Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный исследовательский центр «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук» (ФИЦ КНЦ СО РАН) Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук – обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН (ИФ СО РАН)

На правах рукописи

M

Лукьяненко Анна Витальевна

# СОЗДАНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОТЕРМИНАЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ НА ОСНОВЕ ГИБРИДНЫХ СТРУКТУР ФЕРРОМАГНЕТИК/Si

Специальность 1.3.2.

Приборы и методы экспериментальной физики

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

> Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор Н.В. Волков

Красноярск - 2021

# Оглавление

Введение.		5
ГЛАВА 1.	ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ СПИНТРОНИКА	15
1.1. Осн	овные понятия	15
1.1.1. ( электр	Спиновый момент количества движения и спиновый магнитный момен она	нт 15
1.1.2. I	Тринцип Паули	17
1.1.3. (	Обменное взаимодействие	17
1.1.4. )	Циполь-дипольное взаимодействие	18
1.1.5. 0	Спин-орбитальное взаимодействие	19
1.1.6. 0	Сверхтонкое взаимодействие	20
1.2. Спи	новая поляризация и спиновый транспорт	21
1.2.1. 0	Спиновая поляризация в ферромагнитных материалах	22
1.2.2. 0	Спиновая поляризация в немагнитных материалах	24
1.2.3. 0	Спиновая релаксация и спиновая дефазировка	26
1.2.4. ( поляри	Спиновая инжекция и детектирование. Способы создания спиновой изации	27
1.2.5. ( металл	Спиновая инжекция через интерфейс ферромагнитный и/немагнитный металл	30
1.2.6. 0	Спиновая инжекция через интерфейс ферромагнетик / полупроводник	33
1.3. Эфф	рект Ханле	40
1.4. Стру	уктуры ферромагнетик / кремний	44
1.5. Устр	ройства спинтроники	46
Актуально	ость, постановка целей и задач	51
ГЛАВА 2. МНОГОТ	МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ГИБРИДНЫХ СТРУКТУР И ЕРМИНАЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ	53
2.1. Мет	оды синтеза гибридных структур	53
2.1.1.	Метод молекулярно-лучевой эпитаксии	53
2.1.2.	Метод быстрого термического отжига	57
2.2. Me	стоды исследований и экспериментальное оборудование	59
2.2.1.	Электронные транспортные свойства на переменном и постоянном	
токе		59

2.2.2.	Электронный транспорт в макро- и наноструктурах	60
2.2.3.	Методы исследования магнитных и структурных свойств	62
2.3. M	етоды формирования топологии и точного контроля геометрии	
устройс	ТВ	64
2.3.1.	Метод перьевой нанолитографии	65
2.3.2.	Метод оптической литографии	69
2.3.3.	Метод электронной литографии	71
2.4. Син	тез Fe <sub>1-x</sub> Si <sub>x</sub> / Si (111) с помощью МЛЭ	72
2.5. Стр	уктурные in situ и ex situ исследования	74
2.5.1 <i>i</i>	n situ структурные исследования	74
2.5.2.	ex situ структурные исследования эпитаксиальных тонких пленок	77
2.6. XV	имическое травление тонких пленок Fe <sub>1-x</sub> Si <sub>x</sub> / Si (111)	84
2.7. Фор	мирование геометрии образцов. Процесс фотолитографии	88
Основные	результаты	90
ГЛАВА 3	. ФОРМИРОВАНИЕ МИКРО И НАНО РАЗМЕРНЫХ УСТРОЙСТВ Н	A
OCHOBE	ΦM/Si	91
3.1. На	нолитография при помощи АСМ	92
3.1.1.	Принцип перьевой нанолитографии и технические возможности	92
3.1.2.	Процесс получения структур с помощью метода перьевой	
нанол	итографии	94
3.1.3 (	Описание подложек для проведения процесса перьевой нанолитографи	И. 94
311	Πμφφναμα ΜΗΔ μομεκνη	94 06
3151	Іроцесс изготовления наноструктур при помощи DPN	98
3.1.31 3.2 Эл	процесс изготовления напоструктур при помощи от технология 1	05
3 2 1	Получение нанопроволонных FFT устройств с контактными	05
ллоща	дками из Fe1	06
3.2.2.	Получение нанопроволочных FET устройств с контактными	
площа	дками из сплава Co <sub>2</sub> FeSi1	10
3.2.3.	Электронный транспорт в транзисторе на КНИ с контактными	
площа	дками из Fe1	13

3.2.4. Электронный транспорт в НП FET транзисторе с контактными	
площадками из Co <sub>2</sub> FeSi	116
Основные результаты	118
ГЛАВА 4. ЭФФЕКТ СПИНОВОЙ АККУМУЛЯЦИИ В ГИБРИДНОЙ СТРУКТУРЕ Fe <sub>0,75</sub> Si <sub>0,25</sub> /p-Si(111)	120
4.1. 4-х контактное устройство Fe <sub>0,75</sub> Si <sub>0,25</sub> /Si и контроль процесса его изготовления.	120
4.2. Эффект Ханле в структуре Fe <sub>0,75</sub> Si <sub>0,25</sub> / p-Si	126
4.3. Определение параметров барьера Шоттки	131
4.4. Импедансная спектроскопия интерфейса Fe <sub>0,75</sub> Si <sub>0,25</sub> / <i>p</i> - Si	133
Основные результаты	138
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	139
Благодарности:	140
Список сокращений	141
Список литературы	144

#### Введение

Изобретение электронного (полевого) транзистора в 1947 году открыло путь развития для цифровой эпохи, которая в значительной степени изменила общество. За годы своего развития, электроника прошла большой путь. Для прогнозирования развития и долгосрочного планирования с 1965 года используется закон Мура. Это эмпирическое наблюдение, согласно которому, число элементов в интегральных схемах удваивается каждые 2 года. Чтобы успевать за законом Мура, приходится постоянно улучшать характеристики электронных устройств и уменьшать их размеры. Современный уровень развития технологий позволяет добиваться высокой скорости обработки данных за счёт уменьшения линейных размеров и увеличения плотности элементов в чипах на интегральных микросхемах. С каждым годом увеличиваются темпы прироста вычислительной мощности при постоянно уменьшающейся стоимости за единичный элемент. В последние десятилетия удавалось повышать эффективность вычислений (производительность процессоров) за счёт масштабирования размеров, технологических прорывов в области управления транспортом носителей в полупроводниках [1], технологий литографии [2], и разработки новых вычислительных архитектур [3].

Однако дальнейшее уменьшение размеров транзисторов для увеличения производительности процессоров ограничено из-за ряда фундаментальных проблем, таких как рассеивание тепла и квантовые колебания, а также снижение производительности и ограничение работы комплементарных металл-оксид-полупроводниковых (КМОП) устройств. Поэтому для преодоления этих проблем является актуальным разработка альтернативного технологического подхода.

Для того чтобы поддержать развитие электроники в соответствие с законом Мура, уже невозможно повышать плотность интегральных схем, нужны революционные технологии, которые помогут перейти на качественно новый уровень. Согласно «дорожной карте» развития полупроводниковой электроники [4] есть несколько путей развития для обеспечения приращения скорости передачи и обработки информации. Наука развивается во многих направлениях, и основные кандидаты, способные сделать новый революционный шаг в электронике, - это фотоника, молекулярная электроника, сверхпроводниковая электроника и спиновая электроника (спинтроника). В рамках данной работы рассматриваются экспериментальные методы и технологические подходы, которые могут быть применены для разработки и проектирования устройств микро-, наноэлектороники и спинтроники. Возможно, сочетание рассмотренных методов с традиционными электронными технологиями, позволит расширить функции существующих устройств.

Спинтроника - область науки и техники, изучающая эффекты взаимодействия собственных магнитных моментов электронов в твердом теле с электрическими и магнитными полями и создание устройств обработки информации на их основе.

В отличие от «классической электроники», в основе которой лежит наличие у электрона заряда, спинтроника использует не только заряд, но и спин электрона. Это позволяет расширить функциональные возможности и, в будущем создать электронику, работающую на новых физических принципах. В устройствах спинтроники информацию несет не заряд электрона, а его спин, и это открывает перспективы для создания нового поколения устройств. В общем, под спинтроникой понимают мультидисциплинарную область науки и техники, центральной темой которой является явление спин-зависимого электронного транспорта в твердых телах и микро- и наноструктурах. Этот раздел охватывает и интереснейшие фундаментальные вопросы спин-зависимых явлений, И прикладные вопросы, связанные с созданием принципиально новых электронных устройств, построенных на возможности управлять спиновыми степенями свободы носителей заряда. В силу фундаментального характера явлений, эффекты, связанные с наличием у носителей заряда спиновых степеней свободы, особенно ярко проявляются в магнитных наноструктурах. Спинтроника также имеет дело с процессами, происходящими в наномасштабах и тесно связана с нанотехнологиями.

Можно выделить несколько направлений развития спинтроники.

Металлическая спинтроника рассматривает спин-зависимые явления в металлах. Устройства металлической спинтроники в настоящее время получили широкое распространение, это считывающие головки жестких дисков и устройства магнитной памяти с произвольным доступом (*англ.* magnetoresistive random-access memory, MRAM). Работа этих устройств основана на эффектах магнитного туннельного перехода (*англ.* magnetic tunnel junction, MTJ) и магнитного спинового вентиля (*англ.* spin valve, SV).

Полупроводниковая спинтроника рассматривает процессы спинового транспорта в полупроводниках, таких как Si, Ge и GaAs.

Гибридная спинтроника рассматривает процессы, происходящие в структурах, состоящих из ферромагнитных (ФМ) и полупроводниковых (ПП) материалов, а также вблизи границ раздела.

Устройства спинтроники, такие как спиновые полевые транзисторы, спиновые светодиоды, спиновые фотодиоды, основанные на спин-зависимых явлениях, могут стать следующим поколением электронных устройств. Такие спинтронные устройства ряд преимуществ, имеют таких как высокое быстродействие, энергонезависимость, большая плотность записи и низкое энергопотребление. В спинтронике для записи и передачи информации используется собственный магнитный момент электрона µ<sub>B</sub>, а точнее - его проекция на вектор магнитного поля. Находящийся во внешнем магнитном поле В электрон (согласно квантовой механике) может иметь проекцию магнитного момента на направление магнитного поля  $+\mu_{\rm B}$  или  $-\mu_{\rm B}$ . Предлагается кодировать информацию с помощью этих значений (логические «0» и «1»).

Используя классическое выражение для энергии магнитного момента, находящегося во внешнем магнитном поле  $W = -\mu_B \cdot B$  (исходя из предположения что величина поля  $B \sim 1$  Тл достижима в реальных устройствах), можно оценить энергию, которая необходима для записи или считывания одного бита информации:  $W \sim 9,27 \cdot 10^{-24} \cdot 1 \sim 10^{-23}$  Дж. При использовании для записи информации спина электрона (вместо его заряда), энергия записи одного бита информации может быть уменьшена на 2-3 порядка. Также, используя

классический подход и рассматривая движение магнитного момента электрона во внешнем магнитном поле, можно оценить время, необходимое для изменения проекции магнитного момента электрона. Это движение описывается уравнением Ландау-Лифшица и представляет собой вращение магнитного момента вокруг направления поля с частотой  $f = \gamma B$ , где  $\gamma$  – гиромагнитное отношение. Период этого вращения при B = 1 Тл составляет  $1/f \sim 3.10^{-11}$  сек. Соответственно, поворот магнитного момента на  $\pi$  должен происходить за время порядка  $\tau \sim 10^{-11}$  сек. [5]. Время записи бита информации с помощью спинового элемента памяти по порядку величины сравнимо с временем записи одного бита информации с помощью зарядового элемента. Дополнительными преимуществами спинтроники, по сравнению с электроникой, является возможность реализации энергонезависимых элементов памяти, высокие рабочие частоты и более высокая радиационная стойкость спинтронных устройств.

На текущий момент спинтроника ещё не готова полностью отказаться от классической электроники. Традиционные подходы к использованию спинового состояния в спинтронике основаны на ориентации спинов («вверх» или «вниз») выделенного направления. В качестве такого направления относительно выступает либо внешнее магнитное поле, либо внутренний магнитный момент ферромагнитного материала. Затем операции в устройствах выполняются с некоторой заданной величиной (с помощью электрического тока), которая предсказуемым образом зависит от степени упорядочения спинов. Добавление спиновой степени свободы к традиционной полупроводниковой электронике является лишь ступенью развития спинтроники. В дальнейшем, использование только спиновой степени свободы может значительно увеличить возможности и производительность устройств спинтроники.

Спинтроника возникла в результате открытий 1980-х годов, касающихся спин-зависимых явлений переноса электронов в твердотельных устройствах. Эти явления включают в себя наблюдение инжекции спин-поляризованных электронов из ферромагнитного металла в немагнитный металл Джонсоном и Силсби (1985) [6] и открытие гигантского магнитосопротивления независимо

Альбертом Фертом и др. [7, 8] и Питером Грюнбергом и др. (1988) [9]. Происхождение спинтроники проследить ОТ экспериментов можно ПО туннелированию в структурах ферромагнетик / сверхпроводник, впервые начатых Мезери и Тедроу, до первых экспериментов с МТЈ структурами, проведенных 1970-х годах [10]. Использование полупроводников Джуллиером в для спинтроники началось с теоретического описания электрического дипольного спинового резонанса Рашбой в 1960 году [11] и предложения в 1990 году Даттой и Дасом спинового полевого транзистора [12].

Уже сейчас магниторезистивная память (MRAM), например, может объединять в себе достоинства как динамической памяти (англ. dynamic random access memory, DRAM), так и статической (англ. static random access memory, SRAM). В конечном счёте, спиновые токи могут даже заменить зарядовые токи для передачи и обработки информации, позволяя выполнять более быстрые операции с низким энергопотреблением. Разработка и внедрение таких устройств может повлиять на многие отрасли промышленности, включая: хранение данных, микро наноэлектронику, И даже найти применение качестве И В высокочувствительных датчиков.

Впечатляющие успехи за последние годы продемонстрировала так называемая «металлическая» спинтроника. В *металлической* спинтронике не существует аналога биполярного транзистора, как в *классической* электронике. В свою очередь, полупроводниковая спинтроника призвана интегрировать лучшие качества двух систем, пока существующих независимо, – полупроводниковой спиновой логики и магнитной памяти. Возможное направление на пути развития – разработка новых гибридных устройств полупроводник/ферромагнетик, которые могли бы играть роль как логики, так и памяти и могли бы быть изготовлены в рамках одной технологии.

Полупроводники и ферромагнетики относятся к материалам «информационных технологий». Они имеют дополняющие друг друга свойства, но пока что используются отдельно. *Полупроводниковые* компоненты, такие как транзисторы и диоды, являются строительными блоками электронных схем,

используемых для обработки, передачи и хранения цифровых данных. Работа таких схем основана на передаче и кратковременном хранении электрического заряда, который кодирует логические данные В единицы И НУЛИ. Ферромагнитные компоненты, с другой стороны, используются в системах долгосрочного хранения и архивирования данных, таких как жесткий диск компьютера [13, 14, 15]. Здесь данные записываются в тонкий ферромагнитный слой в виде магнитных доменов с заданной ориентацией намагниченности. В настоящее время, предпринимаются усилия по разработке новых технологий для полупроводниковой спинтроники, в которой сочетаются уникальные особенности полупроводников и ферромагнетиков. Немаловажно и то, что для обоих классов материалов существует впечатляющая технологическая база. Таким образом, реализация спиновой функциональности в кремнии [16], который является базовым полупроводником в современной электронике, является важной целью.

Кремний является перспективным материалом для устройств спинтроники, поскольку симметрия решетки в этом материале сохраняет спиновое вырождение и, следовательно, устраняет спиновую релаксацию Дьяконова-Переля [17]. Вместе с тем, кремний является легким атомом со слабой спин-орбитальной связью, что приводит к большим временам спиновой релаксации [18]. В целом, учитывая господство кремния в электронной промышленности, он является хорошим кандидатом для разработки устройств спинтроники.

Перед учеными, занимающимися развитием спинтроники, стоят три основные задачи:

1. Генерация спиновых токов с высокой степенью спиновой поляризации.

2. Управление спиновым состоянием электронов, для создания логических элементов.

3. Детектирование спинового тока для реализации считывания информации.

Для создания устройств спиновой электроники необходимо глубокое понимание физических процессов, влияющих на спиновое состояние в твердых

телах. В связи с чем реализация спин-зависимых транспортных явлений и их исследование в различных материалах, структурах и устройствах является основной мотивацией, как нашей работы, так и многих других научных групп.

**Цель работы.** Целью настоящей работы является разработка новых технологических подходов в изготовлении устройств на базе гибридных структур и исследование особенностей спин-зависимого электронного транспорта в них. В связи с этим, в работе были поставлены следующие **задачи**:

- Разработать новые технологические подходы изготовления простейших микронных и субмикронных устройств на базе гибридных структур ферромагнетик/кремний.
- Провести характеризацию изготовленных структур и устройств различными физическими методами, включая исследование транспортных характеристик.
- 3. Исследовать возможность реализации спин-зависимого электронного транспорта в изготовленных устройствах.

# Научная новизна

1. Разработана технология травления силицида железа  $Fe_{1-x}Si_x$  с различным содержанием Si (0 < x < 0,4) с помощью жидкого химического травления. Впервые продемонстрирована немонотонная зависимость скорости травления от процентного содержания кремния в пленках  $Fe_{1-x}Si_x$ . Эта технология может быть использована для его применения в оптоэлектронике, фотонике и спинтронике.

**2.** Разработана технология изготовления субмикронных нанопроволочных устройств из Au / Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> на подложке Si методом перьевой нанолитографии.

**3.** Обнаружен эффект спиновой аккумуляции в четырехтерминальном устройстве изготовленным на базе гибридной структуры Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>/p-Si(111).

**4.** Предложена качественная модель транспорта спин-поляризованных носителей заряда из силицида железа в кремний через поверхностные состояния на границе раздела.

# Практическая значимость

Предложенные в данной работе подходы к изготовлению микронных и субмикронных устройств на базе гибридных структур ФМ/ПП, являются совместимыми с микроэлектронным производством. Полученные предложенными методами субмикронные структуры могут найти применение в таких областях как микроэлектроника, спинтроника и оптоэлектроника.

Результаты исследования спиновой аккумуляции в гибридной структуре Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>/p-Si позволяют по-новому взглянуть на роль поверхностных состояний в спиновом транспорте через границу раздела ферромагнитный металл / полупроводник и открывает перспективы улучшения гибридных структур посредством модификации границы раздела.

# Основные положения, выносимые на защиту

1. Для получения субмикронных устройств из Au/Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> на подложке Si(111) предложен новый способ изготовления, который включает в себя процессы зондовой литографии и прецизионного процесса жидкого травления Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> (0 < x < 0,4).

2. Технологические маршруты получения кремниевых полевых транзисторов, контактные площадки которых (исток и сток) изготовлены из тонких ферромагнитных плёнок Fe и Co<sub>2</sub>FeSi. Ширина Si токовых каналов полученных устройств варьируется от 250 нм до 3 мкм.

3. Модель транспорта спин-поляризованных носителей заряда для гибридных структур Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> / *p*-Si(111) с барьером Шоттки, учитывающая поверхностные состояния на границе раздела.

Апробация работы. Результаты, включённые в диссертацию, были представлены на: Всероссийской научно-технической конференции «Системы связи и радионавигации» (Красноярск, 2015 г., 2016 г.), International conference «Spin physics, spin chemistry, and spin technology» (Санкт-Петербург, 2015 г.), Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism», EASTMAG (Красноярск, 2016 г.),

NANOSTRUCTURES: PHYSICS AND TECHNOLOGY 25th International Symposium (Санкт-Петербург, 2017), Moscow International Symposium on Magnetism MISM (Москва, 2017 г.), International Conference "Scanning Probe Microscopy" (Екатеринбург, 2018 г.), Asian School-Conference on Physics and Technology of Nanostructured Materials (Владивосток, 2018 г.), International School and Conference on Optoelectronics, Photonics, Engineering and Nanostructures (Санкт-Петербург, 2019 г.) Российская конференция по физике полупроводников (Новосибирск, 2019 г.), конкурс-конференция ФИЦ КНЦ СО РАН по секции «Физика» (Красноярск, 2 апреля 2020), XIII Сибирский семинар по высокотемпературной сверхпроводимости и физике наноструктур ОКНО-2021 (Новосибирск 24-25 мая 2021).

Публикации. Результаты, представленные в работе, опубликованы в 6 статьях. Из них в Перечень ВАК РФ входят 6 статей, опубликованные в рецензируемых журналах и индексируемых системой цитирования Web of Science и Scopus.

Список публикаций, по теме диссертационной работы:

1. Tarasov, A. S., Lukyanenko, A. V., Tarasov, I. A., Bondarev. et al. Approach to form planar structures based on epitaxial  $Fe_{1-x}Si_x$  films grown on Si (111) //Thin Solid Films. – 2017. – T. 642. – C. 20-24. (Impact factor: 2.183, Scopus Q2)

Lukyanenko A. V., Smolyarova T. E. Alternative technology for creating nanostructures using Dip Pen Nanolithography //Semiconductors. – 2018. – T. 52. – №.
 – C. 636-638. (Impact factor: 0.674, Scopus Q3)

3. Tarasov, A. S., Bondarev, I. A., Rautskii, M. V., Lukyanenko, A. V., et al. Room Temperature Spin Accumulation Effect in Boron Doped Si Created by Epitaxial Fe<sub>3</sub>Si/p-Si Schottky Contact //Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2018. – T. 12. – No. 4. – C. 633-637. (Impact factor: 0.359, Scopus Q3)

4. Tarasov, A. S., Lukyanenko, A. V., Bondarev, I. A., Rautskii et al. Fabrication and DC/AC Characterization of 3-Terminal Ferromagnet/Silicon Spintronics Devices //Semiconductors. – 2018. – T. 52. – №. 14. – C. 1875-1878. (Impact factor: 0.674, Scopus Q3)

5. Tarasov, A. S., Lukyanenko, A. V., Rautskii, M. V., et al. Spin-dependent electrical hole extraction from low doped p-Si via the interface states in a Fe<sub>3</sub>Si/p-Si structure //Semiconductor Science and Technology. – 2019. – T. 34. –  $\mathbb{N}_{2}$ . 3. – C. 035024. (Impact factor: 2.352, Scopus Q1)

6. Lukyanenko A. V. et al. Technique for Fabricating Ferromagnetic/Silicon Active Devices and Their Transport Properties //Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2021. – T. 15. – No. 1. – C. 65-69. (Impact factor: 0.359, Scopus Q3)

Патенты

1. Пат. 2743516 Российская Федерация, МПК В82В 3/00. Способ получения ферромагнитных наночастиц-дисков с помощью зондовой литографии и жидкого химического травления / Лукьяненко А.В., Тарасов А.С., Волков Н.В.; заявитель и патентообладатель ФИЦ КНЦ СО РАН. – № 2020125606; заявл. 27.07.2020; опубл. 19.02.2021, Бюл. № 5 – 10 с. : ил.

Структура диссертации. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка использованных источников. Общий объём составляет 158 страниц, включая 57 рисунков, 38 формул и 3 таблицы. Список использованной литературы состоит из 173 наименований. В *первой* главе приводится обзор литературы по теме диссертации. Во *второй* главе даётся описание методов получения гибридных структур и многотерминальных устройств. В *третьей* главе уделяется внимание технологическим подходам формирования микро и нано размерных устройств, а также их свойствам. В *четвёртой* главе приводятся экспериментальные результаты эффекта спиновой аккумуляции в гибридной структуре Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub>/*p*-Si(111).

# ГЛАВА 1. ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ СПИНТРОНИКА

# 1.1. Основные понятия

1.1.1. Спиновый момент количества движения и спиновый магнитный момент электрона

Спин и заряд – две независимые особенности электрона. Электрон обладает собственным *моментом количества движения*, т.е. *спином*, который не связан с движением электрона по орбите. Спин электрона является квантовым свойством. *Магнитный момент* электрона обусловлен тем, что электрон обладает собственным механическим моментом. Согласно представлениям квантовой механики момент количества движения и магнитный момент электрона следует рассматривать как векторные операторы, которые действуют на волновые функции электрона. Собственные значения проекции оператора спинового момента количества движения  $\hat{S}$  на некоторую ось (ось квантования) составляют:

$$\hat{s}^{z} \Rightarrow \hat{S}^{z} = (S\hbar), (-S+1)\hbar, \dots (S)\hbar,$$
(1.1)

здесь  $\hbar = h/2\pi$ ,  $\hbar$ - постоянная Планка, s – спиновое квантовое число (спин) частицы. Момент количества движения (или механический момент) измеряется в единицах  $\hbar$ . Для электрона S = 1/2 и  $S^z = \pm 1/2$ . Момент количества движения и магнитный момент электрона представлен на рисунке 1.1. Собственное значение квадрата оператора  $\hat{s}$  составляет:

$$\hat{s}^2 \Rightarrow S^2 = S(S+1).$$
 (1.2)

С оператором спинового механического момента электрона связан оператор магнитного момента (рисунок 1.1):

$$\hat{\mu}_s = -\gamma_s \hbar \hat{S},\tag{1.3}$$

магнитомеханическое отношение для спина электрона:

$$\gamma_s = g_s |e|/2m_e c, \tag{1.4}$$

здесь e – заряд электрона,  $m_e$  – масса покоя электрона, c – скорость света,  $g_s$  – фактор спектроскопического расщепления (g-фактор) для спина электрона. Собственные значения проекции спинового магнитного момента электрона на ось квантования, (в частности, на направление магнитного поля), составляют

$$\mu_s^z = \pm \frac{g_s}{2} \mu_B,\tag{1.5}$$

где  $\mu_B$  – квант магнитного момента элементарной частицы  $\mu_B = \hbar |e|/2m_e c = 0.9274 \cdot 10^{-20}$  эрг/гс – магнетон Бора.



Рисунок 1.1 - Электрон: спин электрона (а); собственные значения проекции спинового момента количества движения (б) и магнитного момента электрона (в) на ось квантования *z* 

Наличие у электрона спина, S = 1/2 и связанного с ним магнитного момента,  $\mu_B$ , имеет много следствий, некоторые из которых очень важны и, фактически, определяют структуру окружающего мира, другие проявляются не так явно, но остаются при этом крайне интересными с физической точки зрения.

# 1.1.2. Принцип Паули

На электрон действует запрет Паули, который применим только к частицам с полуцелым спином. Он утверждает, что в квантовой системе *две тождественные* частицы с полуцелым спином не могут находиться в одном и том же квантовом состоянии, т.е. только один электрон может занимать одно квантовое состояние. Частицы с полуцелым спином, имеют волновую функцию, антисимметричную относительно перестановки любых двух фермионов; отсюда следует, что в одном состоянии может находиться не более одного фермиона. Принцип Паули помогает объяснить разнообразные физические явления, он ответственен за структуру атомов, химические и физические свойства конденсированных сред, включая биологические системы. Следствием принципа является наличие электронных оболочек в структуре атома, из чего в свою очередь следует разнообразие химических элементов и их соединений.

В твёрдом теле мы имеем дело не с отдельными спинами, а с их ансамблями, которые взаимодействуют как с окружающими их атомами, так и с друг другом. Ниже приводятся некоторые виды взаимодействий электрона с окружением.

# 1.1.3. Обменное взаимодействие

Обменное взаимодействие является квантово-механическим эффектом, оно возникает в результате Кулоновского взаимодействия между электронами. Обменное взаимодействие становится спин-зависимым из-за ограничений, Паули. функции Обменное накладываемых на волновые принципом взаимодействие специфическое рассматривать как некоторое можно взаимодействие, ориентирующее спиновые моменты количества движения (следовательно, и магнитные моменты) электронов и атомов. Обменное взаимодействие отвечает за возникновение ферромагнетизма и других магнитоупорядоченных структур в различных классах материалов.

#### 1.1.4. Диполь-дипольное взаимодействие

Это взаимодействие всегда существует в веществах, содержащих атомы или ионы с отличными от нуля магнитными моментами. Диполь-дипольное взаимодействие между магнитными моментами электронов является слабым (по сравнению с обменным) магнитным взаимодействием. Энергия дипольдипольного взаимодействия ( $E_{d-d}$ ) зависит от расстояния и в общем случае может быть записана как:

$$E_{d-d} = \frac{\overline{\mu}_1 \overline{\mu}_2}{(r_{12})^3} - 3 \frac{(\overline{\mu}_1 \cdot \overline{r}_{12})(\overline{\mu}_2 \cdot \overline{r}_{12})}{(r_{12})^5}, \tag{1.6}$$

где  $\bar{\mu}_1$  и  $\bar{\mu}_2$  - два магнитных момента, а  $\bar{r}_{12}$  - расстояние между ними (как представлено на рисунке 1.2)



Рисунок 1.2 - Два магнитных момента,  $\bar{\mu_1}$  и  $\bar{\mu_2}$  на расстоянии  $\bar{r_{12}}$ 

Когда речь идет об электронах, магнитные моменты равны  $\mu_B$ . В случае двух электронов, расположенных на расстоянии, которое соответствует характерному расстоянию между двумя соседними атомными позициями в кристаллической решетке твердых тел, оценки для этого взаимодействия дают:  $E_{d-d} \sim 10^{-16}$  эрг. На температурной шкале это соответствует температуре порядка 1 К. Это относительно слабое взаимодействие, например, для энергии обменного взаимодействия простые оценки дают величину  $\sim 10^{-13}$  эрг, т.е., на три порядка

большую величину. Несмотря на малую диполь-дипольное величину, взаимолействие отвечает за механизмов появления магнитной ОЛИН ИЗ анизотропии.

### 1.1.5. Спин-орбитальное взаимодействие

Кроме описанного выше диполь-дипольного взаимодействия за появление магнитной анизотропии также отвечает спин-орбитальное взаимодействие (СОВ). Несмотря на то, что оно тоже является слабым, по сравнению с обменным, спинорбитальное взаимодействие часто играет важную роль в процессах спинзависимых транспортных явлений. Физическая природа спин-орбитального взаимодействия состоит в том, что на электрон, движущийся со скоростью  $\vec{v}$  в электрическом поле напряженности  $\overline{E}$ , действует магнитное поле с индукцией  $\overline{B} = (1/c)\overline{E} \times \overline{v}$  (где c – скорость света), которое действует на магнитный момент электрона. Таким образом, благодаря спин-орбитальному взаимодействию, любое электрическое поле (и постоянное, и переменное) будет действовать на спин движущегося электрона. Поскольку вектор  $\overline{B}$  должен быть перпендикулярен  $\overline{E}$  и *v*, в атоме его направление совпадает с направлением нормали к плоскости орбиты электрона (направление магнитного поля параллельно орбитальному моменту количества движения). Энергия электрона в этом магнитом поле будет  $\pm \mu_B B$  в зависимости от ориентации спина электрона (и соответственно его магнитного момента). Энергию спин-орбитального взаимодействия можно записать как

$$E_{s-o} = \lambda(\bar{L}\bar{S}), \tag{1.7}$$

где λ - константа спин-орбитального взаимодействия, зависящая от состояния электрона в атоме.

Внутренний магнитный момент электрона во время его движения в поле ядра, приводит к его дополнительному взаимодействию с магнитным полем. Спинорбитальное взаимодействие играет важную роль в теории атомных спектров. Оно является причиной расщепления атомных энергетических уровней (тонкая структура), которые сильно увеличиваются в случае тяжелых атомов, также оно определяет величину д -фактора электрона. Оно играет важную роль в тех явлениях, которые принято относить к спинтронике и которые в дальнейшем будут рассмотрены в работе. Благодаря спин-орбитальному взаимодействию появляется возможность управлять спиновым состоянием носителей заряда при помощи электрического поля (электрическое поле не взаимодействует непосредственно со спином электрона). Механизм оптической ориентации спинов и их детектирование также обусловлены спин-орбитальным взаимодействием (электрическое поле света не действует напрямую на спин электрона). В большинстве случаев взаимодействие ответственно за механизмы спиновой релаксации, наконец, оно делает явления, обусловленные транспортом носителей заряда и спиновые явления взаимозависимыми.

# 1.1.6. Сверхтонкое взаимодействие

Сверхтонкое взаимодействие – это взаимодействие между электроном и ядерными спинами (рисунок 1.3), которое может иметь важное значение, если ядра атомов в решетке кристалла имеют ненулевое значение спина. Если ядерные спины поляризовать, это взаимодействие будет эквивалентно существованию эффективного ядерного магнитного поля, действующего на спины электронов.



Рисунок 1.3 - Схема возникновения сверхтонкого взаимодействия

В полупроводниках времена спиновой релаксации ядер весьма велики (при гелиевых температурах  $10^2 - 10^3$  с) и намного превышают время спиновой релаксации электронов (~ $10^{-7}$  с), т.е., ядерная поляризация протекает намного медленнее по сравнению с электронной. Ядерный магнитный момент слишком мал (в 2000 раз меньше электронного), равновесная ядерная поляризация в магнитном поле 100 Т и при температуре 1 К может составить только 1%. Вместе с тем, более высокая степень поляризации может быть легко достигнута через динамическую ядерную поляризацию благодаря сверхтонкому взаимодействию с неравновесными электронами. Энергия сверхтонкого взаимодействия может быть записана в виде:

$$E_{h-f} = A(\bar{I}\bar{S}), \tag{1.8}$$

где  $\bar{I}$  - спин ядра. Константа сверхтонкого взаимодействия - A пропорциональна квадрату волновой функции электрона вблизи ядра ( $|\psi(0)|^2$ ). Как и в случае спин-орбитального взаимодействия, энергия сверхтонкого взаимодействия быстро растет с увеличением атомного номера Z. Для s -электрона во внешней оболочке имеется определенная вероятность находиться в центре атома (вблизи ядра), где экранирование внутренних электронов слабее. Таким образом, волновая функция s -электрона будет иметь острый пик вблизи центра ядра. Например, для атома In величина  $|\psi(0)|^2$  в 6000 раз больше, чем для атома водорода. Для p-состояний ( $l \neq 0$ ) сверхтонкое взаимодействие не работает, поскольку  $\psi(0)$  и электроны и спины связаны более слабым диполь-дипольным взаимодействием.

# 1.2. Спиновая поляризация и спиновый транспорт

Спиновая поляризация – состояние, при котором в твердом теле число носителей заряда с разными спиновыми проекциями различно. Спиновая поляризация может быть создана различными методами, например – помещением материала в сильное магнитное поле (эффект Зеемана), за счёт обменного

взаимодействия (как в ферромагнетике) или другими способами, которые могут вывести систему из равновесия. Причины возникновения спиновой поляризации могут быть различными, можно целенаправленно создавать спиновую поляризацию и, соответственно, ток, поляризованный по спину.

# 1.2.1. Спиновая поляризация в ферромагнитных материалах

В случае ферромагнитного металла (ФМ), электронная поляризация возникает естественным образом. Для объяснения поведения электрического сопротивления ФМ вблизи температуры Кюри, в 1936 г. Мотт предложил модель двух токов. Эта модель описывает поведение проводимости в ФМ, когда электроны находятся в разных спиновых состояниях. Согласно модели двух токов, электрическая проводимость ФМ рассматривается как проводимость двух параллельно соединенных независимых спиновых каналов с проводимостями  $\sigma_{\uparrow}$  и  $\sigma_{\downarrow}$  для электронов со спинами «вверх» и «вниз», соответственно, рисунок 1.4.



Рисунок 1.4 - Модель двух токов. Схема зонной структуры ФМ, показывающая спиновое расщепление энергетических зон (а); схема спин-зависимой проводимости через независимые спиновые каналы со спином ↓ и спином ↑ в пределе пренебрежимо малого спинового перемешивания (б) [15]

Причиной появления спиновой поляризации в ФМ (разницы в количестве электронов со спином «вверх» и со спином «вниз») является различие энергетических зонных структур для электронов в состоянии со спином «вверх» и со спином «вниз». Выбор направления проекции спина для разных спиновых

энергетических подзон произволен, но, как правило, спиновая ориентация соотносится с направлением намагниченности в материале. Рассмотрим зонную немагнитного и ферромагнитного металлов (рисунок 1.5). В структуру немагнитном металле, нет причин для появления разницы между подзонами энергетических состояний электронов со спинами «вверх» и «вниз» (рисунок 1.5 электронов с разными проекциями спина одинаково и a). Количество проводимости двух спиновых каналов полностью идентичны. Если рассматривать проводящий металл, обладающий спонтанной намагниченностью, то имеет место относительный сдвиг энергетических подзон для электронов со спинами «вверх» и «вниз» за счет обменного взаимодействия (рисунок 1.5 б). Он приводит к асимметрии спиновых энергетических подзон И называется обменным расщеплением. Возникающая асимметрия приводит к тому, что количество электронов с различной проекцией спина становится различным, другими словами, в магнитном материале возникает спиновая поляризация. Если изменить направление внешнего магнитного поля, то намагниченность, и, соответствующее расщепление плотности состояний, также изменится на противоположное (рисунок 1.5 в).



Рисунок 1.5 Зонная структура немагнитного и ферромагнитного металлов. Для немагнитного металла подзоны для электронов со спинами «вверх» и «вниз» симметричны (а); для ФМ подзоны сдвинуты относительно друг друга на величину обменного взаимодействия (б); изменение направления намагниченности влечет изменение расщепления плотности состояний на противоположное (в)

Спиновую поляризацию носителей заряда (и электрического тока) можно представить в виде соотношения

$$P = \frac{\rho_{\uparrow}(\varepsilon_F) - \rho_{\downarrow}(\varepsilon_F)}{\rho_{\uparrow}(\varepsilon_F) + \rho_{\downarrow}(\varepsilon_F)},\tag{1.9}$$

где  $\varepsilon_F$  – уровень Ферми,  $\rho_{\uparrow,\downarrow}$  – плотность электронов со спинами «вверх» и «вниз», она определяет величину спин-зависимых эффектов в магнитных структурах. Помимо  $\rho_{\uparrow,\downarrow}$  используют такие физические величины как: зарядовый ток, плотность носителей заряда, проводимость. Величина и знак спиновой поляризации будут зависеть от выбора физической величины, используемой для определения спиновой поляризации. В общем случае спиновая поляризация любого спин-зависимого свойства *X* может быть записана как:

$$P_X = \frac{X_{\uparrow} - X_{\downarrow}}{X_{\uparrow} + X_{\downarrow}}.\tag{1.10}$$

Для ФМ в литературе принято, что  $\uparrow$  ( $\downarrow$ ) обозначают носители с магнитным моментом параллельным (антипараллельным) направлению намагниченности ФМ. В случае полупроводников  $\uparrow$  (и  $\downarrow$ ) соответствуют квантовому числу  $m_j$  по отношению к *z* оси, выбранной вдоль приложенного магнитного поля.

# 1.2.2. Спиновая поляризация в немагнитных материалах

Как было описано выше, в ФМ существует *равновесная* спиновая поляризация носителей заряда. Для практических приложений спинтроники, необходимо создать поток спинов в немагнитных материалах (HM): металлах, полупроводниках, тонких слоях диэлектриков, а также управлять спиновым состоянием носителей заряда. В HM в естественных условиях спиновая поляризация отсутствует. Что бы создать *неравновесную* спиновую поляризацию в HM, нужно вывести систему из равновесия.

Для описания этого процесса, в литературе устоялось понятие «спиновая накачка». Есть несколько способов спиновой накачки: использование электронного транспорта, оптического воздействия и магнитного резонанса. Период времени, в течение которого такая неравновесная заселённость уровней может поддерживаться, называется *время жизни спинового состояния*  $\tau_s$ .





Рисунок 1.6 - Электрическая спиновая инжекция из ФМ в НМ. Электроны текут из ФМ в НМ: схема геометрии устройства (а); намагниченность М как функция расстояния от границы раздела материалов – неравновесная намагниченность *δM* 

(спиновая аккумуляция) инжектирована из ФМ в НМ (б); вклад спинразрешенной плотности состояний в зарядовый и спиновый транспорт через ФМ/НМ интерфейс (в). Неравенство уровней, соответствующих заполненным состояниям в спиновых подзонах иллюстрирует отличие электрохимического потенциала от равновесного значения  $\mu_0$ 

Качественно, неравновесное спиновое состояние можно описать на примере рисунка 1.6, на котором приведена схема электрической спиновой инжекции из ФМ в НМ. Поскольку в ферромагнетике ток поляризован, можно предположить, что в немагнитный металл инжектируется больше электронов с выделенным направлением спина (рисунок 1.6 а). В приграничной области НМ возникает неравновесная спиновая поляризация (*или спиновая аккумуляция*), которая

постепенно затухает при отдалении от границы за счёт процессов спиновой релаксации, как представлено на рисунке 1.6 (б). Избыток электронов с выделенным направлением спина влечет за собой и появление неравновесной намагниченности  $\delta M$  в HM. На рисунке 1.6 (в) приведена иллюстрация спинразрешенной плотности состояний ФМ/НМ контакта. В отсутствие тока химический потенциал  $\mu$  одинаков для каждой из спиновых подзон в ФМ металле и HM металле, и равен равновесному значению  $\mu_0$ . При включении тока,  $\mu$  вблизи границы раздела становиться разным для подзон с разным направлением спина (и в ФМ и в HM). Разность уровней  $\mu$  для подзон с разным направлением спина определяет величину неравновесной намагниченности на границе HM. Спиновая поляризация электрического тока, созданная в HM, обычно используется для описания эффективности электрической спиновой инжекции.

# 1.2.3. Спиновая релаксация и спиновая дефазировка

Основные процессы, которые приводят неравновесное спиновое состояние в электронной подсистеме к равновесному – это процессы спиновой релаксации и спиновой дефазировки, они играют важную роль в спинтронике. Электронные спиновые состояния в металлах и полупроводниках живут относительно долго, это позволяет надеяться, что информация, закодированная с использованием спиновых состояний, может передаваться на макроскопические расстояния. Это один из важных параметров для успешной реализации полупроводниковой спинтроники.

Вклад в значение  $\tau_s$  – время жизни спинового состояния, вносят параметры  $T_1$  и  $T_2$  – время спиновой релаксации и дефазировки, соответственно. Основные физические механизмы спиновой релаксации: Эллиота-Яфета – в основе этого механизма лежит вероятность переворота спина при рассеянии носителей заряда на примесях или колебаниях атомов в результате смешивания состояний с разной ориентацией спина вследствие спин-орбитального взаимодействия. Дьконова-Переля – механизм спиновой релаксации в системах без центра инверсии,

обусловленный взаимодействием. Это взаимодействие спин-орбитальным вызывает прецессию спина с пересечением электронов, И. будучи скомбинировано с рассеянием импульса, вызывает дефазировку спинов. Играет важную роль в системах пониженной размерности. Механизм Бира-Аронова-Пикуса – процесс спиновой релаксации обусловлен обменным взаимодействием электронов и дырок. Термин дырка принят для обозначения незаполненной валентной связи, которая проявляет себя как положительный заряд, численно равный заряду электрона. Рассеяние электрона на дырке может сопровождаться переворотом спина при учете обменного или аннигиляционного взаимодействия. Сверхтонкое взаимодействие – магнитное взаимодействие между магнитными моментами электронов и ядер. Связанная с ним релаксация определяется точечным контактным взаимодействием электронных спинов с ядерными спинами и вызывает релаксацию ядерных спинов.

# 1.2.4. Спиновая инжекция и детектирование. Способы создания спиновой поляризации

Реализация связанной со спином электрона новой функциональности в полупроводниках и понимание фундаментальных процессов инжекции и детектирования спинового состояния - являются основными проблемами в спинтронике. Многие спиновые явления были реализованы в GaAs, это подробно описывается в ряде работ [19, 20, 21]. Кремний также является перспективным полупроводником и в нём наблюдается ряд интересных спин-зависимых явлений. Поскольку в равновесном состоянии кремний является немагнитным материалом, в нём необходимо создать спиновую поляризацию. Как было описано выше, спиновая поляризация возникает из-за разницы в плотности состояний электронов с проекциями спина «вверх» и «вниз», вблизи уровня Ферми ( $E_F$ ). Существует несколько подходов для создания и детектирования спиновой поляризации в Si, например: с использованием: поляризованного света [22], спиновой инжекции

горячих электронов [23], туннельной инжекции спина [24, 25, 26, 27], спиновоготуннелирования Зеебека [28], и динамических методов спиновой накачки [29].

Ещё в 1968 году было показано, что неравновесная спиновая поляризация электронов в Si может быть вызвана освещением материала циркулярнополяризованным светом [30]. Этот процесс известен как *оптическая* ориентация спинов. К сожалению, в стационарном состоянии спиновая поляризация в кремнии составляет всего лишь несколько процентов, потому что спиновая релаксация происходит гораздо быстрее, чем рекомбинация носителей, вследствие непрямой запрещенной зоны.

Омическая инжекция. В ФМ электрическая проводимость для электронов со спином «вверх», существенно отличается от проводимости электронов со спином «вниз», это приводит к возникновению спин-поляризованного электрического тока. Наиболее простым подходом к инжекции спинов является формирование омического контакта между ферромагнетиком и полупроводником, тогда ФМ будет являться источником поляризованных по спину электронов, которые инжектируется в полупроводник. Однако типичные омические контакты металл-полупроводник возникают в результате сильного легирования поверхности полупроводника, что приводит к снижению величины спиновой аккумуляции и потере спиновой поляризации [31].

Инжекция горячих электронов. Другой метод спиновой инжекции включает использование спин-поляризованных «горячих» электронов с энергиями, намного превышающими энергию Ферми ( $E_F$ ). В работах [32, 33] рассматривается инжекция электронов в ФМ слой при энергиях  $\gg E_F$ . Поскольку электроны со спином «вверх» и спином «вниз» имеют разные неупругие длины свободного пробега, прохождение горячих электронов через достаточно тонкий слой Со толщиной 3 нм, может использоваться для того чтобы получить ток, в котором электроны поляризованы более чем на 90 % [34]. Несмотря на возможность получения высокой спиновой поляризации, общая эффективность такого метода остаётся низкой из-за рассеяния на интерфейсе.

Баллистическая электронная инжекция. Ещё одним методом является спиновая инжекция через границы раздела ФМ / ПП в баллистическом режиме. Если устройства конструкция включает спин-зависимый захват инжектированного носителя другим ФМ электродом, то транспорт через ПП полностью баллистический. Если целью область должен быть является эффективная инжекция спина в баллистическом режиме, контакт между ФМ и ПП должен быть точечным. Эксперименты с точечными контактами, образованными ΦM неферромагнитными между И металлами, продемонстрировали баллистическую точечную контактную инжекцию сильно спин-поляризованных (>40%) токов в неферромагнитных металлах [35, 36].

Туннельная инжекция. В работе [37] авторы, используя ФМ зонд сканирующего туннельного микроскопа (СТМ), показали, что в процессе вакуумного туннелирования возможно эффективно инжектировать спины в полупроводник. Было продемонстрировано, что туннельные барьеры могут приводить к сохранению спиновой поляризации при туннелировании. Согласно теоретическим работам Рашбы [38], туннелирование может быть гораздо более эффективным средством для достижения спиновой инжекции, чем диффузионный транспорт. Эффективная спиновая инжекция из ФМ в полупроводник возможна, если сопротивление барьера на границе раздела достаточно большое. Также, в работе [38] авторами указывалось, что туннельный диод с ферромагнитным электродом (МДП диод или Шоттки диод со структурой металл/ПП), может стать эффективным средством инжекции спинов в полупроводниковую систему. В работе [39] сообщалось о спиновой инжекции (равной 2 %) из Fe в GaAs, при комнатной температуре. Такое низкое значение объясняется тем, что на спинзависимое туннелирование большое влияние оказывает интерфейс структуры Fe / GaAs. Усилия по эпитаксиальному росту ферромагнитных тонких пленок на полупроводниках с акцентом на формирование резких, высококачественных барьеров Шоттки, дадут большой толчок развития спинтроники на основе гибридных структур. Среди достаточно большого количества методов инжекции, ферромагнитных туннельных контактов использование ДЛЯ инжекции И

обнаружения спиновой поляризации в кремнии было признано наиболее жизнеспособным и надежным методом [40].

Спиновая поляризация носителей заряда в парамагнитных и диамагнитных материалах может быть создана с помощью электрической инжекции из ФМ. Когда немагнитный материал является ПП, барьер Шоттки, созданный на границе раздела ФМ / ПП, может препятствовать инжекции в полупроводник спинполяризованных токов [38, 41]. Этой проблемы можно избежать путем правильной настройки интерфейсов используемых материалов. Используя такой работе [24] авторы заявили, подход, В ЧТО ОНИ получили первое экспериментальное доказательство электрической спиновой инжекции в кремний комнатной температуре, используя один контакт для инжекции и при Si. детектирования спиновой поляризации В Детектирование спиновой поляризации носителей заряда становится возможным благодаря тому, что приложенное поперечное магнитное поле снижает величину спиновой аккумуляции из-за дефазировки во времени прецессии спинов, а время спиновой релаксации в кремнии можно найти простой аппроксимацией фукцией Лоренца к кривой магнитосопротивления [24]. Использование геометрии устройства, также известной как трехконтактная (3-Т) геометрия, позволяет избежать сложностей при процессах изготовления компонентов субмикронного размера, необходимых для экспериментов по спиновой инжекции и аккумуляции и использующих нелокальную геометрию [42].

1.2.5. Спиновая инжекция через интерфейс ферромагнитный металл/немагнитный металл

Рассмотрим сначала электрическую спиновую инжекцию через контакт  $\Phi$ M/HM (рисунок 1.7), на основе подхода, предложенного Рашбой [38, 43]. В случае трёхмерного контакта, степень поляризации тока (инжектированного в HM металл) будут определять три относительные величины характеристических сопротивлений на единицу площади. Это контактное сопротивление  $r_c$  и два

характеристических сопротивления  $r_N$  и  $r_F$ , каждое из которых дается отношением длины спиновой диффузии и эффективной объемной проводимостью в соответствующей области (для НМ и ФМ, соответственно). Плотность электрического тока в проводнике в диффузионном режиме  $j_\lambda$  для спинового канала  $\lambda$  ( $\lambda = \uparrow, \downarrow$ ), управляемая электрическим полем  $E = -\nabla \varphi$  и градиентом плотности носителей заряда  $n_\lambda$ , может быть выражена как

$$\boldsymbol{j}_{\lambda} = \sigma_{\lambda} \boldsymbol{E} - e D_{\lambda} \nabla n_{\lambda}, \qquad (1.11)$$

где  $\sigma_{\lambda}$  и  $D_{\lambda}$  – электрическая проводимость и коэффициент диффузии для носителей заряда со спином  $\lambda$ .



Рисунок 1.7 - Схема пространственного распределения химического потенциала вблизи контакта ФМ/НМ

На рисунке 1.7 представлено пространственное распределение химического потенциала вблизи ФМ/НМ интерфейса. На границе контакта (x = 0) химические потенциалы для подсистем электронов со спином «вверх» ( $\mu_{\uparrow}$ ) и «вниз» ( $\mu_{\downarrow}$ ), а также средняя величина химического потенциала ( $\mu_F$ ,  $\mu_N$ ) испытывают разрыв. Длины спиновой диффузии  $L_S^F$  и  $L_S^N$  характеризуют уменьшение  $\mu_S = \mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}$ 

(т.е. уменьшение спиновой аккумуляции и неравновесной намагниченности) при движении от интерфейса вглубь ферромагнетика и немагнитного металла.

Уравнения непрерывности для зарядов и спинов в стационарных условиях можно выразить как

$$\nabla \cdot (\boldsymbol{j}_{\lambda} + \boldsymbol{j}_{\lambda'}) = 0, \qquad (1.12)$$

$$\nabla \cdot (\boldsymbol{j}_{\lambda} - \boldsymbol{j}_{\lambda'}) = -e \frac{\delta n_{\lambda}}{\tau_{\lambda'\lambda}} + e \frac{\delta n_{\lambda'}}{\tau_{\lambda\lambda'}}, \qquad (1.13)$$

где  $\delta n_{\lambda} = n_{\lambda} - n_{\lambda 0}$  – отклонение плотности носителей заряда со спином  $\lambda$  от равновесной  $(n_{\lambda 0})$ , и  $\tau_{\lambda \lambda'}$  – среднее время рассеяние электрона из состояния со спином  $\lambda$  в состояние  $\lambda'$ . Используя условие  $N_{\uparrow}/\tau_{\uparrow\downarrow} = N_{\downarrow}/\tau_{\downarrow\uparrow}$ , которое обеспечивает отсутствие результирующего спинового рассеяния в условиях равновесия, получим базовые уравнения для химического потенциала, которые описывают зарядовый и спиновый транспорт:

$$\nabla^2(\sigma_{\uparrow}\mu_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}\mu_{\downarrow}) = 0, \qquad (1.14)$$

$$\nabla^2(\mu_{\uparrow}-\mu_{\downarrow}) = \frac{1}{L_s^2}(\mu_{\uparrow}-\mu_{\downarrow}), \qquad (1.15)$$

где  $L_s = \sqrt{D\tau_s}$  – длина спиновой диффузии,  $\tau_s$  - время спиновой релаксации. Усредненный по спину коэффициент диффузии

$$\frac{1}{D} = \frac{\left(N_{\uparrow}D_{\downarrow}^{-1} + N_{\downarrow}D_{\uparrow}^{-1}\right)}{\left(N_{\uparrow} + N_{\downarrow}\right)}.$$
(1.16)

При условии  $\delta n_{\downarrow} + \delta n_{\uparrow} = 0$ , выражение для химического потенциала будет иметь вид:

$$\mu_{s} = \mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow} = \frac{1}{2e} \frac{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} N_{\downarrow}} (\delta n_{\downarrow} - \delta n_{\uparrow}).$$
(1.17)

Его относят к понятию спиновой аккумуляции и используют, например, для объяснения эффекта гигантского магнитосопротивления (*англ.* Giant magnetoresistance, GMR) в спин-вентильных структурах в геометрии «ток перпендикулярен плоскости».

1.2.6. Спиновая инжекция через интерфейс ферромагнетик / полупроводник

Для эффективной инжекции спин-поляризованных носителей заряда в полупроводник, или их детектирования, требуется туннельный барьер между полупроводником и ферромагнетиком. Одним из возможных подходов к электрическому детектированию спин-поляризованных носителей в полупроводниках, заключается в использовании границ раздела ферромагнетик / полупроводник. Туннельный барьер (ТБ) должен быть достаточно тонким, чтобы процесс туннелирования спинов был более вероятным, чем спиновая релаксация внутри полупроводника [38].

Характеристика границы раздела между магнитным спиновым инжектором и испытываемым HM имеет важное значение для экспериментов с электрической спиновой инжекцией. Тот факт, что интерфейсы играют решающую роль для получения спиновой аккумуляции в НМ, отмечалось ещё в конце 80-х годов в работе [44], в которой изучался транспорт "неравновесной намагниченности" через интерфейс между двумя материалами. Затем. В работе [45] проанализировали электрическую спиновую инжекцию в немагнитный материал и выявили проблему рассогласования проводимости (англ. mismatch conductivity). Эта проблема имеет отношение к спиновым сопротивлениям двух материалов, приведённых в контакт друг с другом. Сопротивление определяется как

$$R_S = \lambda_S^2 \rho / V_S, \qquad (1.18)$$

где  $\lambda_S$  - длина спиновой диффузии материала,  $\rho$  - его удельное электрическое сопротивление и V<sub>S</sub> - эффективный объем спиновой релаксации [46]. Под спиновым сопротивлением можно понимать легкость поглощения спинов материалом. Спины предпочитают диффундировать в материал с низким сопротивлением. Следовательно, эффективность спиновым электрической спиновой инжекции из ФМ в НМ будет определяться их спиновыми сопротивлениями,  $R_S^{FM}$  и  $R_S^{NM}$ . Если  $R_S^{FM} \ll R_S^{NM}$ , то спиновая поляризация в НМ будет незначительной. Это тот случай, когда НМ является полупроводником, а ФМ является металлом ( $\rho_{FM} \ll \rho_{NM}$  и  $\lambda_S^{FM} \ll \lambda_S^{NM}$ ) [47, 48]. В работе [38], Рашба предложил решение проблемы рассогласования проводимости, а именно: наличие спин-зависимого интерфейса с достаточным сопротивлением, между ФМ и НМ. Стоит подчеркнуть, что «спин-зависимый» относится к тем интерфейсам, которые сохраняют зависимость волнового вектора от спина, что является необходимым условием для обеспечения эффективной спиновой инжекции. В процессе спиновой инжекции всегда будет доминировать тот элемент устройства, у которого наибольшее сопротивление. Поэтому, когда  $R_S^{FM} \ll R_S^{NM}$ , сопротивление поверхности раздела между материалами,  $R_i$ , должно доминировать над  $R_S^{NM}$ . Таким образом, подаваемый ток будет управляться зависимым от спина сопротивлением границы раздела, а не независимым от спина сопротивлением НМ. Следовательно, условием эффективной спиновой инжекции будет  $R_i \ge R_S^{NM}$ [38].

Когда ферромагнетик и полупроводник приводятся в контакт, на границе раздела естественным образом формируется энергетический барьер, называемый *барьером Шоттки* [49]. Высота барьера Шоттки  $\phi_{SB}$  для полупроводника с основными электронными (дырочными) носителями, также называемыми полупроводниками *n*-типа (*p*-типа), представляет собой энергетический барьер от энергии Ферми  $E_F^{FM}$  до минимума (максимума) зоны проводимости (валентной зоны) полупроводника  $E_C^{SC}$ . Тот факт, что энергия Ферми полупроводника,  $E_F^{SC}$ , должна соответствовать  $E_F^{FM}$ , что подразумевает изгиб зоны и формирование так называемой области обеднения с характерной шириной *d* (рисунок 1.8). *d* можно оценить как

$$d = \sqrt{2\epsilon_{SC} \left| E_{C(V)}^{SC} - \varphi^{FM} \right| / (en)}$$
(1.19)

для полупроводника *n*-типа (*p*-типа), где  $\epsilon_{SC}$  - электрическая проницаемость полупроводника;  $\varphi^{FM}$  - функция работы выхода ферромагнетика; *e* - абсолютная величина заряда электрона; и *n* - плотность носителей заряда в полупроводнике. Следовательно,  $\phi_{SB}$  является свойством интерфейса, тогда как *d* распространяется от интерфейса в объем полупроводника.  $E_{C(V)}^{SC}$  – энергетический барьер от энергии Ферми до дна зоны проводимости (или потолка валентной зоны) полупроводника. Функция работы выхода полупроводника складывается из электронного сродства (глубина зоны проводимости) и положения уровня Ферми. Энергия электронного сродства является параметром полупроводника и не зависит от степени легирования.



Рисунок 1.8 - Энергетическая зонная диаграмма барьера Шоттки. Диаграммы энергетических зон ФМ и ПП до (а) и после (б) приведения их в контакт [50]

В работе [51] доказали, что при наличии барьера Шоттки условие  $R_i \ge R_S^{NM}$ не будет единственным требованием для эффективной спиновой инжекции. Кроме этого, высота барьера Шоттки ( $\phi_{SB}$ ) и ширина области обеднения (*d*) также будут играть важную роль. Особенно, когда *n* мало, тогда *d* становится очень большим [49]. Это означает, что носители заряда не смогут туннелировать через широкую область истощения, и им потребуется преодолевать туннельный барьер в режиме термоэлектронной эмиссии. Преодоление барьера Шоттки требует больших энергий, что может привести к снижению эффективности спиновой инжекции [52]. Следовательно, уменьшение *d* становится существенным.

Существуют несколько решений этой проблемы, наиболее практичным подходом, является увеличение плотности носителей (n) на границе раздела. Это достигается путем легирования первых нескольких нанометров поверхности без изменения легирования объёма собственного полупроводника [53]. Другими  $\left|E_{C(V)}^{SC}-\varphi^{FM}
ight|$  путем либо минимизация выбора вариантами являются ферромагнетика с более подходящей функцией работы выхода ( $\varphi^{FM}$ ) [50]; или уменьшение  $|E_{C(V)}^{SC} - \varphi^{FM}|$  путем нанесения тонкого слоя из немагнитного материала с работой выхода, более похожей на  $E_{C(V)}^{SC}$  между ферромагнетиком и полупроводником [24, 54, 55]. Естественно возникающий барьер Шоттки иногда может сочетаться со слоем диэлектрика, достаточно тонким для того чтобы электроны проходили через него [50].

Электрическая спиновая инжекция. Изначально спиновая поляризация была получена с помощью оптических экспериментов [56]. Реализация спиновой поляризации возможна в полупроводниках с прямой запрещенной зоной возможна из-за спин-орбитального взаимодействия [57]. При освещении левоили право- циркулярно-поляризованным светом, электроны (или дырки) со спином «вверх» или «вниз», могут быть возбуждены из валентной зоны в зону проводимости (или наоборот), приводя к возникновению не нулевой разности плотности состояний электронов (или дырок) со спином «вверх» или «вниз». Позже, были реализованы эксперименты по электрической спиновой инжекции. С 1999 года сообщалось [58] о впечатляющих успехах в переносе и регистрации спинового тока через полупроводник на расстояниях более 100 мкм. В работе [59] добились оптической спиновой инжекции и электрического детектирования
спиновой поляризации носителей заряда при помощи обратного спинового эффекта Холла в двумерных электронных (и дырочных) газах AlGaAs / GaAs (2DEG и 2DHG). Авторы продемонстрировали возможность его настройки при подаче электростатического смещения [60]. Чтобы создать спиновую поляризацию в кремнии, можно применять другую технику, а именно – спиновую накачку. Она заключается в инжекции спинов в кремний из ФМ-металла, ферромагнитным резонансом [61].

Выше описанные эксперименты показали, что полупроводники потенциально интересны для использования в качестве спиновых каналов, но создание спиновой поляризации посредством электрической инжекции спинов, представляется наиболее естественной для интеграции спиновых степеней свободы в твердотельные устройства. Первые экспериментальные успехи в области электрической инжекции и детектирования спиновых токов были достигнуты для InAs в 2DEG [62]. Впоследствии, эффективность инжекции была увеличена с использованием магнитных полупроводников (GaMnAs) для электрической спиновой инжекции в GaAs в сочетании с оптическим детектированием спиновых токов. Такой подход обеспечивает эффективность спиновой инжекции до 45 % при низких температурах [63]. Увеличение эффективности спиновой инжекции было обусловлено более подходящим интерфейсом ( $R_{S}^{FM} \approx R_{S}^{NM}$ ) между материалами при использовании магнитных полупроводников, однако они имеют низкие температуры ферромагнитного упорядочения. Для возможности практического применения (при комнатной температуре) необходимы ферромагнитные материалы с более высокими температурами перехода.

Были найдены практические решения, позволяющие преодолеть *проблему рассогласования проводимостей*. Один из подходов - преодоление энергетического барьера между ФМ и ПП с помощью *высокоэнергетических носителей заряда*. Применяя этот подход, был продемонстрирован перенос спина [64] через нелегированный кремний. Схема устройства для переноса спина показано на рисунке 1.9. Поскольку измеряемый электрический сигнал зависел от

относительной намагниченности электродов CoFe и NiFe, спиновый перенос через нелегированный Si был доказан. После этой демонстрации, те же авторы реализовали перенос спина в Si на чрезвычайно большие расстояния (~ 2 мм) [65, 66]. Использование высокоэнергетических носителей заряда является одним из немногих успешных методов для реализации спиновой инжекции в почти собственный полупроводник, Si [64 - 66] или Ge [67].



Рисунок 1.9 – Схематическое изображение зонной диаграммы и электрической конфигурации устройства для реализации спинового транспорта в собственном Si (FZ-Si на схеме, где FZ означает «зонную float-zone). плавку» англ. Высокоэнергетические электроны («горячие» электроны) получают путем инжекции из Al через слой Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (обозначен как «1»). Электрод CoFe на другой стороне Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> отводит электроны со спином «вниз» («2») и заставляет ток горячих электронов поляризоваться по спину, прежде чем преодолеть барьер Шоттки в баллистическом режиме и пройти в нелегированный Si над («3»). После пересечения Si («4») второй ФМ-электрод используется для повторной фильтрации тока до того, как оставшийся ток будет собран в n-Si («5») [64]

Вторым подходом является квантово-механическое туннелирование через потенциальный барьер. Так, поверхность слабо легированного полупроводника, делают сильно легированной для достижения более узкого барьера Шоттки на границах раздела ФМ / ПП (реализовано для Fe / GaAs в работе [68]). Авторы используют геометрию продольного спинового вентиля (англ. lateral spin valve, LSV) для эффективного измерения спинового переноса через немагнитный материал путем отделения спинового тока от тока заряда. Этот подход заключался в управлении чистыми спиновыми токами посредством прецессии спинов (эффект Ханле). Впервые этот эффект был описан в работе [69] для алюминия. Спиновый транспорт в 2DEG с высокой подвижностью также был реализован в структуре латерального спинового вентиля. Подражая идее Датта и Даса [12]: Ку и соавторы изготовили контакты Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> на InAs и управляли спиновой поляризацией носителей заряда с помощью прецессии спинов (благодаря полю Рашбы), индуцированном электростатическим затвором [70]. Недавно Чуанг и др. также использовали поле Рашбы для спиновой инжекции при помощи расщеплённого [71], обходясь без затвора использования ферромагнитных электродов и внешнего магнитного поля.

Подход с применением геометрии LSV хотя и является мощной техникой в детектировании спинового транспорта благодаря своей способности разделять зарядовые и спиновые токи, однако, имеет принципиальное ограничение, связанное с изготовлением. Нелокальная геометрия с длиной канала порядка  $\lambda_{sf}$  немагнитного материала (HM) предполагает сложные процессы изготовления субмикронных устройств, часто являющиеся трудоёмкими полупроводниковой технологии. Альтернативное устройство использует один контакт ФМ/ТБ для создания спинового дисбаланса в ПП и детектирования его, путем измерения сопротивления интерфейса между ФМ и ПП (как показано на рисунке 1.10). Из-за локальной геометрии устройства спиновый сигнал должен быть отделён от зарядового сигнала, и это можно сделать с помощью эффекта Ханле. Этот метод был впервые использован в GaAs *n*-типа [72]. Популярность этой техники возросла после того, как Даш и др. заявили о первых экспериментальных

доказательствах спиновой поляризации в Si при комнатной температуре с использованием контактов Co / Py / Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [24]. Как указывалось выше, этот метод называется трехконтактными (3-T) измерениями Ханле из-за трех обычно используемых электродов, как показано на рисунке 1.10 (а). Эта техника, казалось, решила основную проблему, поскольку один контакт  $\Phi$ M/TE используется для инжекции и детектирования спина. Во-первых, будет только один интерфейс между  $\Phi$ M и ПП для настройки. Во-вторых, не требуется миниатюризация для демонстрации инжекции спина, поскольку измеряется спиновая аккумуляция непосредственно под контактом  $\Phi$ M/TE, а не продольный спиновый перенос между двумя  $\Phi$ M-контактами.

## 1.3. Эффект Ханле

Спиновую аккумуляцию можно детектировать с помощью ферромагнитного туннельного контакта. Экспериментальная методика по измерению спиновой аккумуляции в полупроводнике называется трехтерминальным методом Ханле. На рисунке 1.10 (а) показана типичная геометрия, используемая в трехконтактных измерениях Ханле. Детектирование спина в 3-х контактном устройстве основано величиной Δμ (спиновая аккумуляция) на управлении И регистрации результирующего изменения напряжения на контакте при постоянном токе и развертке магнитного поля, направленного перпендикулярно вектору намагниченности пленки. Исследуется спиновая аккумуляция непосредственно под контактом ферромагнитного инжектора. Три контакта расположены поверх канала из немагнитного материала (HM): средний используется для инжекции спин-поляризованных носителей заряда и измерения спиновой аккумуляции и поэтому должен быть магнитным (ФМ/ТБ); два других используются в качестве эталонных контактов для ввода зарядового тока І через средний контакт и измерения падения напряжения на интерфейсе ФМ / ТБ / HM, V<sub>i</sub>. Из-за локальной геометрии устройства V<sub>i</sub> будет иметь две компоненты:

$$V_i = V_{CH} + \Delta V , \qquad (1.20)$$

где  $V_{CH}$  - падение напряжения из-за зарядового тока, а  $\Delta V$  – спиновое напряжение, создаваемое в НМ под интерфейсом ФМ / ТБ. Иногда  $V_i$  нормируется на I и измеряется как сопротивление

$$R_i = V_i / I = R_{CH} + \Delta R. \tag{1.21}$$

Для извлечения информации о спиновом сигнале,  $\Delta R$  сначала должен быть отделен от  $R_{CH}$ . Это можно сделать с помощью эффекта Ханле.



Рисунок 1.10 - Схематическое изображение эффекта Ханле. (а) Схема 3-х контактного устройства для измерения эффекта Ханле. Электроды серого цвета могут быть либо ФМ, либо НМ. (б) Показана электрическая конфигурация и ФМ-электрода намагниченность направлении при магнитного поля (B<sub>⊥</sub>). перпендикулярно плоскости В квадратных вставках приведено схематическое объяснение эффекта Ханле при различных значениях В<sub>1</sub> [73]

Эффект Ханле (рисунок 1.10) возникает, когда спины носителей заряда в полупроводнике подвергаются воздействию магнитного поля *B* под углом  $\theta$  к направлению спина [20, 24, 74]. Это вызывает прецессию спина и, следовательно, уменьшение  $\Delta \mu$ . Эффект Ханле позволяет управлять ориентацией спина путем приложения внешнего магнитного поля  $\vec{B}$ , перпендикулярного ему. При наличии  $\vec{B}$  спин начнет прецессировать с Ларморовской частотой

$$\omega_L(B) = g\mu_B B/\hbar, \qquad (1.22)$$

где g - g-фактор Ланде,  $\mu_B$  - магнетон Бора, B - абсолютная величина  $\vec{B}$ . В диффузионном HM (т. е. когда эффективная длина канала HM больше, чем длина свободного пробега носителей заряда), носители заряда, достигающие заданного положения, будут иметь разные времена диффузии t. Это подразумевает также наличие другого угла прецессии,  $\phi = \omega_L(B)t$ , что приведет к декогеренции между спинами и, следовательно, уменьшит спиновую аккумуляцию. Это означает, что спиновый сигнал может быть настроен с помощью  $\vec{B}: \Delta R = \Delta R(B)$ . При достаточно сильном B, т.е.  $\omega_L(B)\tau_S^{NM} \gg 1$ , поскольку  $\tau_S^{NM}$  является временем спиновой релаксации носителей заряда в HM, спиновая аккумуляция будет полностью подавляться из-за декогеренции спинов:  $\Delta R(B) = 0$  (рисунок 1.10 (б)).

$$\Delta R(B_{\perp}) = \gamma \frac{1}{w_{FM}} \int_{-w_{FM}/2}^{w_{FM}/2} \frac{\xi_{s,y}^{NM}(x)}{eI} dx = \frac{\gamma^2 \rho_{NM} (\lambda_s^{NM})^2}{w_{FM} w_{NM} h_{NM}} \times \frac{1}{1 + (\omega_L \tau_s^{NM})^2}, \quad (1.23)$$

где  $\gamma^2$  - учитывает эффективность спиновой инжекции и детектирования.

Уравнение (1.23) позволяет получить основные параметры, связанные со спином носителей, в исследуемых устройствах. Схематически показанная на рисунке 1.10 (б): ширина кривой на полувысоте дает время спиновой релаксации в немагнитном материале  $\tau_s^{NM}$  (т. е. насколько немагнитный материал подходит

для переноса спина), а амплитуда кривой определяет велмичину γ эффективность спиновой инжекции через контакт ФМ / ТБ.

Когда туннельное сопротивление достаточно велико ( $R_{tun} >> r_s$ ), так что связью спиновой аккумуляции с ферромагнетиком можно пренебречь, спиновая прецессия в магнитном поле происходит с Ларморовской частотой  $\omega_L$ , что вызывает снижение величины спиновой аккумуляции  $\Delta \mu$  аналогично функции Лоренца [20, 74]:

$$\Delta \mu = \Delta \mu^0 \left( \cos^2(\theta) + \frac{\sin^2(\theta)}{1 + (\omega_L \tau_S)^2} \right). \tag{1.24}$$

В отсутствие магнитного поля спиновая прецессия отсутствует, и спиновая аккумуляция равна  $\Delta \mu^0$ . При постоянном токе *I*, прикладывая магнитное поле, перпендикулярное плоскости пленки и вектору намагниченности, и увеличивая *B* от нуля до значения, для которого  $\omega_L \tau_S \gg 1$ , получаем постепенное снижение спиновой аккумуляции до нуля (рисунок 1.10). Это приводит к изменению напряжения  $V|_{\omega L=0} - V|_{\omega L\tau s} \gg 1$ , которое получается из уравнений (1.23) и (1.24) как

$$\Delta V_{Hanle} = \left(\frac{P_G}{2}\right) \Delta \mu^0. \tag{1.25}$$

Основным параметром, который можно извлечь из данных по измерению эффекта Ханле, является  $\tau_S$ , поскольку ширина кривой Ханле обратно пропорциональна времени жизни спинового состояния или, строго говоря, времени фазовой релаксации. Для нелокализованных носителей в объемном материале и при комнатной температуре спиновая дефазировка и продольная спиновая релаксация контролируются одними и теми же микроскопическими процессами рассеяния [75].

Следует отметить, что в реальном эксперименте возможно отклонение графика от формы линии Лоренца. Если полупроводник имеет большую толщину по сравнению с  $L_{sd}$ , спиновая диффузия, перпендикулярная туннельной границе, изменяет кривую Ханле [76], и время жизни инжектированного спина может

увеличиться примерно на 50 % по сравнению с тем, которое получено из подгонки кривой Лоренца. В режиме, когда  $R_{tun} < r_S$ , величина  $\Delta \mu$  уменьшается за счет связи спинов с ферромагнетиком. Наконец, из-за шероховатости интерфейса ФМ/ПП могут возникать локальные искажения магнитостатических полей, что приводит к искусственному уширение кривой Ханле без изменения  $\tau_S$  [24].

### 1.4. Структуры ферромагнетик / кремний

В настоящее время востребованы активные устройства, которые могут обеспечить возможность передачи данных (с помощью спинового транспорта) через длинные, полупроводниковые каналы, по аналогии с классической электроникой. Согласно последним исследованиям [15, 16], к перспективным системам, на основе которых могут быть реализованы спиновые устройства (в том числе спиновые транзисторы), относятся многослойные гибридные структуры – структуры, состоящие из ферромагнитных слоев и слоев полупроводников и / или диэлектриков. Созданные на основе таких гибридных структур спиновые транзисторы смогут удовлетворить всем требованиям, предъявляемым к ним для построения «конкурентоспособных» высокопроизводительных чипов обработки информации. Кроме того, технологические процессы, используемые для микро и нано структурирования кремния, многочисленны и разнообразны для создания прототипов устройств функциональных электронных компонентов.

Для успешной реализации устройств спинтроники, необходимо наличие ферромагнитных элементов, которые обеспечивают спиновую инжекцию в полупроводник и детектирование спинового тока. Конечно, для создания спиновой поляризации существуют различные подходы и некоторые из них не предполагают наличие ФМ, например методы, использующие оптическое излучение [77, 78] или электрические поля [71]. Но в таком случае теряется такое существенное преимущество как энергонезависимость, при котором «вычислительное» состояние сохраняется у устройства даже когда оно отключено от источника питания. В устройствах на основе гибридных структур ФМ/ПП такое состояние может сохраняться в наномагнитных элементах, имеющих два равновесных состояния, которые разделены энергетическим барьером.

Выбор Si обусловлен, тем, что практически вся современная классическая электроника построена именно на этом полупроводнике, т.е., в этом случае органично решается вопрос интеграции элементов спиновых устройств в традиционные полупроводниковые А основные требования схемы. К ферромагнитному металлу – это высокая спиновая поляризация электронов проводимости и высокие температуры перехода в ферромагнитное состояние. Таким требованиям удовлетворяют элементарные 3d металлы, а также перспективные материалы для применения в спинтронике – ферромагнитные силициды. Одним из таких является силицид железа Fe<sub>3</sub>Si, который обладает еще одним важным качеством, постоянные решетки Fe<sub>3</sub>Si и Si практически совпадает (Fe<sub>3</sub>Si a = 0.564 нм и Si a = 0.543 нм), вследствие чего возможен эпитаксиальный рост тонких пленок Fe<sub>3</sub>Si на подложках Si. В эпитаксиальных структурах интерфейса максимальное качество пленка / подложка с достигается минимальным количеством дефектов и других несовершенств интерфейса, что важно с точки зрения спин-зависимого транспорта носителей заряда и создания спинтронных устройств.

Силицид Fe<sub>3</sub>Si имеет высокую температуру Кюри приблизительно 840 K и высокую степень спиновой поляризации электронов проводимости [79]. Силицид Fe<sub>3</sub>Si имеет три фазы (A<sub>2</sub>, B<sub>2</sub> и DO<sub>3</sub>), где DO<sub>3</sub>-тип является упорядоченным с кубической Fm-3m решеткой. На сегодняшний день имеется множество работ, посвященных исследованию процессов формирования силицида Fe<sub>3</sub>Si на различных поверхностях: GaAs [80, 81 82], MgO [83], Si [84,85] – и технологические параметры его получения, по большей части, сходны: совместное осаждение железа и кремния при температурах подложки не превышающих 300 °C (низкотемпературная молекулярно-лучевая эпитаксия). Ферромагнитный силицид Fe<sub>3</sub>Si является многообещающим материалом для

использования в спиновых транзисторах [86], устройствах магнитной памяти [87], и датчиках магнитного поля.

#### 1.5. Устройства спинтроники

Исследования и анализ спинового транспорта в гибридных структурах позволяют создать множество новых устройств на основе спинтроники и дают фундаментальное понимание поведения спина носителей заряда. Спинтроника уже нашла широчайшее применение в реальной жизни от считывающих головок в сверхчувствительных датчиков жестких дисках И магнитного поля ДО магниторезистивной памяти и спиновых транзисторов. Устройства спинтроники работают на основе спинов электронов (или дырок), эффектах, связанных с спиновыми волнами и спин-орбитальными моментами. Одни устройства (i) основаны на переносе спинов, используя электрическую генерацию спинов. Второй тип устройств (ii) основан на спиновой динамике, использующей спинорбитальные эффекты, индуцированные электрическим полем. Третий тип (iii) устройств – это трёхмерные структуры и устройства, которые используют принцип квантовой инженерии. Такие устройства перспективны для квантовых вычислений и создания искусственных синапсов для реализации нейроморфной логики [88]. Потребность в устройствах спинтроники является одной из причин постоянных исследований и анализа гибридных структур.

**Магнитная память с произвольным доступом** (MRAM). В данном типе памяти данные хранятся как магнитный элемент (домен) в магнитных переходах. MRAM имеет много преимуществ, таких как (i) энергонезависимость, (ii) неразрушающее считывание, (iii) высокая плотность записи и (iv) низкое энергопотребление. После множества проведенных исследований было достигнуто время произвольного доступа до 2 нс для чтения и записи в диапазоне рабочих температур от 40 °C до 105 °C [89]. В процессе записи большая часть мощности рассеивается вследствие омической проводимости. В качестве нового записывающего механизма MRAM, был предложен способ управления намагниченностью с помощью электрического поля [90]. Такой подход позволяет значительно снизить потребление энергии, однако, до сих пор остаются проблемы, связанные с улучшением термической стабильности и критической плотностью тока.

Считывающая жёсткого Эффект головка диска. гигантского магнитосопротивления быстро нашёл применение и обеспечил прорыв в области хранения и обработки информации. В 1997 году ІВМ представила считывающую головку для жестких дисков, в основе которой лежит эффект спинового вентиля (англ. spin-valve HDD read head – спин-вентильная считывающая головка для жестких дисков). До сих пор ведутся исследования для улучшения свойств жёстких дисков. Например, для улучшения компонентов поверхностной плотности жесткого диска необходимо решить проблему зависимости трёх основных параметров: поверхностной плотности (размером зерна, структуры), термостабильности и возможности записи [91]. Чтобы улучшить параметры записи, возможные решения заключаются в содействии переключению локальной намагниченности путем передачи дополнительной энергии во время записи (с помощью теплового или микроволнового излучения). В работах [92, 93] предложена магнитная запись с подогревом (англ. Heat-assisted magnetic recording, HAMR) [93, 94]. Для улучшения параметров считывающих головок, в настоящее время ведутся интенсивные исследования спиновых клапанов на основе сплавов Гейслера с разделительным Ад слоем [95], которые могут стать заменой Однако существующим. рост материалов требует этих часто высокотемпературного осаждения или отжига, несовместимого с процессом изготовления HDD головки.

Магнитные датчики. На сегодня магнитные датчики используются для определения положения, угла, вращения и магнитных полей на основе трех ключевых типов технологий: эффектов Холла, анизотропного магнитосопротивления и гигантского магнитосопротивления, но они не лишены недостатков. Так, датчики Холла страдают от большой температурной зависимости и имеют ограничения в диапазоне рабочих температур (обычно от 230 до 390 К), а также в диапазоне детектируемого поля (от  $10^2$  до  $10^3$  кЭ). Необходима разработка новых высокочувствительных магнитных датчиков. Для достижения высокого разрешения используются как сверхпроводящее устройство квантовой интерференции (*англ.* superconducting quantum interference device, SQUID), так и атомный магнитометр с оптической накачкой. Однако для работы SQUID требуется криогенная температура, а атомный магнитометр не подходит для минатуризации из-за минимального размера ~ 1 см<sup>3</sup> для сохранения его чувствительности. Следовательно, крайне важно разработать новые магнитные датчики с более высоким пространственным и временным разрешением, чтобы их можно было использовать в виде массива с разными углами наклона, чтобы добиться увеличения чувствительности.

B Спиновый светоизлучающий ДИОД. спиновых светодиодах излучательная рекомбинация спин-поляризованных носителей дает поляризованный свет. Спин-поляризованные носители заряда инжектируются в активную область, рекомбинируют где с неполяризованными они противоположными носителями заряда с испусканием электромагнитного излучения. Испускаемое излучение представляет собой свет с правой или левой круговой поляризацией. Параметры излучения могут быть изменены путём приложения магнитного поля. Прямая связь между спиновой и оптической поляризациями позволяет использовать спиновые светоизлучающие диоды во многих приложениях. Они могут найти применения в оптических переключателях и модуляторах, а также в криптографии [96, 97].

Спиновые Солнечные элементы. В спиновом солнечном элементе энергия падающего света преобразуется не только в напряжение, но и вызывает спиновую аккумуляцию. Солнечный элемент изготовленный из ферромагнитного полупроводника (Ga, Mn)As (для р-области) и *n*-легированного полупроводника GaAs (для *n*-области) может вырабатывать спин-поляризованный ток. ВАХ спинового солнечного элемента становятся подобными туннельному диоду. Когда *p-n*-переход освещен, в (Ga, Mn)As генерируется небольшая часть спин-

поляризованных электронов. Из-за разной вероятности туннелирования электронов со спином «вверх» и «вниз» в *n*-GaAs имеет место аккумуляция спина. Между контактом (Ga, Mn)As и каналом *n*-GaAs возникает положительное фотонапряжение 130 мВ. В статье Зутик с соавт. сообщают, о спиновом солнечном элементе с напряжением холостого хода 1,03 В [98].

Спин-поляризованный полевой транзистор (англ. Spin Field Effect Transistor, Spin FET). Спиновый полевой транзистор, предложенный Даттой и Дасом, показан на рисунке 1.11. В такой конструкции и инжектор спина, и детектор являются ферромагнетиками, в то время как манипуляции со спинами происходят в полупроводнике. Двумерный электронный газ (2DEG) в ПП широко используется в качестве возможной среды для спин-поляризованного транспорта электронов из-за его высокой подвижности. Основная характеристика спинового полевого транзистора заключается в том, что проводимостью истока-стока можно управлять с помощью напряжения затвора ( $V_g$ ). В спиновом полевом транзисторе инжектированные электроны поляризованы ферромагнитным (FM1) источником и перемещаются к другому концу, ферромагнетику (FM2). Электрическое поле приложено перпендикулярно движению носителя заряда.



Рисунок 1.11 - Представление спинового полевого транзистора [12]

Спин-орбитальное взаимодействие модулируется напряжением затвора Рашбы. Детектирование через механизм спин-поляризованных носителей происходит на FM2. Здесь ориентация спина зависит OT: (i) длины полупроводниковой области; (ii) типа используемого полупроводника и (iii) напряжения затвора [12]. Позже было замечено, что учет СОВ Дрессельхауза в спиновых полевых транзисторах улучшает характеристики и стабильность Spin FET. Напряжение на затворе не только определяет силу СОВ Рашбы, но также определяет скорость рассеяния импульса [99]. В статье [100] сообщается о влиянии рассеяния и неоднородного коэффициента Рашбы на работу Spin FET. Рассеяние в Spin FET мешает его нормальной работе. Приложение магнитного спина. Если изменяет прецессию приложенное магнитное поля поле перпендикулярно полю Рашбы, то происходит переворот спина (англ. spin-flip). Также изучается влияние эффектов многократного отражения и локализации на [101]. Спиновый управление спинами полевой транзистор, на основе гетероструктур из InGaAs, обеспечивает 100% эффективность. Кроме того, достигается более высокая рабочая температура спинового полевого транзистора [71].

Кроме того, перспективным выглядит разработка новых экспериментальных инструментов, использующих спин - спиновые инструменты.

Спиновая сканирующая электронная микроскопия (англ. spin scanning electron microscope, S-SEM) используется для наблюдения за магнитной доменной структурой в ферромагнитных образцах [102]. В ФМ материале намагниченность обусловлена спиновой поляризацией. Состояние поляризации носителя заряда остается тем же самым, даже когда электроны испускаются как вторичные электроны. Вторичные электроны отправляются в спиновый поляриметр. Детектируя состояние вторично испускаемых электронов, можно узнать состояние намагниченности материала. Этот метод используется для получения изображения магнитных доменов с высоким разрешением.

Спиновый сканирующий туннельный микроскоп (англ. Spin-Polarized Scanning Tunneling Microscopy, SP-STM) обеспечивает изображение поверхности с разрешением в атомном масштабе. Спин-поляризованные электроны из зонда достигают образца через вакуумный барьер. Зонд обычного СТМ может быть покрыт магнитными материалами, такими как Fe или Gd, и используется в качестве зондов для сканирования поверхности материала [103]. В случае

ферромагнитных материалов из-за сильного ферромагнитного обменного расщепления испускаемые электроны поляризованы по спину. Угол излучения, энергия и спиновые состояния фотоэлектронов могут быть обнаружены с помощью фотоэлектронной спектроскопии с разрешением по спину и углу. Это дает электронную зонную структуру материалов со спиновым разрешением [104].

Спинтроника имеет хорошие перспективы на развитие и, возможно, она придёт на место привычной электроники. Многие исследовательские группы по всему миру проводят теоретические и экспериментальные исследования в области спинтроники. Субмикронные структуры И устройства, совместимые С кремниевыми технологиями, в настоящее время интенсивно исследуются. Различные электронно-транспортные эффекты, наблюдаемые в таких структурах, могут быть относительно легко реализованы в электронных устройствах, это позволит расширить их функциональные возможности. Однако, для разработки и производства устройств спинтроники на основе полупроводников, требуются ответы на многие вопросы.

#### Актуальность, постановка целей и задач

Приведенный выше обзор показывает, что устройства спинтроники, могут стать следующим поколением электронных устройств. Спинтронные устройства имеют ряд преимуществ, таких как высокое быстродействие, энергонезависимость, высокая плотность записи и низкое энергопотребление. Так называемая «металлическая» спинтроника уже демонстрирует впечатляющие успехи, однако принципиальная невозможность усиления электрических сигналов сильно ограничивает её возможности. Полупроводниковая спинтроника призвана лучшие качества полупроводниковой спиновой интегрировать логики И магнитной памяти. Возможное направление на пути развития – разработка новых гибридных устройств полупроводник/ферромагнетик, которые могли бы играть роль как логики, так и памяти и могли бы быть изготовлены в рамках одной технологии. Таким образом, мы в плотную подошли к цели данной работы. Целью настоящей работы является разработка новых технологических подходов в

изготовлении устройств на базе гибридных структур и исследование особенностей спин-зависимого электронного транспорта в них.

Для достижения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

- Разработать новые технологические подходы изготовления простейших микронных и субмикронных устройств на базе гибридных структур ферромагнетик/кремний.
- Провести характеризацию изготовленных структур и устройств различными физическими методами, включая исследование транспортных характеристик.
- 3. Исследовать возможность реализации спин-зависимого электронного транспорта в изготовленных устройствах.

# ГЛАВА 2. МЕТОДЫ ПОЛУЧЕНИЯ ГИБРИДНЫХ СТРУКТУР И МНОГОТЕРМИНАЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ

Для получения гибридных структур и многотерминальных устройств было использовано различное технологическое оборудование, позволяющее получать образцы высокого структурного качества. Для определения физических, структурных, транспортных и магнитотранспортных свойств полученных устройств, применялось современное структур И исследовательское настоящей главе перечислены оборудование. В применяемые работе В технологические подходы, а также представлено описание технологического и аналитического оборудования И экспериментальных установок, которые использовались для решения обозначенных выше задач.

## 2.1. Методы синтеза гибридных структур

#### 2.1.1. Метод молекулярно-лучевой эпитаксии

Метод основан на молекулярной эффузии паров исходного вещества (источника) и последующей его кристаллизации на поверхности подложки (технология молекулярно-лучевой эпитаксии). Метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) отличается от других технологий изготовления тонких пленок малыми скоростями осаждения пленок (менее 1000 нм/час) и высокими требованиями к вакууму (давление остаточных газов не должно превышать 1×10<sup>-7</sup> Па). Эти особенности методики МЛЭ позволяют решить следующие задачи при получении тонких пленок [105]:

a) получение монокристаллов высокой чистоты – за счет роста в сверхвысоком вакууме и высокой чистоты потоков вещества;

б) выращивание сверхтонких структур с резкими изменениями состава на границах за счет относительно низких температур роста, препятствующих взаимной диффузии;

 в) получение гладких бездефектных поверхностей для гетероэпитаксии за счет ступенчатого механизма роста, исключающего возможность зародышеобразования;

г) получение сверхтонких слоев с контролируемой толщиной за счет точности управления потоками и относительно малых скоростей роста;

д) создание структур со сложными профилями состава и (или) легирования;

е) создание структур с заданными внутренними напряжениями растяжения или сжатия.

Малая скорость осаждения позволяет контролировать толщину каждого осаждаемого слоя вплоть до одного атомного слоя. Термин «лучевая эпитаксия» означает процесс, когда после испарения атомы осаждаемого материала попадают на подложку, не взаимодействуя с атомами остаточных газов атмосферы, так как длина свободного пробега испарившихся атомов в условиях сверхвысокого вакуума превышает размеры вакуумной камеры. В молекулярно-лучевой эпитаксии материал для растущей пленки доставляется на поверхность подложки в виде пучков атомов или молекул, то есть напылением (рисунок 2.1).





Рисунок 2.1 - Принципиальная схема метода МЛЭ (а) и фотографическое изображение модульной установки МЛЭ «Ангара» (б)

В ходе роста температура подложки обычно поддерживается при умеренно повышенных значениях, которые, с одной стороны, достаточно высоки, чтобы прибывающие атомы могли мигрировать по поверхности и встраиваться в решетку, а с другой стороны, не настолько высоки, чтобы вызывать диффузное перемешивание между слоями в объеме уже выращенной пленки. Успех процесса эпитаксии зависит от соотношения между параметрами решетки пленки и подложки, правильно выбранных соотношений между интенсивностями падающих пучков и температуры подложки [105]. На практике для получения эпитаксиальных слоев довольно часто используют следующие методики роста, основанные на технологии МЛЭ [106]:

– твердофазная эпитаксия – методика, при которой тонкие слои различных материалов осаждаются на подложку при комнатной температуре в условиях сверхвысокого вакуума. А после напыления образец нагревается до высокой температуры (400–700 °C) для формирования эпитаксиальной структуры;

 – реактивная эпитаксия – слой вещества осаждается сразу на нагретую до заданной температуры поверхность подложки. В этом случае перемешивание атомов осаждаемого материала и подложки происходит быстрее вследствие очень активной атомной диффузии;

– молекулярно-лучевая эпитаксия – методика, в которой реализуется одновременное напыление различных веществ атомов В определенном стехиометрическом соотношении на нагретую поверхность подложки. Для обозначения данной методики используют также термины: совместное осаждение (напыление) или соосаждение материалов.

В настоящей работе использовалась модульная установка молекулярнолучевой эпитаксии «Ангара», предназначенная для получения тонких пленок и многослойных структур полупроводниковых и магнитных материалов в сверхвысоком вакууме.

Схема модульной установки МЛЭ «Ангара» представлена на рисунке 2.2. Комплекс состоит из трех технологических модулей: 1) модуля эпитаксии элементарных полупроводников, металлов и диэлектриков (ЭПМ); 2) модуля анализа и подготовки подложек (ПАП); 3) модуля эпитаксии полупроводниковых соединений (ЭПС);

Вакуумно-механическая система комплекса включает также модуль загрузки и выгрузки подложек (ЗВП), систему транспорта подложек, систему предварительной откачки и получения сверхвысокого вакуума. Камеры ЭПМ, ПАП и ЭПС представляют собой цилиндры из нержавеющей стали диаметром 500 мм и длиной 1000 мм, установленные на отдельных станинах. Предельный вакуум составляет 10<sup>-10</sup> Торр (1×10<sup>-8</sup> Па). Все камеры, включая модуль загрузки и выгрузки подложек, соединены пневматическими шиберными затворами, которые позволяют соединять и разъединять камеры без нарушения вакуума в системе. Все конструкционные элементы выполнены из немагнитных материалов.



Рисунок 2.2 - Схема установки МЛЭ «Ангара». ЭПМ – модуль эпитаксии элементарных полупроводников, металлов и диэлектриков; ЭПС – модуль эпитаксии полупроводниковых соединений; ПАП – модуль анализа и подготовки подложек; ЗВП – модуль загрузки и выгрузки подложек; ТИ – тигельные испарители; ЛКЭ – лазерный керрэллипсометр (А – анализатор); ЛЭ – лазерный эллипсометр (А – анализатор); ДОБЭ – дифрактометр отраженных быстрых электронов; МС – масс-спектрометр; ШЗ – шиберный затвор

Для обеспечения точной установки образца при оптических и дифракционных *in situ* измерениях, а также для механического перемещения образцов в камере реализован манипулятор с пятью степенями свободы, к которому прикреплен держатель подложек и нагревательный столик. Кроме того, конструкция камеры позволяет вращать подложку на 360°. Аналитические средства «Ангары» включают масс-спектрометры МХ-7304 в ростовых камерах для контроля остаточных газов и молекулярных пучков. С помощью дифракции быстрых электронов производился контроль чистоты подложек, определялась структура растущей эпитаксиальной пленки и ее толщина. Камера подготовки и анализа подложек снабжена ОЖЕ-спектрометром, который позволяет проводить профильный анализ химического состава подложки и полученной на этой подложке структуры. Контроль параметров синтезируемых структур может проводиться непосредственно в процессе их роста с помощью эллипсометра ЛЭФ-751М.

#### 2.1.2. Метод быстрого термического отжига

Метод быстрого термического отжига является одним из ключевых в технологиях микроэлектроники. Установка быстрого термического отжига предназначена для проведения быстрой температурной обработки в управляемой газовой среде. Для реализации метода использовалось установка STE RTA70H, которая позволяет проводить процессы термической обработки в инертной атмосфере с температурой отжига до 1300 °C и временем отжига до 120 мин. При этом отжиг может проводиться в вакууме, инертной или химически активной среде. Установка позволяет проводить многостадийный отжиг (термоциклирование) образцов в полностью автоматическом режиме. Общий вид и схема установки представлены на рисунке 2.3.



Рисунок 2.3 - Установка быстрого термического отжига Semiteq STE RTA70H. Общий вид установки (а); схема камеры отжига (б): 1 – тепловые экраны; 2 – термостатирующие элементы; 3 – образец; 4 – кварцевое окно для ввода излучения; 5 – массив галогеновых ламп

Установка оснащена специальной конструкцией термостатирующего элемента, который улучшает распределение падающего на образец излучения. Он позволяет компенсировать неравномерность нагрева образца, в этом случае образец поглощает не первичное излучение от галогеновых ламп, а вторичное излучение термостатирующего элемента, испускаемое на длине волны, соответствующей его температуре. Это обеспечивает высокую скорость и однородность нагрева образца. В качестве термостатирующего элемента используется держатель образца, изготовленный из пиролитического графита.

#### 2.2. Методы исследований и экспериментальное оборудование

2.2.1. Электронные транспортные свойства на переменном и постоянном токе

Экспериментальная установка для исследований транспортных и магнитотранспортных свойств твёрдых тел и наноструктур на постоянном и переменном токе представлена на рисунке 2.4. Установка предназначена для прецизионных исследований свойств материалов и многослойных структур и состоит из гелиевого криостата и комплекса измерительного оборудования.



Рисунок 2.4 - Установка для прецизионных исследований транспортных и магнитотранспортных свойств структур на переменном токе. Общий вид установки (а); блок-схема (б)

Установка оснащена гелиевым криостатом RTI и позволяет проводить исследования в области низких температур, в диапазоне от 4.2 до 350 К. Для регулировки температуры был использован tSTAT310x, обеспечивающий точность поддержания заданной температуры до 0.1 К. Внешнее магнитное поле создавалось электромагнитом, величина магнитного поля которого может варьироваться от 0 до 1,5 Т. Измерение значений реальной и мнимой частей

импеданса проводились при помощи высокоточного измерителя импеданса Agilent E4980 LCR meter. Может применяться для исследования влияния магнитных полей на комплексную диэлектрическую проницаемость материалов в широком диапазоне частот 20 Гц до 2 МГц, а также даёт возможность изменять величину напряжения смещения от -5 до +5 В. Установка укомплектована 2-х канальным измерительно-питающим устройством производства Keithley Instruments, Inc., Model 2634B SourceMeter.

#### 2.2.2. Электронный транспорт в макро- и наноструктурах

Зондовая станция Lakeshore EMPX-HF 2 (Lake Shore Cryotronics) предназначена для проведения магнитотранспортных измерений в широком температурном диапазоне от 4,5 К до 400 К. Позволяет проводить измерения вольтамперных (IV) и вольт-фарадных (CV) характеристик для различных материалов, структур и различных устройств на подложках диаметром до 50 мм. Установка имеет четыре блока (руки) с микроманипуляторами и датчиками (на рисунке 2.5): постоянного тока (DC), оптические датчики и датчики GSG, которые дают возможность проведения измерений до 40 ГГц. Возможность вращения образцом 360 град., столика с на позволяет измерять анизотропные магнитотранспортные свойства. Станция оборудована электромагнитом И позволяет проводить измерения в поле до 0,6 Тл.



Рисунок 2.5 - Криогенная зондовая станция Lakeshore EMPX-HF 2. Общий вид установки (а); схема измерительной камеры (б); схема станции, вид спереди (в); схема станции, вид сверху (г). Цифрами обозначены основные составные части установки: 1 – предметный столик, 2 – виброизолирующий стол, 3 – вакуумная камера, 4 – катушки электромагнита, 5 – полюса электромагнита, 6 – криостат, 7 –

блоки (руки) с микроманипуляторами и зондовыми датчиками (4 шт.)

Установка Lakeshore EMPX-HF 2 включает в себя гелиевый криостат (6), установленный между полюсами электромагнита (5), который размещен на виброизоляционном столе (2). Антивибрационный стол на основе пневмоподушек, предназначен для гашения вертикальных и горизонтальных вибраций, возникающих в процессе измерений в результате работы вакуумного

поста, откачивающего воздух из криостата. Образец размещен на охлаждаемом медном держателе и находится в вакууме. Внутри криостата установлены четыре трехкоординатных «руки» манипулятора со сменными зондами различного диаметра (6 - 50 мкм). Станция поддерживает все стандартные режимы электрических измерений, а также обладает возможностью установки зондов для микроволновых и электрооптических измерений.

2.2.3. Методы исследования магнитных и структурных свойств

Магнитные свойства исследовались при помощи установки NanoMOKE 2 (Oxford Instrument NanoScience, Англия) предназначенной для измерения локальных магнитных параметров тонких пленок с использованием эффектов Керра (продольный и поперечный эффект Керра). Частота регистрации петель регулируемая до 1000 Гц; - построение петель гистерезиса из 3000 точек на петлю; - диапазон температур - от 4,2 до 500 К; - система управления полностью компьютеризированная. Основные технические параметры:

- тип перемещения x – y - θ (точность линейного позиционирования - 1 мкм, точность углового позиционирования - 0,001°);

- напряженность поля дипольного электромагнита - 5000 Э;

- напряженность поля квадрупольного электромагнита - 1000 Э;

- размер изображения - 2×2 мкм;

- разрешающая способность - 2 мкм.

Кроме того, для синтезированных образцов проводились измерения спектров электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) на спектрометре ЭПР **Elexsys E580** (Bruker, Германия). Спектрометр обеспечивает регистрацию Фурьеспектров ЭПР в импульсном и непрерывном режимах для исследования парамагнитных центров различной природы, определение их спектральных характеристик и содержания. Регистрация спектров ЭПР возможна на длинах волн  $\lambda_1 \approx 3$  см и  $\lambda_2 \approx 8$  мм в непрерывном (CW) и импульсном режимах и температурах от жидкого гелия и до 400 К. В СW-режиме пределеная

чувствительность спектрометра  $10^{10}$  S/Gs (9 ГГц) позволяет изучать образцы, содержащие порядка  $10^{13}$  парамагнитных центров (до  $10^{-4} - 10^{-5}$  %). В импульсном режиме получение характеристик парамагнитных центров ELDOR и INDOR методами. Дополнительное оборудование: приставки для регулирования температур образцов с использованием жидкого гелия и жидкого азота; гониометр для монокристаллических образцов; кварцевая ячейка для регистрации спектров ЭПР парамагнитных центров в полярных жидкостях.

Микроструктура образов изучалась привлечением электронной С микроскопии. Сканирующий электронный микроскоп (СЭМ) **ТМ-3000** (Hitachi, Япония) использовался для получения и обработки увеличенных (до ×30000) изображений поверхности образцов в обратно отражённых (англ. back scatteredelectrons, BSE) и вторичных (англ. secondary electrons, SE) электронах. Эти получать информацию о морфологии режимы позволяют и геометрии поверхности, а также о размере и форме частиц, зерен, включений. BSE режим позволяет проводить локальный рентгено-флуоресцентный качественный анализ осуществлять элементное картирование поверхности при И различных увеличениях (от ×15 до ×30000).

При помощи просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) НТ-7700 (Hitachi, Япония) получены изображения ультратонких (тоньше 100 нм) образцов в широком диапазоне увеличений, проведены структурных и морфологические исследования, исследования интерфейса наноструктур. Определены элементный и химический состав локальных участков образцов с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (англ. energy-dispersive X-ray spectroscopy, EDS). **HT-7700** обладает следующим разрешением: по кристаллической решетке 0,204 нм (с катодом из LaB<sub>6</sub>), 0,312 нм (с V-образным катодом); по точкам 0,36 нм. Ускоряющее напряжение: от 40 до 120 кВ, диапазон увеличения: от 50 до 600 тыс. крат. Позволяет работать в режимах ПЭМ (светлое и темное поле) и ПРЭМ. Для пробоподготовки использовалась установка для подготовки поперечных срезов образцов (для метода ПЭМ) сфокусированным ионным пучком (ФИП) FB-2100 (Hitachi, Япония).

2.3. Методы формирования топологии и точного контроля геометрии устройств

Структуры и устройства, совместимые с технологиями CMOS и SOI, в настоящее время интенсивно исследуются многими исследовательскими группами, поскольку различные эффекты, наблюдаемые в таких структурах, могут быть относительно легко реализованы в электронных устройствах, что функциональные возможности. Фотолитография обеспечила расширяет их соблюдение эмпирического закона Мура, согласно которому плотность элементов в изделиях микроэлектроники удваивается каждые 24 месяца [107]. Ряд фундаментальных исследований особенностей транспорта носителей заряда специальной нуждаются формировании экспериментальной геометрии электрических контактов [108].

Оптическая литография по праву может называться «классической» литографией. Целью процесса фотолитографии является перенос деталей рисунка фотошаблона на поверхность, покрытой слоем фоторезиста. Литография является одним из основных приёмов, применяемых в планарной технологии. Оптическая литография из-за своей популярности является самой недорогой и доступной из литографий, при прямом экспонировании позволяет создавать структуры размером до 1 мкм. Она может применяться для формирования устройств из сплошных плёнок [109] или для создания масок, через которые производится осаждение материала на подложку [110].

Учитывая специфику применения в научно-исследовательской области, большое распространение получили методы литографии, использующие принцип «прямой записи». Электронная литография позволяет добиваться высокого разрешения и получать объекты размером до 10 нанометров. Добиться такого же разрешения можно с помощью зондовых методов литографии. Например, перьевая нанолитография, использует зонд атомно-силового микроскопа для осаждения молекул полимера на подложку и формирования маски [111]. 2.3.1. Метод перьевой нанолитографии

Субмикронная литография выполнялась методом перьевой нанолитографии (*англ.* Dip Pen Nanolithography, DPN) на установке атомно-силовой микроскопии (ACM) NanoInk DPN 5000. Установка предназначена для прецизионной диагностики характеристик поверхности материалов, а также оснащена системой NSCRIPTOR для проведения литографии субмикронного разрешения.

Различные режимы АСМ позволяют проводить специальные измерения свойств поверхности И регистрировать межатомные взаимодействия, действующих между зондом образцом. Характеристики поверхности, И измеряемые в режиме АСМ, включают: плотность поверхностного заряда, измерение поверхностного потенциала, проводимость, поверхностное сопротивление и магнитные свойства.

Использование системы NSCRIPTOR (рисунок 2.6 (б)), в которую входит: контроллер камеры искусственного климата (рисунок 2.6 (4)); контроллер литографии (рисунок 2.6 (5)); камера искусственного климата (рисунок 2.6 (6)), позволяет расширить возможности АСМ и реализовать зондовые методы литографии. Литография с использованием зонда АСМ позволяет формировать рисунок путем прямого воздействия зонда на поверхность подложки. Это могут быть механические воздействия, воздействие токовыми импульсами или осаждение материала с зонда.



Рисунок 2.6 - Установка атомно-силовой микроскопии NanoInk DPN 5000. Общий вид установки (а). На вставке (8) представлено изображение модуля ACM микроскопа-литографа. Схема ACM включает в себя (б): 1 – управляющий компьютер; 2 – главный монитор; 3 – видео-монитор; 4 – контроллер камеры искусственного климата; 5 – контроллер литографии; 6 – камера искусственного климата; 7 – антивибрационный стол (на воздушной подушке); 8 – модуль DPN

Общая *схема прибора* представлена на рисунке 2.6, в состав установки входит: компьютер, основной монитор и видео-монитор (обеспечивающий синхронное изображение в реальном времени), контроллеры литографии и камеры искусственного климата, антивибрационный стол и модуль ACM (Agilent) с функцией перьевого нанолитографа. Для управления процессом литографии используется специальный контроллер литографии – электронный интерфейс, который регулирует связь между управляющим компьютером и модулем DPN.

Принцип АСМ. Принцип работы атомно-силового микроскопа (АСМ) основан на регистрации силового взаимодействия между поверхностью исследуемого образца и зондом. В АСМ исследование микрорельефа поверхности и ее локальных свойств проводится с помощью зондов в виде игл. Рабочая часть таких зондов (острие) имеет размеры порядка десяти нанометров и располагается на конце упругой консоли, называемой кантилевером (от *англ.* cantilever – консоль) (Рисунок 2.7 (а)). Сила, действующая на зонд со стороны поверхности,

приводит к изгибу консоли. Появление возвышенностей или впадин под остриём приводит к изменению силы, действующей на зонд, а значит, и к изменению величины изгиба кантилевера. Это отклонение регистрируется с помощью оптической системы, схема которой представлена на рисунке 2.7 (б).

Латерально-силовая микроскопия (ЛСМ). При сканировании в контактном продольной режиме, перпендикулярно оси кантилевера помимо изгиба кантилевера в нормальном направлении происходит и его торсионный изгиб. Он является результатом действия силы трения при его перемещении вдоль поверхности образца. Величина изгиба зависит от коэффициента трения поверхности, топографии (выступы, подъемы) поверхности образца, направления перемещения кантилевера и поперечного коэффициента упругости кантилевера [112]. Для малых отклонений угол закручивания пропорционален действующей силе. поперечной (латеральной) Торсионное закручивание кантилевера измеряется оптической следящей системой микроскопа. При сканировании гладких образцов, у которых есть участки с различными силами трения, угол скручивания меняется пропорционально изменению силы трения и позволяет составить картину локального изменения этого параметра.



Рисунок 2.7 - Общая схема конструкции зонд-кантилевер (а). Оптическая схема регистрации силового АСМ взаимодействия, включающая источник (лазер) и приёмник (4-х секционный фотодетектор) (б)

Метод отображения латеральных сил очень полезен для изучения образцов, которые состоят из разнородных компонентов, но при этом мало отличаются по

высоте. Он также используется для усиления контраста в зоне резких переходов, переломов поверхности образца или на границе разных компонентов.

**Режимы АСМ сканирования.** В основе работы зондовых микроскопов лежат различные типы взаимодействия зонда с поверхностью. Для отображения топологии поверхности, используется контактный режим сканирования (*contact mode*) при котором система обратной связи поддерживает постоянной силу (constant force) взаимодействия зонд-образец. Помимо этого, режимы ACM позволяют проводить специальные измерения свойств поверхности. Установка NanoInk DPN 5000 обеспечивает три типа режимов ACM:

• AC ACM – полу-контактный режим сканирования. В отличие от контактного режима сканирования, в полу-контактном режиме (AC mode) кантилевер может совершать колебания, чтобы измерить силу взаимодействия между зондом и поверхностью во время сканирования. Позволяет визуализировать детали поверхности с высоким разрешением.

• ЭСМ - электро-силовая микроскопия (*англ*. Electric force microscopy, EFM) – относится к двухпроходным методам сканирования и позволяет визуализировать взаимодействие электростатического поля между зондом и образцом (распределение поверхностного заряда).

• MCM - магнитно-силовая микроскопия (*англ*. Magnetic force microscopy, MFM) – регистрирует взаимодействие между образцом и зондом с магнитным покрытием. Позволяет получать изображения поверхностного распределения магнитных доменов.

Установка DPN 5000 оснащена камерой искусственного климата, которая может использоваться для контроля текущей температуры (англ. Present Temperature, PT) и влажности (англ. Present Humidity, PH) окружающей среды во время операций перьевой нанолитографии. Камера состоит из прозрачного акрилового куба, снабженного барботером (который используется совместно с источником сухого азота для контроля влажности) и электронной системой обогрева / охлаждения, управляемой с помощью внешнего контроллера, который взаимодействует с управляющим ПК. Контроллер камеры искусственного

климата регулирует температуру и влажность воздуха в камере и поддерживает заданные параметры влажности в пределах 0,5% от заданного значения. Допуск на влажность составляет  $\pm 0,2\%$  от заданного значения.

*Режим перьевой нанолитографии.* DPN - это метод прямой записи на основе сканирующего зонда для создания химически-функциональных, поверхностно-упорядоченных и дискретных структур с разрешением рисунка в масштабе менее 100 нм. Программное обеспечение и система Nsckriptor расширяет возможности атомно-силового микроскопа и позволяет создавать наноразмерные узоры на поверхности материалов с точностью 10 нм и контролем размера ~ 15% для объектов менее 100 нм.

## 2.3.2. Метод оптической литографии

Оптическая литография по праву может называться «классической». Это наиболее простой и доступный метод изготовления микроструктур, при этом экспонирование (т.е. облучение светочувствительного слоя) осуществляется при помощи ультрафиолетового излучения. Формирование маски таким способом, требует наличие специально подготовленного шаблона, изготовленного с привлечением технологии электронной литографии, и уже через него требуемое изображение переносится на подложку. Оптическая литография позволяет получать структуры с линейным размером до микрона и широко используется для получения крупных структур или подводящих контактов к ним, как в промышленности, так и в исследовательских лабораториях.

Полуавтоматическая установка совмещения и экспонирования EVG 610 (рисунок 2.8) предназначена для проведения процесса оптической литографии, а именно высокоточного совмещения маски с подложкой и обеспечения подачи коллимированного УФ излучения для проведения процесса экспонирования с высоким разрешением (до субмикронного уровня).



Рисунок 2.8 - Установка совмещения и экспонирования EVG 610. Общий вид установки (а); оптическая схема установки оптической литографии (б): 1 – отражатель, 2 – ртутная лампа, 3 –зеркало, 4 – заслонка, 5 – блок растров, 6 – конденсорная линза, 7 – шаблон, подложка

EVG610 представляет собой компактную и многофункциональную научноисследовательскую платформу, установка способна работать с пластинами и подложками диаметром от 20 мм до 200 мм и толщиной до 10 мм. Максимальный размер области маски составляет 5" / 7" / 9". Установка EVG610 поддерживает различные стандартные процессы литографии, такие как вакуумный, жесткий, мягкий и бесконтактный режимы экспонирования, с возможностью выравнивания подложки. Разрешение в контактном режиме экспонирования составляет  $\leq 0.7$ мкм, при зазоре 20 мкм  $\leq 3,4$  мкм.

Упрощенная оптическая схема установки совмещения и экспонирования представлена на рисунке 2.8 (б). Ртутная лампа (ДРШ-350) помещена внутри металлического водоохлаждаемого корпуса с эллиптическим отражателем (1), свет от лампы (2) проходит сквозь блок растров (5), отражается зеркалами (3) и

фокусируется конденсорной линзой (6) на шаблоне с подложкой (7). Затвор (4) служит для регулирования времени экспонирования.

#### 2.3.3. Метод электронной литографии

Для изготовления наноструктур используют электронную литографию, высоким разрешением требует наличия которая обладает И сложного высоковакуумного оборудования. Экспонирование осуществляется от точки к точке при помощи сфокусированного электронного луча. Установка электроннолучевой литографии VOYAGER (рисунок 2.9) производства RAITH (Германия) построена на инновационной технологии Raith eWrite. В комплексной установке VOYAGER реализована технология Raith eWrite, которая объединяет в себе специализированную «выделенную» архитектуру электронно-лучевой колонны и паттерн-генератора, которые позволяют осуществлять автоматизацию калибровок системы и высокую скорость при серийном производстве.



Рисунок 2.9 - Установка электронно-лучевой литографии VOYAGER (RAITH)

Установка оборудована защитным кожухом для поддержания микроклимата во время работы прибора. Электронная оптика обеспечивает энергию пучка до 50 кэВ и зондовый ток 50 пА - 40 нА. Обладает большим полем экспонирования -500 Обеспечивает высокую МКМ. производительность И высокое работах пространственное разрешение В научно-исследовательских И мелкосерийном производстве.

### 2.4. Синтез Fe1-xSix / Si (111) с помощью МЛЭ

В были сформированы процессе синтеза пленки различного стехиометрического состава Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> на подложке Si(111) с *n*-легированием ( $\rho = 7,5$ Ом\*см) при 400 К методом МЛЭ [113]. Всего было получено восемь образцов с различным содержанием Si (0 < x < 0, 4). Давление в камере при синтезе 10 <sup>-8</sup> Па. хуже Для осуществления составляло не успешного роста ферромагнитного силицида Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub>, поверхность подложки была подготовлена, чтобы обеспечить атомарно чистую поверхность кремния с реконструкцией 7×7. Образцы были получены в лаборатории Физики магнитных явлений ИФ СО РАН непосредственно к.ф.-м.н. Яковлевым Иваном Александровичем, работающим в группе д.ф.-м.н. Варнакова Сергея Николаевича.

Предварительно поверхность подложки очищалась путем химического травления и термических обработок. Получение готовой структуры включает следующие этапы:

1. Очистка подложки от органических загрязнений:

• кипячение в растворе H<sub>2</sub>O (воды): H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> (перекиси водорода):NH<sub>4</sub>OH (аммиака) (в пропорциях 1:1:1) при температуре 80 °C – 2 - 3 минуты. Промывка в дистиллированной воде;

2. Очистка подложки от естественного оксида.

Поскольку на воздухе кремний мгновенно окисляется, то все подложки покрыты достаточно толстым слоем SiO<sub>2</sub>. Поэтому следующим этапом подготовки пластины кремния было удаление с нее оксида:

• химическая обработка поверхности подложки в HF (плавиковой кислоте) в течение 15 секунд;

• промывка в дистиллированной воде.

3. Создание искусственного оксидного слоя.

Для последующей работы нам необходимо было искусственно создать защитный оксидный слой толщиной ~ 5-10 Å:
• выдержка в чистом растворе H<sub>2</sub>O (воды): H<sub>2</sub>O<sub>2</sub> (перекиси водорода):NH<sub>4</sub>OH (аммиака) (в пропорциях 1:1:1) при комнатной температуре 15 с;

• промывка в дистиллированной воде;

сушка подложки парами изопропилового спирта С<sub>3</sub>H<sub>8</sub>O в течение 5 минут.
4. Термическая очистка и отжиг подложки:

• разогрев и выдержка при температуре 400 °C в вакуумной камере ЭПС комплекса «Ангара». Нагрев проводился ступенчато таким образом, чтобы давление в технологической камере было не больше 1\*10<sup>-6</sup> Па. Общее время отжига 4 часа;

• охлаждение до комнатной температуры и откачка системы до базового давления (6,5\*10<sup>-8</sup> Па);

• равномерный нагрев до температуры 650 °C, выдержка при этой температуре 5 мин и охлаждение до комнатной температуры.

Эти этапы позволяют получить атомарно чистую поверхность кремния с реконструкцией 7×7. Получение силицидов железа является хорошо отработанной технологией и детали эпитаксиального синтеза силицида железа со структурой DO<sub>3</sub> были подробно описаны в работе [114]. Точный химический состав пленки сплава Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> (0 <x <0,4) достигался путем совместного осаждения железа и кремния путем изменения соотношения потоков Fe и Si. Одновременное испарение железа и кремния проводили методом термического испарения из двух эффузионных ячеек Кнудсена, изготовленных из высокотемпературного нитрида бора. Скорости осаждения отдельных материалов были ранее откалиброваны методом лазерной эллипсометрии. Соотношение скоростей Si : Fe ≈ 0,57 является стехиометрическим для Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>.

Таблица 1. Параметры эпитаксиальных плёнок Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>

No Howen	Химический состав		Средняя	
образца	(в соответствии с	Толщин	шероховатость	
	PCA)	a, Å	плёнки после	

	Fe, %	Si, %		роста R <sub>a</sub> (нм)
1	60	40	700	1.24
2	67.2	32.8	524	1.45
<u>3</u>	<u>74.7</u>	<u>25.3</u>	<u>686</u>	<u>1.13</u>
4	82.7	17.3	1000	2.19
5	85.1	15.9	967	2.46
6	92	8	884	2.35
7	96.8	3.2	1008	2.30
8	100	0	250	1.17

## 2.5. Структурные in situ и ex situ исследования

Контроль параметров эпитаксиальных пленок был проведён *in situ* на лазерном эллипсометре LEF 751M [115], с помощью дифракции быстрых отражённых электронов (ДБОЭ) (англ. reflected high-energy electron diffraction, RHEED) и рентгеноструктурного анализа (РСА) (англ. X-ray diffraction, XRD) *ex situ*. Кроме того, структурные свойства пленок были исследованы методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) (англ. transmission electron microscopy, TEM) и атомно-силовой микроскопии (АСМ) (англ. atomic force microscopy, AFM). Кристалличность выращенных слоев была количественно исследована с помощью метода Резерфордовского обратного рассеяния (РОР) (англ. Rutherford backscattering spectroscopy, RBS) с использованием двух геометрий эксперимента (вдоль произвольного направления и вдоль оси зоны [111]). Химический состав образцов был подтвержден методами POP и PCA. Магнитные свойства плёнок были исследованы методами POP и PCA.

## 2.5.1 *in situ* структурные исследования.

Эволюция картины ДБОЭ во время роста эпитаксиальной пленки Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> представлена на рисунке 2.10. Картина ДБОЭ соответствует времени осаждения (t

= 0 мин) и ясно показывает наличие реконструкции поверхности Si(111) 7×7. После 1 мин. процесса осаждения (0,8 ML) реконструкция 7×7 отсутствует, в то время как три точечных отражения на полосах  $(0\overline{1})$ , (00) и (01) все еще различимы. Эта стадия может соответствовать стадии роста, когда поверхность образца состоит из плоских растущих островков фазы Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub> и чистой поверхности Si (111) 1×1. Увеличение интенсивности полос (рефлексов) и их уширение хорошо заметно при t = 3 мин. (2.5 ML) из-за увеличения доли растущих островков силицида. Точечные отражения исчезают при значении 4,2 ML, и диаграмма ДБОЭ больше не имеет других отражений. Можно рассматривать эпитаксиальный рост тонкой пленки Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub> как режим роста трехмерных островков, поскольку при номинальной толщине более 1 ML отражение Si(111) 1×1 все еще может быть замечено. Сплошная эпитаксиальная пленка Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>, по-видимому, имеет протяженность 5 нм согласно предыдущим исследованиям [116]. Это также подтверждается исследованием эпитаксиальной пленки Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub> с помощью спектроскопии Резерфордовского обратного рассеяния [108].



Рисунок 2.10 - Эволюция экспериментальной картины ДБОЭ вдоль направления Si [-110] поверхности Si (111) в процессе роста эпитаксиальной пленки Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>

На рисунке 2.11 (а) представлены картины дифракции для структуры Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub>/Si(111), снятые в нескольких кристаллографических направлениях. На рисунке 2.11 (б) приведены расчетные картины дифракции для соответствующих направлений. Имеется хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных, из которых можно заключить, что на подложке кремния с ориентацией (111) получены кристаллические пленки Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub> такой же ориентации. Чтобы подтвердить эпитаксиальное отношение ориентации (англ. orientation relationship, OR) гетероструктуры Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub>/Si(111), образец ДБОЭ эпитаксиальной тонкой пленки Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub> после роста (рисунок 2.11 (а)) был смоделирован с помощью кинематического подхода (рисунок 2.11 (б)) с учетом одноэлектронного рассеяния на поверхности [117]. Полученное OR представляет собой Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub> (111) [1-21] || Si (111) [11-2], что согласуется с предыдущими результатами [108, 152]. Более того, метод ДБОЭ моделирования позволяет дополнительно выполнять оценку шероховатости поверхности. Это свидетельствует об образовании островков длиной 3 нм и трех монослоев Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub> (111) высотой (~1 нм), лежащих на поверхности  $Fe_{0.75}Si_{0.25}$  (111) с покрытием 0.3 ML. Типичная средняя шероховатость (~1 нм) пленок Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub>, измеренная методом атомносиловой микроскопии [108], приведённая ниже, согласуется с результатами моделирования.



Рисунок 2.11 - Экспериментальная картина ДБОЭ *in situ* вдоль [11-2], [10-1] и [01-1] направлений поверхности структуры Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>/Si(111) после роста (а); моделирование ДБОЭ -картин поверхности Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> при одинаковых направлениях луча (б)

2.5.2. *ex situ* структурные исследования эпитаксиальных тонких пленок.

(PCA) Рентгеноструктурный анализ проводился на дифрактометре PANalytical X'Pert PRO, оборудованном твердотельным детектором PIXcel на излучении Си и Ка. Ориентация в плоскости была проанализирована с использованием асимметричных ф-сканов отражений {224} ОТ пленок эпитаксиального сплава Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> и Si-подложки. Типичный ф-скан (рисунок 2.12 (б)) для образца № 3 (таблица 1) выявляет следующее соотношение ориентации: Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub> (111) [1–21] || Si (111) [11–2] и не показывает двойникования. Появление двойного пика на ф-сканировании для отражений {224} от подложки обусловлено расщеплением Ка<sub>1.2</sub>. Для одного из пиков Ка<sub>2</sub> не виден из-за того факта, что поверхность Si (111) подложки имеет угол разориентации 1°, и в результате угол дифракции изменяется во время вращения. Для анализа кристаллической структуры был измерен ряд характерных отражений 111, 222, 333 и 444 от пленки Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub> (образец № 3) (рисунок 2.12 (а)). Для уменьшения отражения Si (111) был применен дополнительный наклон в 1°. Параметр кубической (Fm3m) решетки a = 5.666 (1) Å определялся по рентгенограмме методом минимизации разности производных [118].



Рисунок 2.12 - Наблюдаемые рентгенограммы для четырех характерных дифракционных пиков Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> (a). 2D-изображения для φ-сканов отражений {224} от пленки Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> и Si подложки (б)

Содержание кремния в пленках сплава Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> было получено путем оценки удельного объема одного атома кремния в элементарной ячейке Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>. Качество кристаллитов и химический состав эпитаксиальных пленок сплава Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> изучали методом POP в сочетании с каналированием на ускорителе HVEE AN-2500 (аналитическое оборудование МГУ им. М.В. Ломоносова, Институт ядерной физики им. Скобельцына). Анализ энергии пучка ионов гелия He<sup>+</sup> составил 1,8 МэВ при угле рассеяния 165 ° относительно направления распространения пучка. Каждый образец исследовался в двух режимах: падающий пучок параллелен направлению кристаллографической оси <111> и параллельно направлению, не содержащему открытых каналов, то есть наклонному направлению <111>. Направление <111> в кристалле определялось в соответствии с измерением выходного обратного рассеяния ионов в образце в зависимости от изменения угла падения луча.

Типичные POP спектры для пленок из сплава Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> (образец № 3, таблица 1) показаны на рисунке 2.13 (б). Минимальный выход обратно рассеянных ионов Не  $\chi_{\min}$ , составляющий 19,5%, был получен для пленки сплава Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> из отношения амплитуды сигнала Fe для направления вдоль оси зоны [111] к спектру произвольного направления. Полученное значение сравнимо  $\chi_{min}$ С опубликованным ранее в работе [119], и примерно в два раза ниже значения, полученного в работе [120], что свидетельствует о высокой кристалличности и качестве пленки. Сравнение данных по химическому составу пленок сплава Fe<sub>1-</sub> <sub>x</sub>Si<sub>x</sub>, полученных методами PCA и POP, показывает их хорошее согласие (рисунок 2.13). Значения химического состава Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> приведены в таблице 1 (глава 2.5.1). PCA. Поскольку результаты, полученные методом являются более показательными, чем результаты, полученные методом РОР, они были выбраны для дальнейшего использования в работе. Метод РСА исследует большую площадь образцов по сравнению с методом РОР, где анализируемая площадь составляла всего около 1 мм.



Рисунок 2.13 - Содержание Si (ат. %), полученное из измерений РСА и РОР (а). Спектры РОР для Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> / Si (111), выращенного при 400 K (б)

Для практического применения пленок Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> в устройствах спинтроники важны не только качество и однородность кристаллической структуры, но и однородность магнитных свойств. Наиболее важными магнитными свойствами пленок являются намагниченность и магнитная анизотропия, эти характеристики можно определить, проанализировав зависимость параметров линии ферромагнитного резонанса (ФМР) от направления магнитного поля. Здесь следует выделить две различных ориентационных зависимости: первая, когда внешнее магнитное поле лежит в плоскости пленки (азимутальная зависимость); вторая, когда магнитное поле выходит за пределы плоскости (полярная зависимость).

Полярная (*out-of-plane*) и азимутальная (*in-plane*) угловые зависимости (с угловым разрешением 5°) спектров ФМР, измерены на спектрометре Х-диапазона (9,7 ГГц) ELEXSYS E580 (Bruker, Германия). На рисунке 2.14 (а) представлены полярные угловые зависимости резонансного поля  $H_R$ , которое определяется как значение *H*, где производная *P* по *H* равна нулю:

$$H_R = H/_{dP/dH = 0}.$$
(2.1)

79

Здесь *P* – мощность поглощенного СВЧ излучения. Максимум H<sub>R</sub> (14 580 Э) соответствует трудной оси намагничивания и наблюдается, когда внешнее магнитное поле перпендикулярно плоскости пленки ( $\theta = 0$ ). Минимум H<sub>R</sub> (857 Э) соответствует легкой оси и наблюдается, когда внешнее магнитное поле направлено в плоскости пленки. Кроме того, азимутально-угловая зависимость резонансного поля *H<sub>R</sub>* (рисунок 2.14 (б)) демонстрирует наличие кристаллической анизотропии в плоскости пленки.



Рисунок 2.14 - Полярные угловые зависимости резонансного поля *H<sub>R</sub>* (геометрия out-of-plane) (a). Карта амплитуды спектров ФМР азимутальной угловой зависимости (геометрия in-plane) (б). Пунктирными линиями показаны кристаллографические направления [112], [21-1] и [211]



Рисунок 2.15 - Экспериментальная (точки) и рассчитанная (сплошная линия) азимутальные зависимости резонансного поля для пленки Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>

Рассмотрим экспериментальную (точки) и рассчитанную (сплошная линия) азимутальные зависимости резонансного поля для пленки Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> толщиной 20 нм (рисунок 2.15). Для теоретического расчёта экспериментальной кривой использовалась феноменологическая модель, в которой плотность свободной энергии записывалась в виде:

$$F = F_z + F_m + F_{ud} + F_{ua} + F_c, (2.2)$$

где  $F_z$  – плотность энергии Зеемана,  $F_m$  – плотность магнитостатической энергии,  $F_{ua}$  – плотность энергии магнитной одноосной анизотропии,  $F_{ud}$  – плотность энергии магнитной однонаправленной анизотропии,  $F_c$  – плотность энергии магнитной кубической анизотропии.

Из решения уравнения Ландау-Лифшица можно получить условие ФМР, которое имеет вид:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2 \sin^2(\theta)} \left[ \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \varphi}\right)^2 \right].$$
 (2.3)

Подставляя (2.2) в (2.3) можно получить азимутальную  $H_r(\varphi)$  и полярную  $H_r(\theta)$  зависимости резонансного поля. Методом итеррационной подгоники магнитных параметров получена теоретическая зависимость  $H_r(\varphi)$  которая представленна на рисунке 2.15 (сплошная линия). При этом были получены следующие магнитные параметры: намагниченноость насышения (Ms = 995 Гс), поле магнитной одноосной анизотропии  $F_{ua} = 2.7$  Э, поле магнитной одноской анизотропии  $F_{ua} = 0.3$  Э и поле магнитной кубической анизотропии  $F_c = 0.9$  Э.

Намагниченность насыщения пленки  $Fe_{0,75}Si_{0,25}$  имеет бо́льшее значение чем у аналогичных пленок полученных на подложках Si(111) ( $M_s = 800 \ {\rm Cc}$ ) [121] и GaAs(100) ( $M_s = 790 \ {\rm Cc}$ ) [122], а так же очень близко к намагниченности насыщения пленки  $Fe_{0,75}Si_{0,25}$ , полученной на монокристаллической подложке MgO(100) ( $M_s \sim 1000 \ {\rm Cc}$ ) [123] Небольшие величины полей магнитной одноосной

и однонаправленной анизотропии свидетельствует о высокой магнитной однородности образца. Однако малое поле магнитной кубической анизотропии может быть вызвано мозаичностью образца. Для уточнения параметра мозаичности была проанализирована полярная зависимость ширины линии спектра ФМР Δ*H*(*θ*) которая представленна на рисунке 2.16 (точки).



Рисунок 2.16 - Экспериментальная (точки) и рассчитанная (сплошная линия) полярные зависимости ширины линии ФМР для пленки Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> Общая ширина линии определяется выражением:

$$\Delta H_{pp} = \Delta H_{Gilbert} + \Delta H_{mosaic} + \Delta H_{inhom}$$
(2.4)

где,  $\Delta H_{Gilbert}$  – гильбертово уширение,  $\Delta H_{mosaic}$  – мозаичное уширение,  $\Delta H_{inhom}$  – неоднородное уширение. При этом неоднородное уширение, в основном, определяется дефектами, которые в общем случае распределены случайным образом, то есть  $\Delta H_{inhom}$  не будет завесить от  $\theta$ .

Таким образм для моделирования экспериметальной кривой  $\Delta H(\theta)$  можно воспользоватся только первыми двумя членами, которые можно записать в виде:

$$\Delta H_{\text{Gilbert}} \approx \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{G}{\gamma^2 M_s} \frac{\omega}{\cos(\theta)},$$
 (2.5)

$$\Delta H_{\text{mosaic}} = \left| \frac{\partial H_r(\theta)}{\partial \theta^2} \Delta \theta \right|, \qquad (2.6)$$

где *G* – феноменологический параметр затухания Гильберта,  $\Delta \theta$  – параметр мозаичности пленки. Тким образом, получив вид  $H_r(\theta)$  из уравнения (2.3) и варьирувя параметры *G* и  $\Delta \theta$  было получено качественное совпадение теоретической зависимости  $H_r(\theta)$  с экспериментальными данными (рисунок 2.16), при этом *G* = 5.2\*10<sup>7</sup> Гц и  $\Delta \theta$  = 0.15°, что свидетельствует о высоком качестве пленки.

В качетве дополнительного параметра однородности пленки может служить и абсолютная величина ширины линии спектра ФМР. Так, при ориентации магнитного вдоль плоскости пленки  $\Delta H_{pp}$  состваляет 18 Э, что всего на 1 Э больше, чем для пленки Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> выращенной на GaAs(100). [122]

Были проведены ПЭМ и АСМ исследования плёнок. Поперечные сечения исследуемых пленок были подготовлены с использованием установки FB-2100 с фокусированным пучком (Hitachi, Япония) ионным для электронномикроскопических исследований. Типичные изображения ПЭМ вдоль оси зоны [110] для двух соединений сплава  $Fe_{1-x}Si_x$  (x = 0,25; 0,17) показаны на рисунке 2.17 (а) и (б). Как видно из рисунка, пленки являются однородными и не содержат зерен различной ориентации, шероховатость поверхности пленки составляет около 2–3 нм. Кроме того, наблюдается четкая и гладкая граница раздела между пленкой и подложкой, без диффузионного слоя что свидетельствует о высокой степени кристалличности и качестве образцов. Электронограммы, показанные на рисунке 2.17 (в) и (г), демонстрируют пики дифракции от плёнки силицида железа и подложки кремния и подтверждают результат, полученный с помощью РСА.

Типичное изображение морфологии поверхности, полученное с помощью ACM, показано на рисунке 2.17 (д). Топографические данные ACM демонстрируют малое количество поверхностных дефектов. Шероховатость поверхности пленок (R<sub>a</sub>) составляет значения от ~1 нм до ~2,5 нм для пленок с

различным содержанием кремния (см. Таблицу 1), что подтверждает результаты ПЭМ.



Рисунок 2.17 - Структурные свойства Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>, выращенного на Si (111). Поперечные сечения ПЭМ (а, б) изображений двух составов Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>. Картина дифракции электронов плёнки Fe<sub>0,8</sub>Si<sub>0,02</sub> (в) и Si (г). Ось зоны параллельна направлению [110]. Типичное ACM-изображение поверхности плёнки (д)

# 2.6. Химическое травление тонких пленок Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> / Si (111)

Представлен простой и доступный способ травления тонких эпитаксиальных пленок  $Fe_{1-x}Si_x / Si(111)$  с различным содержанием кремния (0 < x < 0,4) при помощи жидкого химического травления.

Чтобы гарантировать применимость метода жидкого химического травления для силицидов железа с любым стехиометрическим составом, был синтезирован ряд образцов и с их помощью откалиброваны скорости травления. Соответствие стехиометрического состава и номеров образцов приведено в таблице 2.

№ номер	Химический состав		Скорость травления v,	
образца	Fe, at%	Si, at%	Å/ceк	
1	60	40	1.8	
2	67.2	32.8	9.1	
<u>3</u>	74.7	<u>25.3</u>	<u>51.8</u>	

Таблица 2. Скорости травления эпитаксиальных плёнок Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>

4	82.7	17.3	88.0
5	85.1	15.9	95.1
6	92	8	170.6
7	96.8	3.2	152.7
8	100	0	52.6

Создание различных функциональных электронных и фотонных устройств подразумевает формирование различных топологий из плёнок силицида железа и требует контролируемого травления пленок с различным процентным содержанием железа и кремния. Однако, вопрос скорости жидкого химического травления эпитаксиальных пленок из сплава Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> недостаточно освещен в литературе [124]. Предпочтение было отдано методу жидкого химического травления в виду его гибкости и бо́льшей доступности по сравнению с методом плазмо-химического или реактивно-ионного травления, которые в свою очередь требуют наличия специализированных установок.

Процесс травления производился для всех стехиометрических составов сплавов Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>. Определение скоростей травления обеспечивает возможность изготовления планарных многотерминальных структур из плёнок различных стехиометрических составов. Обработка образцов в разбавленном растворе азотной кислоты не давала удовлетворительных результатов. Пленки из эпитаксиального сплава  $Fe_{1-x}Si_x$  с высоким значением x растворялись не равномерно, с образованием областей неравномерного травления. Наилучшая равномерность удаления плёнки, достигалась при добавлении раствора плавиковой кислоты низкой концентрации. Область пленки, покрытая резистивной маской, была защищена от раствора химического травителя (водный раствор кислот), а остальная часть пленки была удалена в подходящем растворе плавиковой и азотной кислот HF: HNO<sub>3</sub>: H<sub>2</sub>O (в пропорциях 1: 2: 400) [124]. Обработку поверхности плёнок проводили в при постоянном перемешивании раствора и температуре 22° С, с последующей промывкой в дистиллированной воде. Скорость травления для каждого химического состава пленок сплава Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> приведена в таблице 2. Была обнаружена немонотонная зависимость скорости

травления от содержания кремния. Скорость возрастает с уменьшением содержания кремния и достигает максимума для сплава Fe<sub>0,92</sub>Si<sub>0,08</sub>, затем скорость травления резко падает (рисунок 2.18). Таким образом, этот раствор является наиболее эффективным для химического состава Fe<sub>0,92</sub>Si<sub>0,08</sub> и может быть успешно применен к другим соединениям, включая плёнки чистого железа.



Рисунок 2.18 - Зависимость скорости травления сплава Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> с различным содержанием кремния и железа, при температуре 22° С

Механизм травления аналогичен процессу травления с участием царской водки (*aqua regia*), где окислительное действие азотной кислоты усиливается в присутствии соляной кислоты. В смеси  $3HCl+HNO_3$  сильный окислительный эффект обусловлен образованием нитрозил хлорида (NOCl) по следующей реакции:  $3HCl+HNO_3=NOCl+2Cl+2H_2O$ . А образующиеся в растворе свободные радикалы хлора удерживают растворённый благородный металл в виде хлорида золота:  $Au+3HCl+HNO_3 \rightarrow AuCl_3+NO\uparrow+2H_2O$ . В рассматриваемом случае, вместо соляной кислоты (HCl) была использована фтористоводородная (HF), которая включает в себя более активный ион фтора (который как и хлор, является окислителем). Реакция растворения FeSi идёт по следующей реакции: FeSi+HF+HNO<sub>3</sub>  $\rightarrow$  Fe(NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub>+SiF<sub>4</sub>+H<sub>2</sub>O, с образованием тетрафторида кремния и

нитрата железа. Наличие в растворе таких сильных кислот как фтористоводородная и азотная, обеспечивает процесс травления. В свою очередь, большое количество воды снижает концентрацию реагентов для возможности проведения точного травления.

Во время определения скоростей травления, следили за растворением плёнки силицида методом АСМ. На рисунке 2.19 приведено АСМ изображение ступеньки травления и профили шероховатости для двух областей: (1) – область плёнки, защищённая резистивной маской (R<sub>a</sub> = 2,183 нм); (2) – область подвергнутая травлению (R<sub>a</sub> = 0,398 нм). При определении скоростей травления высота ступеньки и сравнение шероховатостей плёнки (под маской и обработанной в растворе) позволили сделать вывод о полном удалении плёнки при травлении.



Рисунок 2.19 - АСМ изображение ступеньки плёнки после процесса травления. Топографическое АСМ изображение границы травления (а). Одномерный график извлечённых профилей (б): (1) – область плёнки, защищённая резистивной маской; (2) – область после травления

## 2.7. Формирование геометрии образцов. Процесс фотолитографии

В настоящее время силициды железа интенсивно исследуются в связи с их перспективным использованием в различных областях электроники. Для создания структур, в частности, для изучения спинового транспорта, из сплошных пленок необходимо сформировать специальную топологию. Оптимальным для этого будет использование процессов литографии в сочетании с этапами жидкого и / или плазмохимического травления.

Целью процесса фотолитографии является перенос деталей рисунка фотошаблона на поверхность, покрытой слоем фоторезиста. По уже отработанной технологии жидкого химического травления (как описано в пункте 2.5), была изготовлена четырех-контактная планарная структура из Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> на подложке Si (111).

Сначала производилась очистка поверхности подложки (рисунок 2.20 (a)) от возможных загрязнений при помощи органических растворителей. В качестве резиста, для формирования требуемой топологии на поверхности пленок, использовался отечественный позитивный фотополимер ФП-383, формирующий пленку толщиной порядка 1 мкм. Важной стадией формирования маски резиста, является создание равномерной пленки определенной толщины (рисунок 2.20 (б)). Для этой операции использовалось центрифугирование, позволяющее получать равномерные пленки (отклонения от средней толщины вдоль поверхности не более  $\pm 10\%$ ). Подложка закрепляется вакуумным присосом на центрифуге, и после нанесения нескольких капель резиста, раскручивается со скоростью 3000 об/мин. Планаризирующее действие центробежных сил приводит к образованию сверхгладких полимерных пленок с однородностью по толщине ~ 1%, которую нельзя получить каким-либо другим способом. Толщина резиста влияет на дефектность, время сушки, время экспонирования и проявления, селективность травления пленки. Также, более тонкие пленки резиста позволяют получать структуры с более высоким разрешением (ввиду уменьшения аспектного соотношения). Сушка необходима для удаления остатков растворителя.

Правильный выбор ее режимов позволяет уменьшить возможную дефектность слоя резиста.

Затем следовала операция экспонирования (рисунок 2.20 (в)) резистивной маски в течение 11 сек. через заранее подготовленный шаблон из кварцевого стекла. В случае использования позитивного фоторезиста, в результате реакции распада происходит разрыв связей в молекулах полимеров и на облученных участках его растворимость увеличивается. При проявлении (рисунок 2.20 (г)), облученные участки удаляются, а не облученные остаются на подложке. В используемом фоторезисте ФП-383, продукты деструкции полимера обладают кислотными свойствами, и для перевода их в растворимую форму применялся 10 % раствор КОН.





Таким образом, на поверхности плёнки  $Fe_{0,75}Si_{0,25}$  / Si (111), методом фотолитографии была сформирована защитная маска (как показано на рисунке 2.20 (г)). Область пленки, покрытая фоторезистом, была защищена от раствора кислот, а остальная часть пленки была удалена (рисунок 2.20 (д)) в разбавленной смеси плавиковой и азотной кислот HF: HNO<sub>3</sub>:  $H_2O = 1$ : 2: 400. Обработку поверхности проводили в течение ~ 52 секунд при постоянном перемешивании и

температуре 22 ° C с последующей промывкой в дистиллированной воде. Использовалась ранее определённая скорость травления для состава Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>, как было представлено в таблице 2.

Описанный подход может быть использован для изготовления необходимой топологии из силицида железа  $Fe_{1-x}Si_x$  с различным содержанием Si (0 < x < 0,4) для дальнейшего его применения в оптоэлектронике, фотонике и спинтронике.

## Основные результаты

- Совместно с лабораторией ФМЯ ИФ СО РАН получены эпитаксиальные гибридные структуры Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> / Si. С помощью рентгеноструктурного анализа показано их высокое кристаллическое качество.
- Методом ферромагнитного резонанса установлено, что эпитаксиальные тонкие плёнки Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> / Si обладают магнитной кристаллической анизотропией, и имеют следующие магнитные параметры: намагниченность насыщения  $M_s = 995$  Гс, поле магнитной одноосной анизотропии  $F_{ua} = 2.7$  Э, поле магнитной однонаправленной анизотропии  $F_{ud} = 0.3$  Э, поле магнитной кубической анизотропии  $F_c = 0.9$  Э, параметр мозаичности плёнки  $\Delta\theta$  составляет 0.15°.
- Предложен оригинальный подход жидкого химического травления тонких эпитаксиальных пленок Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> / Si (111) с различным содержанием кремния (0 < x < 0,4) при помощи жидкого химического травления в растворе плавиковой и азотной кислот HF: HNO<sub>3</sub>: H<sub>2</sub>O (в пропорциях 1: 2: 400). Обнаружена немонотонная зависимость скорости травления при изменении состава Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>.

# ГЛАВА 3. ФОРМИРОВАНИЕ МИКРО И НАНО РАЗМЕРНЫХ УСТРОЙСТВ НА ОСНОВЕ ФМ/Si

Благодаря хорошо изученным и устоявшимся методам обработки, Si служит надежной технологической платформой для разработки новых устройств в различных научных областях, таких как оптика, спинтроника, солнечная энергетика и сенсорные приложения. Одномерные формы Si, такие как Si нанопроволоки (НП) обладают уникальными свойствами [125]. Высокое отношение площади поверхности к объему нанопроволоки делает их электронные свойства чувствительными к заряду на поверхности и у поверхности. Поэтому нанопроволоки имеют большие перспективы для многих приложений, начиная от газовых сенсоров до нанобиоэлектроники [126, 127]. Полевые транзисторы на основе кремниевых НП находят все большее применение не только в области фундаментальных исследований физических процессов, но и в качестве высокочувствительных сенсоров.

Для формирования наноразмерного проволочного токового канала существуют два распространённых подхода: "снизу вверх" и "сверху вниз". Подход "снизу вверх" подразумевает использование процессов самоорганизации [128], они включают в себя такие технологии как: химическое осаждение из паровой фазы (англ. chemical vapor deposition, CVD), пар-жидкость-твердое тело и методы термического испарения для синтеза высококачественных Si HП с очень малыми диаметрами [129]. Однако, последующий перенос Si HП на подложку и формирование проводящих контактов не только сопряжено с рядом трудностей [130, 131, 132], но и приводят к ограничениям, включая проблемы интеграции устройств и ограниченную воспроизводимость. В ряде экспериментальных работ [133, 134] устройства на основе кремниевых НП были изготовлены с использованием подхода "снизу вверх". При таком подходе часто возникают трудности контроля процесса легирования и формирования контактов, в то время приборы как на основе кремниевых нанопроволок, изготовленные С использованием подхода "сверху вниз", показывают лучший контроль И воспроизводимость этих параметров. Для простой интеграции и возможности

последующего внедрения, наиболее перспективным выглядит использование подхода "сверху вниз" с применением существующих кремниевых технологий, для создания Si HII и устройств на их основе.

#### 3.1. Нанолитография при помощи АСМ

Литография с использованием зонда ACM [135] позволяет формировать рисунок путем воздействия зонда на поверхность подложки, это могут быть механические воздействия [136], воздействие токовыми импульсами или осаждение материала с зонда [137]. Зондовые методы литографии позволяют добиваться разрешения, сопоставимого с разрешением электронной литографии, но из-за низкой скорости не получили широкого распространения на производстве.

## 3.1.1. Принцип перьевой нанолитографии и технические возможности

Методы субмикронной литографии имеют естественные ограничения по размеру. Был проведен интенсивный поиск альтернативных методов, которые позволяют создавать структуры с субмикронным разрешением. В процессе нанолитографии с использованием метода перьевой нанолитографии, на основе сканирующего зондового микроскопа (СЗМ), используется техника прямой записи, которая позволяет создавать структуры на поверхности подложки [111, 138]. Использование зонда СЗМ для нанесения «чернил», обеспечивает воспроизводимость процесса и позволяет создавать структуры субмикронного разрешения с высокой точностью. В технологии перьевой нанолитографии зонд атомно-силового микроскопа используется как «кисть» (или перьевая ручка) для осаждения молекул полимера на подложку, а водные растворы полимеров играют роль «чернил» [138, 139]. Метод перьевой нанолитографии основан на переносе молекул с зонда на подложку. Этот метод может наносить различные органические и неорганические молекулы на различные подложки (SiO<sub>2</sub>, GaAs, Au, стекло, слюда) в условиях окружающей среды (рисунок 3.1). В роли «чернил» могут быть различные молекулы, ДНК, полимеры белки и суспензии [140]. Меняя характер движения зонда по поверхности, например, его скорость или время задержки, можно создавать узоры различной сложности. Сформированный таким образом молекулярный слой может быть использован как защитная маска в процессе травления, что позволяет создавать низкоразмерные структуры любой топологии с субмикронным разрешением [111].



Рисунок 3.1 - Схема процесса перьевой нанолитографии. Покрытый молекулами зонд ACM наносит молекулы на подложку через водный мениск

Основными достоинствами перьевой нанолитографии являются гибкость технологии и совместимость с другими процессами формирования геометрии, такими как: изготовление сверху-вниз на основе резистов [141]; технологии снизу-вверх, использующие процессы самосборки молекул [142]. Перьевая нанолитография на основе зондового микроскопа, позволяет как изготавливать структуры, так и проводить немедленную проверку результата с помощью ACM визуализации. Другими словами, технологии зондовой литографии имеют возможность быстрого контроля качества получаемых структур собственными инструментами ACM прибора-литографа.

3.1.2. Процесс получения структур с помощью метода перьевой нанолитографии

Процесс изготовления структур субмикронного разрешения включает в себя два этапа. Первый этап – формирование узора из слоя полимерных молекул, который наносился на Au поверхность структуры Au/Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>/Si(111) методом перьевой нанолитографии. Второй этап – это процесс жидкого химического травления, при этом слой молекул используется в качестве защитной маски. Такой подход позволяет получать структуры с субмикронным размером элементов.

Процесс формирования маски, последующий контроль параметров узора шаблонов, а также характеризация полученных структур, осуществлялись на приборе DPN 5000 (подробное описание установки ACM приведено в пункте 2.3.1). Обработка данных АСМ и статистический анализ изображений проводился с помощью программного обеспечения Gwyddion. Для проведения процесса перьевой нанолитографии были использованы тиол-содержащие молекулы  $C_{16}H_{32}O_2S$  меркаптогексадекановой кислоты (16-Mercaptodecanoicacid, MHA). Тиолы являются монофункциональными органическими соединениями, характеризуются присутствием сульфгидрильной группы (-SH) и способны образовывать связи с Аи поверхностью. Самоорганизующиеся монослои тиолов обладают высоким упорядочением и широко распространены в качестве белоксвязывающих агентов для поверхностей биочипов [143].

## 3.1.3 Описание подложек для проведения процесса перьевой нанолитографии

Для проведения процесса перьевой нанолитографии, была использована гибридная структура Au/Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>/Si(111) полученная термическим испарением в условиях СВВ на установке МЛЭ «Ангара» [113] при температуре T=260 °C. Скорость роста и толщина слоёв контролировались высокоскоростным лазерным эллипсометром LEF-751M, и составляют 15 нм и 16 нм для Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> и Au, соответственно. Такой метод осаждения обеспечивает необходимую ровность поверхности и небольшой размер зёрен золота, это является одним из важных

94

факторов, влияющих на диффузию молекул МНА и процесс DPN. На рисунке 3.2 (a) представлено ACM изображение топологии поверхности Au/Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub>/Si(111) структуры, полученное в контактном режиме сканирования для области 70×70 мкм. Наблюдается равномерная текстурированность поверхности, которая связана разориентацией подложки (наличием атомарных террас) и осаждением С материала под углом к поверхности подложки. Подробно этот эффект рассмотрен в работе [144]. Параметр средней шероховатости ( $\bar{z} = 5,3$  нм) свидетельствует о высокой ровности поверхности, даже для большой области сканирования. На вставке приведена малая область сканирования (1×1 мкм), снятая с бо́льшим разрешением, которая позволяет убедиться в малой зернистости плёнки золота. Параметр среднеквадратичной шероховатости  $(S_q)$  характеризует низкую зернистость плёнки золота и составляет ~0,6 нм для области 1×1 мкм (и ~1,3 нм для области 70×70 мкм). Параметр определяется отдельно для каждого зерна, и дисперсия затем вычисляется относительно этих средних для зёрен значений.



Рисунок 3.2 - АСМ изображение топологии поверхности Au/ Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>/Si(111) структуры для области сканирования 70×70 мкм (а). На вставке представлено изображение для области 1×1 мкм. ПЭМ изображение поперечного среза гетероструктуры Au/ Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>/Si(111) (б). Толщины слоёв Au и Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> составляют 15 и 16 нм соответственно

На рисунке 3.2 (б) представлено изображение просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) поперечного среза структуры Au/Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>/Si(111),

получены с помощью микроскопа HT-7700 (Hitachi). Данные ПЭМ подтверждают качество границ плёнок силицида железа и золота. Толщины слоёв: Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>=15 нм; Au=16 нм.

## 3.1.4. Диффузия МНА молекул

Процесс формирования маски зависит от диффузии молекул на поверхность золота. Если не брать во внимание химические процессы, то скорость распространения молекул по поверхности зависит от шероховатости подложки, температуры и влажности во время проведения эксперимента [138, 111]. Вне зависимости от выбранных молекул-«чернил», их диффузия на подложку зависит от условий окружающей среды (влажности и температуры) [140], а также от радиуса закругления зонда и шероховатости подложки [111].

Процесс диффузии молекул МНА был откалиброван при помощи программного обеспечения InkCAD<sup>TM</sup>, которое позволяет определить константы диффузии молекул и автоматизировать процесс нанесения «чернил». InkCAD<sup>TM</sup> позволяет с высокой точностью управлять скоростью движения зонда, затем визуализировать результат путём сканирования в режиме латеральных сил (ЛСМ). Режим отображения латеральных сил позволяет различать области с различными коэффициентами трения, а также подчеркивать особенности рельефа поверхности [145, 146]. Калибровочный шаблон (рисунок 3.3) был получен в процессе движения зонда, покрытого «чернилами», по поверхности подложки. Скорость перемещения зонда составляет от 0,03 до 0,2 мкм в секунду. При бо́льшее медленном перемещении зонда количество молекул успевает диффундировать на поверхность, образуя более широкие линии. Зная скорость перемещения зонда и измерив ширину полученных линий, можно определить коэффициент диффузии - C (мкм<sup>2</sup>/с). В литературе встречаются значения C от 0,029 до 0,085 мкм<sup>2</sup>/с при PT = 24,9 ± 0,1 °C и влажности PH = 39,7 ± 0,5% [111].



Рисунок 3.3 – Фрагмент окна программы InkCAD с изображением шаблона калибровки. Представлены линии (слева) и соответствующие им скорости перемещения зонда (справа)

Для обеспечения оптимальных условий процесса перьевой нанолитографии и создания наноразмерных масок на поверхности пленки золота, был выполнен процесс определения скорости диффузии молекул полимера (МНА-кислоты) при различных значениях влажности. Во время проведения эксперимента температура в камере искусственного климата (РТ) поддерживалась постоянной и составляла  $PT = 27 \pm 0,1$  °C. Параметр текущей влажности (PH) варьировался от 28% до 40%. Были использованы кантилеверы с зондом из нитрида кремния и радиусом закругления острия 12 - 15 нм (зонды А-типа, производства NanoInk,). Для проведения процессов калибровки, зонд покрывался молекулами МНА, путем погружения в 5 мМ раствор МНА ( $C_{16}H_{32}O_2S$ ) в ацетонитрилле ( $C_2H_3N$ ). Данные констант диффузии (*C*) для различных условий влажности приведены в таблице 3.

В таблице 3 представлены полученные ЛСМ изображения калибровочных шаблонов, полученные при разных значениях влажности в камере. Также, приведены параметры средней и среднеквадратичной шероховатости поверхности (S<sub>q</sub> и S<sub>a</sub> для конкретного участка подложки) и константы диффузии.

97

	IIII Signi	С. С	0 µm2 4 6 8 10 12 14 0 2 4 6 8 10	
PH = 28%	PH = 31%	PH = 36%	PH = 38%	PH = 40%
Z <sub>cp</sub> = 8,891 нм	Z <sub>cp</sub> = 5,752 нм	Z <sub>ср</sub> = 7,942 нм	Z <sub>ср</sub> = 13,72 нм	Z <sub>ср</sub> = 9,23 нм
$S_q = 0,649 \text{ HM}$	$S_q = 0,635 \text{ HM}$	Sq = 1,255 нм	S <sub>q</sub> = 2,053 нм	S <sub>q</sub> = 1,355 нм
$S_a = 0,504 \text{ HM}$	$S_a = 0,477$ нм	$S_a = 0,959$ нм	S <sub>a</sub> = 1,545 нм	S <sub>a</sub> = 1,035 нм
<i>C</i> = 0.013	<i>C</i> = 0.015	<i>C</i> = 0.051	C = 0,072 мкм <sup>2</sup> /с	<i>C</i> = 0,136
мкм <sup>2</sup> /с	мкм <sup>2</sup> /с	мкм <sup>2</sup> /с		мкм <sup>2</sup> /с

Таблица 3. Данные процесса калибровки МНА молекул

При параметрах процесса  $PT = 27 \pm 0,1$  °C и  $PH = 38 \pm 0,5\%$  скорость диффузии молекул достаточна для формирования линий различной ширины и не приводит излишнему «растеканию» слоя молекул и образованию подтёков. Проведение процесса литографии в условиях повышенной влажности позволяет наносить маски как в виде одиночных тонких линий, так и равномерно закрашенных фигур большой площади.

# 3.1.5. Процесс изготовления наноструктур при помощи DPN

Процесс изготовления наноструктур можно разделить на несколько этапов. Во-первых: нанесение маски из молекул МНА на поверхность гибридной структуры Au/ Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>/Si(111). Во-вторых: травление плёнки Au. В третьих: травление плёнки Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>. Рассмотрим эти этапы более подробно.

**Первый этап.** Нанесение слоя МНА происходило при условиях (PT =  $27 \pm 0,1$  °C и PH =  $38 \pm 0,5\%$ ), определённых выше. Константы диффузии были определены перед каждым экспериментом, они соответствовали значениям, представленным в таблице 3. На рисунке 3.4 представлены АСМ изображения МНА-линий, полученных на поверхности Au/Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>/Si(111). АСМ-изображение сигнала латеральных сил (рисунок 3.4 (а)), позволяет заключить что линии из МНА имеют ширину ~ 20 - 60 нм. Сигнал (z) топологии поверхности для

этого участка подложки, представлен на рисунке 3.4 (в), параметр среднеквадратичной шероховатости составляет  $S_q = 1,754$  нм. Стоит отметить, несмотря на большую величину параметра  $S_q$ , размер полученных элементов имеет меньшее значение, чем представлено в статье [111], где авторы получили значения минимальной ширины линии: 14, 26 и 69 нм для среднеквадратичной шероховатости 0.01, 0.7 и 1.1 нм, соответственно.



Рисунок 3.4 - Изображение полос МНА на поверхности Au/Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>/Si(111). ЛСМ изображение полос из МНА (а); одномерный профиль сечения демонстрирует ширину линий (расстояние между линиями ~ 200 нм) (б); изображения топологии поверхности, полученное в контактном режиме сканирования (Z ср = 7,34 нм; Sq = 1,754 нм) (в). Представлена область сканирования 5×5 мкм

Убедившись в возможности получать узоры нанометрового разрешения на подложке Au/Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>/Si(111), было сделано несколько простых структур, представляющих собой различные геометрические формы (линии и круги). Шаблоны различной геометрии были спроектированы в программе InkCad, они состоят из точек и линий. Изображения нанесённого узора из MHA (рисунок 3.5 а) были получены методом латерально-силовой микроскопии (ЛСМ) и представлены на рисунке 3.5 б и в.



Рисунок 3.5 - ЛСМ изображение структур в виде линий и точек из МНА на поверхности Au/Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>/Si(111). Профиль сечения демонстрирует диаметр круглых элементов ~ 1,3 мкм

Второй этап. Полученный с помощью процесса перьевой нанолитографии шаблон, состоит из мономолекулярного слоя МНА, поэтому для травления слоя золота применялся раствор с низкой агрессивностью. При использовании сильноагрессивных растворов, например, смеси азотной и соляной кислот (в соотношении 1:3, также называемой царской водкой), скорость травления составляет ~10 мкм/мин (при комнатной температуре). Такая высокая скорость травления недопустима при работе с тонкими плёнками. Необходимо провести травление слоя Au ~16 нм, поэтому скорость травления должна быть достаточно медленной, чтобы не происходило изотропного травления материала под маской, ЭТО может привести к неудовлетворительным результатам И полному растворению небольших элементов структур. Для обеспечения прецизионного травления слоя золота, был применён раствор с низкой скоростью травления [141].

После проведения процесса перьевой нанолитографии, подложка Au/ Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>/Si(111) с маской из MHA молекул, подвергалась жидкому химическому травлению в растворе водной смеси 0,1 M Na<sub>2</sub>S<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, 1,0 M KOH, 0,01 M K<sub>3</sub>Fe(CN)<sub>6</sub> и 0,001 M K<sub>4</sub>Fe(CN)<sub>6</sub> в соотношении 1:1:11 (V/V/V/V) при постоянном перемешивании и температуре раствора 22 ° C. Скорость травления Au составила ~ 0,6 нм/мин. Данные ПЭМ, представленные на рисунке 3.6 (а), демонстрируют полное удаление плёнки золота, при этом, раствор не реагирует со слоем силицида железа. Схема структуры после процесса травления Au представлена на рисунке 3.6 (б).



Рисунок 3.6 - ПЭМ изображение Au ступеньки (структуры Au/ Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>/Si(111)) после процесса травления (а); схематическое изображение структуры после частичного удаления слоя Au (б)

После обработки в растворе для травления золота, подложки с проявившимся рельефом были отсканированы в режиме отображения топологии. На рисунке 3.7 представлены АСМ изображения топологии поверхности. Одномерные профили позволят оценить размеры получившихся объектов, высота структур (слой Au) составляет ~ 13 нм. Малый угол отклонения боковых стенок структур позволяет говорить об отсутствии затекания раствора под маску. Крайне медленная скорость травления позволяет получать наноразмерные структуры точно такой же геометрии, как задаётся полимерным шаблоном.





область 13×13 мкм массива полос различной ширины (б)

Третьим, заключительным этапом изготовления, стало травление слоя силицида Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub>, как было описано выше, в пункте 2.6. Описанные процессы нанолитография химическое (перьевая И жидкое травление) позволяют использовать слой золота, ввиду высокой химической стойкости, в роли маски других материалов. На рисунке 3.8 представлены ДЛЯ травления СЭМ изображения структур после проведённых процессов травления слоя Аи и Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub>. Благодаря слою золота, полученные структуры имеют яркий контраст и хорошо видны в режиме обратно отражённых электронов.



Рисунок 3.8 - СЭМ изображения структур в виде линий и кругов из Au/ Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> на Si (111)

По описанному выше процессу, была изготовлена структура. На рисунке 3.9 (б) приведён шаблон структуры, спроектированный в программе InkCAD, структура состоит из контактных площадок  $26 \times 26$  мкм и соединяющего их провода, шириной 150 нм. *Во-первых*, молекулы MHA осаждались на подложку Au/Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub>/Si(111) при условиях, определённые выше. Во время проведения процесса перьевой нанолитографии, условия окружающей среды поддерживались постоянными. Значения температуры PT =  $27 \pm 0.1$  °C и относительной влажности PH =  $38 \pm 0.5\%$  контролировались системой NSCRIPTOR (прибора DPN 5000) на протяжении всего процесса нанесения маски. Как упоминалось выше, были использованы зонды из нитрида кремния и радиусом закругления острия 12-15 нм (NanoInk,). Для формирования маски из молекул MHA, зонд покрывался молекулами MHA, путем погружения в 5 мМ раствор MHA в ацетонитрилле.



Рисунок 3.9 - Схема создания структур при помощи процесса перьевой нанолитографии (а): нанесение молекул МНА при помощи зонда (1); травление слоя золота (2); травление слоя силицида с участков, не защищённых золотом (3).

Схема шаблона структуры в окне программы InkCAD (б)

После процедуры нанесения маски, сформированная из молекул полимера (МНА-ацетонитрил), далее была обработана с помощью процесса химического травления. На рисунке 3.9 (а, 1-3) схематически представлен процесс изготовления структуры. После формирования маски производилось поочерёдное травление золота и силицида. Во-вторых, чтобы полностью удалить Аи из областей, которые не покрыты МНА, подложку обрабатывали в течение 18 минут в растворе 1: 1: 1: 1 (по объёму) водной смеси 0,1 М Na<sub>2</sub>S<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, 1,0 М КОН, 0,01 М  $K_{3}Fe(CN)_{6}$  и 0,001 М  $K_{4}Fe(CN)_{6}$  [141] при постоянном перемешивании. В*третьих*, проводилось жидкое химическое травление Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub> В смеси плавиковой и азотной кислот (HF: HNO<sub>3</sub>:  $H_2O = 1$ : 2: 400) [124] при постоянным перемешивании и температуре 22 ° С. В итоге была получена структура с наноразмерным каналом шириной ~ 150 нм (рисунок 3.10).

104



Рисунок 3.10 - СЭМ изображения структур с наноразмерным проволочным каналом из Au/Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> на подложке Si(111). Общий вид (a); увеличенное изображение НП канала (б)

Комбинирование процесса перьевой нанолитографии с хорошо контролируемыми методами травления позволяет получать структуры различной геометрии с высокой точностью. Подтверждена возможность использования процесса перьевой нанолитографии для создания периодических массивов и единичных структур, в том числе, на основе нанопроволок.

# 3.2. Электронная литография

Для изготовления наноструктур используют электронную литографию, в которой экспонирование осуществляется от точки к точке при помощи сфокусированного электронного луча. Этот тип литографии обладает более высоким разрешением, чем оптическая литография, однако требует наличия сложного и дорогостоящего высоковакуумного оборудования и обладает малой производительностью. Электронная литография применяется, в основном, для экспериментальных структур, а также как метод изготовления шаблонов для фотолитографии. Полупроводниковые нанопроволоки представляют собой уникальные материалы для изучения явлений, происходящих в низкоразмерных структурах. Возможность формирования кремниевых нанонитей в нисходящем процессе с использованием объемных подложек кремния-на-изоляторе (КНИ) дает этой технологии возможность полного внедрения в интегрированные электронные системы.

3.2.1. Получение нанопроволочных FET устройств с контактными площадками из Fe

В главе приводится технологический подход к созданию активных устройств на основе полупроводниковых нанопроволок, а именно - полевых транзисторов Шоттки с нижним затвором и металлическим (Fe) истоком и стоком, синтезированных на подложке КНИ.

Топологию верхнего слоя кремния и железа формировали методом электронной литографии на установке Voyager (Raith), с применением жидкого и сухого химического травления. Анизотропное реактивно-ионное травление осуществляли при помощи фторсодержащей плазмы, генерируемой системой RIE-1701 (Nordson MARCH) из газа CF<sub>4</sub>. По окончании технологического процесса готовые устройства исследовали методами атомно-силовой (ACM) и сканирующей электронной микроскопии (CЭM) (микроскоп TM-3000, Hitachi). Одновременно проводили элементный анализ методом энергодисперсионной спектроскопии (ЭДС).

Перед проведением процесса литографии, на подложке КНИ была выращена пленка Fe методом термического испарения в сверхвысоком вакууме. Для синтеза использовалась коммерчески-доступная, легированная бором пластина КНИ (SIMOX, SOI) с удельным сопротивлением 18 Ом•см (концентрация примесей бора составляет 10<sup>15</sup> см<sup>-3</sup>), толщиной приборного слоя кремния 100 нм ориентации (100) и 200 нм слоем углублённого оксида. Перед загрузкой в ростовую камеру, подложки были химически очищены с помощью метода [114]. До начала процесса осаждения железа, для удаления естественного оксида с поверхности кремния, пластины отжигалась в сверхвысоком вакууме (10<sup>-8</sup> Па) при температуре 400°С в течение 30 мин. На рисунке 3.11 (а) представлено ПЭМ изображение поперечного среза синтезированной структуры. Структура содержит следующие слои: Fe толщиной 15 нм, Si – 100 нм, SiO<sub>2</sub> – 200 нм, Si – 500 мкм. Из рисунка 3.11 следует, что пленка железа состоит из крупных кристаллитов размером около 20–30 нм, а также наблюдается ровная и резкая граница раздела между слоями Fe и Si.



Рисунок 3.11 - ПЭМ-изображение поперечного среза структуры Fe/КНИ с обозначением материала слоев и толщин (а); участок шаблона, спроектированный

в программе LayoutEditor (б); оптическое изображение устройств (в)

Нанопроволочные FET устройства изготавливались в несколько этапов основные которых отражены рисунке 3.12 (a). С помощью ИЗ на специализированного программного обеспечения (LayoutEditor) был разработан шаблон, задающий форму устройств (рисунок 3.11 б). Он представлял собой набор изображений, содержащий прямоугольники и круги, которые выполняли роль контактных площадок, и перемычки между ними, задающие кремниевый токовый канал. Ширина канала в пределах ряда варьировалась от 300 нм до 3 мкм, а длина 48 мкм была постоянной. Далее на поверхность структуры Fe/КНИ наносили негативный электронный резист марки AZ 2035 nLof толщиной 300 нм методом центрифугирования с последующей обработкой при 112°С в течение 1.5 мин. После, образец экспонировался электронным лучом согласно заданному шаблону, и проводилась еще одна обработка резиста при температуре 112°С в течение 1.5 мин. Затем, не засвеченные участки резистивной маски смывались в проявителе ПП-051МС. В результате была сформирована химически И механически стойкая маска. Далее образец был обработан в водном растворе соляной кислоты для травления пленки Fe. На данном этапе образец специально передерживали в растворе, чтобы добиться изотропного проникания кислоты под маску на глубину около 1 мкм. Такой способ позволил растворить железо в области перемычки и в то же время сохранить его на контактных площадках. Время выдержки составило 50 с, при концентрации водного раствора соляной кислоты 5%. Затем при использовании той же маски было проведено сухое реактивно-ионное травление для удаления слоя кремния. В результате описанного технологического процесса, были получены полевые проволочные транзисторы с токовым каналом из монокристаллического кремния (от 300 нм до 3 микрон) и двумя контактными площадками из поликристаллического железа. Третий контакт был изготовлен при помощи нанесения индия на нижнюю сторону подожки КНИ.



Рисунок 3.12 - Схема изготовления нанопроволочного устройства (а). Слева на право перечислены основные этапы: нанесение резиста (1), экспонирование электронным лучом согласно шаблону (2), проявление резиста (3), жидкое химическое травление слоя Fe в растворе соляной кислоты (4), реактивное ионное
травление слоя Si (5), формирование электрода затвора (6). СЭМ-изображение в режиме ЭДС (б)

Электронно-микроскопическое изображение одного готового устройства в режиме режим ЭДС показано на рисунке 3.12 б, на котором видны железо на контактах сток–исток, кремниевая перемычка, являющаяся токовым каналом транзистора, и оксид кремния, открывшийся на подложке после сухого ионноплазменного травления. Также из этих данных можно оценить ширину токового канала, для приведённого устройства она составляет ~400 нм. Более детально размеры готовых устройств уточнены и сопоставлены с шаблоном с помощью АСМ (рисунок 3.13). Установлено, что ширина провода отклоняется от маски не более чем на 5%, а высота остается неизменной и составляет 100 нм, что соответствует начальной толщине кремниевого слоя. Это свидетельствует о том, что маска полностью защищает элементы устройства на втором этапе травления.



Рисунок 3.13 - АСМ топологии поверхности Si токовых каналов структур. Одномерные профили сечения для каналов различной ширины (а). 3-d изображения Si каналов: шириной 300 нм (б) и 3000 нм (в)

3.2.2. Получение нанопроволочных FET устройств с контактными площадками из сплава Co<sub>2</sub>FeSi

Методика синтеза тонких пленок из сплава Гейслера (full-Heusler) состава Co<sub>2</sub>FeSi на подложках типа кремний-на-изоляторе (КНИ) с использованием быстрого термического отжига (*англ.* rapid thermal annealing, RTA) подробно освещена в статье [147]. Нами предложен технологический процесс получения полевых НП транзисторов, контактные площадки которого (исток и сток) изготовлены из Co<sub>2</sub>FeSi, который получен методом быстрого термического отжига. Такой подход формирования контактных площадок из сплава Co<sub>2</sub>FeSi, имеет высокую совместимость с процессами кремниевых технологий.

Для изготовления устройств была использована легированная бором КНИ (SIMOX, SOI) с удельным сопротивлением 18 пластина Ом•см (концентрация примесей бора составляет 10<sup>15</sup> см<sup>-3</sup>), толщиной приборного слоя кремния 100 нм ориентации (100) и 200 нм слоем углублённого оксида. Основные технологические этапы представлены на рисунке 3.14 (а). Маска формировалась методом электронно-лучевой литографии на установке Raith (VOYAGER). Формирование токового канала и контактных площадок осуществлялось из верхнего (приборного) слоя кремния, с использованием позитивного резиста AZ 2035 nLof. Экспонирование производилось при различных дозах облучения для токовых каналов и областей контактных площадок (1). Для достижения необходимой топологии кремния, следовала стадия сухого реактивного ионного травления (2). Травление кремния на всю глубину (Si - 100 нм) до диэлектрического слоя (SiO<sub>2</sub> - 200 нм) происходило импульсами, по 10 секунд в плазме газа CF<sub>4</sub> на установке RIE-1701 (Nordson MARCH). Чтобы сделать тоньше верхний слой кремния, производился предварительный термический отжиг при температуре 1050-1100 °С в атмосфере сухого О<sub>2</sub> при атмосферном давлении с образованием SiO<sub>2</sub> (3). Затем следовал этап оптической литографии (4) для формирования окон на контактных площадках (сток / исток) перед процессом осаждения Со и Fe. Перед напылением металлических плёнок, проводилось травление пленки SiO<sub>2</sub> в растворе плавиковой кислоты (HF) в области контактных

площадок (5). Затем, в одном технологическом цикле, пленки Со и Fe (45 нм и 24 нм, соответственно) были нанесены методом электронного лучевого распыления (EBS) в соответствии с выбором стехиометрического состава соединения. После этого, часть плёнки была удалена вместе с маской (методом взрывной «lift-off» литографии) и подложка была тщательно очищена от остатков резистивной маски (6). Заключительным этапом следовал процесс RTA для инициирования реакции образования силицида Co<sub>2</sub>FeSi (7). Пленки из сплава Co<sub>2</sub>FeSi были сформированы с помощью процесса RTA, в ходе которого происходит перемешивание и взаимодиффузия между ультратонким слоем Si (001) и слоями Fe / Co, осаждёнными на него. Процесс RTA проводился на установке RTA70H (Semiteq) при 700-800 °C в атмосфере N<sub>2</sub> в течение 4 минут с образованием Co<sub>2</sub>FeSi. Слой углублённого оксида SiO<sub>2</sub> KHИ-подложки предотвращает диффузию металлов в подложку в процессе отжига [147].



Рисунок 3.14 - Основные технологические этапы изготовления НП полевых транзисторов (а). Сверху вниз перечислены основные этапы: электронная литография (1), травление Si (2), окисление тонкого слоя Si (3), оптическая литография (4), травление SiO<sub>2</sub> в области контактных площадок (5), осаждение Co

и Fe с последующей очисткой подложки (6), быстрый термический отжиг (7), готовое устройство с нижним затвором (8). Изображения устройства шириной 500

нм (б)

В результате описанных технологических шагов были получены устройства, представляющие собой полевые транзисторы с нанопроволочным токовым каналом из монокристаллического кремния, и с стоком и истоком из сплава Co<sub>2</sub>FeSi (рисунок 3.14 a (8)). Была изготовлена серия устройств с шириной

112

канала тока от 300 до 3000 нм. Типичное ACM изображение Si HП с шириной канала 500 нм показано на рисунке 3.14 (б). Данные ACM демонстрируют хорошую гладкость НП и вертикальность боковых стенок токового канала. Для создания контакта полевого затвора транзистора, на обратной стороне подложки КНИ был сформирован омический контакт из индия (8).

3.2.3. Электронный транспорт в транзисторе на КНИ с контактными площадками из Fe

Транспортные свойства НП устройств (полевых транзисторов) исследовали на зондовой станции EMPX-HF 2 (Lakeshore) при температурах от 4.2 до 300 К с помощью двухканального источника-измерителя SourceMeter 2634b (Keithley) на постоянном токе и LCR-метра E4980A (Agilent) на переменном токе в частотном диапазоне от 20 Гц до 2 МГц. Дополнительные измерения проводимости проводили на оригинальной установке с использованием приборов SourceMeter 2430 (Keithley) и Model 6517B (Keithley).

На рисунке 3.15 (а, б) представлены сток-затворные и вольт-амперные характеристики (ВАХ) для устройства с шириной токового канала 400 нм. При увеличении напряжения на затворе  $V_{GD}$  происходит резкий рост тока в канале  $I_{SD}$ , т.е. наблюдается «открытие» транзистора. Максимальное отношение тока "включенного" и "выключенного" транзистора составляет пять порядков. Устройство демонстрирует амбиполярные характеристики, т.е. практически не зависит от полярности затвора. Это свидетельствует в пользу того, что реализуется и *n*-, и *p*-тип проводимости. При отрицательном  $V_{GD}$  происходит аккумуляция дырок, а при положительном  $V_{GD}$  включается режим инверсии, что также было подтверждено с помощью вольт-фарадных характеристик сток-затвор. Поскольку контакты стока и истока сформированы из железа непосредственно на кремнии с концентрацией примесей  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>, на границе раздела металлполупроводник образуется барьер Шоттки. Действительно, при нулевом напряжении на затворе ток в канале транзистора очень низкий, менее  $10^{-10}$  А. Это

обусловлено тем, что сток и исток, по сути, представляют собой два диода Шоттки, включенных навстречу друг другу, ток через такую конструкцию определяется обратной ветвью ВАХ диода. Кроме того, как видно из рисунка 3 (б), при  $|V_{GD}| > 0$  ВАХ сток-исток, во-первых, нелинейны, а во-вторых, отличаются для положительных и отрицательных  $V_{GD}$ .



Рисунок 3.15 - Зависимость тока сток-исток (а) при 300 К и ширине транспортного канала 400 нм от напряжения на нижнем затворе при различных смещениях на стоке: –5 В (синий); 3 В (черный); 7 В (красный). Вольт-амперные характеристики сток-исток (б) при различных смещениях на затворе: 0 В (чёрный); –15 В (красный); –10 В (зелёный); 10 В (синий); 15 В (розовый)

При развертке отрицательного V<sub>GD</sub> в канале происходит аккумуляция основных носителей (дырки), вследствие чего барьер Шоттки для дырок снижается за счет напряжения V<sub>GD</sub>. В результате к току через тонкий и узкий барьер Шоттки, формирующийся за счет термоэлектронной эмиссии, добавляется туннельный ток. При отрицательном напряжении на затворе реализуется режим инверсии, т.е. генерируются неосновные носители (электроны). В этом случае все вышеизложенные рассуждения будут верны, 3a исключением того, что проводящий канал будут формировать электроны. Разница в ВАХ сток-исток для разной полярности V<sub>GD</sub> обусловлена тем, что в режиме инверсии ток выходит на насыщение вследствие ограниченной скорости генерации неосновных носителей которыми, в допированном бором Si, являются электроны. В то же время при обратном смещении V<sub>GD</sub> в режиме аккумуляции дырочный ток должен неограниченно возрастать как в случае термоэлектронной эмиссии, так и при квантово-механическом туннелировании через барьер Шоттки, что и наблюдается в эксперименте.



Рисунок 3.16 – Зависимость отношения токов "включенного" и "выключенного" транзистора от ширины канала при "включенном" напряжении: –15 (красный); +15 В (чёрный). Зависимость величины тока сток-исток от ширины токового канала (б)

Как было указано выше (в пункте 3.2.1), были изготовлены устройства с шириной НП от 300 нм до 3 мкм, и для всех были измерены транспортные характеристики. Все особенности сток-затворных и вольт-амперных кривых, наблюдающиеся и описанные для проволоки шириной 400 нм, повторяются и для других устройств. Можно предположить, что основные транспортные процессы не зависят от ширины канала транзистора. Однако при анализе зависимости отношения тока "включенного" и "выключенного" транзистора от ширины канала обнаруживается, что устройство с наименьшей шириной токового канала демонстрирует наилучшие показатели (рисунок 3.16 а). Это, в первую очередь, связано со значительным снижением тока сток-исток в узком канале при нулевом смещении на затворе. В то же время при  $|V_{GD}| = 15$  В ток сток-исток для всего ряда устройств различается лишь на порядок (рисунок 3.16 б). Другими словами, плотность тока практически не зависит от площади сечения канала в состоянии "включено", что ожидаемо. Снижение тока утечки в состоянии "выключено" непропорционально уменьшению геометрических размеров транзистора, что дефектов может быть обусловлено наличием вблизи границы раздела металл/полупроводник. Такие дефекты образуют локализованные энергетические состояния в запрещенной зоне кремния, туннельный транспорт через которые увеличивает обратный ток через барьер Шоттки. Неравномерное распределение нелинейной дефектов может привести к зависимости концентрации локализованных энергетических состояний в зависимости от площади контакта металл-полупроводник, и следовательно, к нелинейному характеру зависимости плотности тока утечки от ширины токового канала.

3.2.4. Электронный транспорт в НП FET транзисторе с контактными площадками из Co<sub>2</sub>FeSi

Для полевых транзисторов со стоком и истоком из сплава Co<sub>2</sub>FeSi, синтезированных на КНИ подложке, были исследованы транспортные свойства.

Измерения проводились на зондовой станции EMPX-HF 2 (Lakeshore) при комнатной температуре. Как видно ИЗ рисунка 3.17, сток-затворные характеристики демонстрируют поведение, типичное для псевдо MOΠтранзистора или нанопроволочного полевого транзистора с Шоттки контактами стока и истока. В режиме аккумуляции, ток утечки между включенным и выключенным состояниями различается примерно на 4 порядка для всех устройств, и не зависит от ширины токового канала.

В зависимости от направления смещения, подаваемого на затвор, устройства демонстрируют амбиполярные характеристики с проводимостью *p*- и *n*-типа. Однако при напряжении на затворе  $V_{GD} = 13$  В ток стока в режиме инверсии примерно на 3 порядка меньше тока стока в режиме аккумуляции. Это хорошо видно на рисунке 3.17 (б), где представлены характеристики тока стока в зависимости от напряжения стока. Кроме того, из рисунка 3.17 (а) видно, что проводимость токового канала в зависимости от его ширины, носит не монотонный характер. Максимальный ток утечки наблюдается для устройства с НП шириной 700 нм.





Рисунок 3.17 – Сток-затворные характеристики Co<sub>2</sub>FeSi/КНИ нанопроволочных транзисторов с нижним затвором, для различной ширины токового канала от 250 нм до 1000 нм (а). Графики построены в полулогарифмическом масштабе при разных напряжениях на стоке-истоке. (б) Выходные характеристики устройства с шириной канала 500 нм, в режиме инверсии и аккумуляции

Использование упрощённой геометрии устройства и реализация затвора на обратной стороне подложки, оставляет токовый канал транзистора открытым и позволяет использовать НП FET в качестве высокочувствительного электрического датчика. Основной чувствительный механизм простого датчика, основанного на НП FET, включает в себя адсорбцию регистрируемых молекул на поверхности нанопроволоки, что влияет на электрические характеристики транзистора [148].

#### Основные результаты

Разработана методика и изготовлены структуры с наноразмерным каналом из Au/Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> на подложке Si(111) с помощью метода перьевой нанолитографии. Показана возможность использования процесса перьевой нанолитографии в сочетании с процессами жидкого химического травления

118

для создания структур различной геометрии с размером элементов от 150 нм.

> Разработаны новые технологические подходы изготовления микронных и субмикронных устройства на базе гибридных структур ферромагнетик/кремний, которые включают в себя процессы литографии и травления. Предложены технологические маршруты получения полевых транзисторов, контактные площадки которых (исток и сток) изготовлены из тонких ферромагнитных плёнок Fe и Co<sub>2</sub>FeSi. Методом ACM показано что ширина Si токового канала варьируется от 250 нм до 3 мкм. Для изготовленных полевых транзисторов измерены электрические характеристики, которые показывают, что в зависимости от направления смещения подаваемого на затвор, устройства демонстрируют амбиполярные характеристики с проводимостью *p*-и *n*-типа.

# ГЛАВА 4. ЭФФЕКТ СПИНОВОЙ АККУМУЛЯЦИИ В ГИБРИДНОЙ СТРУКТУРЕ Fe0,75Si0,25/p-Si(111)

На сегодня большая часть работ в области спинтроники посвящена структурам ферромагнитный металл / диэлектрик / полупроводник (МДП). Однако для реализации спинового транспорта в МДП структурах требуется высокое качество интерфейса, поскольку дефекты и примеси вызывают рассеяние спин-поляризованных носителей. Тем не менее, эпитаксиальный рост туннельнопрозрачного изолирующего слоя является нетривиальной технологической задачей. Это изготовление МДП-структур значительно усложняет для спинтроники. Несмотря на то, что туннельно-прозрачный диэлектрик необходим для решения проблемы рассогласования проводимости [38], в некоторых работах посвящённых этой проблеме демонстрируется возможность создания спинового транспорта в структурах ферромагнитный металл / полупроводник (ФМ/ПП), где роль изолятора играет барьер Шоттки [149, 150]. Поэтому мы сосредоточились на устройствах ФМ/ПП барьером Шоттки.

# 4.1. 4-х контактное устройство Fe0,75Si0,25/Si и контроль процесса его изготовления

Для исследования спинового транспорта в структурах ФМ/ПП необходимо изготовить планарное многотерминальное устройство, что требует привлечения процессов литографии и травления. Ранее, в пункте 2.7 был подробно рассмотрен подход к формированию планарных структур на основе ферромагнитных пленок силицида железа Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> с использованием процесса оптической литографии и жидкого химического травления. После проведения всех технологических операций, необходимых для формирования топологии, проводился контроль процесса травления, который позволил удостовериться в качестве получаемых структур и подтвердил надёжность выбранного метода травления. Проверка качества границ плёнки после этапа травления проводилось с помощью ACM на

установке DPN 5000 и магнитооптического эффекта Керра (МОКЕ) с помощью установки NanoMOKE 2. Измерения транспортных свойств, для контроля процесса травления, проводились на зондовой станции Lakeshore EMPX-HF 2 и на измерительной установке собственной разработки (пункт 2.2.1).

Четырех-контактная планарная структура была изготовлена из плёнки состава Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub>, выращенной на подложке Si (111) с использованием раствора плавиковой (HF) и азотной (HNO<sub>3</sub>) кислот в воде (H<sub>2</sub>O) с соотношением компонентов 1 : 2: 400, который обеспечивал скорость травления ~52 Å/сек для данного химического состава силицида железа. Для контроля процесса травления, методом АСМ измерялся вертикальный профиль травления и шероховатость границы после процесса удаления пленки. Как известно, основными трудностями жидкого химического травления являются отклонение стенок от нормали к поверхности, травление клином и растворение материала под защитной маской. Для проведения АСМ-измерений был использован кантилевер с высоким аспектным соотношением и радиусом закругления острия < 5 нм (NSG30 SS, ©TipsNano). Принимая во внимание толщину пленки и, применяя процедуру реконструкции зонда, можно сделать вывод, что углы отклонения боковых стенок не превышают 3°. Как видно на рисунке 4.1, травление происходит вертикально, что обеспечивает получение структур высокого качества. Кроме того, при сравнении средней шероховатости пленок (R<sub>a</sub>) после роста, с шероховатостью полностью протравленной области (R<sub>a</sub><sup>e</sup>), и подложки Si после температурной обработки в условиях СВВ R<sub>a</sub><sup>Si</sup>. Параметры R<sub>a</sub><sup>e</sup> и R<sub>a</sub><sup>Si</sup> равны, и ниже, чем R<sub>a</sub>, что говорит о том, что пленки травятся полностью и процесс травления происходит только в пленке силицида и не затрагивает подложку.



Рисунок 4.1 - АСМ-изображение (а) и одномерный профиль (б) устройства Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> на подложке Si (111) после травления

Дополнительная проверка успешного процесса травления была выполнена с помощью магнитооптического эффекта Керра. Этот метод позволяет наглядно продемонстрировать, остается ли ферромагнитный материал на подложке после травления. На рисунке 4.2 (а) представлена «магнитная карта» планарной структуры, показывающая распределение МОКЕ сигнала по поверхности в поле 250 Э с разрешением 3 МКМ. Здесь можно магнитном увидеть ферромагнитные электроды, петля гистерезиса которых показана на рисунке 4.2 (б) (левая ось) и диамагнитный кремний с линейным магнитооптическим сигналом (рисунке 4.2 б (правая ось). Эти данные подтверждают, что пленка  $Fe_{0,75}Si_{0,25}$  полностью стравилась в области, где отсутствовала маска фоторезиста. Следует отметить, что диаметр пятна зондирующего лазера составлял около 5 мкм, тогда как пиксель карты был равен 3 мкм. Таким образом, в процессе сканирования краев электрода пятно зондового лазера падало как на поверхность  $Fe_{0,75}Si_{0,25}$ , так и на поверхность Si, что привело к тому, что вместо двух цветов наблюдается градиент цвета между областями  $Fe_{0,75}Si_{0,25}$  и Si. Тем не менее, сигнал МОКЕ от поверхности электрода  $Fe_{0,75}Si_{0,25}$  практически постоянен, что подтверждает высокое качество пленки и надёжность метода жидкого химического травления пленки  $Fe_{0,75}Si_{0,25}$ .



Рисунок 4.2 - Поверхностное распределение угла поворота Керра в магнитном поле 250 Э (а), Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> МОКЕ петля гистерезиса (б). Оптическое изображение Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> / Si (111) 4-контактного планарного устройства (в)

При некоторых толщинах пленка сплава  $Fe_{1-x}Si_x$  может представлять собой небольшие отдельные островки на поверхности кремния. Ожидается, что такие островки  $Fe_{0,75}Si_{0,25}$  будут суперпарамагнитными, что требует более высокого магнитного поля для достижения намагниченности насыщения, чем это было использовано для картирования МОКЕ (250 Э).

В качестве дополнительного доказательства успешного травления, были проведены измерения транспортных свойств сплошной пленки Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> и планарной структуры на основе Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>. В случае если пленка не была

полностью удалена в процессе травления, следует ожидать металлического поведения измеряемого, с контактов планарной структуры, сопротивления. Температурная зависимость сопротивления двух образцов представлена на рисунке 4.3.



Рисунок 4.3 - Температурные зависимости сопротивления пленки Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> (правая ось) и планарного устройства Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> / Si (111) (левая ось). На вставках показана экспериментальная геометрия для обоих образцов

Температурная зависимость удельного сопротивления Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> демонстрирует типичное металлическое поведение, как и ожидалось. Кроме того, значение удельного сопротивления возрастает с 55 мкОм • см при 4,2 К до 120 мкОм • см при 300 К, что сопоставимо с другими полученными результатами [151, 152]. Можно легко увидеть перегиб (черная кривая на рисунке 4.3), наблюдаемый около 250 К. Это можно интерпретировать как переключение

токового канала. Такое явление было обнаружено в различных пленках, таких как Cu<sub>80</sub>Co<sub>20</sub> [153], Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub> [154], Fe [155], LSMO [156] и других проводящих пленках, выращенных на подложке Si. Электрический ток в структуре (измеренный в геометрии ток в плоскости) шунтируется током в объёмного Si при высокой температуре. Температура переключения зависит от легирования кремния и тока можно объяснить следующим образом: смещения. Это если удельное сопротивление подложки относительно низкое, как в нашем случае, электроны из металлической пленки попадают В кремний посредством процесса термоэлектронной эмиссии, и ток протекает одновременно в кремнии и проводящей пленке. В эквивалентной схеме появляется дополнительный резистор подключенный параллельно. Следовательно, общее сопротивление падает. По мере снижения температуры сопротивление барьера Шоттки, образующегося между металлической пленкой и полупроводником, начинает возрастать, в результате чего происходит переключение токового канала обратно в металл. Напротив, температурная зависимость удельного сопротивления планарной структуры с зазором 5 мкм между электродами является полупроводниковой. Наблюдается экспоненциальный рост удельного сопротивления при понижении температуры, что связано с «вымерзанием» носителей заряда. Кроме того, значение удельного сопротивления планарной структуры при комнатной температуре больше на четыре порядка по сравнению с пленкой. Таким образом, с помощью микроскопии МОКЕ и данных по удельному сопротивлению можно сделать вывод, что в процессе травления ферромагнитная металлическая плёнка Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub> была полностью удалена.

#### 4.2. Эффект Ханле в структуре Fe0,75Si0,25 / p-Si

С помощью методики описанной в пункте 2.1.1 были эпитаксиально выращены пленки Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub> (рисунок 4.4 (a)) на атомарно чистой легированной бором кремниевой подложке *p*-Si (111) (с удельным сопротивлением 7,5 Ом \* см). Структурная *in situ* и *ex situ* характеризация полученных пленок, описанная в пункте 2.5, подтвердила кристалличность и высокое качество интерфейса структуры Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub>/Si. Используя вышеописанную методику фотолитографии и травления из структуры Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub>/p-Si(111) было жидкого химического изготовлено планарное устройство (рисунок 4.4 (б)). Расстояние между контактом № 2 и контактом № 3 равно 10 мкм. Для исследования электрических свойств границы раздела Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub> / p-Si(111) был изготовлен диод с омическим контактом на обратной стороне подложки (рисунок 4.4 (в)), для которого были выполнены измерения ВАХ, а также температурные и частотные зависимости реальной (Re |Z|) и мнимой (Im |Z|) части импеданса. Исследования электронного транспорта проводились в диапазоне температур от 4,2 К до 300 К.



Рисунок 4.4 – (а) ПЭМ-изображение высокого разрешения сечения структуры Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> / *p*-Si (111). Экспериментальные схемы и эскизы показаны для (б) 3-контактного планарного микроустройства для изучения эффекта Ханле и (в) диода Шоттки для определения электрических характеристик

Зависимости сигнала напряжения  $\Delta V_{23}$  от магнитного поля были измерены при токе смещения  $I_{12} = 500$  мкА с использованием экспериментальной

геометрии, показанной на рисунке 4.4 (б)). Кривые для разных температур ведут себя одинаково и имеют Лоренцеву форму (рисунок 4.5). Это свидетельствует о возникновении спиновой аккумуляции под контактом № 2 в соответствие с 3-Т методом, описанном в пункте 1.3. Поляризация инжектируемых носителей параллельна направлению намагниченности ферромагнитных контактов и лежит в плоскости образца. Магнитное поле приложено перпендикулярно плоскости образца и вызывает прецессию спина, что приводит к подавлению спиновой аккумуляции. Когда магнитное поле приложено перпендикулярно плоскости образца, оно индуцирует прецессию спина с Ларморовской частотой:

$$\omega_L = 2\pi g \mu_B B / h, \tag{4.1}$$

где g - g-фактор Ланде,  $\mu_B$  - магнетон Бора, h - постоянная Планка. Прецессия спинов приводит к уменьшению спиновой аккумуляции  $\Delta \mu$ . Полевая зависимость  $\Delta \mu$  имеет форму Лоренцовой линии и определяется выражением:

$$\Delta \mu(H) = \Delta \mu(0) / (1 + (\omega_L \tau_S)^2), \tag{4.2}$$

где *т*<sub>s</sub> - время жизни спинового состояния.

Согласно работам [24, 157, 158] 3-Т сигнал может быть определен как  $\Delta V = A_{sp} \Delta \mu/2$ , где  $A_{sp}$  - коэффициент эффективности переноса спина через интерфейс ферромагнетик / полупроводник. Тогда выражение (4.2) можно записать в виде:

$$\Delta V(H) = \Delta V(0) / (1 + (\omega_L t_S)^2). \tag{4.3}$$

Отметим, что в эксперименте ток смещения I<sub>12</sub> был положительным, т.е. контакт № 2 находился под отрицательным напряжением. Это означает, что устройство работает в режиме экстракции дырок. Следовательно, спиновая аккумуляция вызвана спин-зависимой экстракцией дырок из кремния в Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>. Более того, спиновой сигнал наблюдается только в перпендикулярном магнитном

поле (как показано на рисунке 4.4 (б)), то есть, реализован прямой эффект Ханле. В то же время, инвертированный эффект Ханле [24], который измеряется при направлении приложении магнитного поля В плоскости пленки, В рассматриваемой структуре не обнаружен. Этот эффект проявляется в структурах шероховатыми интерфейсами и связан с дефазировкой спина С из-за неоднородного магнитостатического поля вблизи ферромагнитного интерфейса. Другими словами, инвертированный эффект Ханле должен наблюдаться, когда часть аккумулированных спинов ориентирована под определенным углом по отношению к плоскости структуры из-за шероховатости интерфейса. В этом случае магнитное поле в плоскости должно усиливать аккумуляцию спинов. Поскольку такой эффект не наблюдался, можно предположить, что пленка  $Fe_{0.75}Si_{0.25}$  имеет гладкую границу раздела с *p*-Si.

Выражение (4.3) является функцией Лоренца, где  $t_s$  будет соответствовать ординате, а  $\omega_L$  – подгоночный коэффициент [24, 159]. Аппроксимируя экспериментальные данные функцией Лоренца (рисунок 4.5), можно извлечь  $\omega_L$ . Ширина аппроксимирующей кривой на ее полувысоте  $\Delta B$  соответствует частоте прецессии спина и позволяет рассчитать время жизни спинового состояния  $\tau_s = 1/\omega_L = h/2\pi g_h \mu_B \Delta B$ , где  $g_h$  - g-фактор Ланде для дырок ( $g_h = 2$ ). Для рассматриваемых устройств экспериментальная подгонка кривой дает следующие значения:  $\tau_s = 145$  пс, 191 пс, 268 пс и 124 пс для T = 300 K, 200 K, 120 K и 100 K соответственно. Как видно на вставке к рисунку 4.5, температурная зависимость времени жизни спинового состояния имеет немонотонный характер.



Рисунок 4.5 - Кривые Ханле для устройства Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> / p-Si при I<sub>12</sub> = +500 мкА и температурах 300 К, 200 К и 120 К (символы) и аппроксимация Лоренца (сплошные линии). На вставке представлена зависимость времени жизни спинового состояния от температуры

Первоначально с понижением температуры от 300 К до 120 К  $\tau_s$  увеличивается. Дальнейшее охлаждение ниже 120 К приводит к уменьшению  $\tau_s$ . Кроме того, при 80 К сигнал исчезает и, следовательно, время жизни спинового состояния не может быть получено из аппроксимации экспериментальной кривой. Наблюдаемую температурную зависимость  $\tau_s$  при температурах выше 120 К можно объяснить зависящими от температуры подвижностью  $\mu$  и длиной спиновой диффузии *D* электронов в кремнии. В нашем случае, согласно 3и [160], параметры  $\mu$  и *D* в *p*-Si должны увеличиваться при охлаждении ниже комнатной температуры, следовательно,  $\tau_s$  также должно увеличиваться. Аналогичные особенности времени жизни спинового состояния, наблюдались в *n*-Si и *n*-Ge в

работах [161, 162]. Однако в рамках этой простой модели нельзя понять низкотемпературное поведение т<sub>s</sub>. Также этот эффект не может быть связан с какой-либо особенностью температурной зависимости И удельного сопротивления Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub>, которое постепенно уменьшается от комнатной температуры до 4,2 К. Такое сложное поведение может быть связано с «вымерзанием» носителей заряда в низколегированном Si ниже 120 К [162], что приводит к экспоненциальному падению концентрации дырок при низких температурах. Тем не менее, полученные значения времени жизни спинового состояния сопоставимы с другими опубликованными результатами для структур на основе кремния, исследованных с помощью 3-Т измерений. Например, для структуры с эпитаксиальным туннельным барьером MgO(001) и электродом из Fe(001),  $\tau_s$  в высоколегированном *p*-Si составляет 133 пс [163]. Ранее сообщаемые [74] значения времени жизни спинового состояния в высоколегированном *p*-Si с туннельным барьером Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и различными ферромагнитными электродами составляли 60 пс, 110 пс и 270 пс для электродов из Fe, Co и Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>, соответственно. В другой работе [150] сообщается, что  $\tau_s = 470$  пс в структуре ФМ/ПП Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub>/*n*-Si с б-легированным слоем с малой шириной барьера Шоттки. Однако важно отметить, что в нашем случае спиновая инжекция происходит в низколегированный кремний с относительно высоким удельным сопротивлением (p =  $2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>,  $\rho$  = 7 Ом  $\cdot$  см). Кроме того, рассматриваемая структура Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub>/p-Si не содержит диэлектрического слоя между ФМ и ПП. Согласно стандартной модели спиновой диффузии [157], эти два обстоятельства создают проблему рассогласования проводимости, которая должна была сильно уменьшить спиновый сигнал. Рассмотрим причины, по которым эффект спиновой аккумуляции достаточно ярко проявляется в рассматриваемом устройстве.

## 4.3. Определение параметров барьера Шоттки

Для Si, реализации спиновой инжекции низколегированный В сопротивление интерфейса должно быть значительным. Для структуры ФМ/ПП барьер Шоттки может обеспечить такое высокое сопротивление. Для определения барьера Шоттки были измерены *I-V* характеристики диода. параметров Омический контакт на обратной стороне кремниевой подложки был выполнен сплавом индия (рисунок 4.4 (в)). На рисунке 4.6 показано абсолютное значение плотности тока | J | в зависимости от напряжения смещения. Можно видеть типичное для диода Шоттки несимметричное поведение ВАХ. Имеется две несимметричные ветки при подаче прямого и обратного смещения. Прямая ветвь кривой *I-V* анализировалась по методу Чонга [164], это позволило рассчитать коэффициент идеальности *n* и последовательное барьера  $\phi_{Bp}$ , высоту сопротивление R<sub>S</sub> барьера Шоттки. Функции Чонга для напряжения U и плотности тока *J*, содержащие эти параметры, могут быть выражены как:

$$\frac{dU}{d(\ln J)} = R_S A_{eff} J + n \frac{k_B T}{q}, \tag{4.4}$$

$$H(J) \equiv V - n \frac{k_B T}{q} ln \left(\frac{J}{A^{**} T^2}\right), \qquad (4.5)$$

$$H(J) = R_S A_{eff} J + n\phi_{Bb}.$$
(4.6)

здесь  $A_{eff}$  - эффективная площадь диода,  $A^{**}$  - постоянная Ричардсона (8,6 см<sup>-2</sup> К<sup>-2</sup> А).  $RA_{eff}$  можно определить по наклону графика  $dU/d(\ln J)$  от J, а параметр  $n\frac{k_BT}{q}$  по пересечению с осью y. Используя уравнение (4.5) можно построить функцию H(J), для определения высоты барьера  $\phi_{Bn}$ .



Рисунок 4.6 – Вольт-амперная характеристика диода Шоттки Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> / p-Si при 295 К. На вставке схематично показана энергетическая диаграмма барьера Шоттки для Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> / p- Si (111)

Аппроксимация обеих зависимостей, показанных на рисунке 4.7, прямыми линиями позволяет вычислить значения  $\phi_{Bp}$ , n и R<sub>S</sub>, равные 0,57 эB, 2,13 и 60 Ом, соответственно. Для кремния с легированием 2 · 10<sup>15</sup> см <sup>- 3</sup> ширина обедненной области составляет около 700 нм [165], и такой барьер имеет очень низкую вероятность туннелирования. В этом случае зарядовый транспорт осуществляется за счет переноса заряда через барьер посредством термоэлектронной эмиссии, которая не может обеспечить сохранение спинового состояния при переносе зарядов через интерфейс Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub> / p-Si. Поэтому наличие барьера Шоттки шириной около 700 нм в рассматриваемой структуре, вряд ли может быть единственной причиной спин-зависимого транспортного эффекта.



Рисунок 4.7 – графики зависимости *dU/d(lnJ)* от функции *H* (левая) и от *J* (правая) диода Шоттки Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> / *p* - Si.

## 4.4. Импедансная спектроскопия интерфейса Fe0,75Si0,25 / p - Si

В работе Данкерт *и соавт.* [166] сообщили об эффективной спиновой инжекции в кремний через барьер Шоттки шириной 736 нм и туннельный слой SiO<sub>2</sub>. Они рассмотрели механизм инжекции спина за счёт туннелирования через интерфейсные состояния, модель которого была предложена ранее в работе [167]. Интерфейсные состояния – это энергетические состояния, уровни которых находятся на границе раздела металл/ПП или диэлектрик/ПП, и которые могут участвовать в транспорте носителей заряда. Кроме того, Данкерт *и соавт.* показали, что дефекты в диэлектрическом слое не вносят существенного вклада в спиновый сигнал - большая величина спинового сигнала фактически связана с наличием локализованных состояния, например, методами оптической или импедансной спектроскопии. Предполагая, что в рассматриваемой структуре

могут быть различные поверхностные и интерфейсные состояния, (вероятно, именно они вызывают наблюдаемый 3-Т сигнал  $\Delta V_{23}$ , описанный в пункте 4.2), мы попытались обнаружить их с помощью импедансной спектроскопии (ИС) [168, 169. 170]. С помощью этого метода можно измерить скорость термоэлектронной эмиссии из/в ловушек в/из разрешенную зону в области пространственного заряда. При этом локализованный вблизи границы раздела металл/полупроводник энергетический уровень должен быть расположен очень близко к точке пересечения с уровнем Ферми. Поиск точки пересечения проводится С помощью температурного сканирования. При изменении происходит изменение положения Ферми температуры уровня внутри запрещенной зоны невырожденного полупроводника [160].



Рисунок 4.8 – Температурные зависимости нормированных активного (а) и реактивного (б) сопротивлений на разных частотах

Для диода Шоттки Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>/*p*-Si были измерены температурные зависимости реальной и мнимой частей импеданса. (Рисунок 4.8 (а) и (б)). При низких температурах наблюдается резкий пик на зависимостях активного сопротивления от температуры. Более того, положение пика на температурной шкале T<sub>P</sub> зависит от частоты. Это указывает на наличие термически активируемого энергетического состояния. Это состояние участвует в процессе зарядки/перезарядки под действием переменного напряжения, вызывая пики и

ступеньки температурных зависимостях реактивного на частотных И сопротивления, адмиттанса импеданса. Можно оценить энергию ИЛИ интерфейсных состояний, используя следующее выражение скорости ДЛЯ перезарядки [168]:

$$\langle \omega \rangle = 2CN_V \exp(-E_{LS}/k_B T)\beta^{-1}. \tag{4.7}$$

Здесь  $\omega = 2\pi f$  угловая частота приложенного переменного напряжения, C – коэффициент захвата,  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $\beta$  – фактор вырождения. Поскольку плотность состояний в валентной зоне определяется как  $N_V(T) \sim T^{3/2}$  можно извлечь энергию локализованных состояний  $E_{LS}$  по наклону  $ln(\omega/T_P^{3/2})$  от  $l/T_P$ . Мы получим  $E_{LS} = 40$  meV для извлечённого значения  $T_P$  наблюдаемого на частотах от 1 kГц до 250 kГц (Рисунок 4.9 (а)). Такая низкая энергия означает, что эти состояния могут участвовать в процессах транспорта заряда на постоянном токе даже при комнатной температуре. Предполагая наличие в структуре барьера Шоттки  $\phi_{Bp} = 0.57 \ eV$  и локализованных интерфейсных состояний, можно построить диаграмму энергетических зон и предложить схему переноса спинполяризованных дырок (рисунок 4.9 б).



Рисунок 4.9 - График зависимости  $ln(\omega/T_P^{3/2})$  от  $1/T_P$  (а). Схематическая зонная диаграмма (б), изображающая перенос спин-поляризованных дырок через переход

Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>/*p*-Si через локализованные интерфейсные состояния при помощи

туннелирования

На контакт № 2 подавалось отрицательное смещение (см. рисунок 4.4 (б)), т.е. устройство работало в режиме спиновой экстракции. Дырки из валентной зоны туннелируют через локализованные состояния в Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> электрод. Вероятность туннелирования спин-поляризованных носителей зависит от плотности состояний (англ. density of states, DOS) соответствующих спиновых подзон  $D^{\uparrow}(E_F)$  и  $D^{\downarrow}(E_F)$  в ферромагнитном электроде. Первоначально, оба направления спиновой поляризации дырок в валентной зоне кремния, имеют равные значения DOS. Однако, поскольку в подзонах Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub> электрода, DOS со спином «вверх»  $D^{\uparrow}(E_F)$  и спином «вниз»  $D^{\downarrow}(E_F)$  различны, перенос дырок от Si к Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> становится поляризованным по спину. Если Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> является поляризованным со спином «вверх», т.е.  $D^{\uparrow}(E_F) - D^{\downarrow}(E_F) > 0$ , тогда будет преобладать канал транспорта со спином «вверх». Мы полагаем, что в результате экстракции поляризованных дырок со спином «вверх», происходит спиновая аккумуляция дырок с направлением спина «вниз» в валентной зоне кремния, т.е. неосновная спиновая аккумуляция (англ. minority spin accumulation). Этот процесс выделен на рисунке 4.9. На самом деле дырки со спином «вниз» также участвуют в переносе, но вероятность этого процесса ниже. Стоит упомянуть возможность расщепления энергетических уровней локализованных интерфейсных состояний. Образованные таким образом спиновые подзоны также будут иметь разные вероятности перескока дырок из валентной зоны. Ещё одним важным требованием для двухэтапного туннелирования является наличие незанятых локализованных состояний на интерфейсе. Мы считаем, что низкие значения энергии E<sub>LS</sub>, найденные из наших данных ИС, являются ярким свидетельством того, что такие состояния действительно свободны в диапазоне температур, проведённого нами 3-Т Ханле эксперимента. К сожалению, из данных ИС невозможно установить природу этих состояний. Возможно, они образуются на начальной стадии роста пленки и являются уровнями бора, который присутствует в используемом нами кремнии как основная допирущая примесь.

Другой возможной причиной отчётливого 3-T сигнал  $\Delta V_{23}$ , является чрезвычайно высокая спиновая поляризация ферромагнитного контакта. С одной стороны, спиновая поляризация идеального Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> (структурно и химически упорядоченного DO<sub>3</sub> - Fe<sub>3</sub>Si) составляет около 50% [79]. С другой стороны, в работе [171] Корел с соавт. рассчитал DOS и теоретически показал, что спиновая поляризация может изменяться от - 12% до 77% из-за изменения химического порядка в соединении Fe<sub>0.65</sub>Si<sub>0.35</sub>. Сильная зависимость магнитного момента Fe от ближайшего окружения железа в соединениях Fe<sub>3</sub>Si и Fe<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> показана в работе Замковой и др. [172]. Поэтому можно предположить, что Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub> в нашей структуре имеет несовершенный химический порядок DO<sub>3</sub> (на это также указывают данные РСА [173]), что приводит к увеличению спиновой поляризации 50%. В нашей структуре, вероятно, отсутствует 100% спиновая выше поляризация. Условие 100% спиновой поляризации необходимо чтобы обойти проблему рассогласования проводимости. При 100% спиновой поляризации носителей заряда в ФМ возможен эффективный диффузионный спиновый транспорт. Тем не менее, использование предложенной схемы туннелирования с помощью интерфейсных состояний в сочетании с высокополяризованным по спину ФМ Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub> может обеспечить более высокую эффективность электрической инжекции спин-поляризованных носителей заряда, чем в других структурах, содержащих простые 3d ферромагнитные металлы, такие как Fe или Co.

Таким образом, было рассмотрено несколько причин для объяснения экспериментально наблюдаемого эффекта спиновой аккумуляции. Ярко выраженный спиновый сигнал  $\Delta V_{23}$  обусловлен наличием локализованных интерфейсных состояний на границе раздела Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>/*p*-Si. Это предположение подтверждается измерениями ИС. С помощью ИС были выявлены интерфейсные состояния с энергией на  $E_{IS} = 40$  мэВ выше потолка валентной зоны в кремнии. Таким образом, мы предполагаем, что спин-зависимый транспорт между Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> и *p*-Si осуществлялся через интерфейсные состояния, что приводит к спиновой аккумуляции в валентной зоне кремния. Наблюдаемый эффект

спиновой аккумуляции при комнатной температуре, указывает на возможность создания спинтронных устройств на основе структур ФМ/ПП без туннельного диэлектрического барьера. Представленные экспериментальные результаты могут помочь глубже понять явления спинового транспорта в структурах ФМ/ПП.

#### Основные результаты

- С помощью оригинального подхода изготовлены многотерминальные планарные устройства на основе гибридной структуры Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub>/Si
- Используя 3-х контактный метод Ханле, в устройствах Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> / p-Si (111) обнаружен эффект спиновой аккумуляции. Из аппроксимации экспериментальных кривых определено время жизни спинового состояния в диапазоне температур от 100 до 300 К. Максимальное *τ<sub>s</sub>* составляет 268 пс и наблюдается при температуре 120 К.
- Проведены систематические исследования электронных транспортных свойств различных устройств Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>/Si на постоянном и переменном токе. Методом импедансной спектроскопии проведены исследования свойств границы раздела Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> / p-Si(111), выявлены интерфейсные состояния с энергией на E<sub>IS</sub> = 40 мэВ выше потолка валентной зоны в кремнии. Предложена схема транспорта спин-поляризованных носителей заряда через интерфейс Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub>/Si с учётом экспериментально обнаруженных интерфейсных состояний.

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе работы были разработаны новые технологические подходы изготовления субмикронных устройств на базе гибридных структур ферромагнетик/кремний с привлечением различных подходов литографии и комплекса методов травления. Проведены систематические исследования физических свойств гибридных структур  $Fe_{1-x}Si_x/Si$  (0 < x < 0,4) и устройств на их основе. Выполнены исследования спин-зависимого электронного транспорта в гибридных структурах и устройствах на основе Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub>/p-Si(111).

Основные выводы, полученные в ходе выполнения диссертационной работы:

1. Исследованы физические свойства гибридных структур  $Fe_{1-x}Si_x/Si (0 < x < x)$ 0,4). С помощью рентгеноструктурного анализа показано ИХ высокое кристаллическое качество. Методом ферромагнитного резонанса установлено, что Fe<sub>0.75</sub>Si<sub>0.25</sub> / Si плёнки обладают эпитаксиальные тонкие магнитной кристаллической анизотропией, и имеют следующие магнитные параметры: намагниченность насыщения  $M_{s} = 995 \ \Gamma c$ , магнитной поле одноосной анизотропии  $F_{ua} = 2.7$  Э, поле магнитной однонаправленной анизотропии  $F_{ud} = 0.3$ Э, поле магнитной кубической анизотропии  $F_c = 0.9$  Э, параметр мозаичности плёнки  $\Delta \theta$  составляет 0.15°.

2. Разработаны новые технологические подходы изготовления микронных и субмикронных устройства на базе гибридных структур ферромагнетик/кремний, которые включают в себя процессы литографии и травления. Разработана методика и изготовлены структуры из Au/Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> на подложке Si(111). Показана возможность использования процесса перьевой нанолитографии для создания структур различной геометрии с размером элементов до 150 нм. Предложены технологические маршруты получения полевых транзисторов, контактные площадки которых (исток и сток) изготовлены из тонких ферромагнитных плёнок Fe и Co<sub>2</sub>FeSi. Методом АСМ показано, что ширина Si токового канала варьируется от 250 нм до 3 мкм. Для изготовленных полевых транзисторов измерены электрические характеристики, которые показывают, что

в зависимости от направления смещения подаваемого на затвор, устройства демонстрируют амбиполярные характеристики с проводимостью *p*- и *n*-типа.

3. Используя 3-х контактный метод Ханле, в устройствах Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> / p-Si (111)обнаружен эффект спиновой аккумуляции. Из аппроксимации экспериментальных кривых определено время жизни спинового состояния в диапазоне температур от 100 до 300 К. Максимальное  $\tau_s$  составляет 268 пс и наблюдается при температуре 120 К. Проведено исследование свойств границы раздела Fe<sub>0,75</sub>Si<sub>0,25</sub> / *p*-Si(111) методом импедансной спектроскопии, выявлены интерфейсные состояния с энергией на E<sub>IS</sub> = 40 мэВ выше потолка валентной Предложена качественная зоны В кремнии. модель транспорта спинполяризованных носителей заряда из силицида железа в кремний через поверхностные состояния на границе раздела.

Представленные экспериментальные результаты могут помочь глубже понять явления спинового транспорта в структурах ФМ/ПП.

#### Благодарности

В заключении автор выражает благодарность научному руководителю д. ф.м. н. Н. В. Волкову за предложенную тему и обсуждение результатов. Коллегам лаборатории радиоспектроскопии и спиновой электроники за дружеский интерес и полезные советы в ходе работы. Тарасову Антону Сергеевичу и Рауцкому Михаилу Владимировичу за ценные методические указания и консультации. Сотрудникам лаборатории молекулярной спектроскопии: Шабанова Александра Васильевича, Волочаева Михаила Николаевича и Немцева Ивана Васильевича за сотрудничество. Сотрудникам лаборатории физики магнитных явлений: Яковлеву Ивану Александровичу, Тарасову Ивану Анатольевичу, Варнакову Сергею Николаевичу за предоставленные образцы и ценные замечания. Отдельно, сотрудникам нанолаборатории НПО «Радиосвязь»: Зеленову Ф.В., Масюгину А.Н., Иванову А.Б.

# Список сокращений

КМОП - комплементарная структура металл-оксид-полупроводник

MRAM - устройства магнитной памяти с произвольным доступом

MTJ - магнитный туннельный переход (англ. magnetic tunnel junction)

SV - спиновый вентиль (англ. spin valve)

ФМ – ферромагнитный металл

ПП - полупроводник

DRAM - динамическая память с произвольным доступом (англ. dynamic random access memory)

SRAM – статическая память с произвольным доступом (*англ*. static random access memory)

НМ - немагнитный материал

СТМ - сканирующий туннельный микроскоп

МДП – металл-диэлектрик-полупроводник

3-Т - трехконтактная геометрия

GMR - эффект гигантского магнитосопротивления (англ. giant magnetoresistance)

ТБ - туннельный барьер

FZ - зонная плавка (англ. float-zone)

LSV - продольный спиновый вентиль (англ. lateral spin valve)

HDD - жесткий диск

HAMR - магнитная запись с подогревом (англ. Heat-assisted magnetic recording)

SQUID - сверхпроводящее устройство квантовой интерференции (англ.

superconducting quantum interference device)

Spin FET - спин-поляризованный полевой транзистор (англ. Spin Field Effect Transistor)

2DEG - двумерный электронный газ

S-SEM - спиновая сканирующая электронная микроскопия (*англ*. spin scanning electron microscope)

SP-STM - спиновый сканирующий туннельный микроскоп (*англ*. Spin-Polarized Scanning Tunneling Microscopy)

- МЛЭ молекулярно-лучевая эпитаксия
- DC постоянный ток (англ. direct current)
- ЭПР электронный парамагнитный резонанс
- СЭМ сканирующий электронный микроскоп
- BSE обратно отражённые электроны (англ. back scattered-electrons)
- SE вторичные электроны (англ. secondary electrons)
- ПЭМ просвечивающий электронный микроскоп
- EDS энергодисперсионная спектроскопия (англ. Energy-dispersive X-ray spectroscopy)
- ФИП фокусированный ионный пучок
- DPN перьевая нанолитография (англ. Dip Pen Nanolithography)
- АСМ атомно-силовая микроскопия
- ЛСМ латерально-силовая микроскопия
- АС АСМ полу-контактная атомно-силовая микроскопия
- ЭСМ электро-силовая микроскопия
- МСМ магнитно-силовая микроскопия
- РТ текущая температура (англ. Present Temperature)
- РН текущая влажность (англ. Present Humidity)
- ДБОЭ дифракция быстрых отражённых электронов (*англ*. reflected high-energy electron diffraction, RHEED)
- PCA рентгеноструктурный анализ (англ. X-ray diffraction, XRD)
- POP Резерфордовское обратное рассеяние (англ. Rutherford backscattering spectroscopy, RBS)
- ФМР ферромагнитный резонанс (англ. ferromagnetic resonance, FMR)
- РСА рентгеноструктурный анализ
- НП нанопроволока
- CVD химическое осаждение из паровой фазы (англ. chemical vapor deposition)
- СЗМ сканирующая зондовая микроскопия
- МНА меркаптогексадекановая кислота (16-Mercaptodecanoicacid)
- КНИ кремний на изоляторе (англ. Silicon on insulator, SOI)

- ВАХ вольт-амперная характеристика
- МДП металл / диэлектрик / полупроводник
- ИС импедансная спектроскопия
- DOS плотность состояний (англ. density of states)

#### Список литературы

1 Auth C. et al. A 10nm high performance and low-power CMOS technology featuring 3 rd generation FinFET transistors, Self-Aligned Quad Patterning, contact over active gate and cobalt local interconnects //2017 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM). – IEEE, 2017. – C. 29.1. 1-29.1. 4.

2 Ma X., Arce G. R. Computational lithography. – John Wiley & Sons, 2011. – T. 77.

3 Danowitz A. et al. CPU DB: recording microprocessor history //Communications of the ACM. -2012. -T. 55.  $-N_{2}$ . 4. -C. 55-63.

4 Hoefflinger B. ITRS: The international technology roadmap for semiconductors //Chips 2020. – Springer, Berlin, Heidelberg, 2011. – C. 161-174.

5 Фетисов Ю. К., Сигов А. С. Спинтроника: физические основы и устройства //Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. – 2018. – Т. 10. – №. 3. – С. 343-356.

6 Johnson M. S i 1 sbee RH Phys //Rev. Lett. – 1985. – T. 55. – C. 1790.

7 Chappert C., Fert A., Van Dau F. N. The emergence of spin electronics in data storage //Nanoscience And Technology: A Collection of Reviews from Nature Journals. -2010. - C. 147-157.

8 Baibich M. N. et al. Giant magnetoresistance of (001) Fe/(001) Cr magnetic superlattices //Physical review letters. – 1988. – T.  $61. - N_{\odot}. 21. - C. 2472.$ 

9 Binasch G. et al. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange //Physical review B.  $-1989. - T. 39. - N_{\odot}. 7. - C. 4828.$ 

10 Julliere M. Tunneling between ferromagnetic films //Physics letters A. – 1975. – T. 54. – №. 3. – C. 225-226.

11 E. I. Rashba, Properties of semiconductors with a loop of extrema, I. Cyclotron and combined resonances in a perpendicular field, Sov. Phys. Solid State 2, 1109 (1960)
12 Datta S., Das B. Electronic analog of the electro-optic modulator //Applied Physics Letters.  $-1990. - T. 56. - N_{\odot}. 7. - C. 665-667.$ 

13 Chappert C., Fert A., Van Dau F. N. The emergence of spin electronics in data storage //Nanoscience And Technology: A Collection of Reviews from Nature Journals. -2010. - C. 147-157.

14 Yuasa S., Djayaprawira D. D. Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline MgO (0 0 1) barrier //Journal of Physics D: Applied Physics.  $-2007. - T. 40. - N_{\odot}. 21. - C. R337.$ 

15 Fert A. Nobel lecture: Origin, development, and future of spintronics //Reviews of Modern Physics.  $-2008. - T. 80. - N_{\odot}. 4. - C. 1517.$ 

16 Jansen R. Silicon spintronics //Nature materials. – 2012. – T. 11. –  $\mathbb{N}_{2}$ . 5. – C. 400.

17 D'yakonov Spin orientation of electrons associated with the interband absorption of light in semiconductors //Sov. Phys. JETP.  $-1971. - T. 33. - N_{\odot}. 5. - C.$  1053-1059.

18 Žutić I., Fabian J., Erwin S. C. Spin injection and detection in silicon //Physical review letters. – 2006. – T. 97. – №. 2. – C. 026602.

19 Awschalom D. D., Flatté M. E. Challenges for semiconductor spintronics //Nature physics.  $-2007. - T. 3. - N_{\odot}. 3. - C. 153.$ 

20 Meier F., Zakharchenya B. P. (ed.). Optical orientation. - Elsevier, 2012.

21 Wu M. W., Jiang J. H., Weng M. Q. Spin dynamics in semiconductors //Physics Reports.  $-2010. - T. 493. - N_{\odot}. 2-4. - C. 61-236.$ 

22 Lampel G. Nuclear dynamic polarization by optical electronic saturation and optical pumping in semiconductors //Physical Review Letters. – 1968. – T. 20. –  $N_{2}$ . 10. – C. 491.

23 Appelbaum I., Huang B., Monsma D. J. Electronic measurement and control of spin transport in silicon //Nature. – 2007. – T. 447. – №. 7142. – C. 295.

24 Dash S. P. et al. Electrical creation of spin polarization in silicon at room temperature //Nature. – 2009. – T. 462. – №. 7272. – C. 491-494.

25 Jonker B. T. et al. Electrical spin-injection into silicon from a ferromagnetic metal/tunnel barrier contact //Nature Physics.  $-2007. - T. 3. - N_{\odot}. 8. - C. 542.$ 

26 Li C. H., Van't Erve O. M. J., Jonker B. T. Electrical injection and detection of spin accumulation in silicon at 500 K with magnetic metal/silicon dioxide contacts //Nature Communications. -2011. - T. 2. - C. 245.

27 Van't Erve O. M. J. et al. Electrical injection and detection of spin-polarized carriers in silicon in a lateral transport geometry //Applied Physics Letters. – 2007. – T. 91. –  $N_{2}$ . 21. – C. 212109.

28 Le Breton J. C. et al. Thermal spin current from a ferromagnet to silicon by Seebeck spin tunnelling //Nature. –  $2011. - T. 475. - N_{\odot}. 7354. - C. 82.$ 

29 Shikoh E. et al. Spin-pump-induced spin transport in p-type Si at room temperature //Physical review letters.  $-2013. - T. 110. - N_{\odot}. 12. - C. 127201.$ 

30 Lampel G. Nuclear dynamic polarization by optical electronic saturation and optical pumping in semiconductors //Physical Review Letters. – 1968. – T. 20. –  $\mathbb{N}_{2}$ . 10. – C. 491.

31 Hu C. M. et al. Spin-polarized transport in a two-dimensional electron gas with interdigital-ferromagnetic contacts //Physical Review B.  $-2001. - T. 63. - N_{\odot}. 12. - C. 125333.$ 

32 Monsma D. J. et al. Perpendicular hot electron spin-valve effect in a new magnetic field sensor: The spin-valve transistor //Physical Review Letters. – 1995. – T. 74. – No. 26. – C. 5260.

33 Jansen R. et al. The spin-valve transistor: fabrication, characterization, and physics //Journal of applied physics.  $-2001. - T. 89. - N_{\odot}. 11. - C. 7431-7436.$ 

34 Rippard W. H., Buhrman R. A. Spin-dependent hot electron transport in Co/Cu thin films //Physical Review Letters.  $-2000. - T. 84. - N_{\odot}. 5. - C. 971.$ 

35 Upadhyay S. K. et al. Probing ferromagnets with Andreev reflection //Physical review letters. – 1998. – T. 81. – №. 15. – C. 3247.

36 Upadhyay S. K., Louie R. N., Buhrman R. A. Spin filtering by ultrathin ferromagnetic films //Applied physics letters. – 1999. – T. 74. – №. 25. – C. 3881-3883.

37 Alvarado S. F., Renaud P. Observation of spin-polarized-electron tunneling from a ferromagnet into GaAs //Physical review letters. – 1992. – T. 68. – No. 9. – C. 1387.

38 Rashba E. I. Theory of electrical spin injection: Tunnel contacts as a solution of the conductivity mismatch problem //Physical Review B.  $-2000. - T. 62. - N_{\odot}. 24. - C. R16267.$ 

39 Zhu H. J. et al. Room-temperature spin injection from Fe into GaAs //Physical Review Letters. – 2001. – T. 87. – №. 1. – C. 016601.

40 Jansen R. et al. Silicon spintronics with ferromagnetic tunnel devices //Semiconductor Science and Technology.  $-2012. - T. 27. - N_{\odot}. 8. - C. 083001.$ 

41 Schmidt G. et al. Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor //Physical Review B. -2000. - T.62.  $- N_{2}$ . 8. - C. R4790.

42 Van't Erve O. M. J. et al. Electrical injection and detection of spin-polarized carriers in silicon in a lateral transport geometry //Applied Physics Letters. -2007. - T.91.  $- N_{\odot}$ . 21. - C. 212109

43 Rashba E. I. Diffusion theory of spin injection through resistive contacts //The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems.  $-2002. - T. 29. - N_{\odot}. 4. - C. 513-527.$ 

44 Johnson M., Silsbee R. H. Thermodynamic analysis of interfacial transport and of the thermomagnetoelectric system //Physical Review B. – 1987. – T. 35. –  $N_{2}$ . 10. – C. 4959.

45 Schmidt G. et al. Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor //Physical Review B. -2000. - T.62.  $- N_{2}$ . 8. - C. R4790

46 Jaffrès H., George J. M., Fert A. Spin transport in multiterminal devices: Large spin signals in devices with confined geometry //Physical Review B. -2010. - T. 82.  $- N_{\odot}$ . 14. - C. 140408. 47 Hammar P. R., Bennett B. R. MJ YANG and M. JOHNSON //Phys. Rev. Lett. - 1999. - T. 83. - C. 203.

48 Gardelis S. et al. Spin-valve effects in a semiconductor field-effect transistor: A spintronic device //Physical Review B. – 1999. – T. 60. – №. 11. – C. 7764.

49 Sze S. M., Ng K. K. Physics of semiconductor devices. – John wiley & sons, 2006.

50 Min B. C. et al. Nature Mater. 5, 817 (2006) //Lou, C. Adelmann, S. Crooker, ES Garlid, J. Zhang, KSM Reddy, SD Flexner, CJ Palmstrøm, and PA Crowell, Nature Phys. – 2007. – T. 3. – C. 197.

51 Jansen R., Min B. C. Detection of a spin accumulation in nondegenerate semiconductors //Physical review letters. – 2007. – T. 99. – №. 24. – C. 246604.

52 Valenzuela S. O. et al. Spin polarized tunneling at finite bias //Physical review letters. – 2005. – T. 94. – №. 19. – C. 196601.

53 Hanbicki A. T. et al. Efficient electrical spin injection from a magnetic metal/tunnel barrier contact into a semiconductor //Applied Physics Letters. -2002. - T.80.  $- N_{\odot}$ . 7. - C. 1240-1242.

54 Jansen R. et al. Electrical spin injection into moderately doped silicon enabled by tailored interfaces //Physical Review B. – 2010. – T. 82. – №. 24. – C. 241305.

55 Patel R. S. et al. Magnetic tunnel contacts to silicon with low-work-function ytterbium nanolayers. – 2009.

56 Meier F., Pescia D. Spin-polarized photoemission by optical orientation //Optical orientation. – 1984. – C. 295-351.

57 D'yakonov M. I. VI Perel'1971 Sov. Phys //JETP. - T. 33. - C. 1053.

58 Kikkawa J. M., Awschalom D. D. Lateral drag of spin coherence in gallium arsenide //Nature. – 1999. – T. 397. – №. 6715. – C. 139-141.

59 Wunderlich J. et al. Spin-injection Hall effect in a planar photovoltaic cell //Nature Physics.  $-2009. - T. 5. - N_{\odot}. 9. - C. 675-681.$ 

60 Wunderlich J. et al. Spin Hall effect transistor //Science. – 2010. – T. 330. – №. 6012. – C. 1801-1804.

61 Shikoh E. et al. Spin-pump-induced spin transport in p-type Si at room temperature //Physical review letters.  $-2013. - T. 110. - N_{\odot}. 12. - C. 127201.$ 

62 Hammar P. R. et al. Observation of spin injection at a ferromagnetsemiconductor interface //Physical Review Letters.  $-1999. - T. 83. - N_{\odot}. 1. - C. 203.$ 

63 Fiederling R. et al. Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode //Nature. – 1999. – T. 402. – №. 6763. – C. 787-790.

64 Appelbaum I., Huang B., Monsma D. J. Electronic measurement and control of spin transport in silicon //Nature. – 2007. – T. 447. – №. 7142. – C. 295-298.

65 Huang B., Monsma D. J., Appelbaum I. Coherent spin transport through a 350 micron thick silicon wafer //Physical Review Letters. – 2007. – T. 99. – №. 17. – C. 177209.

66 Huang B., Jang H. J., Appelbaum I. Geometric dephasing-limited Hanle effect in long-distance lateral silicon spin transport devices //Applied Physics Letters. – 2008. – T. 93. – №. 16. – C. 162508.

67 Li P. et al. Anisotropy-driven spin relaxation in germanium //Physical review letters. – 2013. – T. 111. – №. 25. – C. 257204.

68 Lou X. et al. Electrical detection of spin transport in lateral ferromagnet– semiconductor devices //Nature Physics. – 2007. – T. 3. –  $N_{2}$ . 3. – C. 197-202.

69 Johnson M., Silsbee R. H. Interfacial charge-spin coupling: Injection and detection of spin magnetization in metals //Physical review letters. – 1985. – T. 55. –  $N_{\odot}$ . 17. – C. 1790.

70 Koo H. C. et al. Control of spin precession in a spin-injected field effect transistor //Science. – 2009. – T. 325. – №. 5947. – C. 1515-1518.

71 Chuang P. et al. All-electric all-semiconductor spin field-effect transistors //Nature nanotechnology.  $-2015. - T. 10. - N_{2}. 1. - C. 35-39.$ 

72 Lou X. et al. Electrical detection of spin accumulation at a ferromagnetsemiconductor interface //Physical review letters.  $-2006. - T. 96. - N_{\odot}. 17. - C.$ 176603. 73 Txoperena O., Casanova F. Spin injection and local magnetoresistance effects in three-terminal devices //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2016. – T. 49. – №. 13. – C. 133001.

74 Dash S. P. et al. Spin precession and inverted Hanle effect in a semiconductor near a finite-roughness ferromagnetic interface //Physical Review B.  $-2011. - T. 84. - N_{\odot}. 5. - C. 054410.$ 

75 Žutić I., Fabian J., Sarma S. D. Spintronics: Fundamentals and applications //Reviews of modern physics. – 2004. – T. 76. – №. 2. – C. 323.

76 Fabian J., Zutic I. The standard model of spin injection //arXiv preprint arXiv:0903.2500. – 2009

77 Endres B. et al. Demonstration of the spin solar cell and spin photodiode effect //Nature communications.  $-2013. - T. 4. - N_{\odot}. 1. - C. 1-5.$ 

78 Ellsworth D. et al. Photo-spin-voltaic effect //Nature Physics. – 2016. – T. 12. – №. 9. – C. 861-866.

79 Kudrnovský J., Christensen N. E., Andersen O. K. Electronic structures and magnetic moments of Fe 3+ y Si 1- y and Fe 3- x V x Si alloys with DO 3-derived structure //Physical Review B. – 1991. – T. 43. –  $N_{2}$ . 7. – C. 5924.

80 Herfort J., Schönherr H. P., Ploog K. H. Epitaxial growth of Fe 3 Si/GaAs (001) hybrid structures //Applied physics letters. – 2003. – T. 83. – №. 19. – C. 3912-3914.

81 Jenichen B. et al. Layer-by-layer growth of thin epitaxial Fe3Si films on GaAs (001) //Thin Solid Films. – 2007. – T. 515. – №. 14. – C. 5611-5614.

82 Kawaharazuka A. et al. Spin injection from Fe 3 Si into GaAs //Applied physics letters. – 2004. – T. 85. – №. 16. – C. 3492-3494.

83 Akiyama K. et al. Epitaxial growth of (1 0 0) Fe3Si thin films on insulating substrates //Journal of crystal growth.  $-2008. - T. 310. - N_{\odot}. 7-9. - C. 1703-1707.$ 

84 Nakane R., Tanaka M., Sugahara S. Preparation and characterization of ferromagnetic DO 3-phase Fe 3 Si thin films on silicon-on-insulator substrates for Si-

based spin-electronic device applications //Applied physics letters.  $-2006. - T. 89. - N_{\odot}. 19. - C. 192503.$ 

85 Noor S. et al. Surface morphology and atomic structure of thin layers of Fe3Si on GaAs (001) and their magnetic properties //Journal of Applied Physics. – 2013. – T. 113. – No. 10. – C. 103908.

86 Ueda K. et al. Low temperature epitaxial growth of Fe3Si on Si (111) substrate through ultra-thin SiO2 films //Thin solid films.  $-2008. - T. 517. - N_{\odot}. 1. - C. 425-427.$ 

87 Nakamura Y. et al. Fe3Si nanodots epitaxially grown on Si (111) substrates using ultrathin SiO2 film technique //Thin solid films.  $-2011. - T. 519. - N_{\odot}. 24. - C.$  8512-8515.

88 Davies M. et al. Loihi: A neuromorphic manycore processor with on-chip learning //Ieee Micro.  $-2018. - T. 38. - N_{2}. 1. - C. 82-99.$ 

89 Hirohata A., Takanashi K. Future perspectives for spintronic devices //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2014. – T. 47. – №. 19. – C. 193001.

90 Shiota Y. et al. Induction of coherent magnetization switching in a few atomic layers of FeCo using voltage pulses //Nature materials.  $-2012. - T. 11. - N_{\odot}. 1. - C. 39-43.$ 

91 Richter H. J. The transition from longitudinal to perpendicular recording //Journal of Physics D: Applied Physics.  $-2007. - T. 40. - N_{\odot}. 9. - C. R149.$ 

92 Kryder M. H. et al. Heat assisted magnetic recording //Proceedings of the IEEE.  $-2008. - T. 96. - N_{\odot}. 11. - C. 1810-1835.$ 

93 Rottmayer R. E. et al. Heat-assisted magnetic recording //IEEE Transactions on Magnetics.  $-2006. - T. 42. - N_{2}. 10. - C. 2417-2421.$ 

94 Katayama H. et al. New magnetic recording method using laser assisted read/write technologies //Journal of the Magnetics Society of Japan. – 1999. – T. 23. –  $N_{2}$ . S\_1\_MORIS\_99. – C. S1\_233-236.

95 Hirohata A. et al. Perpendicular magnetic anisotropy in Heusler alloy films and their magnetoresistive junctions //Materials.  $-2018. - T. 11. - N_{\odot}. 1. - C. 105.$ 

96 Žutić I., Fabian J., Sarma S. D. Spintronics: Fundamentals and applications //Reviews of modern physics. – 2004. – T. 76. – №. 2. – C. 323.

97 Holub M., Bhattacharya P. Spin-polarized light-emitting diodes and lasers //Journal of Physics D: Applied Physics.  $-2007. - T. 40. - N_{\odot}. 11. - C. R179.$ 

98 Žutić I., Fabian J., Sarma S. D. Spin injection through the depletion layer: A theory of spin-polarized pn junctions and solar cells //Physical Review B. -2001. - T.64.  $- N_{\odot}$ . 12. - C. 121201.

99 Schliemann J., Egues J. C., Loss D. Nonballistic spin-field-effect transistor //Physical review letters.  $-2003. - T. 90. - N_{2}. 14. - C. 146801.$ 

100 Caliskan S. Conductance modulation of a nonballistic Datta–Das spin field effect transistor //Journal of Physics: Condensed Matter. – 2006. – T. 18. – No. 46. – C. 10313.

101 Xu L., Li X. Q., Sun Q. Revisit the spin-FET: Multiple reflection, inelastic scattering and lateral size effects //Scientific reports. -2014. - T. 4. - No. 1. - C. 1-6.

102 Kohashi T. Spin-Polarized Scanning Electron Microscopy //Advances in Imaging and Electron Physics. – Elsevier, 2015. – T. 187. – C. 83-125.

103 Wortmann D. et al. Resolving complex atomic-scale spin structures by spinpolarized scanning tunneling microscopy //Physical review letters.  $-2001. - T. 86. - N_{\odot}$ . 18. - C. 4132.

104 Kubetzka A. et al. Spin-polarized scanning tunneling microscopy with antiferromagnetic probe tips //Physical review letters.  $-2002. - T. 88. - N_{\odot}. 5. - C.$  057201.

105 Эсаки Л. Молекулярно-лучевая эпитаксия и развитие технологии полупроводниковых сверхрешеток и структур с квантовыми ямами //Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры.(Под ред. Л. Ченга и К. Плога). Перев. с англ. под ред. акад. ЖИ Алферова и д. ф.-м. н. ЮВ Шмарцева.– М.: Мир. – 1989.

106 Lange H. Electronic properties of semiconducting silicides //physica status solidi (b). – 1997. – T. 201. –  $N_{2}$ . 1. – C. 3-65.

107 Moore G. E. Lithography and the future of Moore's law. 1995 //Santa Clara, CA, USA: SPIE. – 1995.

108 Tarasov A. S. et al. Approach to form planar structures based on epitaxial Fe1– xSix films grown on Si (111) //Thin Solid Films. – 2017. – T. 642. – C. 20-24.

109 Tarasov A. S. et al. Room Temperature Spin Accumulation Effect in Boron Doped Si Created by Epitaxial Fe 3 Si/p-Si Schottky Contact //Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2018. – T. 12. –  $N_{2}$ . 4. – C. 633-637.

110 Kim P. D. et al. Collective motion of magnetization in two-dimensional arrays of square elements //The European Physical Journal B.  $-2018. - T. 91. - N_{\odot}. 5. - C. 1-8.$ 

111 Haaheim J. et al. Dip Pen Nanolithography (DPN): process and instrument performance with NanoInk's Nscriptor system //Ultramicroscopy.  $-2005. - T. 103. - N_{\odot}. 2. - C. 117-132.$ 

112 Cain R. G., Biggs S., Page N. W. Force calibration in lateral force microscopy //Journal of colloid and interface science.  $-2000. - T. 227. - N_{\odot}. 1. - C. 55-65.$ 

113 Varnakov S. N. et al. Automation of technological equipment for obtaining multilayer structures in an ultrahigh vacuum //Instruments and Experimental Techniques.  $-2004. - T. 47. - N_{\odot}. 6. - C. 839-843.$ 

114 Yakovlev I. A. et al. Study of the structural and magnetic characteristics of epitaxial Fe 3 Si/Si (111) films //JETP letters. – 2014. – T. 99. – №. 9. – C. 527-530.

115 Zakeri K. et al. Magnetic properties of epitaxial Fe 3 Si/ Mg O (001) thin films //Physical Review B.  $-2007. - T. 76. - N_{\odot}. 21. - C. 214421.$ 

116 Tarasov I. A. et al. Optical characteristics of an epitaxial Fe 3 Si/Si (111) iron silicide film //JETP letters.  $-2014. - T. 99. - N_{\odot}. 10. - C. 565-569.$ 

117 Wang K., Smith A. R. Efficient kinematical simulation of reflection highenergy electron diffraction streak patterns for crystal surfaces //Computer Physics Communications. – 2011. – T. 182. –  $N_{2}$ . 10. – C. 2208-2212. 118 Solovyov L. A. Full-profile refinement by derivative difference minimization //Journal of Applied Crystallography.  $-2004. - T. 37. - N_{\odot}. 5. - C. 743-749.$ 

119 Maeda Y. et al. Ion beam analysis of Heusler alloy Fe3Si epitaxially grown on Si (111) //physica status solidi (c). – 2014. – T. 11. – №. 11-12. – C. 1570-1573.

120 Ueda K. et al. Influence of substrate orientation on low-temperature epitaxial growth of ferromagnetic silicide Fe3Si on Si //Thin Solid Films. – 2007. – T. 515. – №. 22. – C. 8250-8253.

121 Hamaya K. et al. Source–drain engineering using atomically controlled heterojunctions for next-generation SiGe transistor applications //Japanese Journal of Applied Physics. – 2011. – T. 50. –  $N_{2}$ . 1R. – C. 010101.

122 Lenz K. et al. Magnetic properties of Fe 3 Si/Ga As (001) hybrid structures //Physical Review B.  $-2005. - T. 72. - N_{\odot}. 14. - C. 144411.$ 

123 Zakeri K. et al. Spin dynamics in ferromagnets: Gilbert damping and twomagnon scattering //Physical Review B. – 2007. – T. 76. – №. 10. – C. 104416.

124 Harianto T. et al. Fabrication and current–voltage characteristics of Fe3Si/CaF2/Fe3Si magnetic tunnel junction //Japanese Journal of Applied Physics. – 2008. – T. 47. – No. 8R. – C. 6310.

125 Riel H. et al. III–V compound semiconductor transistors—from planar to nanowire structures //Mrs Bulletin. – 2014. – T. 39. –  $N_{2}$ . 8. – C. 668-677.

126 Huang X. J., Choi Y. K. Chemical sensors based on nanostructured materials //Sensors and Actuators B: Chemical.  $-2007. - T. 122. - N_{\odot}. 2. - C. 659-671.$ 

127 Noy A. Bionanoelectronics //Advanced Materials. – 2011. – T. 23. – №. 7. – C. 807-820.

128 Wang H. et al. Atomistics of vapour–liquid–solid nanowire growth //Nature communications. – 2013. – T. 4. – No. 1. – C. 1-10.

129 Zhang A., Lieber C. M. Nano-bioelectronics //Chemical reviews. – 2016. –
 T. 116. – №. 1. – C. 215-257.

130 Zheng G. et al. Multiplexed electrical detection of cancer markers with nanowire sensor arrays //Nature biotechnology. – 2005. – T. 23. – №. 10. – C. 1294-1301.

131 Cui Y. et al. Nanowire nanosensors for highly sensitive and selective detection of biological and chemical species //science.  $-2001. - T. 293. - N_{\odot}. 5533. - C.$  1289-1292.

132 Namdari P., Daraee H., Eatemadi A. Recent advances in silicon nanowire biosensors: synthesis methods, properties, and applications //Nanoscale research letters.  $-2016. - T. 11. - N_{\odot}. 1. - C. 1-16.$ 

133 Cui Y. et al. High performance silicon nanowire field effect transistors //Nano letters.  $-2003. - T. 3. - N_{\odot}. 2. - C. 149-152.$ 

134 Cui H., Cruz-Correa M., Giardiello F.M. et al. // Science. 2003. V. 299. № 5613. P. 1753.

135 Binnig G., Quate C. F., Gerber C. Atomic force microscope //Physical review letters. – 1986. – T. 56. – №. 9. – C. 930.

136 Heyde M. et al. Dynamic plowing nanolithography on polymethylmethacrylate using an atomic force microscope //Review of scientific instruments.  $-2001. - T. 72. - N_{\odot}. 1. - C. 136-141.$ 

137 Wang H. T. et al. Toward conductive traces: Dip Pen Nanolithography® of silver nanoparticle-based inks //Applied Physics Letters.  $-2008. - T. 93. - N_{\odot}. 14. - C.$  143105.

138 Piner R. D. et al. " Dip-pen" nanolithography //science. – 1999. – T. 283. – №. 5402. – C. 661-663.

139 Hong S., Mirkin C. A. A nanoplotter with both parallel and serial writing capabilities //Science.  $-2000. - T. 288. - N_{2}. 5472. - C. 1808-1811.$ 

140 Demers L. M. et al. Direct patterning of modified oligonucleotides on metals and insulators by dip-pen nanolithography //Science. – 2002. – T. 296. – №. 5574. – C. 1836-1838. 141 Zhang H., Chung S. W., Mirkin C. A. Fabrication of sub-50-nm solid-state nanostructures on the basis of dip-pen nanolithography //Nano letters.  $-2003. - T. 3. - N_{\odot}. 1. - C. 43-45.$ 

142 Demers L. M. et al. Orthogonal assembly of nanoparticle building blocks on dip-pen nanolithographically generated templates of DNA //Angewandte Chemie. –  $2001. - T. 113. - N_{\odot}. 16. - C. 3161-3163.$ 

143 Breault-Turcot J., Chaurand P., Masson J. F. Unravelling nonspecific adsorption of complex protein mixture on surfaces with SPR and MS //Analytical chemistry.  $-2014. - T. 86. - N_{\odot}. 19. - C. 9612-9619.$ 

144 Komogortsev S. V. et al. Magnetic anisotropy in Fe films deposited on SiO2/Si (001) and Si (001) substrates //Journal of magnetism and magnetic materials. – 2014. – T. 351. – C. 104-108.

145 Mate C. M. et al. Atomic-scale friction of a tungsten tip on a graphite surface //Scanning Tunneling Microscopy. – Springer, Dordrecht, 1987. – C. 226-229.

146 Magonov, Sergei N. Surface Analysis with STM and AFM. Experimental and Theotetical Aspects of Image Analysis. VCH 1996

147 Takamura Y. et al. Characterization of half-metallic L 2 1-phase Co 2 Fe Si full-Heusler alloy thin films formed by rapid thermal annealing //Journal of Applied Physics.  $-2008. - T. 103. - N_{\odot}. 7. - C. 07D719.$ 

148 Huang Y. et al. Logic gates and computation from assembled nanowire building blocks //Science. – 2001. – T. 294. – №. 5545. – C. 1313-1317.

149 Ando Y. et al. Electrical injection and detection of spin-polarized electrons in silicon through an Fe 3 Si/Si Schottky tunnel barrier //Applied Physics Letters. – 2009.
- T. 94. – №. 18. – C. 182105.

150 Fujita Y. et al. Room-temperature sign reversed spin accumulation signals in silicon-based devices using an atomically smooth Fe3Si/Si (111) contact //Journal of Applied Physics. – 2013. – T. 113. – No. 1. – C. 013916.

151 Vinzelberg H. et al. Transport and magnetic properties of Fe 3 Si epitaxial films //Journal of Applied Physics.  $-2008. - T. 104. - N_{\odot}. 9. - C. 093707.$ 

152 Hung H. Y. et al. Strong crystal anisotropy of magneto-transport property in Fe3Si epitaxial film //Journal of crystal growth.  $-2011. - T. 323. - N_{\odot}. 1. - C. 372-375.$ 

153 Dai J. et al. Channel switching and magnetoresistance of a metal-SiO2-Si structure //Journal of Physics D: Applied Physics. – 2000. – T. 33. – №. 11. – C. L65.

154 Vikulov V. A. et al. Low-temperature conducting channel switching in hybrid Fe3O4/SiO2/n-Si structures //Materials Science and Engineering: B. – 2016. – T. 211. – C. 33-36.

155 Volkov N. V. et al. Magnetic-field-and bias-sensitive conductivity of a hybrid Fe/SiO2/p-Si structure in planar geometry //Journal of Applied Physics. – 2011. – T. 109. –  $\mathbb{N}_{2}$ . 12. – C. 123924.

156 Volkov N. V. et al. Current-driven channel switching and colossal positive magnetoresistance in the manganite-based structure //Journal of Physics D: Applied Physics.  $-2009. - T. 42. - N_{\odot}. 6. - C. 065005.$ 

157 Fert A., Jaffres H. Conditions for efficient spin injection from a ferromagnetic metal into a semiconductor //Physical Review B.  $-2001. - T. 64. - N_{\odot}$ . 18. - C. 184420.

158 Osipov V. V., Bratkovsky A. M. Spin accumulation in degenerate semiconductors near modified Schottky contact with ferromagnets: Spin injection and extraction //Physical Review B.  $-2005. - T. 72. - N_{\odot}. 11. - C. 115322.$ 

159 Rortais F. et al. Electrical spin injection in silicon and the role of defects //Physical Review B.  $-2016. - T. 94. - N_{\odot}. 17. - C. 174426.$ 

160 Sze S M and Ng K K 2006 Physics of Semiconductor Devices (New York: John Wiley & Sons) p 30 ISBN: 0-471-05661-8.

161 Hamaya K. et al. Qualitative study of temperature-dependent spin signals in n-Ge-based lateral devices with Fe3Si/n+-Ge Schottky-tunnel contacts //Journal of Applied Physics.  $-2013. - T. 113. - N_{\odot}. 18. - C. 183713.$ 

162 Ishikawa M. et al. Spin relaxation through lateral spin transport in heavily doped n-type silicon //Physical Review B.  $-2017. - T. 95. - N_{\odot}. 11. - C. 115302.$ 

163 Spiesser A. et al. Electrical spin injection in p-type Si using Fe/MgO contacts //Spintronics V. – International Society for Optics and Photonics, 2012. – T. 8461. – C. 84610K.

164 Cheung S. K., Cheung N. W. Extraction of Schottky diode parameters from forward current-voltage characteristics //Applied Physics Letters. – 1986. – T. 49. –  $N_{2}$ . 2. – C. 85-87.

165 Sze S M and Ng K K 2006 Physics of Semiconductor Devices (New York: John Wiley & Sons) p 84

166 Dankert A., Dulal R. S., Dash S. P. Efficient spin injection into silicon and the role of the Schottky barrier //Scientific reports.  $-2013. - T. 3. - N_{\odot}. 1. - C. 1-8$ .

167 Jansen R. et al. Injection and detection of spin in a semiconductor by tunneling via interface states //Physical Review B.  $-2012. - T. 85. - N_{\odot}. 13. - C.$  134420.

168 Losee D. L. Admittance spectroscopy of impurity levels in Schottky barriers //Journal of Applied Physics. – 1975. – T. 46. – №. 5. – C. 2204-2214.

169 Dueñas S. et al. Characterization of the DX centers in AlGaAs: Si by admittance spectroscopy //Journal of applied physics.  $-1991. - T. 69. - N_{\odot}. 8. - C.$  4300-4305.

170 Volkov N. V. et al. The bias-controlled giant magnetoimpedance effect caused by the interface states in a metal-insulator-semiconductor structure with the Schottky barrier //Applied Physics Letters.  $-2014. - T. 104. - N_{\odot}. 22. - C. 222406.$ 

171 Karel J. et al. Effect of chemical order on the magnetic and electronic properties of epitaxial off-stoichiometry F e x S i 1– x thin films //Physical Review B. – 2015. – T. 91. –  $N_{2}$ . 14. – C. 144402.

172 Zamkova N. G. et al. Effect of local environment on moment formation in iron silicides //Journal of Alloys and Compounds. – 2017. – T. 695. – C. 1213-1222.

173 Sandalov I. et al. Effect of electron correlations on the Fe 3 Si and  $\alpha$ - FeSi 2 band structure and optical properties //Physical Review B. - 2015. - T. 92. - No. 20. - C. 205129.