

На правах рукописи

Маликов Илья Валентинович

**ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ ПЛЕНКИ ТУГОПЛАВКИХ,
ФЕРРОМАГНИТНЫХ И ПОЛОВИННЫХ МЕТАЛЛОВ:
ПОЛУЧЕНИЕ, СВОЙСТВА И СТРУКТУРЫ
НА ИХ ОСНОВЕ**

СПЕЦИАЛЬНОСТЬ

2.2.2. - Электронная компонентная база микро- и
наноэлектроники, квантовых устройств

АВТОРЕФЕРАТ ДИССЕРТАЦИИ

на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Черноголовка - 2024

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов Российской академии наук (ИПТМ РАН)

Официальные оппоненты:

Вербенко Илья Александрович, д-р физ.-мат. наук, директор Научно-исследовательского института физики Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Южный Федеральный Университет» (ЮФУ);

Кузьменко Александр Павлович, д-р физ.-мат. наук, профессор, главный научный сотрудник Регионального центра нанотехнологий, профессор кафедры Нанотехнологий, микроэлектроники, общей и прикладной физики Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Юго-Западный государственный университет» (ЮЗГУ);

Сафин Ансар Ризаевич, д-р физ.-мат. наук, доцент, заместитель директора по научной работе, ведущий научный сотрудник, руководитель лаборатории Антиферромагнитная спинтроника Федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (ИРЭ РАН).

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук (ИФТТ РАН)

Защита состоится «_____» _____ 2024г. в _____ часов на заседании диссертационного совета 24.1.106.01 при Институте проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН по адресу: 142432, Московская область, г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 6, ИПТМ РАН

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН и на сайте: http://www.iptm.ru/tes_council/diss.ru.html

Автореферат разослан «_____» _____ 2024 года

Ученый секретарь диссертационного совета 24.1.106.01
Коротичкая-Седловец Дарья Михайловна

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Современное развитие технологий получения и исследования тонких и сверхтонких пленок, многослойных и слоистых материалов привело к созданию пленочных структур и метаматериалов, в которых наблюдаются новые физические, в том числе квантовые эффекты. Также появилась возможность исследовать новые кинетические свойства твердотельных структур, проявляющиеся при уменьшении их размеров. Для таких структур длина свободного пробега (ДСП) электронов проводимости может стать соизмеримой с размерами структуры, либо превосходящей эти размеры. В этом случае учет взаимодействия электронов с внутренними и внешними границами раздела становится существенно важным, и рассеяние электронов на внутренних и внешних поверхностях начинает определять проводящие свойства; а проводимость в этом случае может существенно отличаться от объемных свойств материалов, из которых состоит структура.

При ДСП электронов, превышающих размеры наноструктур, возможно проявление баллистических эффектов. Большие ДСП электронов в металлах, достигающие десятков нанометров, уже при комнатной температуре делают возможным реализацию баллистического транспорта при существующих технологиях изготовления в металлических, в том числе гетероэпитаксиальных наноструктурах.

Сформировалось новое научное направление «металлическая наноэлектроника». Основной мотивацией для начала исследований в этой области послужило то, что в традиционных для электроники полупроводниковых устройствах по мере уменьшения их размеров с неизбежностью начнут проявляться их новые свойства. Проведенные оценки показали, что при достижении линейных размеров элементов порядка 10 нм и менее эти явления для элементной базы на основе полупроводниковых материалов станут преобладающими. В качестве альтернативы было предложено использовать материалы с увеличенной, по сравнению с легированными полупроводниками, плотностью электронов проводимости, что, по сути, означало использование металлов и полуметаллов. Необходимо исследовать возможные новые свойства таких проводников, в том числе транспортные, проявляющиеся при уменьшении их размеров; влияние границ раздела (в том числе внутренних границ раздела); влияние встроенных потенциалов на электронно-транспортные свойства баллистических проводников.

Отдельно рассматриваются кристаллы толщиной в один атом, которые в настоящее время составляют большое семейство материалов. Первым таким материалом был графен - двумерный (2D) полуметалл с уникальными свойствами. Его открытие послужило началом активных поисков других двумерных материалов как на основе производных графена, так и не углеродных

графеноподобных материалов (структурные аналоги графена). Свойства таких 2D материалов часто сильно отличаются от свойств их трехмерных (3D) аналогов.

Важное влияние на развитие научных исследований оказали открытия в области нового направления электроники - спинтроники, где используется спин электрона наряду с его зарядом. Результаты этих исследований показали перспективность применения магнитных металлов в качестве материалов активных электронных элементов, включая их использование в новой энергонезависимой памяти и магнитных датчиках. В связи с развитием оптоэлектроники следует отметить свойства туннельных структур металл-диэлектрик-металл (МДМ), а также магнитных нанопереходов для спин-инжекционных источников и детекторов электромагнитного, в том числе терагерцового, излучения.

Все эти новые научные разработки вызвали волну исследований процессов получения двумерных тонкопленочных материалов и изучения их физических свойств. Причем, многие исследования, получившие широкую известность, были выполнены с использованием эпитаксиальных пленок (ЭП).

Для получения структур с большими ДСП электронов требуется контролировать не только объемную структуру, но и морфологию поверхности пленок, и их связь с электронно-транспортными свойствами монокристаллических пленок металлов, в которых доминирует рассеяние электронов проводимости на их поверхностях. Создавать, по возможности, «гладкую» двумерную поверхностную микроструктуру при выращивании, в том числе гетероэпитаксиальных структур, предпочтительно при более низких температурах во избежание взаимодействия близлежащих слоев данной структуры. Отсюда следует актуальность данной работы - решение задачи эпитаксиального выращивания металлических слоев, в том числе многослойных структур, с целью их дальнейшего применения для создания баллистических электронных планарных устройств малого нанометрового диапазона.

Кроме того, рост пленок является сложным динамическим процессом и, в общем случае, требует учета, как термодинамики процесса, так и его кинетики. Часто простые описания механизмов формирования пленок правильны только в том случае, когда устанавливается термодинамическое равновесие. Однако обычно эти процессы протекают в условиях воздействия ряда существенно неравновесных факторов, точный учет которых затруднен. К ним относятся: дефекты подложки, реконструкция поверхности, соотношение поверхностных энергий подложки и растущей пленки. А также многочисленные кинетические явления. Во многих случаях предсказать заранее свойства и структуру получаемых пленок не представляется возможным. Поэтому требуются тщательные экспериментальные исследования как структурных характеристик получаемых пленок, так и их физических свойств.

Сказанное выше, с учетом того, что новые пленочные материалы и метаматериалы, а также проводники малого нанометрового размера находят все большее применение в микроэлектронике и рассматриваются как новые перспективные электронные устройства, определяет актуальность данной работы.

Целью работы являлось выращивание и исследование высококачественных эпитаксиальных пленок тугоплавких (Mo, Nb, W), ферромагнитных (Ni, Fe) и половинных металлов (Fe_3O_4 , сплавы Гейслера) для возможного применения в микро- и нанoeлектронике, фотонике, микросистемной технике и других областях.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить ряд следующих актуальных задач:

1. Развить как экспериментальные методы контролируемого получения методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) эпитаксиальных пленок тугоплавких, ферромагнитных и половинных металлов, включая гетероэпитаксиальные многослойные структуры, в том числе с большой остаточной длиной свободного пробега электронов и малой шероховатостью поверхности; так и экспериментальные подходы для изготовления планарных монокристаллических наноструктур различной геометрии на основе полученных пленок.

2. Изучить фундаментальные закономерности роста эпитаксиальных пленок тугоплавких, ферромагнитных и половинных металлов.

3. Применить комплекс методов исследования для характеристики физических свойств полученных эпитаксиальных пленок тугоплавких, ферромагнитных и половинных металлов, как-то: проводимости и магнитотранспортных свойств, установить их взаимосвязь с совершенством кристаллической структуры и структурой внешней поверхности.

4. Выявить основные закономерности получения эпитаксиальных пленок сплавов Гейслера, проявляющих свойства половинного металла.

5. Применить высококачественные эпитаксиальные пленочные материалы для изготовления и тестирования макетов рабочих элементов баллистических, туннельных и структур со спин-зависимым транспортом.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Найдены закономерности получения высококачественных монокристаллических пленок Mo и Nb с малой шероховатостью 0,2-0,4 нм внешней поверхности и рекордно большими остаточными длинами свободного пробега: в том числе корреляция остаточной длины свободного пробега электронов с отклонением направления роста пленок Nb от нормали к поверхности сапфира и формой рентгеновских дифракционных пиков. Выявлена трансформация сверхтонких пленок Mo и Nb по механизму Странского-

Крастанова при прерывании процесса роста. Выяснено, что свойства гетероэпитаксиальных пленок Mo-Nb не зависят от порядка чередования слоев.

2. Установлено влияние микроморфологии внешней поверхности эпитаксиальных пленок, внутренней границы раздела в двух- и трехслойных гетероэпитаксиальных пленках из Mo и Nb на их проводимость.

3. Показано проявление в наноструктурах на основе тугоплавких металлов Mo и Nb баллистических эффектов: смена знака сопротивления в крестообразных структурах от положительного к отрицательному при охлаждении образца; влияние длины свободного пробега электронов в полужуэпитаксиальных крестообразных наноструктурах Mo/Nb на нелинейность вольт-амперных характеристик; фокусировка электронов в поперечном магнитном поле.

4. Показана возможность наблюдения баллистических эффектов в крестообразных наноструктурах на подложках GaAs (001), полученных путем последовательной эпитаксии слоев MgO (001) и W (001), в том числе при комнатной температуре при отношении ширины структуры к ее толщине $W/d \approx 1$ и ширине $W_c \sim 10$ нм.

5. Установлены закономерности получения высококачественных монокристаллических пленок ферромагнитных металлов Ni и Fe с малой шероховатостью поверхности и рекордно большими остаточными длинами свободного пробега электронов, а также их островковых пленок. Выявлена корреляция зависимостей остаточной длины свободного пробега, шероховатости и коэрцитивной силы, от температуры роста пленок Fe (001), выращенных на R-плоскости сапфира с подслоем Mo. Обнаружены необычные, имеющие максимум, зависимости перколяционной толщины (ПТ) и размера островков от частоты импульсов при неизменном потоке вещества в импульсе при росте островковых пленок Fe.

6. Обнаружены нелокальные токовые эффекты в структурах на основе эпитаксиальных пленок ферромагнитных металлов: переключение направленности намагниченности в квадратных эпитаксиальных микроструктурах Fe (001) спин-поляризованным током; гигантский изгибный магниторезистивный эффект для крестообразной структуры из высококачественной эпитаксиальной пленки Ni; зависимость знака дифференциального сопротивления от протекающего тока через структуру Ni/NiO/Fe и от толщины NiO.

7. Выявлены особенности реактивного синтеза пленок Fe₃O₄ и многослойных пленок типа (R-плоскость сапфира)/MgO/Fe/MgO/Fe₃O₄: в том числе, плато устойчивого роста; наклон от нормали каждого из выращенных слоев на угол около 3,5° при росте многослойных пленок.

8. Установлены закономерности устойчивого получения инверсии анизотропного магнитосопротивления для пленок Co₂FeSi и Co₃Si и одноосной магнитной анизотропии при росте пленок сплавов Гейслера; корреляция ми-

нимума коэрцитивной силы H_c на температурной зависимости с упорядоченной структурой сплавов Гейслера Co_2FeSi , Co_3Si , Co_2NiSi и Co_2FeAl .

9. Расширены возможности использования литографии с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) проводящим зондом для формирования оксидной маски на поверхности пленки Nb с последующим электрохимическим травлением для формирования структур из пленок большей толщины по сравнению с традиционной АСМ литографией.

Научная новизна результатов:

1. Впервые продемонстрировано, что ДСП электронов в двухслойных пленках Mo/Nb при комнатной и гелиевой температурах и температура сверхпроводящего перехода не зависят от порядка чередования эпитаксиальных слоев, что свидетельствует об одинаковом качестве взаимной эпитаксии и состоянии границы раздела слоев. В ЭП Nb обнаружена зависимость ДСП электронов от скорости роста пленок на R-плоскости сапфира, имеющая максимум. При этом впервые обнаружена прямая корреляция величины отношения сопротивлений при комнатной температуре и температуре жидкого гелия (RRR) и наклона плоскости роста ЭП Nb. Обнаружена корреляция между проводимостью пленок тугоплавких металлов и микроморфологией их внешней поверхности. Показано, что встроенный потенциал на внутренней границе раздела Mo/Nb существенно влияет на проводимость двухслойных гетероэпитаксиальных пленок. Это приводит к «правильной» размерной зависимости проводимости двухслойных пленок от толщины индивидуального слоя, а не от полной толщины. Влияние внутренней границы приводит к осцилляционной зависимости удельного сопротивления (ρ) трехслойных эпитаксиальных пленок Mo/Nb/Mo с глубиной модуляции до 100 % в зависимости от толщины промежуточного слоя и с периодом около одного моно-слоя. Для баллистической полуэпитаксиальной структуры Mo/Nb встроенный потенциал приводит к смене знака изгибного сопротивления в зависимости от направления тока. Впервые при получении на поверхности сапфира сверхтонких пленок Mo толщиной 1-1,6 нм наблюдались островки, характерные для механизма Странского-Крастанова (СК). Для толщин пленок больше или меньше указанного диапазона такие островки не образовывались, что свидетельствует о медленном процессе образования островков, когда трансформация пленки с образованием островков не успевала произойти за время осаждения, необходимое для роста пленки сверхкритической толщины (более 1,6 нм). Для пограничной толщины 1,6 нм на поверхности происходило неполное образование куполообразных островков.

2. Впервые определены закономерности роста островковых пленок (ОП) Fe, в том числе имеющих максимальные размеры островков, связь морфологии и режимов роста с температурой и частотой импульсов. Впервые показано, что зависимости номинальной перколяционной толщины пленки и сред-

него размера островков от частоты импульсов имеют максимум, объясняемый конкуренцией двух противоположно направленных тенденций, присущих методу ИЛО: увеличением числа зародышей на открытых участках подложки и стимулированием диффузии за счет высокой кинетической энергии падающих частиц.

3. Впервые обнаружена и исследована обратная корреляция зависимостей коэрцитивной силы и ДСП от температуры роста высококачественных пленок Fe (001), выращенных на R-плоскости сапфира.

4. Впервые обнаружено плато устойчивого роста (ПУР) при реактивном синтезе пленок Fe_3O_4 . Показано, что при росте многослойных пленок на R-плоскости сапфира типа $\text{MgO}/\text{Fe}/\text{MgO}/\text{Fe}_3\text{O}_4$ происходит наклон от нормали к поверхности подложки каждой из выращенных пленок на угол около $3,5^\circ$.

5. Впервые созданы баллистические крестообразные структуры на основе тугоплавких (Nb, Mo) и ферромагнитных (Ni) металлов, в том числе гетероэпитаксиальные, в которых наблюдается смена знака изгибного сопротивления при понижении температуры. В ферромагнитных баллистических крестообразных структурах, изготовленных из высококачественных пленок Ni, впервые наблюдался гигантский изгибный магниторезистивный эффект. Изготовлены монокристаллические вольфрамовые наноструктуры на подложках MgO/GaAs (001), длина пробега в которых превышает толщину структуры на порядок и ширину ее поперечного сечения почти в два раза; в них при температурах ниже $T=80$ К наблюдались сильные нелокальные эффекты, возникающие в результате баллистического переноса электронов, которые могут быть объяснены экспоненциальной зависимостью вероятности прохождения электрона от его ДСП. Моделирование показало, что баллистические эффекты для структур такого типа могут быть значительными даже при комнатной температуре, когда ширина плеча W_c приближается к 10 нм при соотношении ширины к толщине $W/d \approx 1$.

6. Впервые на основе анализа магнитного строения в микро- и наноструктурах Fe (001) и Fe (011) определены размеры и ориентация таких структур, находящихся в однодоменном состоянии. Обнаружено переключение направленности круговой намагниченности в квадратных эпитаксиальных микроструктурах Fe (001) спин-поляризованным током.

7. Впервые для крестообразных структур Ni/NiO/Fe получена зависимость дифференциального сопротивления от тока, меняющая знак.

8. Впервые для пленок сплавов Гейслера Co_2FeSi , Co_2FeAl , Co_3Si определено немонотонное влияние температуры на магнитные свойства пленок и шероховатость их поверхности, найдены закономерности получения инверсии анизотропного магнитосопротивления (АМС), которая служит показателем наличия в сплаве Гейслера состояния половинного металла. Впервые для пленок сплава Гейслера Co_2FeSi , Co_2FeAl на A-плоскости сапфира до-

стигнута одноосная магнитная анизотропия, необходимая для создания спинновых инжекторов и детекторов.

9. Впервые для зондовой литографии с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) показана возможность создания структур не только на сверхтонких пленках Nb, но и на более толстых пленках с использованием сформированных оксидных масок с последующим электрохимическим травлением.

Научное и практическое значение работы:

- Установлены основные закономерности, позволяющие выращивать тонкие высококачественные эпитаксиальные (в том числе гетероэпитаксиальные двух- и трехслойные) монокристаллические пленки тугоплавких металлов Mo и Nb методом импульсного лазерного осаждения в сверхвысоком вакууме. Полученные пленки являются сплошными, начиная со сверхмалых толщин, имеют совершенную объемную-центрированную кубическую ОЦК (001) структуру, малую шероховатость поверхности 0,2-0,4 нм и остаточные ДСП электронов проводимости, значительно превышающие толщину пленок, в том числе на порядок.

- Используемые технологические подходы могут быть применены для изготовления гетероэпитаксиальных структур из различных материалов на практически значимых подложках. Разработанный подход к зондовой литографии с формированием оксидной маски на поверхности металлической пленки с последующим электрохимическим травлением, примененный к получению структур из Nb, расширяет возможности применения метода зондовой литографии для относительно толстых пленок, а также может быть реализован и для других металлов, имеющих химически и электрически прочный оксид.

- Показано существенное влияние границ раздела на проводимость высококачественных эпитаксиальных, в том числе гетероэпитаксиальных, металлических пленок, что фактически означает появление нового технологического критерия для проводимости структур - морфологии границ раздела. В гетероэпитаксиальных планарных структурах встраивание внутреннего потенциала рассеяния может открыть возможность управления проводимостью таких эпитаксиальных структур. В гетероэпитаксиальных баллистических наноструктурах проявляются необычные, в том числе отрицательные, вольт-амперные зависимости, что может послужить основой для создания новых типов приборов.

- Выявлены закономерности получения островковых пленок Fe с контролируемым размером островков. Такие пленки при заполнении промежутков между островками с помощью металла, диэлектрика, полупроводника, ферромагнетика или антиферромагнетика открывают возможность создания метаматериалов с новыми необычными свойствами.

- Выявлены особенности процессов роста, позволяющие выращивать тонкие высококачественные ЭП ферромагнитных металлов методом импульсного лазерного осаждения в сверхвысоком вакууме с остаточными ДСП, превышающими толщину пленок. Также получены ЭП сплавов Гейслера, проявляющие свойства половинных металлов (в том числе имеющие одноосную магнитную анизотропию в плоскости пленки, что необходимо при создании инжекторов и детекторов спин-поляризованных электронов), которые могут найти практическое применение в качестве датчиков магнитного поля, ячеек энергонезависимой памяти для вычислительной техники, магнитных вентилях, эффективных источников микроволнового и терагерцевых излучений и т.д.

- Показана возможность создания металлических, в том числе гетероэпитаксиальных металлических, наноструктур с баллистическим электронным транспортом. Это открывает перспективу создания нового класса электронных устройств, использующих данное явление, например, планарных баллистических ферромагнитных структур с гигантским магниторезистивным эффектом, который может быть использован в устройствах с магнитными датчиками, или металлического баллистического S-N-S Андреевского интерферометра. С помощью моделирования предсказаны значительные баллистические эффекты даже при комнатной температуре, когда ширина плеча W_c крестообразной структуры приближается к 10 нм и для соотношения ширины структуры к ее толщине $W/d \sim 1$.

- Гетероэпитаксиальные структуры металл-диэлектрик могут быть применены в сверхскоростной электронике, преобразователях инфракрасного и видимого излучения.

Практическая ценность представленной работы состоит в разработке методов контролируемого получения эпитаксиальных пленочных структур, позволяющих обеспечить необходимые свойства пленок и наноструктур, требуемые для их применения.

В процессе выполнения диссертации оформлена заявка на изобретение, связанная с применением монокристаллических пленок, и получен патент.

Достоверность результатов определяется тем, что

Все научные выводы и модельные представления в работе базируются на экспериментальной основе. Достоверность результатов подтверждена взаимодополняющими исследованиями с применением широкого арсенала современных методов, таких как электронная микроскопия, рентгеноструктурный анализ, электронно- и магнитотранспортные измерения и другие. Часть работ выполнена в соавторстве с исследователями из других организаций, в том числе зарубежных, а образцы для совместных работ передавались в эти организации, где проходили дополнительные независимые исследования. Среди российских организаций можно назвать ИФТТ РАН, ИФМ УРО

РАН, ИРЭ РАН и другие. Большинство представленных результатов опубликованы в виде статей в рецензируемых российских и зарубежных журналах, докладывались и обсуждались на конференциях различного уровня и опубликованы в виде расширенных тезисов конференций.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях, совещаниях и семинарах:

1. Семинары ИПТМ РАН и Института микроэлектроники (г. Мадрид, Испания);
2. XVII Российская конференция по электронной микроскопии ЭМ'98, Черногоровка, 15-18 июня 1998 г.;
3. Международный симпозиум IVC-14, ICSS-10, NANO-5, QSA-12, Birmingham, UK 1998;
4. International conference on Physics of low dimensional system (PLDS- 1-3), Chernogolovka, Russia, 2001;
5. «Scanning Probe Microscopy» - International Workshop (Russia, Nizhny Novgorod) 2003, 2005 гг.;
6. International Conference «Micro- and Nanoelectronics» (Russia, Zvenigorod) 1998, 1999, 2003, 2007, 2009, 2012; 2014, 2016, 2018, 2021 гг.;
7. International Symposium «Nanostructures: Physics and Technology», St.-Petersburg, Russia, 1998, 1999, 2003 гг.; Belarus, Minsk 2009;
8. IV Euro-Asian Symposium «Trends in magnetism» EASTMAG-2010 (Russia, Ekaterinburg) 2010;
9. Международный симпозиум «Нанозифика и нанозлектроника», (Россия, Нижний Новгород), 2005, 2006, 2007, 2008, 2009, 2010, 2011, 2012; 2013, 2018, 2019, 2020, 2021, 2023 гг.

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 37 статей в реферируемых журналах, 1 глава в монографии. Получен патент. Список публикаций приведен в конце автореферата.

Личное участие автора в выполнении работы. Концепция диссертации, формулировка цели и постановка решаемых в ней задач отражает точку зрения и творческий взгляд автора на рассматриваемую проблему. Основные результаты диссертации, особенно в части проведения процессов эпитаксиального роста пленок проведены лично автором. По Главе 3 исследования пленочных структур проведены практически полностью автором, по Главе 4 при активном участии Л.А. Фомина, В.Ю. Винниченко, Г.М. Михайлова и А.В. Черных. Результаты, изложенные в Главе 5, получены при активном участии В.А. Березина и Л.А. Фомина. Изготовление наноструктур проводилось при участии Л.И. Апаршиной и С.В. Пяткина. Участие соавторов отражено в совместных публикациях. Во всех совместных работах автор участвовал в постановке задач, разработке методик исследования, проектирова-

нии устройств на основе эпитаксиальных структур, обработке и анализе полученных результатов, написании научных статей, докладов и патента.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений и списка цитируемой литературы. Объем диссертации составляет 358 страниц, в том числе 168 рисунков, 8 таблиц и 412 литературных ссылок.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дана общая характеристика работы, включая актуальность темы, сформулированы цели и задачи, обсуждается научная новизна и практическая значимость выполненных исследований, а также основные защищаемые положения. Представлен список публикаций по материалам диссертации.

В первой главе дан краткий обзор особенностей эпитаксиального и островкового роста, отличия импульсного лазерного осаждения (ИЛО). Рассмотрены размерные эффекты проводимости пленок, проводимость двухслойных пленок и баллистический транспорт, в том числе баллистические ферромагнитные наноконтакты. Дан краткий обзор публикаций по исследованию особенностей эпитаксиального роста и электронной проводимости пленок тугоплавких (Mo, Nb, W) и ферромагнитных (Ni, Fe) металлов. Рассмотрено получение и свойства пленок NiO. Дано определение половинных металлов и изложен краткий обзор по получению их ЭП (Fe_3O_4 , полные сплавы Гейслера).

Во второй главе описаны методики выращивания ЭП и изготовления наноструктур на их основе; используемые методы исследования структуры пленок и проводящих свойств пленок и структур..

Установка для нанесения металлических пленок включала оптическую систему, состоящую из твердотельного лазера на алюминате иттрия с длиной волны 1,079 мкм, с длительностью импульса 15 нс, энергией в импульсе 0,02-0,5 Дж и частотой следования импульсов 1-24 Гц, фотометров для измерения средней мощности излучения и энергии в импульсе и фокусирующей линзы. Лазерный луч вводился через окно в прогреваемую высоковакуумную камеру с ионным и титановым сублимационным насосами и фокусировался на вращающуюся металлическую мишень в пятно диаметром ~0,5 мм. На расстоянии ~50 мм по оси мишени помещался образец на прогреваемый диапазоне температур 20-750 °С столика. Температура контролировалась термопарой. Скорость осаждения составляла ~10 нм в минуту. Для получения оксидных пленок был предусмотрен напуск кислорода ОСЧ до уровня 10^{-3} мм рт. ст. В установке имелись два источника с электронно-лучевым испарением из мишеней MgO и Fe.

Толщина пленок измерялась на механическом профилометре. В качестве подложек использовались монокристаллический сапфир (R-, A- или C-плос-

кость), а также пластины GaAs (001). Выращенные на подложке размером $5 \times 5,5$ мм² пленки использовались для структурных исследований и изготовления наноструктур.

Полученные ЭП использовались для изготовления наноструктур. С помощью фото- и электронной литографии на поверхности пленок формировалась алюминиевая маска. Затем проводилось травление пленок с использованием ионов Ag^+ с энергией 500 эВ. После травления Al маска растворялась в 1 % растворе KOH, и сформированная структура использовалась для электрических измерений.

Электросопротивление образцов, как выращенных через маску в виде мостика размером $0,2 \times 2$ мм² непосредственно в процессе ИЛО, так и изготовленных наноструктур, измерялось четырехзондовым методом с помощью специальной вставки, помещаемой в транспортный сосуд Дьюара. Использовалась установка на постоянном программируемом токе, поддерживающем постоянную мощность резистивных потерь на образце меньшую, чем 1 мкВт. Для исследования магнитопольевых зависимостей образцов в поле до 7 кЭ использовался криостат на жидком гелии с катушками Гельмгольца.

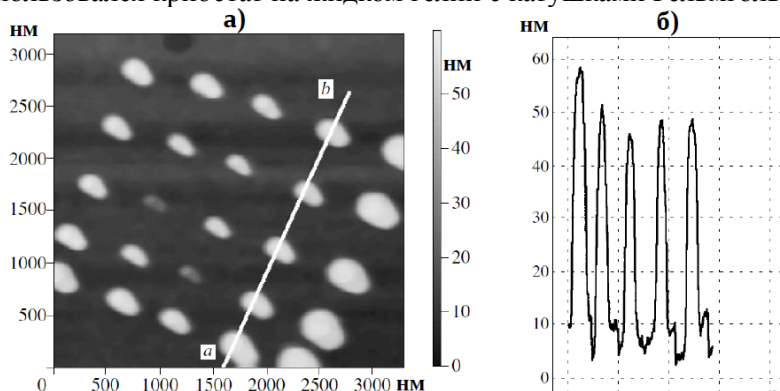


Рисунок 1 – (а) АСМ изображение участка пленки Nb после электрохимического травления через маску из слоя оксида; (б) профиль поверхности вдоль линии «ab».

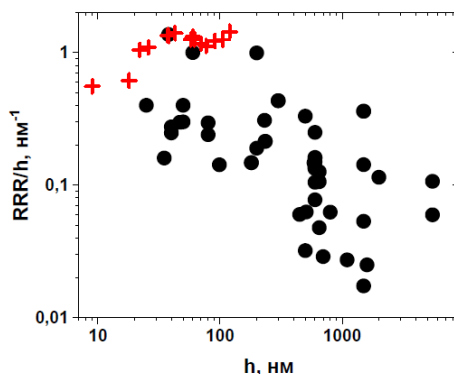
Уменьшение поперечных размеров наноструктуры (до 10 нм) может быть достигнуто методом зондовой литографии с использованием метода АСМ. Однако существующие ограничения не позволяют использовать пленки толщиной более 5 нм. Были расширены возможности применения зондовой литографии. Стандартным методом зондовой литографии на поверхности пленки Nb создавался слой оксида, который использовался как маска при электрохимическом травлении пленки в растворе фторида аммония. Подобраны условия, когда скорость растворения Nb почти на три по-

рядка превышала скорость травления оксидной пленки. Метод применен для формирования наноразмерного рисунка в виде массивов островков (Рис. 1а) в ЭП ниобия толщиной 50 нм. Исследование образца показало, что пленка Nb в неэкспонированных местах была удалена на всю глубину, тогда как в местах, покрытых оксидом, металл остался (Рис. 1б). Этот подход потенциально может работать и с другими металлами, такими как тантал и титан, оксиды которых обладают высокой химической стойкостью.

В третьей главе приведены результаты по исследованию особенностей применения метода ИЛО для получения на R-плоскости сапфира Al_2O_3 (-1012) ЭП молибдена и ниобия; экспериментального исследования объемной и поверхностной структуры таких пленок, а также гетероэпитаксиальных двух- и трехслойных пленок этих металлов, их связь с электронными транспортными свойствами слоев для получения пленок, имеющих большие ДСП электронов, в том числе превышающие их толщину.

Проводились измерения температурных зависимостей сопротивления пленок в интервале температур от 293 до 4,2 К. Были построены зависимости RRR от температуры роста и толщины пленок. Из RRR легко вычисляется остаточная ДСП электронов, принимая, что ДСП электронов при комнатной температуре постоянна и равна ~30 нм для Мо и ~2 нм для Nb.

Рисунок 2 – Зависимость удельного коэффициента RRR/h пленок Nb от толщины h по результатам настоящей работы (крестики) и по данным других работ (кружки).



При низких температурах роста (скорости роста 3-6 нм/мин) RRR слабо зависит от температуры, в интервалах для Мо 200-400 °С, а для Nb - 300-600 °С, происходит резкое увеличение RRR в несколько раз, соответствующее улучшению объемной структуры пленок. При дальнейшем увеличении температуры происходит насыщение и даже некоторое уменьшение значений RRR в соответствии с преобладанием рассеяния электронов проводимости на поверхностях пленки, ограничивающего дальнейший рост RRR. ЭП, полученные в оптимальных условиях, имеют металлический тип проводимости и проявляют приблизительно линейную зависимость от толщины. Для пленок больших толщин их УС совпадает с объемным с высокой точностью.

Для А-плоскости сапфира Al_2O_3 (11-20) были получены примерно такие же значения RRR как для ЭП Мо, так и Nb.

Хорошее качество как индивидуальных, так и гетероэпитаксиальных Мо/Nb пленок на R-плоскости сапфира подтверждается РД исследованиями. Ширина на полувысоте (ШПВ) РД пиков (002) не превышает $0,3^\circ$, а пиков (011) - $0,6^\circ$ для обоих металлов, а также для двухслойных пленок. Отклонение направления роста (001) от нормали составляет $3-5^\circ$. Величины шероховатостей поверхности пленок, после АСМ сканирования поверхности размером $1 \times 1 \text{ мкм}^2$, составляют $0,2-0,4 \text{ нм}$, при этом шероховатость сапфировых подложек была на уровне $0,2-0,3 \text{ нм}$.

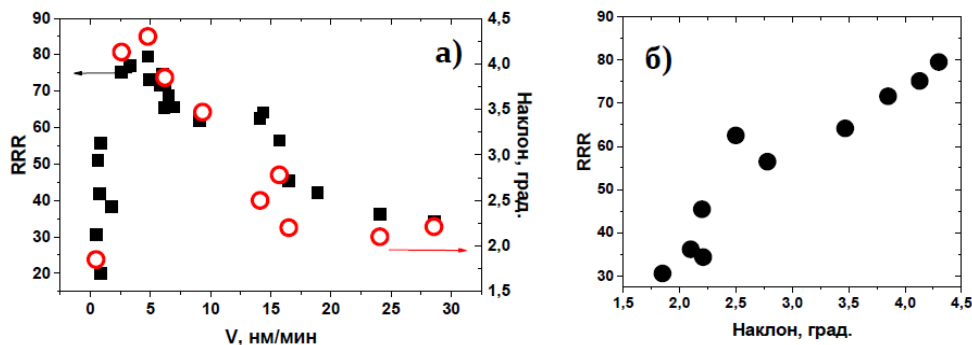


Рисунок 3 – а) Зависимость RRR (квадраты) и угла наклона (светлые кружки) от нормали к подложке пленок Nb(001) толщиной 60 нм от скорости роста при температуре 750°C . б) Зависимость RRR от угла наклона для пленок Nb(001) от нормали к подложке.

Большое количество работ по ЭП Nb позволяет провести сравнение значений RRR, показанное на Рис. 2, по отношению параметра RRR к толщине пленок RRR/h . Как видно, ЭП Nb, полученные в результате настоящей работы имеют рекордные значения.

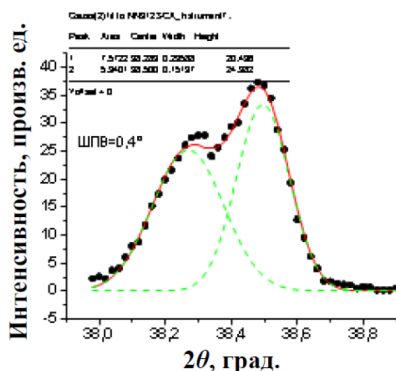
Важным параметром, влияющим на ДСП электронов, является скорость роста. RRR пленок Мо не зависело от скорости роста. Зависимости RRR от скорости роста пленок Nb приведены на Рис. 3а. Видно, что при скоростях роста $3-6 \text{ нм/мин}$ зависимость имеет максимум. Как увеличение, так и уменьшение скорости роста приводит к падению величины RRR более чем в 2 раза. Условия остаточной атмосферы в вакуумной камере не влияют на ДСП электронов в пленках.

При РД исследовании пленок Nb оказалось, что зависимость наклона выращенной пленки Nb (001) относительно нормали к подложке от скорости роста повторяет зависимость RRR от скорости роста (Рис. 3а). Перестроенная зависимость в координатах «RRR - наклон пленки» дает близкую к ли-

нейной зависимость RRR от угла наклона (Рис. 3б). Причем, чем качественнее пленка (больше RRR), тем больше ее наклон. Для пленки Nb в максимуме RRR величина наклона составила $4,3^\circ$, что существенно превышает наклоны, найденные в других работах. РД исследования ЭП Nb, полученных при различных скоростях роста показали, что в целом ШПВ РД пиков (002) и (011) мало отличаются для пленок, полученных в различных условиях, но есть существенные отличия в форме пиков. Для высококачественных пленок с большими RRR форма пиков пленок Nb (002) и (011) хорошо аппроксимируется гауссовой зависимостью. Для пленок, полученных при больших скоростях роста, форма пиков становится не вполне симметричной, их форму можно аппроксимировать гауссовой зависимостью, однако очевидны отклонения для пиков Nb (002) и Nb (011) от гауссовой зависимости. Для пленок, выращенных с малыми скоростями несимметричность РД пиков (011) становится очевидной. Форму пиков в этих случаях можно аппроксимировать суммой 2-4-х гауссовых зависимостей, как показано на Рис. 4. Указанная форма РД пика на Рис. 4 хорошо аппроксимируется суммой двух распределений Гаусса с максимумами при значениях 2θ равных $38,283^\circ$ и $38,50^\circ$ (CuK α) и ШПВ равных $0,28^\circ$ и $0,18^\circ$, соответственно. При этом интегральная ШПВ всего пика составляет $0,4^\circ$. Такой вид говорит как минимум о двухкомпонентном составе получаемых пленок Nb с кристаллическими решетками с очень близкими параметрами. Соотношение высоты двух пиков составляет 1:1,2, т.е. распределение кристаллитов почти одинаковое. В этом случае появление не вполне когерентных границ между кристаллитами и приводит к сильному рассеянию на них электронов проводимости и уменьшению ДСП по сравнению с пленками, выращенными в оптимальных условиях.

Рисунок 4 – Форма пика Nb (011) для пленки, выращенной с минимальной скоростью роста. Точки - экспериментальные результаты.

Штриховые линии - подгонка с помощью 2-х распределений Гаусса. Сплошная кривая - сумма подгоночных кривых.



Начальные стадии роста ЭП играют важную роль и во многом определяют их свойства. Выдержка пленки Mo толщиной 2 нм на воздухе при комнатной температуре показала, что ее сопротивление возрастало пропорционально квадратному корню от времени в течении более 100 дней. Это свиде-

тельствует как об изотропном характере окисления, так и о значительной устойчивости ЭП Мо к процессам окисления на воздухе. Проведены АСМ съемки поверхности тонких слоев в токах растекания с использованием проводящего кантилевера. На Рис. 5а показано изображение края пленки Мо номинальной толщины ~ 2 нм, на котором отчетливо виден как край проводящей пленки, так и ступенчатые уровни возрастания тока по мере отхода от края вглубь пленки. Это свидетельствует о ее послойном росте.

Оказалось, что при выращивании при 550°C существует интервал толщин пленок Мо, составляющий 1-1,6 нм, в котором пленки Мо формируются по механизму СК (Рис. 5б). Видны островки с латеральным размером у основания около 100 нм, ШПВ около 75 нм и высотой около 20-25 нм, На профиле островка (Рис. 5в) можно заметить зону уменьшенной толщины у его подножия. Такое уменьшение толщины повторялось от островка к островку и не зависело от направления построения профиля. Эти особенности описаны для системы Si/Ge [1].

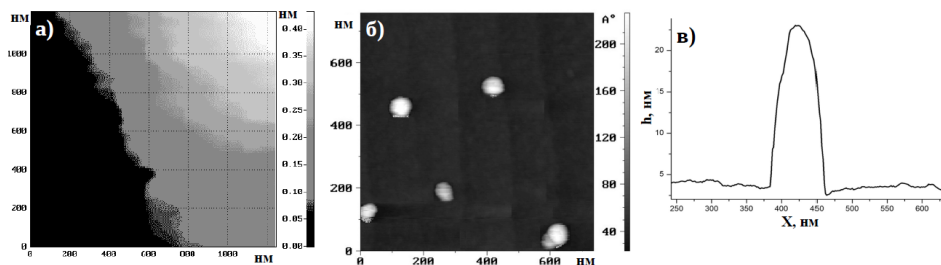


Рисунок 5 – а) Изображение в токах растекания края пленки Мо, толщиной ~ 2 нм. (б) АСМ изображение пленки Мо толщиной 1,4 нм. (в) Профиль островка.

Для максимальной толщины в 1,6 нм, когда механизм СК еще наблюдался, островки, хотя и имеют в основании круглый контур, но не имеют характерной куполообразной формы, а состоят из большого количества более мелких островков. Видно, что процесс перестройки и образования островков, характерных для механизма СК, тормозится как большой толщиной пленки, так и достаточно низкой температурой процесса, когда нагрев образца прерывается. При толщинах менее 1 нм и более 1,6 нм никаких следов островков обнаружить не удалось. Видно, что с одной стороны, существует минимальная критическая толщина, ниже которой должен происходить псевдоморфный рост пленок Мо, и накопленных напряжений еще недостаточно для изменения поверхностной энергии, необходимой для смены механизма с 2D на 3D в режиме СК. С другой стороны, при превышении максимальной критической толщины при прерывании роста для пленок Мо указанных толщин трансформация пленки и образование островков не происхо-

дила. В указанном интервале толщин трансформации происходили относительно медленно после остановки процесса роста или даже во время медленного остывания пленки. Это время должно быть существенно больше времени, которое требовалось для осаждения пленки сверхкритической толщины (более 1,6 нм). Для более толстых пленок и используемых температур такой процесс затруднен кинетически, и релаксация напряжений обычно происходит за счет наклона оси роста пленки Mo (001) относительно нормали к поверхности сапфира Al_2O_3 (-1012). Подобные островки были найдены и при росте пленок Nb на R-плоскости сапфира, что предполагает, что при формировании сверхтонких пленок тугоплавких металлов, как минимум для R-плоскости сапфира, механизм СК должен быть универсальным.

Наблюдение моды СК при росте пленок Mo на сапфире нигде ранее не описано. В литературе даже можно встретить утверждение, что на оксидных подложках, очевидно, будет реализован 3D механизм роста.

Видимо, при малых скоростях роста в формирующейся пленке Nb начинается релаксация напряжений по СК механизму, но по достижении критической толщины такой процесс становится невозможным и релаксация напряжений продолжается традиционным образом. Отсюда, как минимум, двухкомпонентное распределение кристаллитов в пленке Nb.

Получение многослойных пленок тугоплавких металлов выполнялось аналогично получению однослойных пленок. Mo и Nb имеют близкие параметры решеток. К началу выполнения настоящей работы сведения о взаимной эпитаксии этих металлов отсутствовали. Были выращены двухслойные пленки Mo-Nb и Nb-Mo с соотношением толщин индивидуальных слоев 1:1. Для них размерные зависимости RRR и температуры сверхпроводящего перехода от толщины не зависели от порядка чередования слоев, что свидетельствовало о высоком качестве эпитаксии, подтверждаемом также РД исследованиями.

Оценка ДСП полученных индивидуальных пленок Mo и Nb проводилась с помощью формул Фукса-Зондхеймера (ФЗ). Прямая подгонка экспериментальных данных не вполне адекватно описывает их. Для адекватного описания подгоночных кривых был введен «мертвый слой» d^* , связывающий параметр d из формул ФЗ и экспериментально измеренную толщину d_{exp} по формуле $d = d_{exp} - d^*$. Остаточная объемная ДСП составила $l_\infty \approx 100$ мкм, коэффициент зеркальности $p \approx 0,3$ и толщина «мертвого слоя» $d^* \approx 9$ нм для пленок Mo и $l_\infty \approx 1,6$ мкм, $p \approx 0,1$ и $d^* \approx 8,5$ нм для Nb. Природа «мертвого слоя» в рамках теории ФЗ непонятна.

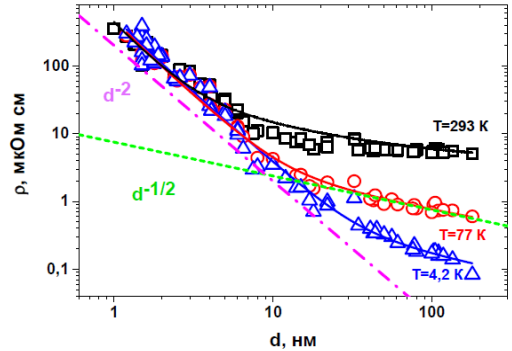
Для пленок Mo проанализирована также размерная зависимость УС от толщины при температурах 4,2 К, 77 К и 293 К (Рис. 6) по формуле (1), учитывающей ограничение углов подлета электронов к поверхности [2]:

$$\frac{\sigma_d}{\sigma_0} = \frac{3}{2} \alpha^{*2} \left\{ (\alpha^* + \alpha^{*-1}) \operatorname{arctg} \left(\frac{\gamma}{6/\pi + \alpha^* \gamma} \right) - 1 \right\} \quad (1),$$

где $\alpha^* = (D/L_o)^{1/2} = (d/Ql)^{1/2}$ и $\gamma = D(D/L_o)^{1/2} = 2d(d/Ql)^{1/2}/\lambda_f$
 σ_d/σ_0 - отношение проводимости пленки к объемной проводимости; $D=2d/\lambda_f$;
 $L_o=2Ql/\lambda_f$ - эффективная длина пробега; d - толщина; λ_f - фермиевская длина волны; Q - параметр, зависящий от шероховатости поверхности; l - длина пробега.

Подгоночные кривые хорошо аппроксимируют экспериментальные результаты для температур 4,2 и 77 К во всем диапазоне рассмотренных толщин, а подгоночная кривая для температуры 293 К - до толщин ~40 нм (верхняя сплошная черная линия на Рис.6), что неудивительно, поскольку в модели предполагается, что ДСП должна существенно превышать толщину пленки, т.е. $l \gg d$. Как видно, формула (1) хорошо описывает переход от классического к квантовому пределу и находится в удовлетворительном согласии с экспериментом.

Рисунок 6 – Размерные зависимости УС ЭП Мо от толщины и их подгонки с помощью формулы (1).



При $\gamma \sim 1$ (переходная область) зависимость (1) имеет точку перегиба, в которой вторая производная по толщине равна нулю. Решение в результате приводит к линеаризованной формуле [2]:

$$\sigma_d / \sigma_0 \approx 2,04 (d - 0,229D^*) / D^{*2} \quad (2)$$

Из (2) видно, что линейная зависимость пересекает ось абсцисс при положительной толщине, которую можно интерпретировать как «мертвый слой» [2], но происхождение этого «слоя» связано с квантовыми поправками. Оценка «мертвого слоя» по формуле (2) при остаточной ДСП в 100 мкм дает величину в 10,6 нм, что близко к значению в 9 нм, вычисленному в результате аппроксимации экспериментальных данных с помощью теории ФЗ.

Как в случае использования теории ФЗ, так и в случае теории, учитывающей ограничение углов подлета электронов к поверхности, оценочные значения объемной ДСП для пленок Мо составляют ~100 и ~180 мкм, соответственно. Это коррелируют с остаточной ДСП ~150 мкм, вычисленной для

Мо мишени ($RRR \sim 5000$) и более чем на порядок превышает значения транспортной ДСП электронов.

В 1980-1990 гг. было разработано несколько моделей проводимости металлических пленок, учитывающие квантование энергетических уровней квазичастиц, однако, не было проведено надежных экспериментальных исследований размерных зависимостей проводимости при ДСП электронов, существенно превышающих толщину пленок, а приводимые зависимости от толщины не могут считаться надежными, т.к. даны для комнатной температуры, а структура используемых поликристаллических пленок не была надежно охарактеризована. Все модели дают близкую к квадратичной зависимость проводимости пленок при малых значениях их толщины. На Рис. 6 показаны размерные зависимости проводимости при трех температурах. При малых толщинах пленок для всех трех температур размерная зависимость является квадратичной. При температуре 77 К с увеличением толщины пленок виден переход от квадратичной к корневой зависимости, соответствующий переходу от квантового продела проводимости к классическому согласно формуле (1) [2] при условии $l > d$. Зависимости на Рис. 6 показывают, что квантовые поправки проводимости для исследованного диапазона толщин ЭП Мо играют существенную роль, в том числе и при комнатной температуре.

Проводимость высококачественных ЭП, имеющих ДСП электронов, превышающих толщину пленок, начинает зависеть от шероховатости внешней поверхности. Рассмотрены температурные зависимости шероховатости W , средних корреляционных длин L_{c1} и L_{c2} в двух взаимно перпендикулярных направлениях поверхности, а также отношения W/L_c и L_{c1}/L_{c2} пленок Мо и двухслойных пленок Nb/Мо с соотношением толщин 1:1. Зависимости отношения сопротивлений RRR от средней амплитуды шероховатости поверхности и от параметра $W^2/\sqrt{L_c}$ высококачественных ЭП Мо и двухслойных ЭП Nb/Мо являются гладкими, и увеличение средней амплитуды шероховатости поверхности или параметра $W^2/\sqrt{L_c}$ сопровождается уменьшением проводимости. Однако экспериментально полученные зависимости от шероховатости являются более слабыми, чем это следует из теоретических моделей. Расхождения могут быть связаны с тем, что решающее влияние оказывают микро-шероховатости, которые не выявляются АСМ исследованиями поверхности, а выявляемый макро-рельеф вносит вклад в проводимость только в виде поправок. Кроме этого, реальная корреляционная функция шероховатости поверхности существенно отличается от традиционно используемого в теоретических моделях распределения Гаусса.

Найдена сильная зависимость электросопротивления от толщины двухслойных пленок. Размерная зависимость УС при комнатной температуре хо-

рошо ложится (вплоть до толщины слоя 70 нм) на зависимость, полученную как аддитивная средняя из значений сопротивлений для индивидуальных слоев Nb и Mo $\rho_{\Sigma} = (\rho_{Mo} + \rho_{Nb})/2$, которая была предсказана теоретически (как предельный случай) при выполнении условия большой ДСП электронов в двухслойной пленке по сравнению с ее толщиной [3]. Однако рассеяние электронов на границе раздела Nb-Mo приводит к тому, что это соотношение верно лишь для зависимости $\rho_{Nb-Mo}(293 \text{ K})$ как функции от толщины индивидуального слоя, равного половине общей толщины пленки $d/2$, а не от общей толщины пленки d . В случае обратного соотношения этих величин, проводимость пленки определяется двумя параллельными сопротивлениями индивидуальных слоев Nb и Mo $\rho_{\Sigma} = 2\rho_{Mo} \times \rho_{Nb}/(\rho_{Mo} + \rho_{Nb})$. Такая зависимость не подтверждается экспериментально вплоть до толщины индивидуального слоя ~ 70 нм. При большей толщине индивидуального слоя наблюдается постепенный переход от одной зависимости к другой, что соответствует случаю, когда при увеличении толщины пленки она становится больше ДСП. При низких температурах зависимость $\rho_{Nb-Mo}(d/2)$ хорошо ложится на размерную зависимость от индивидуальных слоев Nb и Mo, в отличие от этой же зависимости, но как функции полной толщины пленки $\rho_{Nb-Mo}(d)$. Результаты показывают значительное влияние интерфейса Mo/Nb на рассеяние электронов. Для двухслойных пленок необходимо учитывать, в первую очередь, контактный потенциал, формируемый между слоями Nb и Mo, вероятно, из-за существенного различия работ выхода для двух металлов ($\Delta\Phi \sim 0,5$ эВ).

Удельное сопротивление, измеренное при продольном, вдоль пленки, токе в трехслойных ЭП Mo(35нм)-Nb(d)-Mo(35нм), проявляет осцилляционную зависимость от толщины Nb прослойки. Период осцилляции составляет величину около 0,16 нм, и равен расстоянию между слоями Nb. На Рис. 7 показаны зависимости УС трехслойных пленок как функция количества импульсов лазера при нанесении промежуточного Nb слоя (нижняя шкала) или от его толщины (верхняя шкала) для температур 293, 150, 85 и 9,5 К. Осцилляционная зависимость от толщины d наблюдается при всех температурах. Различия в сопротивлении между максимумом и минимумом, при 293 К составляющие не более 15 %, с понижением температуры возрастают до 100 %. Минимум УС таких трехслойных пленок приходится на значения толщины Nb слоя, соответствующего «половине» выращенного каждого следующего монослоя Nb, и равен значению УС индивидуальных пленок Mo толщиной 70 нм; а УС трехслойной пленки с «завершенным» слоем Nb соответствует максимуму сопротивления и равно УС индивидуальных пленок Mo толщиной 35 нм. Осцилляционная зависимость связана с тем, что, помимо рассеивающих свойств встроенного потенциала, периодически меняется и вероятность прохождения электронов между слоями Mo. Малоугловые элек-

троны могут быть локализованы в каждом из слоев Мо, а также частично либо полностью проходить через слой Nb без рассеяния для малого по высоте контактного потенциала. В последнем случае, очевидно, сопротивления трехслойной пленки и индивидуальной пленки Мо с полными одинаковыми толщинами должны быть равны между собой, что наблюдается экспериментально. Когда вероятность прохождения малоугловых электронов через прослойку Nb близка к нулю, слои Мо в трехслойной пленке проводят независимо и обеспечивается равенство интенсивности диссипации импульса электрона вдоль линий тока на всех границах раздела.

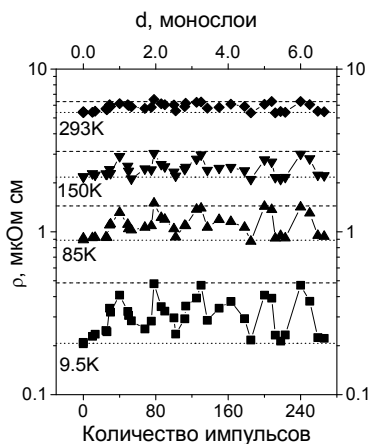
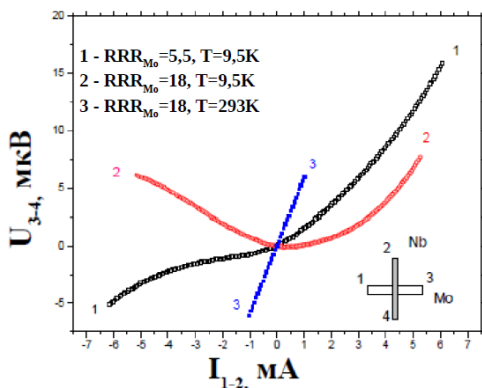


Рисунок 7 – Осцилляционная зависимость УС трехслойных пленок Mo-Nb(*d*)-Mo от количества импульсов распыления Nb мишени (толщины *d* слоя Nb) при температурах 293, 150, 85 и 9,5 К. Пунктирными линиями показаны УС индивидуальных пленок Мо толщиной 35 нм, точечными - 70 нм, при соответствующих температурах измерения.

Из полученных высококачественных пленок были изготовлены наноструктуры. В мостиковых структурах из Мо толщиной 60 и 90 нм наблюдается зависимость RRR или транспортной длины от ширины мостика, а для структур толщиной 40 нм такая зависимость практически отсутствует. Это свидетельствует о влиянии на электронный транспорт рассеяния электронов на боковых стенках. УС изготовленных наноструктур совпадает со значениями для объемного монокристалла в пределах 10-15 %. Кроме того, мостиковые наноструктуры при 4,2 К выдерживают плотности тока, превышающие 10^8 А/см², без заметной деградации. Большие ДСП приводят к проявлению баллистического транспорта в крестообразных структурах из Мо с шириной дорожек 400 нм и толщиной 90 нм и в гетерозпитаксиальных наноструктурах Мо/Nb шириной 400 нм, толщиной 120 нм с соотношением толщин слоев 1:1. В последней, при токах менее 1,9 мА, наноструктура находится в сверхпроводящем состоянии при 4,2 К, а для токов, превышающих критическое значение, изгибное сопротивление становится отрицательным, как и в случае с Мо. Возможно также изготовление и исследование S(Nb)-

N(Mo)-S(Nb) наноструктур со слабой связью (нормальный металл Mo является баллистическим), в которых происходит Андреевское отражение. Аналоги можно найти в работах для структур, где в качестве нормальной части использовался двумерный электронный газ с высокой подвижностью носителей заряда [4]. Были также изготовлены несимметричные полупитаксиальные крестообразные структуры из Mo и Nb, в которых одна из перекладин структуры изготавливалась из поликристаллического Nb, а нижний мостик - из эпитаксиального Mo, в котором ДСП оценивались в 540 и 165 нм. ВАХ структуры при 293 К положительная и линейная (Рис. 8). При температуре 9,5 К ВАХ структуры с ДСП в 540 нм имеет необычный вид с минимумом, сдвинутым в область положительных токов. Как видно на Рис. 8, левая часть кривой имеет отрицательный наклон, что соответствует о проявлении баллистического транспорта. В случае использования в качестве мостика Mo с ДСП в 165 нм ВАХ структуры положительна. Однако видно существенное отклонение зависимости от линейной. На проявление нелинейных зависимостей, в том числе, отрицательной части ВАХ, оказывает существенное влияние различие в материалах мостиков, связанное, по-видимому, с различием работ выхода Mo и Nb, а также наличие баллистических электронов. Необычные ВАХ показывают такие эпитаксиальные структуры и при температуре 4,2 К, когда Nb переходит в сверхпроводящее состояние, в отличие от структур из поликристаллических Mo и Nb. При малых токах на таких ВАХ имеется отрицательный наклон. Таким образом, встроенные потенциалы играют существенную роль не только в случае высококачественных пленочных структур, но и в баллистических наноструктурах.

Рисунок 8 – ВАХ несимметричной Mo-Nb крестообразной структуры, показанной на вставке. Квадраты (1) - с $RRR_{Mo}=5,5$ эпитаксиального Mo при $T=9,5$ К; кружки (2) - с $RRR=18$ эпитаксиального Mo при $T=9,5$ К; Перевернутые треугольники (3) - с $RRR=18$ эпитаксиального Mo при $T=293$ К.



Также была изготовлена планарная структура Mo (001), использовавшаяся в экспериментах по магнитной фокусировке и показанная на Рис. 9а. Структура подключалась к четырем выводам, используемым как токовые (вывод 1 или 2) и потенциальные контакты (выводы 3 и 4). Другой токовый

электрод схематично показан в верхней части рисунка. Переменный ток прикладывался к выводу 1 или 2, при этом измерялось напряжение (сопротивление) между выводами 3 и 4 в зависимости от магнитного поля. Оцениваемая остаточная ДСП в этой структуре составляла $L_{eff} \approx 2000$ нм. На Рис. 9б показана антисимметричная составляющая магнитосопротивления $R=R(H)-R(-H)$ (разность использовалась для подавления большого фона), когда вывод 1 (кривая 1) или вывод 2 (кривая 2) используется как токовые. В обоих случаях за пиком следует падение сопротивления ΔR . Возникновение отрицательного пика, когда вывод 1 используется как инжектирующий электрод при $H \sim 1,7$ Тл, совпадает с возникновением положительного пика, когда как инжектирующий используется вывод (2). Совпадение пиков при $H \sim 1,7$ Тл является результатом одинакового расстояния между входными и выходными контактами. Циклотронный радиус в Мо оценивается в 1,4 мкм при $H=1$ Тл.

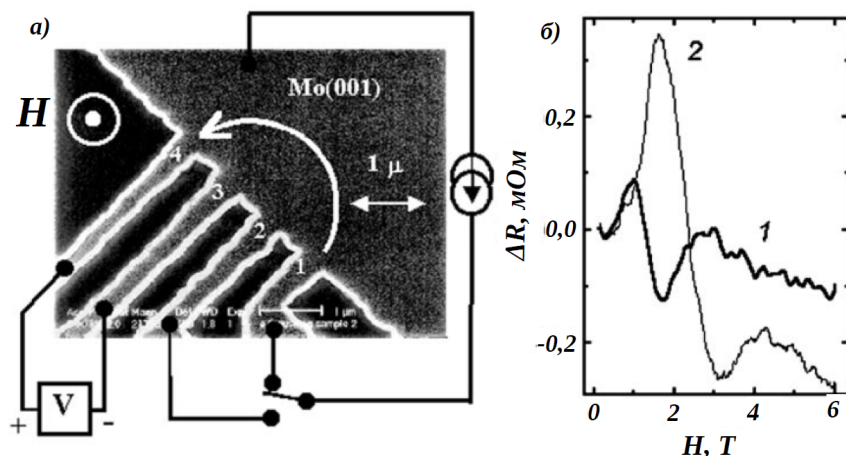


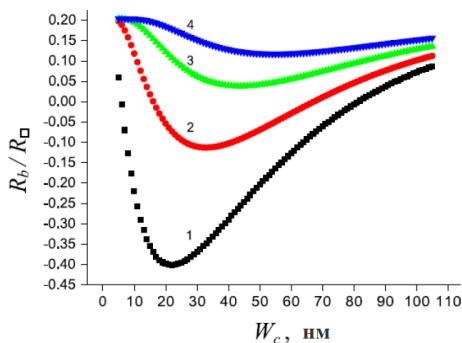
Рисунок 9 – а) Структура из монокристаллического Мо, схема подключения, номера электродов и траектория фокусировки электронов. б) Антисимметричная часть сопротивления $R=R(H)-R(-H)$, когда контакты 1 (кривая 1) или 2 (кривая 2) используются как инжектирующие электроды.

Методом ИЛО выращены ЭП W последовательным осаждением MgO и W на подложке GaAs (001). Изготовлены структуры в виде мостиков и крестов с толщиной 80 нм. Остаточная ДСП достигала 760 нм при $T=4,2$ К и превышала толщину вольфрамовой пленки и ширину плеча креста на порядок и почти в два раза, соответственно. Рассчитано соотношение экспериментально найденных изгибного сопротивления креста и сопротивления на квадрат мостика ($R_{\square}/R_{\square}$) в зависимости от сопротивления на квадрат мостика ($R_{\square}$) при снижении температуры образца от 293 до 4,2 К. Сопротивления

креста и мостика на квадрат были пропорциональны друг другу в диффузионном пределе, их соотношение постоянно и равно 0,204. Экспериментальная зависимость отклонялась от такого поведения при температурах ниже 80 К и примерно при 50 К изгибное сопротивление становилось отрицательным, т.е. происходил баллистический перенос электронов. Наилучшую подгонку экспериментальных данных дает формула: $R_b / R_{\square} = A + B e^{-R_0 / R_1}$, где подгоночные параметры равны: $A=0,204$, $B=2,7$ и $R_1=0,03062$ Ом. Моделирование диффузионного переноса в области креста показало, что отношение $R_b/R_{\square} \approx 0,2207$. Это значение близко к экспериментально найденному значению параметра A . Полученные результаты дали возможность рассчитать $R_b/R_{\square}$ в более широком диапазоне температур, толщин пленок и ширины креста. В предположении, что правило Матиссена справедливо, эффективная ДСП для конкретной наноструктуры может быть аппроксимирована суммой обратных ДСП, принадлежащих различным каналам рассеяния электронов.

С помощью моделирования было оценено $R_b/R_{\square}$ в зависимости от ширины плеча креста для различных соотношений ширины к толщине $a=W/d$ и температур образца. Рассмотрены два случая: когда эффективная средняя ДСП электронов при комнатной температуре составляет 40 нм и 19,1 нм. Существует количественная разница в результатах; однако в обоих случаях кривая 1 на Рис. 10 переходит в область отрицательных значений в диапазоне $W_c=10-40$ нм. На Рис. 10 также показано, что меньшие соотношения W/d дают бóльшие баллистические эффекты, проявляющиеся в виде отклонения $R_b/R_{\square}$ от величины 0,2207, характерной для диффузионного предела. Это отклонение может быть значительным при $W_c \approx 10$ нм и даже при комнатной температуре могут наблюдаться отрицательные значения $R_b/R_{\square}$. Кроме того, этот эффект не монотонно зависит от ширины плеча креста.

Рисунок 10 – Расчеты с использованием зависимости $R_b/R_{\square}$ от ширины плеча W креста при температуре образца $T=293$ К. W_c/d равно 2, 3, 4 и 5 для кривых 1-4, соответственно. Эффективная ДСП при комнатной температуре 40 нм.



В четвертой главе приведены результаты по исследованию особенностей получения ЭП Ni и Fe на подложках из сапфира R-, A- и C-ориентаций.

Как и в случае с пленками тугоплавких металлов проводились температурные измерения сопротивления пленок.

При выращивании пленок никеля толщиной 170 нм на А-плоскости сапфира эффективная остаточная ДСП электронов (L_{eff}) в пленках Ni возрастает с увеличением температуры роста пленок от комнатной до приблизительно 270 °С (Рис. 11а). Максимум значений (более 600 нм) достигается при температуре роста пленки 270 °С. При дальнейшем увеличении температуры роста до 750 °С происходит уменьшение L_{eff} , свидетельствующее о возрастании плотности дефектов, но пленки остаются всегда проводящими. Удельное сопротивление для пленок, выращенных при температурах 150-600 °С, составляет 7,6-7,8 мкОм×см, что отличается от значения для объемного материала менее чем на 10 %. Удельное сопротивление увеличивается до 17 мкОм×см при температуре роста пленки 750 °С и до 10 мкОм×см при выращивании пленок при комнатной температуре. При T=4,2 К остаточная ДСП электронов в выращенных пленках может превышать 600 нм, что вполне пригодно для изготовления баллистических планарных наноструктур с литографическим разрешением лучше 600 нм. В пленках Ni толщиной 60 нм, выращенных на А-плоскости сапфира при различных температурах, рассчитанная ДСП электронов начинает расти от комнатной температуры и достигает максимума при 270 °С, как и в пленках толщиной 170 нм. При дальнейшем повышении температуры роста значение L_{eff} резко падает, и пленки становятся непроводящими при температурах выше 400 °С. Для сравнения пленки Ni выращивали на сапфировых подложках с подслоем Мо толщиной 5 нм, предварительно выращенным *in situ* при температуре 350 °С. Температурная зависимость L_{eff} для пленок на А-плоскости сапфира имеет отчетливый максимум примерно при 200 °С, за которым следует снижение значения L_{eff} . Максимальное значение достигается при более низких температурах роста, чем в случае роста на А-плоскости сапфира без подслоя Мо, а значение L_{eff} близко, хотя и меньше, к максимальному значению для роста на А-плоскости сапфира без подслоя.

Шероховатость (W) выращенных пленок Ni толщиной 170 нм в зависимости от температуры роста показана на Рис. 11б. Шероховатость пленок сначала возрастает с температурой до температуры порядка 170 °С, где достигает максимума около 4 нм. При дальнейшем увеличении температуры в диапазоне 270-340 °С имеется локальный минимум шероховатости 1,9-2,1 нм. При более высоких температурах шероховатость снова резко возрастает. Среднеквадратичная шероховатость пленок Ni толщиной 60 нм аналогична шероховатости пленок толщиной 170 нм, достигая максимума при 120 °С, уменьшаясь до локального минимума при 200 °С и затем резко увеличиваясь до 30 нм при 410 °С, причем увеличение вызвано образованием отдельных (разделенных) трехмерных островков, подобные тем, которые наблюдались

ранее. Также показана температурная зависимость среднеквадратичной шероховатости поверхности пленок Ni толщиной 60 нм, выращенных на А-плоскости сапфира с подслоем Mo. Среднеквадратичная шероховатость уменьшается с повышением температуры роста и при 200-300 °С становится приблизительно постоянной. При температуре 200-300 °С эти пленки имеют небольшую шероховатость, а при температуре 310 °С они становятся сплошными без видимых пор.

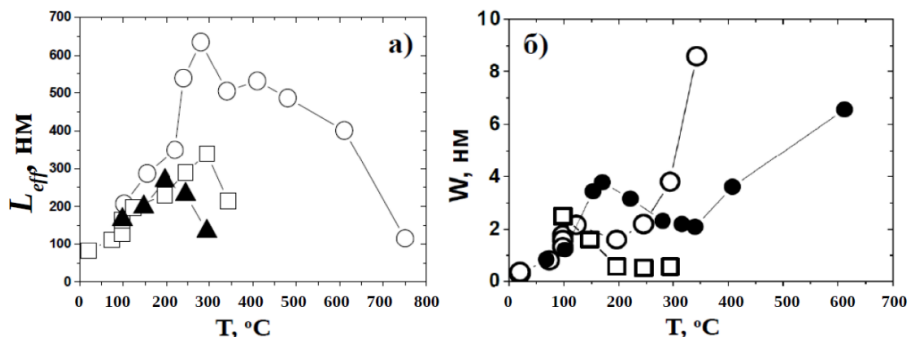


Рисунок 11 – а) Зависимость L_{eff} от температуры роста пленок Ni на А-плоскости сапфира: толщиной 170 нм (светлые кружки); толщиной 60 нм на (светлые квадраты); толщиной 60 нм с подслоем Mo (темные треугольники); б) Шероховатость (W) пленок Ni, выращенных на А-плоскости сапфира. Темные кружки - толщиной 170 нм. Светлые кружки - толщиной 60 нм. Светлые квадраты - толщиной 60 нм на подслое Mo. Толщина подслоя Mo 5 нм.

Пленки Ni толщиной 60 нм, выращенные при 240 °С и 610 °С на А-плоскости сапфира, были исследованы РД методом. Пики, обусловленные и подложкой и Ni (111) с ШПВ менее 0,25° свидетельствуют о кристаллическом качестве выращенной эпитаксиальной пленки. Рост пленки происходит строго по нормали. РД θ -2 θ спектр непроводящей пленки Ni толщиной 60 нм, выращенной при 610 °С, дает ту же картину, с ШПВ пика Ni (111) около 0,2°. Изучение полюсных фигур Ni {111} и Ni {200} выявило симметрию шестого порядка в обоих случаях. Такое поведение роста пленки ГЦК (111) хорошо известно и объясняется двумя различными последовательностями укладки атомов в разных областях роста растущей пленки.

При низких температурах роста на подложке образуется большое количество зародышей из-за низкой подвижности адатомов. Они имеют небольшой размер и ограничены низкой поверхностной диффузией. По мере увеличения количества осаждаемого материала зародыши увеличиваются в размерах и постепенно начинается процесс их коалесценции. При этих условиях пленка начинает проводить электрический ток. По мере увеличения

температуры роста и подвижности атомов на поверхности расстояние между кристаллитами на поверхности и их размеры становятся больше. Кристаллическая структура внутри каждого кристаллита также может стать более совершенной. Но для того, чтобы начался процесс коалесценции зародышей, требуется большее количество материала, нанесенного на подложку, т.е. образуется пленка, проводящая при большей толщине. Пленки начинают проводить при 3 нм для 20 °С, 17 нм при 200 °С и более 60 нм при 600 °С. Предперколяционная толщина пленок Ni от температуры роста данных дает зависимость $d = d_0 \exp(-T_0/T)$ с $d_0 = 0,012$ нм и $T_0 = 1620 \pm 105$ К.

Для пленок Ni толщиной 100 нм на C-плоскости сапфира L_{eff} находилась в диапазоне 100-150 нм, хотя РД подтверждают, что пленка является эпитаксильной с ориентацией Ni (111). На R-плоскости сапфира (-1012) L_{eff} в пленках Ni толщиной 60 нм не превышала 100 нм во всем диапазоне исследуемых температур и скоростей роста. Подслоем в виде ЭП Мо на R-плоскости сапфира не улучшал электрические характеристики пленок Ni.

Пленки Fe были выращены в сверхвысоком вакууме методом ИЛО на R (-1012) и A (11-20) плоскостях сапфира при температурах 20-550 °С. RRR пленок толщиной 100 нм на R-плоскости сапфира не превышал 7. Для баллистического транспорта такие пленки Fe не являются перспективными. Также были выращены пленки Fe (001) на R-плоскости сапфира с подслоем Мо (001) толщиной 10 нм, для которых величина RRR была существенно больше. РД анализ пленок, выращенных при температурах 270 °С и 610 °С и имеющих максимальные значения RRR, показал рост качественной монокристаллической пленки с небольшим наклоном к поверхности подложки.

Проанализированы зависимости L_{eff} и коэрцитивной силы H_c от температуры роста пленки Fe (001) с подслоем Мо. L_{eff} таких пленок увеличивается в интервале температур роста 20-250 °С. Максимальные значения находятся в диапазоне температур 250-350 °С, где при 270 °С наблюдается максимум $L_{eff} = 320$ нм. При более высоких температурах роста L_{eff} уменьшается, и это означает появление значительного количества дефектов в объеме. Величина H_c в диапазоне температур 50-550 °С слабо зависит от температуры роста. Однако при температурах меньше 50 °С и больше 550 °С она резко увеличивается. Это значит, что в пленках образуется много дефектов с размером порядка ширины доменной стенки (60 нм), что приводит к пиннингу доменных стенок на них. Установлена обратная корреляция H_c и L_{eff} . Положение минимума H_c и максимума L_{eff} совпадают. Эта корреляция свидетельствует о том, что количество дефектов, на которых рассеиваются электроны проводимости, и количество центров пиннинга доменных стенок растут пропорционально несмотря на разницу в размерах этих дефектов: ведь дефекты, на которых рассеиваются электроны, имеют размер порядка фермиевской длины волны, то есть ангстремы; а центры пиннинга доменных стенок имеют раз-

меры порядка ширины доменной стенки, то есть десятки нанометров. Тем не менее, существует прямая связь между центрами рассеяния электронов на дефектах объема и флуктуациях поверхности, а также пиннинга доменных стенок на границах раздела, как поверхностных, так и внутрикристаллитных. Шероховатость поверхности пленок уменьшается в диапазоне температур от 20 °С до 200 °С, где она имеет минимум $W=0,6$ нм, а затем увеличивается. При температурах вблизи 270 °С она составляет около 1,5 нм, и при более высоких температурах продолжает увеличиваться. Из измерений магнитосопротивления при температуре 77 К были определены H_c и резкость переключения ΔH , равная ШПВ отдельного пика на кривой магнитосопротивления. Коэрцитивная сила в тонких пленках главным образом определяется пиннингом доменных стенок на дефектах поверхности. Положение минимума на кривой температурной зависимости H_c свидетельствует о малой плотности центров пиннинга доменных стенок вблизи положения максимума L_{eff} . Наиболее гладкой поверхностью со среднеквадратичной амплитудой шероховатости $W \approx 0,4$ нм обладают пленки, выращенные при температуре, близкой к 200 °С.

Для пленок, выращенных в разных условиях при малых H_c , наблюдается линейная зависимость от квадрата шероховатости W^2 , которая затем выходит на насыщение при больших W . Такие же зависимости наблюдаются и для ΔH . Линейная зависимость при малых W была ранее предсказана теоретически и наблюдалась экспериментально [5] для ультратонких ферромагнитных пленок.

Были также выращены пленки Fe (011) на А-плоскости сапфира. Температура подложки варьировались от комнатной до 550 °С, а скорость роста - от 2 до 20 нм/мин. На Рис.12а показана температурная зависимость RRR пленок Fe, выращенных на А-плоскости сапфира. Видно, что с увеличением температуры роста пленок Fe толщиной 100 нм до 300 °С, величина RRR увеличивается от 6 до 27. Дальнейшее увеличение температуры роста пленок вызывает снижение RRR. Удельное сопротивление выращенных пленок около 10 мОм×см и мало отличается от табличного значения. RRR пленок Fe, выращенных с подслоем Mo практически полностью воспроизводит зависимость RRR пленок Fe без подслоя Mo с той лишь разницей, что при низких температурах максимальное значение RRR больше, а при $T > 300$ °С величина RRR резко уменьшается. Вероятно, это свидетельствует о взаимодействии растущей пленки Fe с подслоем Mo. Остаточное значение ДСП электронов около 540 нм при росте пленок Fe на А-плоскости сапфира и около 460 нм - на А-плоскости сапфира при использовании подслоя Mo.

На Рис. 12б показана зависимость шероховатости пленок Fe от температуры роста. Шероховатость пленок Fe на А-плоскости сапфира без

подслоя Мо постепенно возрастает с увеличением температуры от 1 нм при 150 °С до 30 нм и более при температурах выше 500 °С. Для пленок Fe, выращенных на подслое Мо, их шероховатость имеет минимум при температурах немного меньше 300 °С, и с увеличением температуры происходит более резкое увеличение шероховатости, чем на поверхности сапфира без подслоя Мо. Шероховатость пленок возрастает до 40 нм при 360 °С. Это, возможно, свидетельствует о взаимодействии между растущей пленкой Fe и подслоем Мо.

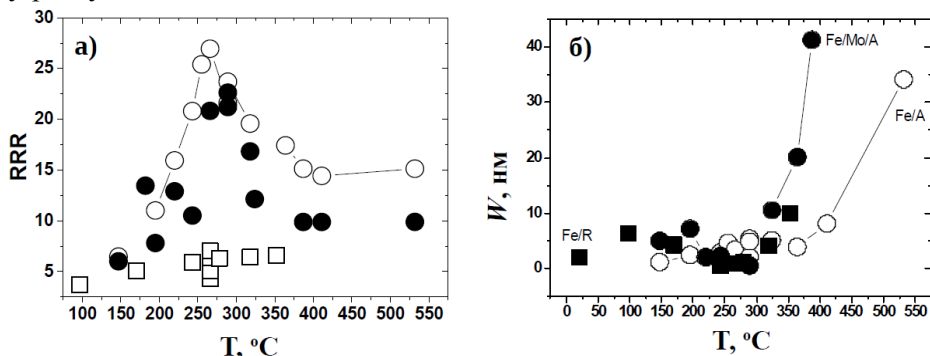


Рисунок 12 – Для пленок Fe, выращенных на различных подложках: а) RRR и б) Шероховатость W . Белые кружки - А-плоскость сапфира, темные кружки - А-плоскость сапфира с подслоем Мо толщиной 10 нм, квадраты - R-плоскость сапфира.

Для Fe также были выявлены особенности получения островковых пленок с контролируемым, в том числе максимальным, размером островков. Контроль процесса осуществлялся измерением электросопротивления *in situ* при частоте лазерных импульсов 1 Гц.

Температурная зависимость перколяционной толщины (ПТ) и среднего латерального размера островков показаны на Рис. 13а. В целом, выполняется известная тенденция увеличения размера островков и ПТ с повышением температуры роста. ПТ возрастает от 0,9 нм при 100 °С до 15 нм при 600 °С. Средний диаметр островков растет с температурой от приблизительно 10 нм при 300 °С и до 70 нм при 600 °С. Средняя высота островков h для диапазона 400-600 °С изменяется вместе с ПТ, превышая ее на 20-30 %, что, с учетом несплошности пленки, соответствует наличию между островками каналов шириной 10-20 нм. Отношение средней высоты островков к их диаметру увеличивается от 0,1 для 400 °С до 0,3 для 600 °С, т.е. островки становятся более вертикальными с ростом температуры. Подробно рассматриваются механизмы формирования островковых пленок. Также пленки Fe были выращены при частотах лазерных импульсов от 1 до 25 Гц при неизменных пара-

метрах импульсного лазерного испарения. На Рис. 13б приведены зависимости ПТ и среднего латерального размера островков ОП Fe от частоты лазерных импульсов для температуры роста 600 °С. Зависимости параметров ОП от частоты лазерных импульсов имеет необычный вид с максимумом. Считается, что увеличение скорости роста ведет к уменьшению времени наступления перколяции и уменьшению размера островков. Но все предыдущие исследования проводились для низких температур роста пленок, близких к комнатной. Объяснить такое поведение зависимости морфологии от частоты лазерных импульсов можно только, учитывая специфические особенности ИЛО: сверхвысокую плотность потока частиц в импульсе $\sim 10^{13}/\text{см}^2\text{сек}$ и их высокую энергию 10-100 эВ. Эти два одновременно действующих и конкурирующих фактора противоположно влияют на процессы роста островков и, как следствие, на размер островков и перколяционную толщину.

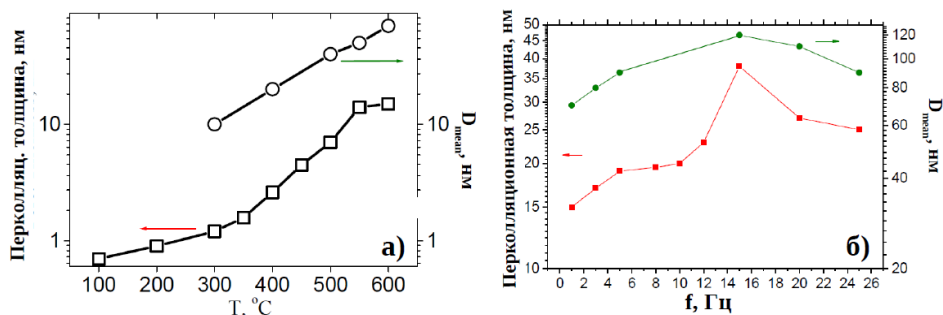


Рисунок 13 – Зависимости перколяционной толщины и среднего латерального размера D_{mean} островковых пленок Fe на R-плоскости сапфира: а) от температуры подложки, б) от частоты лазерных импульсов (пленки выращены при $T=600$ °С).

Если соотнести длительность релаксации возмущения, вызванного микросекундным импульсом потока частиц, со временем ожидания следующего импульса, то измеренная в экспериментах длительность отклика τ уменьшается с увеличением температуры роста и при 600 °С приблизительно равна 0,1 с. При относительно небольших частотах лазерных импульсов система островков успевает прийти в равновесное состояние до начала очередного импульса, и увеличение ПТ и D_{mean} на участке 1-15 Гц на Рис. 13б объясняется действием энергетического фактора. Бомбардировка высокоэнергетичными частицами повышает кратковременную эффективную температуру на поверхности растущей пленки, поэтому при увеличении частоты импульсов действие энергетического фактора усиливается. При частоте более 15 Гц система не успевает прийти в равновесие за время между импульсами. Поэтому время, необходимое для достижения перколяции, уменьшается и наблюдается уменьшение толщины ПП.

Для возможного использования пленок ферромагнитных материалов в качестве спиновых инжекторов и детекторов были изготовлены прямоугольные наноструктуры из пленок Fe (001) и Fe (011) с различными аспектными соотношениями и ориентированные различным образом относительно осей легкого намагничивания (ОЛН) Fe. В пленках Fe (011) при ориентации длинной оси прямоугольника вдоль ОЛН [100] микроструктура находится в квазиоднодоменном состоянии вплоть до увеличения ширины до 2 мкм. Для структур, ориентированных перпендикулярно ОЛН, однодоменное состояние не наблюдается. Для пленок Fe (001), т.е. когда в плоскости пленки расположены две ОЛН, ориентация мостика вдоль оси [110] не дает однодоменного состояния. Ориентация вдоль оси [100] может привести к квазиоднодоменному состоянию только при больших аспектных отношениях, больше чем 1:4. Для структуры 1×8 мкм² большая ее часть может находиться в однодоменном состоянии, и такое магнитное строение представляет практический интерес для контролируемой однородной спиновой поляризации.

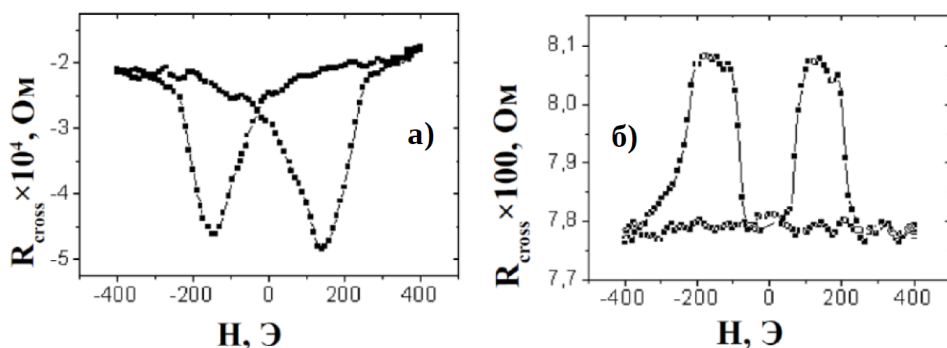


Рисунок 14 – Изгибное магнитосопротивление крестообразной Ni наноструктуры: а) при 4,2 К и б) при комнатной температуре.

Из ЭП Ni толщиной 200 нм были изготовлены крестообразные наноструктуры. Ширина плеч такой структуры равнялась 0,4 мкм. Для остаточной ДСП были получены значения $l \sim 0,6$ мкм, что указывает на возможность баллистического транспорта. Величины изгибных магнитосопротивлений в крестообразных структурах отрицательны при 4,2 К, что свидетельствует о баллистическом электронном транспорте. Продольное изгибное магнетосопротивление при 4,2 К имеет вид петли гистерезиса, которая аналогична характерной петле намагничивания для магнитных материалов. Поперечное магнитосопротивление (Рис. 14а) имеет два минимума, как и в случае для длинного мостика. Эффект магнитосопротивления гигантский и превышает 250 %. При комнатной температуре изгибное сопротивление положительно, а кривые магнитосопротивления имеют ту же форму, а значение магнитосо-

противления имеет почти ту же абсолютную величину, что и при 4,2 К (Рис. 14б). Относительная величина изменения эффекта магнитосопротивления не превышает нескольких процентов. Магниторезистивный эффект возрастает с нескольких процентов при диффузионном транспорте электронов при комнатной температуре, до более чем 250 % при баллистическом переносе электронов, когда ДСП (~500 нм) превышает поперечную ширину, при 4,2 К.

Были изготовлены крестообразные наноструктуры из ЭП Fe (011) с большой остаточной ДСП электронов. Однако, оказалось, что в структурах из Fe с уменьшением ширины мостиковых структур происходит катастрофическое падение величины RRR.

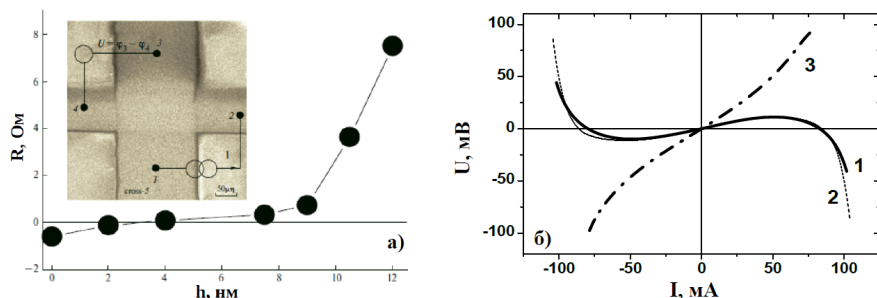


Рисунок 15 – а) Зависимость дифференциального сопротивления крестообразной структуры Ni/NiO/Fe от толщины окисла в области малых измерительных токов. На вставке: СЭМ изображение структуры с нумерацией контактов и схемой измерения. Стрелкой обозначено положительное направление тока. б) Вольт-амперная зависимость структуры Ni/NiO/Fe с толщиной окисла 8 нм - сплошная кривая 1, ее аппроксимация - штриховая линия 2 и ВАХ с коэффициентом масштабирования 1/250 Ni-полоски - штрих-пунктирная линия 3.

Проведено контролируемое окисление пленочных Ni структур для изготовления МДМ структур типа «перехлест». После формирования оксида металла перпендикулярно дорожке из никеля, также через маску методом электронно-лучевого испарения наносилась дорожка из Fe шириной 200 мкм. Толщины слоев металла составляли около 60 нм.

На вставке к Рис. 15а показана схема полученной структуры и схема последующих электрических измерений. На Рис. 15а показана зависимость измеренного дифференциального сопротивления (при малых токах) крестообразных структур в зависимости от толщины разделяющего слоя NiO. При малых толщинах окисла дифференциальное сопротивление крестообразной структуры в выбранной геометрии измерений отрицательно. По мере увеличения толщины окисла дифференциальное сопротивление переходит в область положительных значений и продолжает возрастать с увеличением толщины окисного слоя.

Рассмотрим два предельных случая с пренебрежимо малой толщиной изолирующего слоя и, наоборот, с относительно большой толщиной слоя NiO. В первом случае можно пренебречь сопротивлением изолирующего слоя, и получаем планарную геометрию изучаемой структуры. ВАХ такой структуры в используемой геометрии имеет отрицательный наклон (из-за выбранной полярности измерения) и в области малых токов линейна. При толстом слое оксида наклон ВАХ является положительным, и реализуется геометрия измерений, соответствующая условиям вертикального транспорта. В промежуточном случае возникает конкуренция между латеральным и вертикальным транспортом. Это приводит к необычной ВАХ такой структуры (Рис. 15Б, кривая 1). При пропускании достаточно больших токов происходит разогрев окисного слоя NiO, его сопротивление уменьшается и положительный наклон ВАХ сменяется на отрицательный, а кривая имеет вид инвертированной N-образной зависимости. Такое поведение демонстрируют структуры в узком диапазоне толщин окисного слоя. На Рис. 15Б (кривая 3) приведена ВАХ для полоски Ni с коэффициентом 1/250. Для подтверждения влияния нагрева было проведено моделирование с учетом экспериментально найденного из изменения сопротивления разогрева Ni электрода. Наилучшая подгонка экспериментальной ВАХ показана на Рис. 15Б (кривая 2).

С использованием лазерного распыления мишени Ni в атмосфере кислорода выращены в том числе двухслойные пленки NiO/Ni с толщиной слоёв 50 нм на поверхности сапфира R- и C-ориентаций. Максимальный обменный сдвиг получен при магнитном отжиге структур на C-плоскости сапфира в поле, перпендикулярном токовым дорожкам. Сдвиг достигал величины 50 Э. Подобный сдвиг найден и в другой ориентации магнитного отжига, а также для структур на R-плоскости сапфира для обеих ориентаций магнитного отжига. Его величина не превышала 20 Э. Результаты соответствовали результатам других авторов, но для больших отношений толщин NiO/Ni [6].

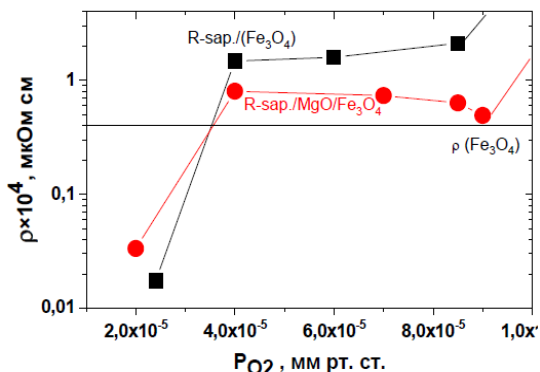
В зависимости от приложения спин-поляризованного тока к разным проводникам (подводящим контактам к квадрату) - инжекторам спинов, можно переключать направление намагниченности в квадрате, изготовленном из ЭП Fe (001). При этом экспериментально подтверждается инвертирование контраста доменных стенок из-за смены направления намагниченности под действием спин-поляризованного тока. Правильность изменения магнитного контраста находится в согласии с микромагнитным расчетом.

В пятой главе приводятся результаты по экспериментальному исследованию особенностей роста ЭП половинных металлов на примере оксида железа Fe₃O₄ и пленок кобальтсодержащих сплавов Гейслера.

При росте пленок Fe₃O₄ на C- и на R-плоскостях сапфира при распылении Fe в атмосфере кислорода на зависимости УС пленок от давления кислорода имеется плато устойчивого роста (ПУР) (Рис. 16). При уменьше-

нии давления кислорода менее $3\text{--}4 \times 10^{-5}$ мм рт. ст. УС пленок резко уменьшается, что говорит о неполном окислении Fe. При увеличении давления кислорода, наоборот, происходит резкий рост УС, цвет пленок изменяется с черного на красноватый, и пленки в итоге становятся непроводящими. Чем выше давление кислорода при росте пленок, тем выше температура начала такого увеличения их УС и наоборот. Это говорит в пользу реакции окисления, происходящей на поверхности. УС пленок Fe_3O_4 имеет тенденцию к уменьшению с увеличением температуры роста от 200 до 550 °С.

Рисунок 16 – Удельное сопротивление пленок Fe_3O_4 толщиной 180 нм при комнатной температуре, выращенных на R-плоскости сапфира без подслоя и с подслоем MgO (5 нм) при 410 °С, от давления кислорода (горизонтальная линия показывает табличное значение УС Fe_3O_4).



УС пленок Fe_3O_4 на R-плоскости практически совпадает с УС пленок, выращенных на C-плоскости сапфира. На R-плоскости сапфира с подслоем MgO (5 нм) зависимость аналогична, а УС пленок значительно меньше. Проанализировано также влияние температуры и давления на шероховатость пленок Fe_3O_4 . На ПУР шероховатость пленок остается приблизительно постоянной. А увеличение температуры приводит к увеличению шероховатости, особенно резко выше 500 °С. Определялось также влияние ростовых параметров на положение и ширину вервеевского перехода.

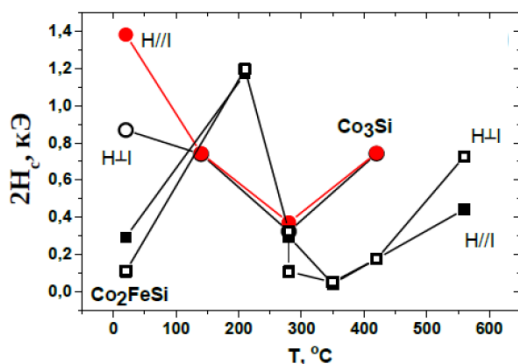
Для пленок Fe_3O_4 на C- и R-плоскостях сапфира с подслоем MgO были выполнены РД исследования, показавшие наличие одной фазы с ориентацией (111) в первом случае и с ориентацией (001) - во втором. Для многослойных структуры $\text{Al}_2\text{O}_3(-1012)/\text{MgO}/\text{Fe}/\text{MgO}/\text{Fe}_3\text{O}_4(001)$ впервые показано, что происходит постепенное увеличение наклона растущей пленки с каждым слоем, суммарно до 14° , по сравнению с 7° для структуры $\text{Al}_2\text{O}_3(-1012)/\text{MgO}/\text{Fe}_3\text{O}_4(001)$.

Выращены пленки нескольких Co-содержащих сплавов Гейслера Co_2FeAl (CFA), Fe_2CoAl (FCA), Co_2FeSi (CFS), Co_3Si (CCS) и Co_2NiSi (CNS). Элементный анализ пленок CNS и CFA показал, что для пленок CFA, выращенных при 420 °С, происходит потеря до половины атомов алюминия, при более низких температурах состав мишени переносится достаточно точно.

Невысокая температура плавления алюминия, создает условия для повторного испарения частиц при ИЛО и является избыточной для правильного размещения атомов алюминия в решетке сплава Гейслера. Для сплава CNS элементный состав мишени переносится в пленки достаточно точно.

Для магнитотранспортных измерений были изготовлены структуры в виде мостиков напылением через маску. Зависимости магнитосопротивления от -7 кЭ до $+7$ кЭ для пленок CFS и CCS, выращенных в достаточно узком температурном интервале $200-350$ °C на подложках из R-, A-сапфира, а также на стекле, показывали инверсную зависимость АМС. Т.е. сопротивление мостиков в перпендикулярном магнитном поле было больше, чем в параллельном. Кроме того, для некоторых пленок CFA так же обнаружена инверсная зависимость поперечного и продольного магнитосопротивления.

Рисунок 17 – (а) Удвоенное значение коэрцитивного поля $2H_c$ в зависимости от температуры роста. Светлые символы для $H \perp I$, темные для $H \parallel I$. Круги для CCS, квадраты для CFS. для CFS $\Delta H_c \times 5$.



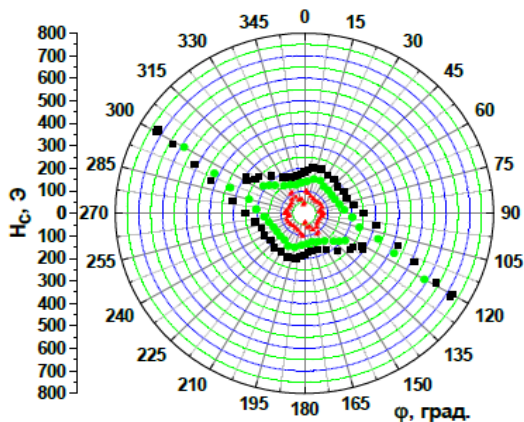
Недавно была развита новая теоретическая модель, которая проанализировала эффект АМС для различных ферромагнитных материалов [7; 8]. В рамках модели s-d рассеяние электронов, являющееся причиной АМС, в полупроводниках происходит главным образом из состояния $s\uparrow$ в состояние $d\uparrow$ или из $s\downarrow$ в $d\downarrow$, что приводит к отрицательному знаку соотношений АМС, т.е. продольное магнитосопротивление меньше поперечного. В случае положительного значения АМС преобладает s-d рассеяние с переворотом спина. Измерения АМС дают информацию о состоянии полупроводникового металла в исследуемой пленке без дополнительных исследований и манипуляций, связанных с микроструктурированием. Также были проанализированы знак и величина АМС эффекта для ЭП сплавов Co_2MnZ и Co_2FeZ в зависимости от числа валентных электронов N_v . Найдено, что знак АМС эффекта является отрицательным, когда N_v находится в интервале 28,2-30,3 и становится положительным в случае когда N_v становится меньше 28,2 или больше 30,3 [9]. Для сплава CFA $N_v=29$, для CFS $N_v=30$, что попадает в данный интервал. Для CCS $N_v=31$, что выходит за рамки этого интервала, но, тем не менее, наблю-

дается инверсия АМС (хотя сплав не содержит атомов Fe или Mn). Для CNS $N_V=32$, а значит инверсного АМС не должно быть, что и наблюдается в экспериментах.

Отжиг пленок с инверсным АМС при температурах, при которых изначально инверсии не было, приводил к исчезновению инверсного АМС, т.е. состояние половинного металла разрушалось.

Для пленок всех использовавшихся сплавов Гейслера, выращенных на R-плоскости сапфира, построены зависимости $2H_c$ от температуры. На Рис. 17 показаны такие зависимости для сплавов CFS и CCS. Для всех сплавов вид кривых был однотипным: около 300 °С имелся минимум, более глубокий для сплавов, показывавших инверсную АМС в этой точке, и менее выраженный - для остальных сплавов.

Рисунок 18 – Угловая зависимость коэрцитивной силы для образца CFS, выращенного на А-плоскости сапфира, с подслоем Мо. Черные точки - образец после роста при $T=270$ °С, зеленые точки - после отжига при $T=270$ °С, красные точки (в центре) - после отжига при $T=400$ °С.



Для пленок CFA и CFS, выращенных на А-плоскости сапфира с подслоем W и Mo, соответственно, найдена выраженная одноосная ростовая магнитная анизотропия (Рис. 18). Ориентация осей полностью соответствует характерной ориентации для роста пленок железа на поверхности А-сапфира с подслоем Мо с направлением $[100]$, лежащем в плоскости пленки и направленном под углом около 35° относительно направления $[0001]$ сапфира. Причем, согласно Рис. 18, это выделенное направление совпадает с направлением $[100]$ для подслоя Мо (W), однозначно задающего параллельное направление роста для Fe $[100]$, а с учетом подобия решеток CFS и Fe, и для пленки CFS должно быть то же самое однозначно определяемое кристаллографическое направление роста. Однозначная магнитная анизотропия пленок CFA свидетельствует и об их хорошем и однозначном кристаллографическом сопряжении с подслоем Мо (W) и подложкой А- сапфира. Отжиг такой пленки CFS при температуре роста (270 °С) приводил к усилению маг-

нитной анизотропии. Однако отжиг при большей температуре (420 °C) разрушал ее (Рис. 18), так же как и инверсный АМС эффект.

РД исследования пленок CFS и CNS (на стекле) в минимуме H_c показали наличие только пиков (022) и (044), соответствующих структуре $L2_1$ с текстурой (011) перпендикулярной поверхности пленок. РД исследование пленок CFS на А-плоскости показало структуру $L2_1$ и ориентацию (011).

Наличие инверсного АМС для сплавов CFS, CCS и CFA и подтвержденная РД исследованиями структура $L2_1$ для сплавов CFS и CNS соответствовали положению минимумов на зависимостях H_c от температуры. Минимум H_c по температуре является свидетельством получения упорядоченной кристаллографической структуры в сплавах Гейслера.

В заключении сформулированы основные выводы:

1. Выявленные закономерности импульсного лазерного осаждения в сверхвысоком вакууме на R-плоскости монокристаллического сапфира позволили вырастить высококачественные ЭП из Mo и Nb с ОЦК (001) кристаллической структурой, малой шероховатостью 0,2-0,4 нм внешней поверхности и рекордно большими остаточными ДСП электронов. Впервые показано влияние скорости роста ЭП Nb на R-плоскости сапфира на ДСП электронов. Зависимость при $T=750$ °C имеет максимум при скоростях роста 3-6 нм/мин. Впервые обнаружена прямая корреляция между ДСП и наклоном направления роста от нормали к поверхности сапфира, чем больше наклон, тем больше ДСП. В максимуме ДСП форма РД пиков (002) и (011) имеет вид, близкий к распределению Гаусса, при меньших ДСП форма таких пиков описывается суммой минимум 2-х распределений Гаусса.

2. Исследована эпитаксиальная система Nb-Mo. Показано, что, для высококачественных гетероэпитаксиальных двухслойных пленок Nb-Mo, ДСП и температура сверхпроводящего перехода не зависят от порядка чередования эпитаксиальных слоев Mo и Nb как следствие взаимной эпитаксии с одинаковым качеством строения в объеме и на границах раздела пленок. Показано, что влияние внутренней границы раздела Nb-Mo существенно. Это приводит к «правильной» размерной зависимости удельного сопротивления гетероэпитаксиальных пленок от толщины индивидуального слоя, а не от общей толщины пленки. Впервые показано, что в трехслойных гетероэпитаксиальных пленках Mo/Nb/Mo наблюдается сильная осцилляционная зависимость с глубиной модуляции до 100 % удельного сопротивления пленок в зависимости от толщины промежуточного слоя Nb с периодом в один монослой как следствие влияния встроенного потенциала на внутренней границе раздела.

3. Обнаружена корреляция между проводимостью и средней амплитудой шероховатости внешней поверхности ЭП Mo, а также двухслойных ЭП Mo-Nb. Показано, что найденные зависимости проводимости ЭП от шероховато-

сти являются более слабыми, чем это следует из теоретических моделей. Использована модель, учитывающая ограничения углов подлета электронов, хорошо описывающая размерные зависимости от толщины высококачественных ЭП Мо, которая показывает необходимость учета квантовых поправок в проводимость таких пленок при толщинах, значительно превышающих фермиевскую длину волны электрона. Объемная ДСП электронов в полученных пленках превышает 100 мкм.

4. В сверхтонких пленках Мо толщиной 1-1,6 нм, выращенных на поверхности сапфира при 550 °С, обнаружено формирование островков по механизму СК, которое происходит уже после прерывания процесса осаждения. При толщинах больше или меньше указанного диапазона островков не обнаружено. Показано, что формирование куполообразных островков может происходить не полностью при критических толщинах 1,6 нм.

5. Показано проявление баллистических эффектов в электронном транспорте эпитаксиальных крестообразных наноструктур из Мо, Мо-Nb, в которых при понижении температуры изгибное сопротивление меняет знак. Показано, что дифференциальные сопротивления в S(Nb)-N(Mo)-S(Nb) структурах с нормальной областью из высококачественного эпитаксиального Мо с большими ДСП, имеют тот же вид, что и аналогичные структуры с двумерным электронным газом высокой подвижности полупроводниковых гетероструктур. В полуэпитаксиальных крестообразных баллистических наноструктурах Мо/Nb наблюдается сильное влияние ДСП, приводящее к нелинейным зависимостям ВАХ. Продемонстрирована поперечная фокусировка электронов в магнитном поле для эпитаксиальной Мо наноструктуры. Получены эпитаксиальные наноструктуры из W (001), последовательной эпитаксией MgO и W на поверхности GaAs методом ИЛО, в которых ДСП электронов достигала 760 нм и превышала толщину пленки на порядок и ширину почти в два раза. Для них при охлаждении образцов в крестообразных наноструктурах зафиксирован баллистический перенос электронов. Проведенное моделирование показало, что баллистические эффекты в наноструктурах такого типа могут быть значительными при комнатной температуре, когда их ширина приближается к 10 нм, а соотношение ширины к толщине приближается к единице.

6. Рассмотрены закономерности получения методом ИЛО на сапфире высококачественных ЭП ферромагнитных металлов Ni и Fe с минимальной шероховатостью поверхности и большими ДСП электронов, в том числе рекордными на порядок превышающими толщину пленок. Обнаружена обратная корреляция зависимостей остаточной ДСП, шероховатости и коэрцитивной силы от температуры получения пленок Fe (001), выращенных на R-плоскости сапфира с подслоем Мо. Определены размеры и ориентация наноструктур из Fe (001) и (011), находящиеся в однодоменном состоянии.

7. Определены особенности получения островковых пленок Fe с контролируемым размером островков. Впервые найдено, что зависимость номинальной перколяционной толщины и среднего размера островков ОП Fe от частоты повторения импульсов для высокой температуры роста имеет максимум, что радикально отличается от зависимостей при меньших температурах.

8. Рассмотрены нелокальные токовые эффекты в структурах на основе ЭП ферроматнитных металлов: переключение направленности намагниченности в квадратных эпитаксиальных структурах Fe (001) спин-поляризованным током; гигантский изгибный магниторезистивный эффект в крестообразной эпитаксиальной Ni наноструктуре; зависимость знака дифференциального сопротивления для крестообразной структуры Ni/NiO/Fe от протекающего тока; обменный сдвиг в двухслойных пленках Ni/NiO.

9. Найдено плато устойчивого роста при синтезе пленок Fe_3O_4 . Впервые обнаружено, что на R-плоскости сапфира в многослойных пленках MgO/Fe/MgO/ Fe_3O_4 происходит постепенный наклон выращенных слоев. Показана существенность обменного взаимодействия в системе Fe/ Fe_3O_4 .

10. Установлены закономерности устойчивого получения инверсии анизотропного магнитосопротивления для пленок сплавов Гейслера со структурой L_{21} и инверсным АМС, в том числе: на неориентированных стеклянных подложках растут текстурированные пленки с единственной ориентацией (011); впервые для пленок сплавов Гейслера на А-плоскости сапфира получена одноосная магнитная анизотропия в плоскости пленки; показана корреляция упорядоченной структуры сплавов Гейслера CFS, CFA, CCS и CNS, подтверждаемой РД исследованиями или проявляющейся с инверсии АМС, и минимума на температурной зависимости H_c .

11. Показано расширение возможностей АСМ литографии для создания структур не только на сверхтонких пленках Nb, но и на пленках большей толщины с формированием оксидных масок и последующим электрохимическим травлением.

Цитируемая литература:

1. Kirfel O., Muller E., Grutzmacher D., Kern K. Shape transformation of Ge quantum dots due to Si overgrowth // *Physica E.* – 2003. – V. 16. – № 3-4. – P. 602-608.
2. Михайлов Г.М., Маликов И.В., Черных А.В. Влияние квантового размерного эффекта для скользящих электронов на электронную проводимость металлических пленок // *Письма в ЖЭТФ.* – 1997. – Т. 66. – № 11. – С. 693-699.
3. Scomski R., Enerich M., Coey J.M.D. Resistance and structure of metallic multilayers // *Nanostructured Materials.* – 1992. – V. 1. – № 4. – P. 337-345.
4. Bastian G., Gobel E.O., Zorin A.B., Schulze H., Niemeyer J., Weimann T., Bennett M.R., Singer K.E. Quasiparticle Interference Effects in a Ballistic

Superconductor-Semiconductor-Superconductor Junction // Physical Review Letttrs. – 1998. – V. 81. – № 8. – P. 1686-1689.

5. Bruno P., Bayreuther G., Beauvillain P., Chappert C., Lugert G., Renard D., Renard J.P., Seide J. Hysteresis properties of ultrathin ferromagnetic films // Journal of Applied Physics. – 1990. – V. 68. – № 11. – P. 5759-5766.

6. Luches P., Benedetti S., di Bona A., Valeri S, Magnetic couplings and exchange bias in Fe/NiO epitaxial layers, Magnetic couplings and exchange bias in Fe/NiO epitaxial layers // Physical Review B. - 2010. - V. 81. - № 5. - P. 054431.

7. Kokado S., Tsunoda M., Harigaya K., Sakuma A. Anisotropic Magnetoresistance Effects in Fe, Co, Ni, Fe₄N, and Half-Metallic Ferromagnet: A Systematic Analysis // Journal of Physical Society of Japan. – 2012. – V. 81. – № 2. – P. 024705.

8. Kokado S., Tsunoda M. Twofold and Fourfold Symmetric Anisotropic Magnetoresistance Effect in A Model with Crystal Field // Journal of Physical Society of Japan. – 2019. – V. 88. – № 3. – P. 034706.

9. Sakuraba Y., Kokado S., Hirayama Y., Furubayashi T., Sukegawa H., Li S., Takahashi Y.K., Hono K. Quantitative analysis of anisotropic magnetoresistance in Co₂MnZ and Co₂FeZ epitaxial thin films: A facile way to investigate spin-polarization in half-metallic Heusler compounds // Applied Physics Letters. – 2014. – V. 104. – № 17. – P. 172407.

Перечень статей, опубликованных по теме диссертационной работы:

1. Михайлов Г.М., Маликов И.В., Петрашов В.Т. Электрофизические свойства эпитаксиальных пленок ниобия, полученных импульсным лазерным испарением // Физика Твердого Тела. - 1996. – Т. 38. – № 11. – С. 3212-3219.

2. Malikov I.V., Mikhailov G.M. Electrical and structural properties of monocrystalline epitaxial Mo films, grown by LAD // Journal of Applied Physics. – 1997. - V. 82. – № 11. – P. 5555-5559.

3. Mikhailov G.M., Malikov I.V., Chernykh A.V., Petrashov V.T. The growth temperature effect on electrical properties and structure of epitaxial refractory metal films // Thin Solid Films. 1997. – V. 293. – P. 315-319.

4. Михайлов Г.М., Маликов И.В., Черных А.В. Влияние квантового размерного эффекта для скользящих электронов на электронную проводимость металлических пленок // Письма в ЖЭТФ. – 1997. – Т. 66. – № 11. – С. 693-699.

5. Mikhailov G.M., Aparshina L.I., Dubonos S.V., Koval Yu.I., Malikov I.V., Chernykh A.V. Fabrication of monocrystalline refractory metal nanostructures, capable ballistic electron transport // Nanotechnology. – 1998. – V. 9. – № 1. – P. 1-5.

6. Mikhailov G.M., Malikov I.V., Chernykh A.V. Novel Class of Metallic Low-Dimensional Structures, Characterised by Surface Dominated Electron Transport // Physics of Low-Dimensional Structures. 1999. – V. 3/4. – P. 1-24.

7. Malikov I.V., Mikhailov G.M. Epitaxial bilayered Nb-Mo (001) films: growth, characterisation and size effect in electron conductivity // *Thin Solid Films*. – 2000. – V. 360. – P. 278-282.
8. Михайлов Г.М., Маликов И.В. Об осцилляционной зависимости проводимости трехслойных структур Мо-Nb-Мо // *Письма в ЖЭТФ*. – 2000. – Т. 71. – № 12. – С. 730-735.
9. Boubeta C.M., Menendez J.L., Costa-Kramer J.L., Garcia J.M., Anguita J.V., Bescos B., Cebollada A., Briones F., Chernykh A.V., Malikov I.V., Mikhailov G.M. Epitaxial metallic nanostructures on GaAs // *Surface Science*. – 2001. – V. 482-485. – P. 910-915.
10. Mikhailov G.M., Malikov I.V., Chernykh A.V., Fomin L.A., Joyez P., Pothier H., Esteve D., Olsson E. Signatures of ballistic transport in the magnetoresistance of nanostructures made of single-crystalline refractory metals // *Nanotechnology*. – 2002. – V. 13. – P. 226-230.
11. Aparshina L.I., Chernykh A.V., Fomin L.A., Malikov I.V., Vinnichenko V.Yu., Mikhailov G.M. Epitaxial metallic electrodes, quantum dots and wires for application in solid-state qubit technology // *Proceedings of SPIE*. – 2003. – V. 5128. – P. 83-90.
12. Редькин А.Н., Маляревич Л.В., Маликов И.В., Михайлов Г.М. Электрохимическое травление пленки ниобия через оксидную наномаску, сформированную с помощью проводящего зонда атомно-силового микроскопа // *Микроэлектроника*. – 2003. – Т. 32. – № 2. – С. 112-115.
13. Fomin L.A., Malikov I.V., Mikhailov G.M. The study of magnetic contrast size dependence in epitaxial Iron nanostructures // *Physics of Low-Dimensional Structures*. – 2003. – V. 3/4. – P. 93-96.
14. Malikov I.V., Fomin L.A., Vinnichenko V.Yu., Mikhailov G.M. Magnetic Epitaxial Nanostructures from Iron and Nickel // *International Journal of Nanoscience*. – 2004. – V. 3. – № 1-2. – P. 51-57.
15. Fomin L.A., Malikov I.V., Chernykh A.V., Vinnichenko V.Yu., Mikhailov G.M. Epitaxial metallic nanostructures: nanotechnology, characterization and electron transport properties / in *New topics in nanotechnology research*. – Ed. Matthew F. Ginobili. – New York. – 2007. – P. 97-116.
16. Фомин Л.А., Маликов И.В., Винниченко В.Ю., Калач К.М., Пяткин С.В., Михайлов Г.М. Исследование морфологии и магнитного контраста поверхности эпитаксиальных ферромагнитных структур // *Поверхность*. – 2008. – Т. 2. – С. 27-32.
17. Malikov I.V., Fomin L.A., Vinnichenko V.Yu., Mikhailov G.M. Epitaxial Fe films and structures // *Proceedings of SPIE*. – 2008. – V. 7025. – P. 70250U.
18. Фомин Л.А., Маликов И.В., Винниченко В.Ю., Михайлов Г.М. Магнитное строение и магнетосопротивление эпитаксиальных микроструктур из

- железа: влияние формы и магнитной кристаллографической анизотропии // Микроэлектроника. – 2008. – Т. 37. – № 5. – С. 1-14.
19. Чигарев С.Г., Фомин Л.А., Маликов И.В., Михайлов Г.М., Зильберман П.Е., Эпштейн Э.М. Анизотропное магнитосопротивление эпитаксиальной монокристаллической пленки Fe (001) наноразмерной толщины // Радиотехника и электроника. – 2010. – Т. 55. – № 1. – С. 120-126.
20. Malikov I.V., Fomin L.A., Vinnichenko V.Yu., Mikhailov G.M. Epitaxial Ni films for ballistic ferromagnetic nanostructures // Thin Solid Films. – 2010. – V. 519. – № 1. – P. 527-535.
21. L.A. Fomin, I.V.Malikov, S.V. Pyatkin, Mikhailov G.M., The micromagnetic ground states in epitaxial Fe (001) microstructures // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2010. – V. 322. – № 7. – P. 851-857.
22. Mikhailov G.M., Fomin L.A., Vinnichenko V.Yu., Malikov I.V., Chernikh A.V. Complementary Analysis of Epitaxial Fe (001) Films with Improved Electronic Transport and Magnetic Properties // Solid State Phenomena. – 2011. – V. 168-169. – P. 300-302.
23. Фомин Л.А., Маликов И.В., Калач К.М., Пяткин С.В., Зильберман П.Е., Михайлов Г.М. Переключение направленности круговой намагниченности квадратных эпитаксиальных микроструктур Fe (001) спин-поляризованным током // Микроэлектроника. – 2013. – Т. 42. – № 5. – С. 383-387.
24. Fomin L.A., Vinnichenko V.Yu., Malikov I.V., Mikhailov G.M. Micromagnetic states in Fe(001) rectangular epitaxial microstructures: The effect of magnetic anisotropy and aspect ratio // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2013. – V. 330. – P. 6-11.
25. Vinnichenko V.Yu., Fomin L.A., Malikov I.V., Mikhailov G.M. Size and orientation effect on micromagnetic states in rectangular epitaxial Fe (011) microstructures // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2015. – V. 385. – P. 451-456.
26. Маликов И.В., Березин В.А., Фомин Л.А., Михайлов Г.М. Геометрические эффекты в вольт-амперной зависимости крестообразной МДМ-структуры Ni/NiO/Fe // Микроэлектроника. – 2018. – Т. 47. – № 3. – С. 205-211.
27. Malikov I.V., Fomin L.A., Berezin V.A., Chernykh A.V., Rai D.P., Mikhailov G.M. Study of the Fe₂CoAl heusler alloy films growth on the R-plane sapphire substrate by scanning probe microscopy // Ferroelectrics. – 2019. – V. 541. – № 1. – P. 79-92.
28. Маликов И.В., Березин В.А., Фомин Л.А., Михайлов Г.М. Эпитаксиальный рост слоев Fe₃O₄ на С-плоскости монокристаллического сапфира методом импульсного лазерного осаждения // Неорганические материалы. – 2019. – Т. 55. – № 1. – С. 44-51.
29. Malikov I.V., Fomin L.A., Berezin V.A. Magnetic anisotropy and morphology of Co₂FeAl films grown on sapphire surface and microstructures

- made from them // *Ferroelectrics*. – 2020. – V. 559. – № 1. – P. 150-161.
30. Маликов И.В., Березин В.А., Фомин Л.А., Черных А.В. Эпитаксиальные пленки Fe_3O_4 , выращенные методом импульсного лазерного осаждения на R-плоскости сапфира // *Неорганические материалы*. – 2020. – Т. 56. – № 2. – С. 1–8.
31. Фомин Л.А., Маликов И.В., Березин В.А., Черных А.В., Логинов А.Б., Логинов Б.А. Зондовая микроскопия и электронно-транспортные свойства тонких эпитаксиальных пленок Мо на сапфире // *Журнал Технической Физики*. – 2020. – Т. 90. – № 11. – С. 1830-1837.
32. Rai D.P., Lalrinkima, Lalhriatzuala, Fomin L.A., Malikov I.V., Sayede A., Ghimire M.P., Thapa R.K., Zadeng L. Pressure dependent half-metallic ferromagnetism in inverse Heusler alloy Fe_2CoAl : a DFT+U calculations // *RSC Advances*. – 2020. – V. 10. – P. 44633-44640.
33. Malikov I.V., Berezin V.A., Fomin L.A., Perevozchikova Yu.A., Bannikova N.S., Patrakov E.I., Naumova L.I., Semiannikova A.A., Milyaev M.A., Korenistov P.S., Marchenkov V.V. Structure and magnetic properties of the Co_2FeAl and Co_2NiSi Heusler alloy films // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2020. – V. 1686. – № 1. – P. 012043.
34. Фомин Л.А., Маликов И.В., Березин В.А., Рассадин А.Э., Логинов А.Б., Логинов Б.А. Сравнение СТМ и АСМ измерений тонких пленок Мо с моделью Кардара-Паризи-Жанга // *Журнал Технической Физики*. – 2021. – Т. 91. – № 10. – С. 1466-1473.
35. Фомин Л.А., Маликов И.В., Березин В.А. Магнитосопротивление пленок Co_2FeAl на А-плоскости сапфира // *Поверхность*. – 2022. – Т. 7. – С. 11–15.
36. Mikhailov G.M., Chernykh A.V., Malikov I.V., Fomin L.A. Multiterminal epitaxial tungsten nanostructures on $\text{MgO}/\text{GaAs}(001)$ substrates: Temperature effects in ballistic electron transport // *Journal of Applied Physics*. – 2022. – V. 132. – № 16. – P. 164304.
37. Chernykh A.V., Malikov I.V., Berezin V.A., Fomin L.A. Iron island films on sapphire grown by pulsed laser deposition with in situ electrical resistance monitoring // *Applied Surface Science*. – 2023. – V. 610. – P. 155471.
38. Malikov I.V., Berezin V.A., Fomin L.A., Trofimov O.V. Observation of the Stranski-Krastanow mechanism during the ultrathin Mo film growth on the sapphire R-plane // *Applied Surface Science*. – 2023. – V. 637. – P. 157904.
39. Ячейка магнитной памяти с произвольным доступом. Патент 2704732С1 Российская Федерация, МПК G11C11/15, G11C11/16 [Текст] / Фомин Л.А., Маликов И.В., Черных А.В.; Заявитель и патентообладатель Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов Российской академии наук ; заявлено: 14.12.2018; опубликовано: 30.10.2019, Бюллетень № 31. - 11 с. : ил.