблюдался в работе Domilano [2] и др. и был интерпретирован как частный случай метода роста КТ по Странскому-Крастанову. Однако, поскольку мы установили обратимость 2D-3D-2D перехода, подобная интерпретация экспериментальных данных не позволяет объяснить обратный 3D-2D переход, в противном случае повторную подачу аммиака следует связывать с изменением упругих напряжений в плёнке, что на первый взгляд кажется сомнительным. В эксперименте также было установлено, что скорость образования трехмерных островков GaN при отключении потока аммиака не зависит от температуры в диапазоне 790-890 °C.

С нашей точки зрения, обратимость 2D-3D-2D перехода может быть связана с влиянием адсорбции аммиака на поверхностную энергию слоя GaN.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 17-02-00947, 18-52-00008)

[1] K.A. Konfederatova, V.G. Mansurov, T.V. Malin, Yu.G. Galitsyn, I.A. Aleksandrov, V.I. Vdovin, K.S. Zhuravlev, J. Therm. Anal. Calorim., **133**:2 (2018).

[2] B. Damilano, J. Brault, J. Massies, J. Appl. Phys., 118, 024304 (2015).

Анализ распределения энергетических уровней в запрещенной зоне полупроводников методом DLTS

Карева К.В., Терещенко Е.В.

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

Переходные процессы, наблюдаемые в полупроводниковых материалах и устройствах на их основе, содержат в себе информацию о распределении разрешенных энергетических уровней в запрещенной зоне материала. Исследование глубоких уровней методом нестационарной емкостной спектроскопии глу-

боких уровней (Deep-level thermal spectroscopy, DLTS) позволяет определить несколько важных параметров: концентрацию ловушек для основных и неосновных носителей заряда, энергию их активации и эффективное сечение захвата [1]. Варьируя температуру и параметры возбуждения, можно получить данные о явлениях, которые лимитируют наблюдаемые переходные процессы [2].



Например, как видно из рис.1, исследуемый образец GaAs содержит два типа ловушек: ЕЗ и EL2. При уменьшении значения длительности импульса напряжения на диоде ниже 200 нс, ловушки

EL2-типа не участвуют в переходных процессах, тогда как ловушка E3-типа попрежнему сохраняет существенное влияние.

Использование высокочастотного (порядка 35 МГц) измерительного сигнала в используемой установке позволяет отсечь более медленные процессы и увеличить разрешающую способность метода. В настоящий момент измерительная установка имеет диапазон измеряемых емкостей p-n переходов или барьеров Шоттки на уровне 0,5-18 пФ с минимальным соотношением Δ C/C порядка 10⁻⁶, длительностью заполняющего импульса от 0,1 мкс до 200 мкс и минимальной частотой следования заполняющих импульсов 25 Гц с диапазоном временных окон от нескольких мкс до нескольких миллисекунд. Температурный интервал измерения 80-500К.

[1] D. V. Lang, J. Appl. Phys., 45, 3023 (1974).
[2] A. R. Peaker et al., J. Appl. Phys., 123, 161559 (2018).



Синтез методом CVD нанокристаллов VO₂ на 3D наноструктурах

Мутилин С.В.¹, Принц В.Я.¹, Яковкина Л.В.², Гутаковский А.К.¹

¹ ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13 ² ИНХ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 3

Диоксид ванадия (VO₂) является материалом с сильнокоррелированными электронами, благодаря чему он обладает возможностью обратимо изменять свое фазовое состояние: от полупроводникового при низких температурах к металлическому при высоких температурах (~340 К). Это изменение сопровождается трансформацией кристаллической решетки от моноклинной к тетрагональной структуре. Фазовый переход может быть вызван не только влиянием температуры, но и электрическим полем, током, механическими напряжениями и т.д. [1]. Во время фазового перехода происходит сверхбыстрое перестроение электронного спектра, в котором возникает или исчезает запрещенная зона (~0,6 эВ). Это приводит к значительным изменениям оптических и электрических свойств VO₂. Уникальные свойства перехода могут лечь в основу таких микро/наноэлектронных устройств, как резистивные элементы памяти, резистивные переключатели, нейроморфные системы, тепловые переключатели, а также могут быть использованы в фотонных приложениях, таких как оптические ограничители, перестраиваемые метаматериаллы, фотонные кристаллы, ультрабыстрые оптические переключатели.

В последние годы наблюдается бурный рост посвященный исследованию одиночных монокристаллов (микро-, наноразмерных) VO₂. Монокристалл VO₂ имеет более яркие свойства фазового перехода. В таких элементах за счет отсутствия межзеренных границ на несколько порядков увеличивается число переключений, которое уже превосходит 10^{10} раз. Боле того, в монокристалле ширина гистерезиса сужается до 1-3 К. Такой резкий скачек достигается за счет того, что фазовый переход в монокристалле от фазы M в фазу R и обратно идет единым фронтом, а не перколяционно как в поликристаллах. До сих пор исследовались единичные монокристаллы VO₂ расположенные на плоских подложках в случайном месте и имеющие случайные размеры в результате синтеза.

В последние годы, достигнут существенный технологический прогресс, позволяющий изготавливать определяемые компьютерной моделью трехмерные объекты сложной архитектуры из различных материалов. Изготовленные трехмерные (3D) объекты можно использовать в качестве строительных блоков для резонаторов, датчиков, фотонных кристаллов, метаматериалов и т. д. Нет сомнений в том, что благодаря уникальным свойствам VO₂ в будущем он будет интегрирован в трехмерные микро- и наноустройства, такие как управляющие, переключающие и чувствительные элементы. Переход к трехмерным микро и

наноструктурам, покрытым VO₂, требует специальных исследований. Особенности синтеза нанокристаллов VO₂ на трехмерных объектах (вершинах, ребрах, вершинах) не изучены. В данной работе обсуждаются особенности синтеза нанокристаллов на трехмерных поверхностях кремния с наноразмерной кривизной. Монокристаллы VO₂ были выращены с помощью газофазного осаждения с использованием прекурсора ванадил ацетилацетоната [2]. Такие объекты могут быть использованы при создании, например, умных метаматериалов, фотонных кристаллов, в качестве элементной базы для наноэлектроники и нейроморфных систем и пр. Синтез на кремниевых наноструктурах позволяет интегровать VO₂ в современные 3D интегральные схемы (совместимы с кремниевой технологией) [3].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 18-19-00694) и интеграционного проекта № 219-0005.

[1] Y. Ke et al., Small, **14** (39), 1802025 (2018).

[2] L.V. Yakovkina et al., J. Mater. Sci., 52 (7), 4061 (2017).

[3] S.V. Mutilin et al., Appl. Phys. Lett., 113 (4), 043101 (2018).

Влияние электрического поля и механических напряжений на свойства фазового перехода в диоксиде ванадия

Капогузов К.Е.

НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Диоксид ванадия (VO₂) является интеллектуальным материалом, в котором при температуре 68° С имеет место резкий обратимый фазовый переход металл-изолятор (ФПМИ). ФПМИ влечет за собой резкое изменение электрической проводимости до пяти порядков по величине. Известно, что ФПМИ в VO₂ может быть вызван различными видами внешних воздействий, например, такими как температура, электрическое поле, механические напряжения и пр. [1]. Структуры с VO₂ перспективны для применения в электрических и оптических устройствах. Однако в виду сложного процесса синтеза, структуры VO₂ плохо совместимы со стандартной кремниевой технологией [2]. Для успешного применения VO₂ необходимо сформировать тонкие высококачественные структуры на изолирующем слое SiO₂ и изучить влияние электрического поля и механических напряжений на их свойства.

Пленки VO₂ были синтезированы методом химического осаждения из газовой фазы. В результате синтеза при различных температурах толщина слоя SiO₂ на подложках составила 100 – 300 нм [2]. Благодаря оптимизации условий синтеза удалось получить высококачественные пленки VO₂ на сухом и влажном изолирующем слое SiO₂ (изменение сопротивление при фазовом переходе > $5 \cdot 10^3$). В данной работе исследуется эффект поля в напряженных пленках VO₂ на изолирующем слое SiO₂ при помощи стандартной МДП транзисторной схемы измерений. Также в ходе работы изучалась зависимость свойств пленок VO₂ от различных механических напряжений.

Показано, что в пленках VO₂ на сухом и влажном изолирующем слое SiO₂ эффект поля проявляется в разной степени. Ток сток-затвор во всех экспериментах был пренебрежительно мал относительно тока сток-исток. Для пленок VO₂ на сухом и влажном изолирующем слое SiO₂ относительное изменение сопротивления при приложении затворного напряжения в 40 В составило 1 % и 0,5 % соответственно. Исходя из этих данных, можно говорить о более высоком качестве пленок VO₂ на сухом изолирующем слое SiO₂. Полученные результаты показывают возможность применения SiO₂ в качестве изолирующего слоя при формировании высококачественных структур VO₂. Данная работа перспективна для применения VO2 в сенсорах и мотт-транзисторах.

[1] Y. Ke et al., Small. 1802025 (2018).

[2] L. V. Yakovkina et al., J. Mater. Sci., 52 (7), 4061 (2017).

[3] T. Yajima et al., Nature Communications (2015).

Анодные пленки Ga₂O₃

Петрова Ю.С., Калыгина В.М.

НИ ТГУ 634050, Томск, пр. Ленина, 36

Исследовано влияние термического отжига и воздействия кислородной плазмы на электрические и фотоэлектрические характеристики пленок оксида галлия. Пленки Ga₂O₃, толщиной 200–300 нм получали электрохимическим окислением (анодированием) пластин *n*-GaAs с концентрацией доноров N_d =(1–2)·10¹⁶см⁻³. Анодные пленки оксида галлия без термического отжига поликристаллические и состоят из кристаллитов как α-, так и β-фазы Ga₂O₃ [1].

После отжига в Ar при 900 °C в течение 30 минут пленки оксида галлия содержат кристаллиты только β -фазы Ga₂O₃ (рис. 1). Воздействие кислородной плазмы на пленку оксида галлия до термического отжига приводит к появлению кристаллитов β -фазы Ga₂O₃ с новыми кристаллографическими плоскостями. Количество кристаллитов с разными кристаллографическими направлениями определяется длительностью обработки в кислородной плазме [2].

Изменение структуры и фазового состава оксидных пленок в результате термического отжига оказывает влияние на электрические и фотоэлектрические характеристики структур V/Ni-GaAs–Ga₂O₃– V/Ni.

Установлено, что обработка в кислородной плазме влияет на электропроводность пленок Ga₂O₃. На рисунке 2 представлены вольтамперные характеристики для структур прошедших обработку в кислородной плазме до и после отжига при различных временах воздействия плазмы. Рост токов структур V/Ni-GaAs-Ga₂O₃- V/Ni после отжига свя-



Рис.1. Спектры XRD анодной пленки Ga₂O₃ до(а) и после (б) отжига в аргоне и обработки в кислородной плазме 50 мин до отжига.



Рис.2. Влияние обработки в кислородной плазме на прямые ВАХ структуры после отжига (900 °С, 30 мин): 1 – без обработки; 2 – 20мин перед отжигом; 3– 50мин перед отжигом; 4 – 20 мин после отжига.

зан с увеличением доли кристаллитов β-фазы, обладающей более высокой электропроводностью по сравнению с α-Ga₂O₃ [2].

В структурах с анодными пленками оксида галлия не подвергнутых термическому отжигу, отсутствует фототок при воздействии излучения в видимом и УФ-диапазонах [3]. После термического отжига при воздейизлучения на структуры ствии Ga₂O₃-GaAs в видимом диапазоне наблюдается рост тока при обратных смещениях (- на электроде к Ga₂O₃ управляющий электрод). Это можно объяснить поглощением излучения в GaAs, т.к. пленки оксида галлия после термического отжига состоят из кристаллитов только β-фазы Ga₂O₃ и



Рис.3. Зависимость обратных токов без и при освещении (L) от напряжения; время обработки пленки Ga₂O₃ в кислородной плазме указаны около кривых.

становятся прозрачными для излучения в видимом диапазоне. Величина фототока и его зависимость от напряжения определяются временем обработки в кислородной плазме (рис. 3).

В УФ-диапазоне чувствительность структур возрастает с уменьшением длины волны, начиная с $\lambda \le 230$ нм. Это связано с поглощением излучения в оксидной пленке. Уменьшение чувствительности структур с увеличением длительности воздействия кислородной плазмы может быть связана с наличием дефектов как на границе раздела GaAs-Ga₂O₃, так и в пленке оксида галлия (рис. 4).



Рис.4. Спектральная зависимость чувствительности структур в зависимости от времени обработки оксидной пленки в кислородной плазме.

[1] В.М. Калыгина и др., ФТП, 45, 1130 (2011).
[2] В.М. Калыгина и др., ФТП, 46, 278 (2012).
[3] В.М. Калыгина и др., ФТП, 49, 357 (2015).

Авторский указатель

Абрамкин Д.С.	58
Аксенов М.С	30, 32
Альперович В.Л.	15
Бакаров А.К.	34, 35
Басалаева Л.С.	51
Бацанов С.А	78
Белоплотов Д.В	47
Богомолов Д.Б	58
Брудный П.А.	44
Валишева Н.А.	30, 32
Великовский Л.Э.	44
Воеводин В.И	53
Гаврилова Т.А.	60
Галицын Ю.Г	82
Горшков Д.В	80
Гутаковский А.К17, 7	78, 85
Дворецкий С.А	37
Двуреченский А.В.	55,65
Дирко В.В	64, 67
Дмитриев Д.В	32,60
Емельянов Е.А.	58
Есин М.Ю.	58
Жданов Е.Ю.	34
Журавлев К.С	50, 82
Зайцева Э.Г	41
Зверев А.В.	46
Зиновьев В.А	55,65
Зиновьева А.Ф	55
Игуменов И.К	19
Ипатов Д.Е	46
Калыгина В.М.	88
Капогузов К.Е.	87
Карева К.В.	84
Квон З.Д	37
Кибис О.В	20
Коваль Н.Н.	21
Ковчавцев А.П.	30
Кожухов А.С.	60

Козлов Д.А.	37
Колосовский Д.А	60
Копьев В.В.	24
Краснова И.А.	80
Крыжановская Н.В	51
Кустов Д.А.	26
Лозовой К.А	. 64, 67
Лысенко Н.И.	39
Майдэбура Я.Е	82
Малин Т.В.	82
Мансуров В.Г	82
Марин Д.В	80
Милахин Д.С	82
Миргазизова Е.Ф.	74
Михайлов Н.Н.	37
Мутилин С.В	85
Назаров Н.А.	57
Настаушев Ю.В.	51
Настовьяк А.Г	62
Наумова О.В.	41
Ненашев А.В	. 55, 65
Новиков П.Л.	65
Окотруб А.В	22
Олейник В.Л.	28
Петров А.С.	68
Петрова Ю.С	88
Петрушков М.О	58
Пидченко М.Б	70
Погосов А.Г.	.34,35
Половинкин В.Г.	39
Половников Н.А	55
Пономарев С.А.	72
Похабов Д.А	34
Преображенский В.В.	58
Принц В.Я.	85
Путято М.А	58
Редькин Р.А	49
Рогило Д.И	72, 74

Родякина Е.Е.	65
Рудин С.А	65
Сабинина И.В	80
Савченко М.Л	
Селезнев В.А	42
Сидоров Г.Ю	80
Сим П.Е.	44
Смагина Ж.В.	65
Степихова М.В	65
Терещенко Е.В.	.76, 84
Торопов А.И.	60

Тумашев В.С	
Фетисова М.В.	
Филимонов С.Н.	
Фомин Б.И	41
Худайбердиев Д.А	
Чистохин И.Б	
Шевырин А.А	
Шипулин П.В	
Шкляев А.А.	34, 35
Щербаков И.Д	
Яковкина Л.В	85