

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева

Уральского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

ЗАВОРНИЦЫН Роман Сергеевич

МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА СПИНОВЫХ КЛАПАНОВ НА ОСНОВЕ
РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ И ПЕРЕХОДНЫХ МЕТАЛЛОВ

Специальность 1.3.12. Физика магнитных явлений

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук

Миляев Михаил Анатольевич

Екатеринбург – 2022

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	5
1 ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР.....	15
1.1 Эффект гигантского магнитосопротивления	15
1.2 Спиновый клапан: структура и свойства	19
1.3 Взаимодействия между слоями в спиновом клапане	23
1.3.1 Взаимодействие между ферромагнитными слоями.....	23
1.3.2 Взаимодействие между ферромагнитными и антиферромагнитными слоями	26
1.4 Типы антиферромагнитных материалов, используемых в спиновом клапане	27
1.5 Многослойные наноструктуры, содержащие редкоземельные элементы	28
1.5.1 Свойства редкоземельных металлов	28
1.5.2 Свойства тонких слоев редкоземельных металлов	32
1.5.3 Интерфейсная область на границе редкоземельный металл-переходный металл	35
1.6 Датчики магнитного поля на основе эффекта ГМС	37
2 МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.....	42
2.1 Методика магнетронного напыления многослойных наноструктур	42
2.2 Методы исследования структурных свойств	46
2.2.1 Рентгеноструктурный анализ	46
2.2.2 Просвечивающая электронная микроскопия.....	47
2.2.3 Атомно-силовая микроскопия.....	49
2.3 Методы изготовления микрообъектов.....	51
2.3.1 Контактная фотолитография	51
2.3.2 Электронно-лучевая литография	52
2.4 Исследование магнитных и магнитотранспортных свойств при комнатной температуре	53
2.4.1 Измерение намагниченности	55
2.4.2 Измерение магнитосопротивления	56
2.5 Исследование магнитных и магнитотранспортных свойств при низких температурах	56
3 СПИНОВЫЕ КЛАПАНЫ С АНТИФЕРРОМАГНИТНЫМ МЕЖСЛОЙНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ	59

3.1	Постановка задачи и выбор объектов исследования.....	59
3.2	Микроструктурные исследования спиновых клапанов	61
3.3	Магниторезистивные свойства спиновых клапанов	64
3.4	Высококочувствительные сенсорные элементы на основе спиновых клапанов с антиферромагнитным межслойным взаимодействием.....	67
3.4.1	Формирование магнитных фаз в спин-флоп состоянии САФ	67
3.4.2	Одноосная магнитная анизотропия как фактор управления однонаправленной анизотропией в элементах мостовой схемы Уитстона	70
3.4.3	Анизотропия формы как фактор управления однонаправленной анизотропией в элементах мостовой схемы Уитстона.....	76
3.5	Выводы к главе 3.....	78
4	СПИНОВЫЕ КЛАПАНЫ НА ОСНОВЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ Dy И Ho	79
4.1	Постановка задачи и выбор объектов исследования.....	79
4.2	Исследование микроструктуры тонких слоев Dy и Ho в составе наноструктур.....	80
4.3	Оценка температуры Нееля тонких пленок Dy и Ho.....	87
4.4	Магниторезистивные свойства псевдо спиновых клапанов в условии интердиффузии слоев Dy и CoFe	92
4.4.1	Магниторезистивные свойства псевдо-спинового клапана до и после отжига	92
4.4.2	Изменение магнитотранспортных свойств наноструктур на основе Dy с течением времени.....	95
4.4.3	Микроструктурные исследования псевдо-спиновых клапанов с Dy	100
4.5	Формирование однонаправленной магнитной анизотропии в спиновом клапане, содержащем слой Dy.....	102
4.6	Спиновый клапан с составным закрепленным слоем на основе диспрозия как инструмент исследования гелимагнетизма.....	108
4.6.1	Магнитные свойства спиновых клапанов, содержащих структуру CoFe/Dy/CoFe в составе закрепленного слоя.....	109
4.6.2	Магнитотранспортные свойства спиновых клапанов, содержащих структуру CoFe/Dy/CoFe в составе закрепленного слоя.....	111
4.6.3	Магнитотранспортные свойства спиновых клапанов на основе диспрозия с синтетическим антиферромагнетиком.....	117

4.7 Магнитотранспортные свойства спинового клапана с нижним расположением слоя диспрозия.....	123
4.7.1 Температурные зависимости сопротивления спиновых клапанов в различных магнитных полях	123
4.7.2 Изменение формы магниторезистивных кривых спиновых клапанов при изменении температуры.....	126
4.7.3 Изменение суммарного магнитного момента слоев Dy/CoFe, вызванное деформацией магнитной геликоидальной структуры.....	130
4.8 Подвижность геликоидальной магнитной структуры в нанослое гольмия	132
4.9 Выводы к главе 4.....	140
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	142
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ.....	143
СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ	144
БЛАГОДАРНОСТИ	147
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	148

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы

Открытие эффекта гигантского магнитосопротивления (ГМС) [1, 2] и развитие технологий изготовления слоев нанометровой толщины стали основой для синтеза искусственных магниточувствительных материалов, обладающих уникальными свойствами. Функциональные параметры этих материалов можно варьировать, меняя композицию наноструктуры и используя слои материалов с разными магнитными характеристиками.

Обладающие эффектом ГМС наноструктуры типа «спиновый клапан» в настоящее время находят широкое применение в качестве магниточувствительного материала в сенсорных устройствах. В простейшем варианте композиция спинового клапана представляет собой два ферромагнитных (ФМ) слоя, разделенных немагнитной прослойкой, один из которых «закреплен» обменным взаимодействием с антиферромагнитным (АФМ) слоем. Обменное взаимодействие на границе антиферромагнетик/ферромагнетик в спиновом клапане обуславливает существование однонаправленной магнитной анизотропии, которая характеризуется осью однонаправленной анизотропии, и приводит к возникновению сдвига петли гистерезиса перемагничивания «закрепленного» ФМ слоя. Второй ФМ слой перемагничивается в малых полях и называется «свободным». Межслойное взаимодействие между ферромагнитными слоями определяет величину сдвига низкополевой петли гистерезиса свободного слоя. Величина магнитосопротивления наноструктуры зависит от взаимной ориентации магнитных моментов ФМ слоев.

Значительный интерес для практического применения представляют спиновые клапаны на основе переходных металлов, обладающие большой величиной магнитосопротивления и возможностью переключения между высоко- и низкорезистивным состоянием в очень слабых магнитных полях. Обычным способом снижения поля переключения спинового клапана является увеличение толщины немагнитной прослойки, что неизбежно приводит к уменьшению магнитосопротивления и возрастанию гистерезиса перемагничивания свободного слоя. Вследствие этого синтез спиновых клапанов, сочетающих большую величину магнитосопротивления, слабый гистерезис и возможность переключения в слабых полях, является актуальной задачей в контексте использования спиновых клапанов в качестве функционального материала для сенсорных устройств. Для решения данной задачи

необходимым является исследование особенностей межслойного взаимодействия в спиновых клапанах.

Как правило, в магниточувствительных датчиках для получения максимально возможного уровня и высокой линейности выходного сигнала отдельные сенсорные элементы объединяют в мостовую схему Уитстона [3]. Направление осей однонаправленной анизотропии (ОА) в четырех магниторезистивных сенсорных элементах моста должно быть попарно противоположным. Существующие на данный момент методики управления ОА спиновых клапанов в составе мостовой схемы достаточно сложны, трудоемки и подразумевают использование нескольких технологических этапов. Поиск эффективных методов управления ОА в отдельных сенсорных элементах в составе моста Уитстона является актуальной задачей в плане разработки датчиков магнитного поля. Предлагаемый в данной работе подход подразумевает использование одноосной анизотропии и анизотропии формы для формирования противоположно направленных осей однонаправленной анизотропии в магниторезистивных элементах сенсорного устройства.

Особый интерес представляет введение в состав наноструктуры слоев редкоземельных металлов (РЗМ). В РЗМ магнитное упорядочение реализуется за счет косвенного обменного взаимодействия, что приводит к возникновению сложных магнитных структур, например геликоидального упорядочения [4]. Одной из стандартных методик, применяемых для изучения магнитной структуры РЗМ, является нейтронная дифракция. Однако использование этого метода для исследования магнитного упорядочения в слоях РЗМ толщиной в единицы и десятки нанометров является проблематичным в силу малого количества исследуемого материала. В связи с этим возникает необходимость в поиске новых методов изучения магнитного упорядочения в нанослоях редкоземельных металлов. Развиваемый в данной работе экспериментальный подход, связанный с использованием спиновых клапанов, нацелен на получение информации об особенностях магнитного упорядочения в ультратонких высокотекстурированных слоях гелимагнетиков. При этом получение данной информации не связано с использованием установок типа «мегасайенс», а базируется на использовании обычных лабораторных методов измерения магнитосопротивления.

Степень разработанности темы

Интерес к тонким пленкам микронной и субмикронной толщины, содержащим редкоземельные и переходные металлы, возник в 80-х годах прошлого века [5, 6, 7] и был обусловлен поиском новых материалов для записи, хранения и чтения информации [8].

В работе [9] приводятся результаты магнитных измерений спиновых клапанов на основе ферромагнитных слоев Co и $Ni_{81}Fe_{19}$, разделенных прослойкой Ru, для которых наблюдался осциллирующий характер сдвига низкополевой петли гистерезиса. Осциллирующий характер межслойного взаимодействия наблюдался также в спиновых клапанах на основе ферромагнитных слоев $Ni_{81}Fe_{19}$, разделенных прослойкой Cu, величина максимального магнитосопротивления в такой структуре составила 4% [10]. В работе [11] высокие значения магнитосопротивления, порядка 9%, были достигнуты в спиновых клапанах на основе тройного ферромагнитного сплава CoFeNi, однако исследования межслойного взаимодействия проведены не были.

При создании магнитных датчиков на основе эффекта ГМС, в которых отдельные сенсорные элементы объединены в мостовую схему Уитстона, попарно противоположные направления ООА в элементах формируют путем двухэтапного напыления спиновых клапанов с противоположно направленными ООА на разные участки подложки [12], термомагнитной обработки (ТМО) с пропусканием электрического тока через некоторые сенсорные элементы [13], напыления на разные части подложки обычного спинового клапана и спинового клапана с синтетическим антиферромагнетиком (САФ) с дальнейшей ТМО [13]. В работе [14] предложена методика, которая подразумевает использование свойств синтетического антиферромагнетика для формирования противоположно направленных ООА в различных элементах мостовой схемы. Однако угол между полученными направлениями ООА значительно отличался от 180° , что существенно снижает уровень выходного сигнала.

Актуальным является изучение систем на основе редкоземельного и переходного металлов, поскольку эти системы обладают перпендикулярной магнитной анизотропией и могут представлять интерес в плане увеличения плотности записи информации [15]. Существует ряд работ, посвященных изучению многослойных периодических наноструктур на основе РЗМ методом нейтронной дифракции [16-19]. Например, в работе [20] приведено исследование влияния внешнего магнитного поля на хиральную симметрию сверхрешеток Dy/Y. Высокоанизотропные РЗМ используются также в качестве закрепленного слоя в составе спинового клапана [21].

В работе [22] приводится исследование термочувствительного спинового клапана на основе сплава Gd-Co. Для этого спинового клапана при некоторой температуре наблюдалось резкое уменьшение электросопротивления. Эта особенность обусловлена компенсацией магнитных моментов подрешеток слоя Gd-Co и соседнего ферромагнитного слоя Co и, как следствие, изменением характера перемагничивания спинового клапана.

Теоретическое исследование магнитного состояния в отдельных ультратонких слоях (3-10 нм) геликоидальных магнетиков (Dy, Ho) было проведено в работах [23, 24]. Для слоев, толщина которых соизмерима с пространственным периодом геликоида, наблюдалось значительное уменьшение величины магнитного поля, которое способно деформировать геликоидальную структуру. Также предполагается, что в ультратонких слоях РЗМ геликоид может быть искажен и при отсутствии магнитного поля в силу конкуренции между обменной энергией и энергией магнитокристаллической анизотропии.

Значительный вклад в развитие теории спинового транспорта в проводящих гелимагнетиках сделан в работах [25, 26]. Предсказан новый класс спиновых эффектов, обусловленных действием на спин электронов проводимости сил, создаваемых пространственно-неоднородными внешними магнитными полями и внутренними полями квантового обменного происхождения. Результаты работ [25, 26], а также [27, 28], где предсказано возникновение динамики намагниченности гелимагнетика под действием спиновых токов, представляют большой интерес в контексте разработки новых устройств спинтроники на основе проводящих гелимагнетиков.

Цель работы

Получить данные об особенностях магнитотранспортных свойств спиновых клапанов на основе редкоземельных и переходных металлов, а также разработать эффективные методы управления этими свойствами.

Для достижения этой цели решались следующие задачи.

1. Методом магнетронного напыления получить требуемые для проведения исследований объекты в виде тонких пленок и спиновых клапанов различных композиций, содержащих слои переходных и редкоземельных металлов и сплавов.

2. Выявить закономерность изменения магнитотранспортных свойств спиновых клапанов на основе ферромагнитного сплава $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$ с буферным слоем $\text{Ta}/(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$ при изменении толщины слоя меди.

3. Разработать эффективный метод формирования противоположно направленных осей однонаправленной анизотропии в сенсорных элементах на основе мостовой схемы Уитстона.

4. Исследовать кристаллическую структуру и транспортные свойства тонких пленок гелимагнитных металлов Dy и Ho и получить информацию об изменении температуры перехода парамагнетик-антиферромагнетик в зависимости от толщины РЗМ слоя.

5. Разработать способ получения информации о магнитном состоянии, реализуемом в нанослоях гелимагнетиков Dy и Ho, на основе анализа магнитотранспортных свойств спиновых клапанов, содержащих нанослой Dy и Ho.

Научная новизна

1. В спиновых клапанах на основе ферромагнитных слоев $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$ получена осциллирующая зависимость сдвига низкополевой петли гистерезиса от толщины прослойки Cu. Это позволило создать спиновый клапан с большим магнитосопротивлением и нулевым сдвигом низкополевой петли гистерезиса.

2. Показано, что в спиновых клапанах на основе Dy на границе Dy/ $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ в температурной области существования антиферромагнитной фазы в Dy формируется однонаправленная анизотропия. Направление оси однонаправленной анизотропии совпадает с направлением магнитного момента слоя $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ в температурной области фазового перехода парамагнетик-антиферромагнетик для Dy.

3. Установлено, что геликоид в нанослое Ho, входящем в состав спинового клапана, поворачивается внешним магнитным полем вокруг гексагональной оси, что обусловлено наличием некомпенсированного магнитного момента в геликоидальной структуре конечной толщины.

4. Для спинового клапана с нижним расположением нанослоя Dy, номинальная толщина которого соизмерима с пространственным периодом геликоидальной структуры, в различных магнитных полях определена температура компенсации магнитных моментов слоев Dy и $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$. Установлено, что температура компенсации зависит от величины внешнего магнитного поля и толщины слоя диспрозия.

Практическая и теоретическая значимость работы

Исследованные в работе особенности осциллирующего межслойного взаимодействия представляют интерес в контексте разработки высокочувствительных функциональных материалов для практических приложений. Предложен метод управления обменным сдвигом в спиновых клапанах на основе ферромагнитного сплава $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$, позволяющий оптимизировать процесс создания магниточувствительных датчиков.

В работе предложен экспериментальный подход, нацеленный на получение качественной информации об особенностях магнитного упорядочения в высокотекстурированных нанослоях гелимагнетиков. Метод основан на изучении особенностей магнитотранспортных свойств спиновых клапанов, содержащих слой исследуемого гелимагнетика, в температурном интервале существования антиферромагнитной фазы в слое редкоземельного металла.

На основе анализа изменения магнитотранспортных свойств спиновых клапанов, содержащих нанослой геликоидальных магнетиков, определены диапазоны полей и температур, в которых происходит компенсация магнитных моментов слоев Dy и $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$. Установлено, что поля и температуры, в которых происходит компенсация и, соответственно, деформация геликоидальной структуры, зависят от толщины нанослоя Dy . Данная оценка качественно подтверждает выводы, представленные в теоретических работах [23, 24].

Объекты исследования

Объектами исследования являлись: пленки спиновых клапанов на основе Dy и Ho композиций $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{PЗМ}$, $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{PЗМ}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ и др., толщина слоев редкоземельных металлов варьировалась от 30 до 800 Å; пленки трехслойных структур переходный металл/PЗМ/переходный металл, переходные металлы: $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$, Ta , $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$, толщина слоев PЗМ – Dy и Ho – варьировалась от 100 до 1500 Å; пленки спиновых клапанов на основе ферромагнитного сплава $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$ композиции $\text{Ta}/(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}/\text{Cu}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}/\text{Ru}/\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Ta}$, микрообъекты в виде микрополос шириной от 2 до 30 мкм и мостов Уитстона, изготовленных из пленок спиновых клапанов методами литографии.

Предмет исследования

Предметом исследования являлись магнитотранспортные свойства, магнитная анизотропия, межслойное взаимодействие и магнитное упорядочение в спиновых клапанах на основе редкоземельных и переходных металлов.

Методы исследования

Исследуемые в работе наноструктуры получены методом магнетронного напыления на установке ULVAC MPS-4000-C6. Аттестация структурных свойств проведена методом рентгеновской дифракции на дифрактометре Panalytical Empyrean, а также с помощью просвечивающей электронной микроскопии на микроскопе Tecnai-G30. Микрообъекты в виде полос приготовлены с помощью оптической фотолитографии (установка SUSS MicroTec MJB4) и электронно-лучевой литографии при использовании растрового электронного микроскопа FEI Inspect F. Исследование магнитных и магнитотранспортных свойств образцов при комнатной температуре проведено с помощью автоматизированного вибрационного магнитометра АВМ-1, при низких температурах – с помощью температурной установки RTF-1 и сквид-магнитометра MPMS-XL-5 в ЦКП «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН.

Положения, выносимые на защиту

1. Использование составного буферного слоя состава $Ta/(Ni_{80}Fe_{20})_{60}Cr_{40}$ в спиновых клапанах на основе ферромагнитного сплава $Co_{70}Fe_{20}Ni_{10}$ приводит к формированию высокоупорядоченной структуры и гладких интерфейсов. Следствием является ослабление ферромагнитного межслойного взаимодействия, что позволяет наблюдать изменение магнитотранспортных свойств, обусловленное осциллирующим межслойным обменным взаимодействием.

2. В спиновых клапанах, содержащих слой Dy, на границе $Dy/Co_{90}Fe_{10}$ в процессе фазового перехода парамагнетик-антиферромагнетик формируется однонаправленная анизотропия. Направление оси однонаправленной анизотропии совпадает с направлением магнитного момента в слое $Co_{90}Fe_{10}$ при магнитном фазовом переходе в слое Dy.

3. На основе анализа магниторезистивных данных для спиновых клапанов различных композиций, содержащих нанослой Ho, показано, что антиферромагнитный геликоид может

поворачиваться во внешнем магнитном поле вокруг гексагональной оси за счет наличия некомпенсированного магнитного момента.

4. Особенности перемагничивания спинового клапана на основе редкоземельных Dy или Ho, наблюдаемые в температурном диапазоне, соответствующем геликоидальному упорядочению, обусловлены температурными изменениями периода геликоида.

5. Для спинового клапана, содержащего ультратонкий слой Dy, при уменьшении температуры наблюдается увеличение электросопротивления. Эта особенность связана с изменением характера перемагничивания спинового клапана и компенсацией магнитных моментов слоя Dy и соседнего ферромагнитного слоя $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$. Температура компенсации зависит от величины внешнего магнитного поля и толщины слоя диспрозия.

Степень достоверности

Экспериментальные исследования, представленные в диссертационной работе, проведены с помощью метрологически аттестованного оборудования и апробированных методик. Выводы, приведенные в работе, не противоречат литературным данным, опубликованным в открытой печати.

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 22 печатных работах: в 11 статьях в научных рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК и в 11 тезисах докладов на российских и международных конференциях.

Апробация результатов. Результаты диссертационной работы докладывались автором на следующих конференциях: XIX Всероссийская молодежная школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-19), (г. Екатеринбург, 2018); VII Euro-Asian Symposium «Trends in MAGnetism» (EASTMAG-2019), (г. Екатеринбург, 2019); XX Всероссийская молодежная школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-20), (г. Екатеринбург, 2019); VII Международная молодежная научная конференция Физика. Технологии. Инновации (ФТИ-2020), (Екатеринбург, 2020); Тринадцатое ежегодное заседание Научного Совета по физике конденсированных сред при отделении физических наук РАН и Научно-практический семинар «Актуальные проблемы физики конденсированных сред», (Черноголовка, 2020); XXV Международный симпозиум «Наноп физика и наноэлектроника», (г. Нижний Новгород, 2021); XXI Всероссийская

молодежная школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-21), (г. Екатеринбург, 2021); International conference «Functional Materials» (ICFM-2021), (г. Алушта, 2021).

Личный вклад автора

Постановка задач исследования проводилась диссертантом Заборницыным Р.С. совместно с научным руководителем Миляевым М.А. Личный вклад автора заключается в проведении пробоподготовки образцов, исследовании магнитных и магнитотранспортных свойств пленочных образцов при комнатной температуре, исследовании магнитотранспортных свойств пленочных образцов и микрообъектов при разных температурах, поиске эффективных режимов термомагнитной обработки прототипов магнитных датчиков. Автором проведены обработка и анализ экспериментальных данных. Подготовка публикаций проводилась совместно с научным руководителем Миляевым М.А. и соавторами. Результаты представлены автором на различных международных и всероссийских конференциях.

Исследуемые образцы приготовлены методом магнетронного напыления Наумовой Л.И. и Проглядо В.В. в сотрудничестве с автором. Структурные исследования проведены Кринициной Т.П. и Макаровой М.В. Изготовление микрообъектов методами литографии проведено Максимовой И.К.

Соответствие диссертации паспорту специальности

Содержание диссертации соответствует пункту 3 «Экспериментальные исследования магнитных свойств и состояний веществ различными методами, установление взаимосвязи этих свойств и состояний с химическим составом и структурным состоянием, выявление закономерностей их изменения под влиянием различных внешних воздействий», а также пункту 7 «Разработка новых физических принципов использования материалов с различными видами магнитного упорядочения, а также с композитными структурами на их основе» паспорта специальности 1.3.12. Физика магнитных явлений.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из оглавления, введения, 4 глав, заключения, списка использованных обозначений и сокращений, списка литературы и публикаций автора по теме

диссертации. Общий объем диссертации составляет 157 страниц, 107 рисунков, 1 таблица. Список литературы содержит 124 наименования на 10 страницах.

Работа выполнена в рамках следующих программ и грантов

Государственное задание МИНОБРНАУКИ России («СПИН», №АААА-А18-118020290104-2, №122021000036-3), РФФИ (проекты №19-02-00057 и 20-42-660018 p_a), молодежный проект ИФМ УрО РАН № м12-21.

1 ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

1.1 Эффект гигантского магнитосопротивления

Эффект гигантского магнитосопротивления был открыт в конце 1980-х годов двумя научными группами под руководством Питера Грюнберга и Альберта Ферта. Данный эффект наблюдается в материалах, состоящих из чередующихся ультратонких ферромагнитных и немагнитных (НМ) металлических слоев, и заключается в изменении электрического сопротивления таких структур во внешнем магнитном поле. В частности, для трехслойной структуры Fe/Cr/Fe, при прохождении тока в плоскости пленки, было обнаружено [29] антиферромагнитное упорядочение магнитных моментов Fe при толщине слоя Cr около 0.8 нм. Такое упорядочение магнитных моментов слоев ферромагнетика обусловлено косвенным обменным взаимодействием. Во внешнем магнитном поле, достаточном для преодоления косвенного обменного взаимодействия, магнитные моменты ферромагнитных слоев устанавливаются вдоль вектора напряженности магнитного поля. Было показано, что изменение конфигурации магнитных моментов ферромагнитных слоев с антипараллельной на параллельную (и наоборот), приводит к изменению электросопротивления (рисунок 1.1).

Величина эффекта гигантского магнитосопротивления определяется как:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P}, \quad (1.1)$$

где R_{AP} и R_P – сопротивление наноструктуры при антипараллельной и параллельной конфигурациях магнитных моментов ферромагнитных слоев.

Эффект ГМС обусловлен рассеянием электронов проводимости, которое зависит от направления спина. Для ферромагнитных металлов наблюдается расщепление энергетических уровней, которые соответствуют ориентациям спина электрона «вверх» и «вниз». Это приводит к тому, что электроны на уровне Ферми находятся в разных энергетических состояниях, которые соответствуют противоположным ориентациям спинов и, соответственно, проявляют различные свойства проводимости (рисунок 1.2) [30].

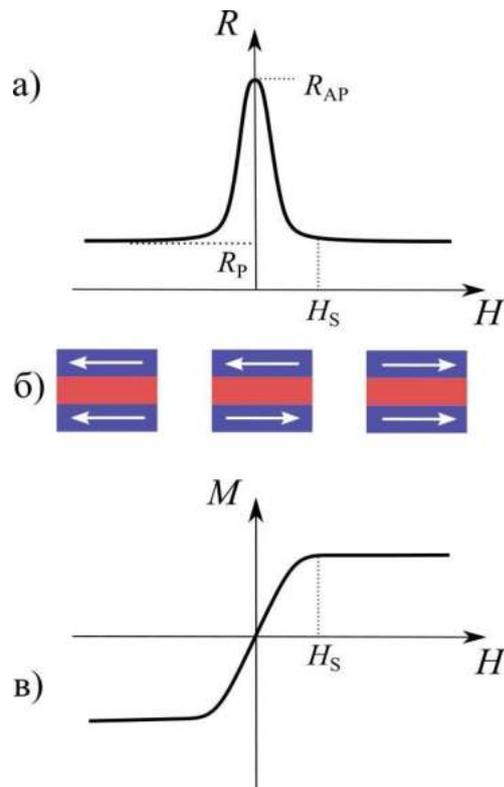


Рисунок 1.1 – Изменение сопротивления наноструктуры в зависимости от приложенного магнитного поля (а); конфигурация магнитных моментов ферромагнитных слоев в различных магнитных полях (б); полевая зависимость намагниченности (в) для трехслойной структуры Fe/Cr/Fe [29]

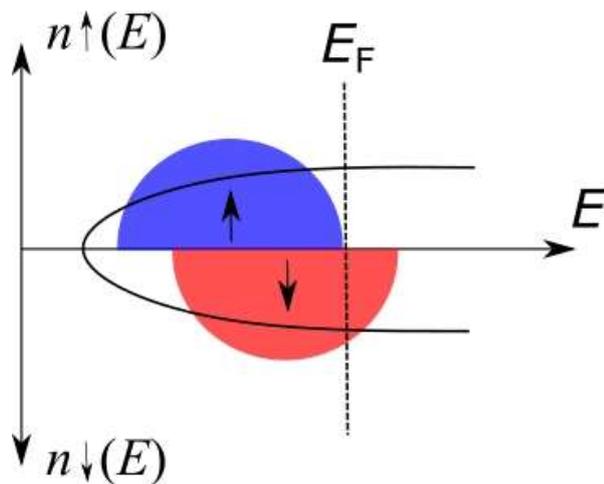


Рисунок 1.2 – Схематичное изображение зонной структуры ферромагнетика, отражающее расщепление энергетических зон с учетом ориентации спина электрона [30]

В случае, когда спин электрона параллелен локальной намагниченности – спин «вверх», плотность состояний на уровне Ферми выше, чем в случае, когда спин электрона антипараллелен локальной намагниченности – спин «вниз». Тогда сопротивление $\rho\uparrow < \rho\downarrow$.

Достаточно простым объяснением эффекта гигантского магнитосопротивления является двухтоковая модель Мотта. В ее основе заложено предположение о том, что суммарная проводимость ферромагнетика может быть представлена как сумма отдельных вкладов от электронов со спином вверх и электронов со спином вниз.

В случае многослойной наноструктуры, ток, протекающий через нее, является суммой токов носителей со спинами «вверх» и «вниз». Когда магнитные моменты ФМ слоев параллельны, то вероятность рассеяния электронов со спином, параллельным намагниченностям этих ФМ слоев, мала. Такие электроны формируют канал с низким сопротивлением. Электроны, спин которых антипараллелен магнитным моментам ФМ слоев, будут испытывать рассеяние и формировать канал с высоким сопротивлением (рисунок 1.3 (а)). Сопротивление структуры с параллельной конфигурацией магнитных моментов ФМ слоев описывается выражением:

$$\rho\uparrow\uparrow = \rho\uparrow\rho\downarrow/(\rho\uparrow + \rho\downarrow). \quad (1.2)$$

В случае антипараллельной конфигурации магнитных моментов ФМ слоев, разделенных немагнитной прослойкой (рисунок 1.3 (б)), вероятность рассеяния электронов со спинами «вверх» и «вниз» одинакова. Тогда сопротивление в каждом канале выражается как $(\rho\uparrow + \rho\downarrow)/2$, а общее сопротивление структуры:

$$\rho\uparrow\downarrow = (\rho\uparrow + \rho\downarrow)/4. \quad (1.3)$$

В таком случае, сопоставляя выражения для двух конфигураций магнитных моментов ФМ слоев, изменение сопротивления, которое происходит при изменении с параллельной на параллельную конфигурацию (и наоборот), можно выразить как:

$$\Delta R/R = (\rho\uparrow\downarrow - \rho\uparrow\uparrow)/\rho\uparrow\uparrow = [(\rho\downarrow - \rho\uparrow)/(\rho\downarrow + \rho\uparrow)]^2 = [(\alpha - 1)/(\alpha + 1)]^2, \quad (1.4)$$

где $\alpha = \rho\downarrow/\rho\uparrow$ - параметр, характеризующий разницу в процессе рассеяния для носителей с ориентацией спина «вверх» и «вниз».

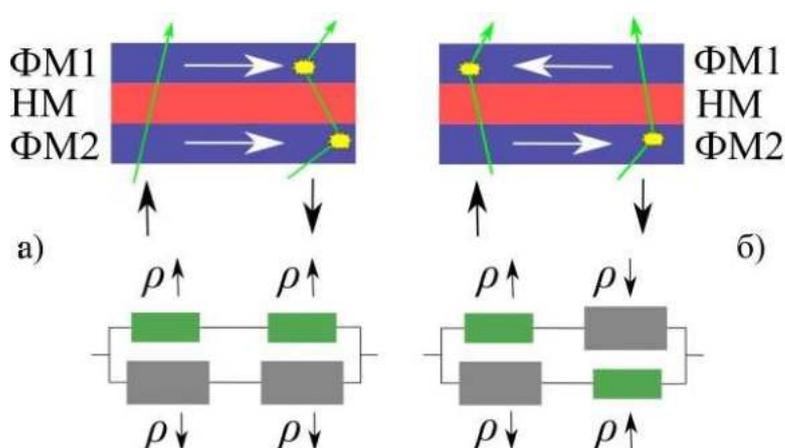


Рисунок 1.3 – Схематическое изображение двухтоковой модели магнитосопротивления [31]

Для структуры ФМ1/НМ/ФМ2 величина электросопротивления определяется величиной угла φ между магнитными моментами слоев ФМ1 и ФМ2, справедливо выражение:

$$R(\varphi) = R_0 + \Delta R(1 - \cos \varphi)/2. \quad (1.5)$$

Соответственно, максимальная величина магнитосопротивления будет наблюдаться при изменении угла φ от 0 до 180°.

Приведенная модель корректна в случае, когда толщины слоев много меньше, чем длина свободного пробега электронов λ . Эффект ГМС наблюдается, если электрон пересекает более одного ФМ слоя за длину свободного пробега. Соответственно, при увеличении толщины НМ слоя до $t_{\text{НМ}} \geq \lambda$ магнитосопротивление не наблюдается.

Для наноструктуры типа «спиновый клапан», обладающей эффектом гигантского магнитосопротивления, в работе [32] приведено выражение, описывающее зависимость величины ГМС от толщины немагнитного слоя $t_{\text{НМ}}$:

$$\frac{\Delta R}{R} = A \times \frac{\exp(-t_{\text{НМ}}/l_{\text{НМ}})}{1+t_{\text{НМ}}/a}, \quad (1.6)$$

где A , a , $l_{\text{НМ}}$ – феноменологические параметры, а $\exp(-t_{\text{НМ}}/l_{\text{НМ}})$ описывает вероятность прохождения электрона через немагнитный слой без рассеяния.

Существует некоторая оптимальная толщина ФМ слоев, при которой зависимость величины гигантского магнитосопротивления достигает своего максимума. С одной стороны, толщина ФМ слоя $t_{\text{ФМ}}$ не должна быть больше длины свободного пробега λ , с другой – ФМ

слой должен быть достаточно толстым для того, чтобы уменьшить величину сопротивления, которое определяется спин-зависимым рассеянием электронов на границах и внутри слоя.

Для наноструктуры типа «спиновый клапан», в работе [33] приведено выражением, описывающее зависимость эффекта ГМС от толщины ферромагнитных слоев:

$$\frac{\Delta R}{R} = B \times \frac{1 - \exp(-t_{\text{ФМ1}}/l_{\text{ФМ2}})}{1 + t_{\text{ФМ1}}/b}, \quad (1.7)$$

где $t_{\text{ФМ1}}$ – толщина первого ферромагнитного слоя, B , b , $l_{\text{ФМ2}}$ – феноменологические параметры, которые зависят от толщины второго ферромагнитного слоя, а также немагнитного слоя.

1.2 Спиновый клапан: структура и свойства

Спиновый клапан – многослойная металлическая наноструктура, обладает высокой чувствительностью в малом магнитном поле и высоким значением величины гигантского магнитосопротивления [34]. Спиновый клапан состоит из двух ферромагнитных слоев, которые разделены немагнитной прослойкой, а также антиферромагнитного слоя. Магнитный момент одного из ферромагнитных слоев фиксирован обменным взаимодействием на границе ферромагнетик/антиферромагнетик. Магнитный момент другого ферромагнитного слоя свободно изменяет свое направление под действием слабых магнитных полей. Максимальные значения магнитосопротивления наблюдаются в случае антипараллельной конфигурации магнитных моментов ферромагнитных слоев. В силу малого взаимодействия между ФМ слоями, изменение конфигурации этих магнитных моментов происходит в малом магнитном поле, что обуславливает высокую чувствительность такой наноструктуры.

На рисунке 1.4 приведена схематичная структура спиновых клапанов трех видов – с верхним (а) и нижним (б) расположением антиферромагнетика, а также симметричный спиновый клапан (в).

В спиновом клапане с верхним расположением антиферромагнетика слой АФМ располагается в верхней части наноструктуры. Рядом с АФМ находится закрепленный ФМ слой, магнитный момент которого (ФМ_3) фиксирован обменным взаимодействием на границе ФМ/АФМ, где формируется однонаправленная анизотропия. Обменное взаимодействие здесь можно представить как локальное магнитное поле – поле обменного сдвига (H_{ex}), которое действует на магнитный момент закрепленного ФМ слоя. Причем направление оси

однонаправленной анизотропии определяется направлением внешнего магнитного поля во время напыления АФМ слоя на ФМ слой. Также направление ООА может быть обусловлено направлением магнитного поля и магнитного момента ФМ слоя в процессе термомагнитной обработки (ТМО). ТМО включает нагрев наноструктуры выше температуры блокировки (T_B), при которой происходит разрушение обменного взаимодействия на границе ФМ/АФМ, и последующее охлаждение образца в магнитном поле заданного направления.

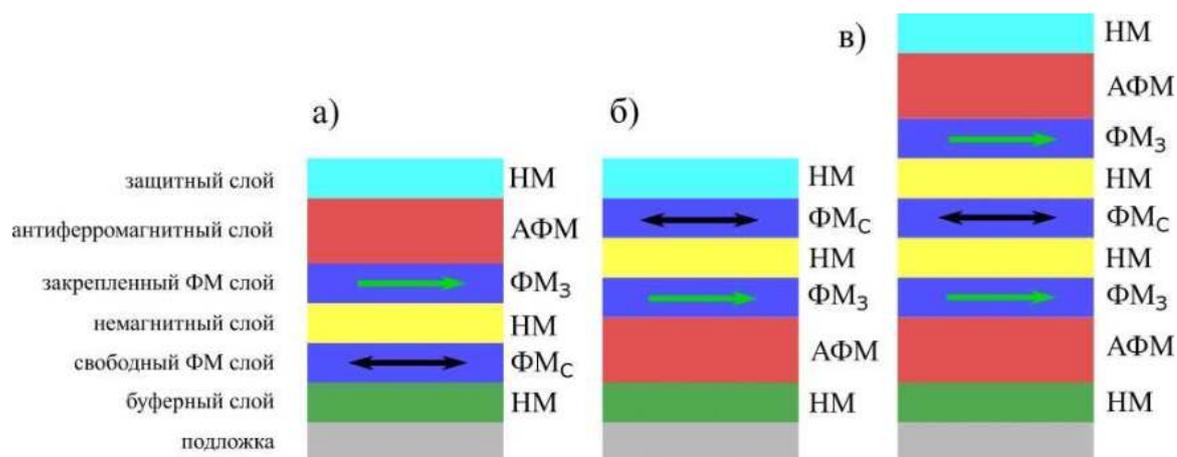


Рисунок 1.4 – Схематическая структура трех основных типов спиновых клапанов: а) с верхним расположением антиферромагнетика; б) с нижним расположением антиферромагнетика; в) симметричный спиновый клапан [35]

Ферромагнитный слой также может быть закреплен с помощью синтетического антиферромагнетика – трехслойной структуры, в которой два ФМ слоя связаны сильной антиферромагнитной обменной связью через прослойку рутения. Эта связь обуславливает высокую термическую стабильность спиновых клапанов на основе САФ [36, 37]. Особенностью САФ является спин-флоп состояние – в некотором магнитном поле (H_{sf}) магнитные моменты ФМ слоев разворачиваются друг относительно друга на 180° и устанавливаются перпендикулярно приложенному полю. Это свойство может быть использовано для формирования различных конфигураций осей анизотропии в спиновом клапане.

Свободный ФМ слой с моментом ФМ_С отделен от закрепленного ФМ слоя HM прослойкой. Направление магнитного момента ФМ_С может быть изменено малым магнитным полем. Также в состав спинового клапана входят еще два слоя: буферный, который определяет

микроструктурные особенности спинового клапана, и защитный, обеспечивающий защиту наноструктуры от окисления.

В случае спинового клапана с нижним расположением антиферромагнетика, сначала происходит напыление АФМ слоя, затем – закрепленного ФМ слоя. Для симметричного спинового клапана величина магнитосопротивления примерно в два раза больше, чем величина магнитосопротивления для первых двух типов наноструктур [38, 39]. Очередность напыления слоев (спиновые клапаны с верхним или нижним расположением антиферромагнетика), определяет свойства микроструктуры слоев, но принцип функционирования остается общим для всех типов спиновых клапанов.

На рисунке 1.5 приведены характерные для спинового клапана полевые зависимости намагниченности $M(H)$ и магнитосопротивления $MR(H)$. ООА противонаправлена положительному направлению поля.

Зависимость $M(H)$ включает в себя две петли. Узкая петля в малых полях обусловлена перемагничиванием магнитного момента свободного слоя ФМ_С (черная стрелка), широкая петля в больших полях обусловлена перемагничиванием магнитного момента закрепленного слоя ФМ_З (зеленая стрелка). Изменение конфигурации ФМ_С и ФМ_З отражается на величине магнитосопротивления.

Рассмотрим процесс перемагничивания ФМ слоев в спиновом клапане более подробно. Когда приложено большое отрицательное поле, магнитные моменты ФМ_С и ФМ_З направлены вдоль поля и сонаправлены друг другу, сопротивление спинового клапана мало. При уменьшении величины приложенного поля и изменении его направления на положительное, вблизи значения H_j происходит перемагничивание ФМ_С, который устанавливается вдоль положительного поля, причем направление ФМ_З остается прежним в силу обменного взаимодействия на границе ФМ/АФМ. Наблюдается антипараллельная конфигурация магнитных моментов ФМ_С и ФМ_З, сопротивление спинового клапана возрастает. При дальнейшем увеличении магнитного поля антипараллельная конфигурация магнитных моментов ФМ слоев будет сохраняться до величины поля обменного сдвига H_{ex} , при которой произойдет перемагничивание ФМ_З. Магнитные моменты ФМ_С и ФМ_З снова сонаправлены, сопротивление наноструктуры уменьшается. При уменьшении магнитного поля, первым перемагничивается ФМ_З, который установится вдоль ООА, затем, в малом магнитном поле, ФМ_С. Величина H_j – поле межслойного взаимодействия, определяет взаимодействие ФМ слоев и соответствует середине низкополевой петли гистерезиса.

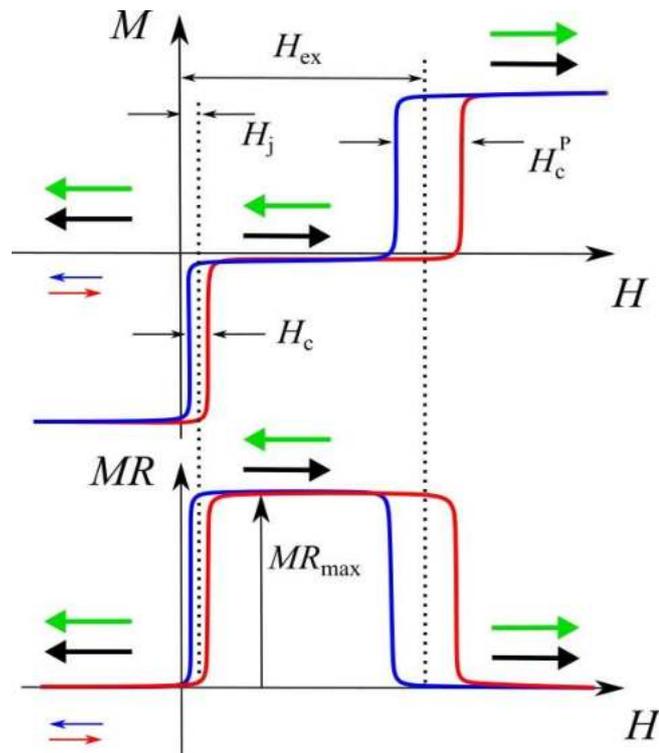


Рисунок 1.5 – Полевые зависимости намагниченности и магнитосопротивления для спинового клапана. H_{ex} , H_j – поле обменного сдвига и межслойного взаимодействия, соответственно; H_c , H_c^p – гистерезис свободного и закрепленного слоев, соответственно

Рассмотренная выше конфигурация подразумевает ситуацию, когда ООА противонаправлена положительному направлению поля. В таком случае поле межслойного взаимодействия $H_j > 0$, что соответствует ферромагнитному упорядочению магнитных моментов ФМ_с и ФМ_з в отсутствие магнитного поля. В обратном случае, при $H_j < 0$, ФМ_с и ФМ_з упорядочены антиферромагнитно.

Перемагничивание магнитных моментов свободного и закрепленного слоев происходит с некоторым гистерезисом, что наблюдается на полевых зависимостях намагниченности и магнитосопротивления. Гистерезис характеризуется полной шириной на полувысоте низкополевой петли (H_c) в случае свободного слоя, и аналогично – для высокополевой петли (H_c^p) – в случае закрепленного слоя. Интервал полей $H_j < H < H_{ex}$, в котором на магниторезистивной кривой наблюдается плато и реализована антипараллельная конфигурация магнитных моментов ФМ слоев, а также ширина петли гистерезиса свободного слоя – важные параметры спинового клапана в контексте прикладного использования.

1.3 Взаимодействия между слоями в спиновом клапане

1.3.1 Взаимодействие между ферромагнитными слоями

В составе спинового клапана закрепленный и свободный ферромагнитные слои разделены немагнитной прослойкой, которая уменьшает магнитное взаимодействие между ними. Энергия этого результирующего взаимодействия в феноменологических моделях может быть задана как:

$$E_J = J(1 - \cos \varphi), \quad (1.8)$$

где J – константа, которая характеризует энергию межслойного взаимодействия ФМ слоев, а φ – угол между магнитными моментами закрепленного и свободного ФМ слоев.

По данным работ [9, 40, 41], конкуренция трех типов взаимодействий определяет взаимодействие между ферромагнитными слоями, разделенными немагнитной прослойкой. Среди них: 1) дипольное Неелевское взаимодействие, величина которого зависит от шероховатости интерфейсов; 2) обменное РККИ взаимодействие, величина которого периодическим образом зависит от толщины немагнитной прослойки; 3) ферромагнитное, которое формируется при нарушении сплошности немагнитного слоя.

Дипольное взаимодействие вызвано магнитостатическим взаимодействием, которое возникает в силу шероховатости слоев (рисунок 1.6).

На границе ферромагнитный слой/немагнитный слой, в пленке ФМ происходит формирование магнитных полюсов. Магнитные полюса второго ФМ слоя имеют противоположную ориентацию, что обуславливает ферромагнитное взаимодействие закрепленного и свободного ФМ слоев через немагнитную прослойку. В работе [42] модель Нееля [43] применялась для описания энергии дипольного межслойного взаимодействия ФМ слоев в составе спинового клапана:

$$J_N = \frac{\pi^2}{\sqrt{2}} \times \frac{\hbar^2}{L} \times \mu_0 M M' \exp\left(\frac{-2\pi\sqrt{2}t_{Cu}}{L}\right), \quad (1.9)$$

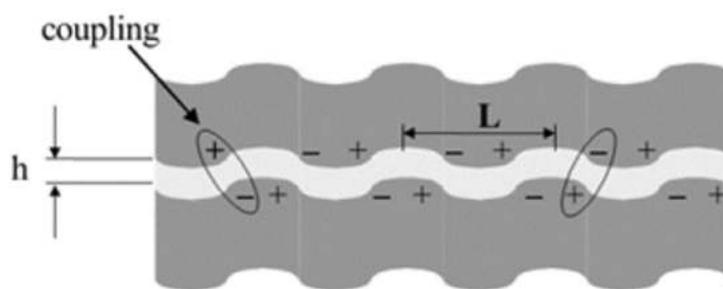


Рисунок 1.6 – Схематическое изображение поперечного сечения структуры ФМ/НМ/ФМ, межслойная шероховатость которой приводит к возникновению дипольного магнитостатического взаимодействия

где M и M' – намагниченность насыщения свободного и закрепленного ФМ слоев, разделенных немагнитной прослойкой толщиной t_{Cu} ; L и h – длина волны и амплитуда двумерной синусоидальной шероховатости.

В работе [44] проведены исследования межслойного дипольного взаимодействия для спиновых клапанов, напыленных на подложки с разной шероховатостью, которые подтвердили представленную выше аналитическую модель.

При уменьшении толщины, сплошность НМ прослойки может быть нарушена, в таком случае может возникать прямой контакт ФМ слоев (рисунок 1.7).

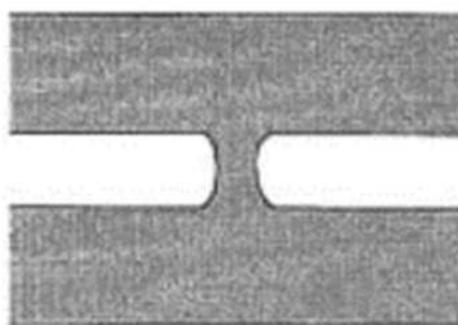


Рисунок 1.7 – Схематическое изображение перемычки между ферромагнитными слоями

Вклад ферромагнитного взаимодействия становится доминирующим при уменьшении толщины немагнитного слоя. Толщина, при которой этот тип взаимодействия будет преобладать над другими, зависит от степени взаимной диффузии между НМ и ФМ слоями и шероховатости слоев. В работе [45] обнаружено, что использование сплава на основе NiFeCr в

качестве буферного слоя позволяет уменьшить критическую толщину НМ прослойки от 1.8 до 0.8 нм.

Обменное РККИ взаимодействие периодическим образом зависит от толщины НМ прослойки и может в отсутствие поля обеспечить антипараллельное упорядочение магнитных моментов ферромагнитных слоев в структурах, обладающих эффектом ГМС.

Из экспериментально полученных магнитных данных можно оценить плотность энергии косвенного обменного взаимодействия W_1 , которая описывается выражением:

$$W_1 = -J_1 M_1 M_2 / |M_1| |M_2| = -J_1 \cos \varphi, \quad (1.10)$$

где M_1 и M_2 – магнитные моменты ФМ слоев, φ – угол между M_1 и M_2 , J_1 – обменная константа, которая характеризует межслойное взаимодействие ФМ слоев, и принимает положительные или отрицательные значения. При $J_1 > 0$ наблюдается ферромагнитное, а при $J_1 < 0$ – антиферромагнитное упорядочение магнитных моментов ФМ слоев. Данный обменный параметр можно оценить с помощью выражения:

$$J_1 = \mu_0 H_s M t_{\text{ФМ}} / 2, \quad (1.11)$$

где H_s – поле насыщения ФМ слоя, а $t_{\text{ФМ}}$ – его толщина.

На рисунке 1.8 приведены зависимости поля и параметра межслойного взаимодействия от толщины НМ слоя Ru для спиновых клапанов Si//Ru/MnIr/Co/Ru(t_{Ru})/NiFe/Ru [9].

Ферромагнитный или антиферромагнитный тип межслойного взаимодействия в спиновых клапанах обуславливает сдвиг низкополевой петли гистерезиса в область положительных или отрицательных полей, соответственно. Поле межслойного взаимодействия (величина сдвига) может быть описано с помощью выражения [42]:

$$H_J = \frac{J}{M_{\text{нас}}^{\text{св}} t_{\text{св}}}, \quad (1.12)$$

где $M_{\text{нас}}^{\text{св}}$ и $t_{\text{св}}$ – намагниченность насыщения и толщина свободного ФМ слоя спинового клапана, J – константа, которая характеризует межслойное взаимодействие между свободным и закрепленным ФМ слоями.

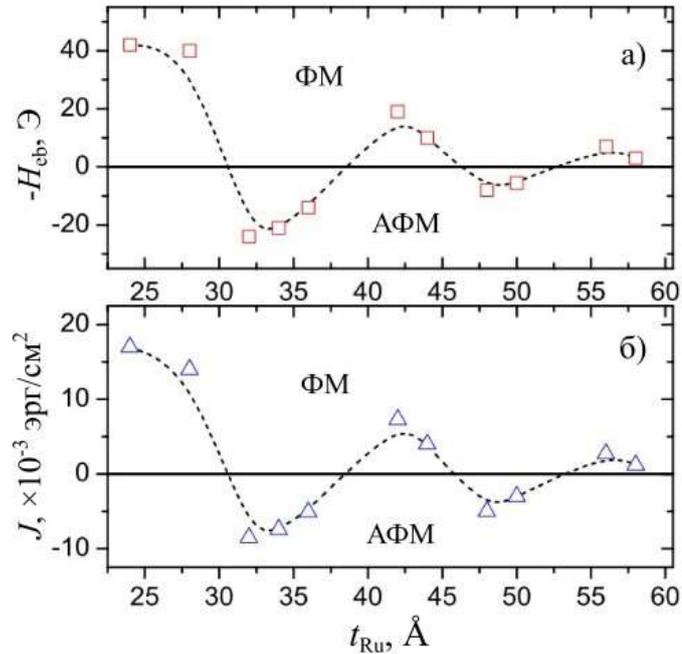


Рисунок 1.8 – Зависимость поля (а) и параметра (б) межслойного взаимодействия от толщины прослойки рутения для спинового клапана Si//Ru/MnIr/Co/Ru(t_{Ru})/NiFe/Ru [9]

Установлено [46], что соотношение вкладов обменного РККИ и дипольного взаимодействий в энергию межслойного взаимодействия в спиновых клапанах NiFe/CoFe/Cu/CoFe/MnIr варьируется в широком интервале и может быть оценено с помощью измерения температурной зависимости поля межслойного взаимодействия.

1.3.2 Взаимодействие между ферромагнитными и антиферромагнитными слоями

Обменное взаимодействие на границе ферромагнетик/антиферромагнетик в спиновом клапане приводит к формированию однонаправленной магнитной анизотропии в ферромагнитном слое и обуславливает сдвиг петли перемагничивания закрепленного слоя. Впервые подобный эффект был обнаружен в 1956 году при исследовании однодоменных частиц Co, покрытых антиферромагнитным оксидом CoO [47, 48].

Энергия однонаправленной анизотропии может быть выражена как:

$$E_{ex} = J_{ex}(1 - \cos(\varphi_3)), \quad (1.13)$$

где J_{ex} – обменная константа, которая характеризует энергию взаимодействия АФМ и закрепленного ФМ слоев, а φ_3 – угол между осью однонаправленной анизотропии и направлением магнитного момента закрепленного ФМ слоя.

Сдвиг петли перемангничивания закрепленного слоя характеризуется полем обменного сдвига:

$$H_{\text{ex}} = \frac{J_{\text{ex}}}{M_{\text{нас}}^3 t_3}, \quad (1.14)$$

где $M_{\text{нас}}^3$ и t_3 – намагниченность насыщения и толщина закрепленного ФМ слоя.

Для ферромагнитной пленки, которая обладает одноосной анизотропией, петля гистерезиса симметрична относительно магнитного поля $H = 0$. При напылении АФМ пленки поверх ФМ пленки в последней сформируется ООА и происходит сдвиг петли гистерезиса. Еще одним способом формирования ООА является термомагнитная обработка двухслойной структуры ФМ/АФМ, которая включает в себя следующие стадии: нагрев структуры до температуры, превышающей температуру блокировки для АФМ пленки, при которой разрушается обменная связь на границе ФМ/АФМ; прикладывание внешнего магнитного поля в заданном направлении; охлаждение структуры в магнитном поле до температуры ниже температуры блокировки. Значение $T_{\text{б}}$ близко к величине температуры Нееля (T_{N}) для АФМ и зависит от материала АФМ слоя и его толщины [49, 50].

1.4 Типы антиферромагнитных материалов, используемых в спиновом клапане

Антиферромагнитный слой в составе спинового клапана используется для «закрепления» намагниченности соседнего с ним ферромагнитного слоя, а изменение материала АФМ слоя, а также его толщины, позволяет управлять сдвигом петли перемангничивания закрепленного слоя. Еще одной важной характеристикой АФМ является температура блокировки $T_{\text{б}}$ – температура, выше которой разрушается обменное взаимодействие на границе ФМ/АФМ. Температура блокировки зависит от типа АФМ и обуславливает термическую стабильность устройств на основе спиновых клапанов.

Сплав $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ является наиболее распространенным и простым в изготовлении антиферромагнетиком для спиновых клапанов. Температура Нееля для данного сплава составляет величину 217°C , а температура блокировки варьируется в интервале $120\text{-}190^\circ \text{C}$,

что является достаточно низким значением в сравнении с другими антиферромагнетиками. Еще одной особенностью является низкое удельное сопротивление сплава $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$. В спиновом клапане на основе $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ обменный сдвиг возникает непосредственно при напылении наноструктуры во внешнем магнитном поле [51]. В представленной диссертационной работе исследованы спиновые клапаны на основе антиферромагнитного сплава $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$.

Другими вариантами антиферромагнетиков, которые используются в спиновых клапанах, являются такие материалы как $\text{Mn}_{75}\text{Ir}_{25}$, $\text{Pt}_{20}\text{Pd}_{30}\text{Mn}_{50}$, $\text{Pt}_{49}\text{Mn}_{51}$, $\text{Ni}_{45}\text{Mn}_{55}$, $\text{Cr}_{40}\text{Pt}_{40}\text{Mn}_{20}$, $\text{Ni}_{50}\text{O}_{50}$ [52-54].

Антиферромагнетик MnIr также позволяет получить обменный сдвиг при напылении спинового клапана во внешнем магнитном поле, но, в отличие от FeMn , данный материал обладает более высокими значениями температуры Нееля и блокировки - $T_N = 427^\circ\text{C}$, $T_B \sim 250\text{-}300^\circ\text{C}$. Формирование обменного сдвига в спиновых клапанах на основе PtMn , NiMn подразумевает использование ТМО [55, 56].

Известно [57], что T_B увеличивается при увеличении толщины антиферромагнитного слоя. Например, для сплава FeMn , температура блокировки увеличивается до толщины АФМ 10 – 12 нм, после чего происходит насыщение.

1.5. Многослойные наноструктуры, содержащие редкоземельные металлы

1.5.1 Свойства редкоземельных элементов

Редкоземельные металлы представляют собой примеры систем с косвенной обменной связью между локализованными моментами $4f$ -электронов, которая обеспечивается электронами проводимости [4]. Из-за сложного сочетания магнитных взаимодействий, РЗМ демонстрируют несколько промежуточных магнитных состояний между высокотемпературной парамагнитной и низкотемпературной ферромагнитной фазами. Системы на основе редкоземельных металлов являются перспективными материалами в контексте изучения хирального магнетизма и магнитоэлектрических явлений, что способствует прогрессу в разработке устройств наноспинтроники [58].

Первые работы, посвященные вопросу исследования магнитного упорядочения в монокристаллах редкоземельных магнетиков, были опубликованы в начале шестидесятых годов [59, 60].

Исследованные в диссертационной работе РЗМ диспрозий и гольмий принадлежат к иттриевой подгруппе редкоземельных металлов и обладают гексагональной плотноупакованной (ГПУ) структурой с параметрами ячейки: $a = b = 3.59 \text{ \AA}$, $c = 5.65 \text{ \AA}$ – для Dy, $a = b = 3.58 \text{ \AA}$, $c = 5.62 \text{ \AA}$ – для Ho.

Выше температуры Нееля, которая составляет величину 179 К, объемный монокристалл диспрозия является парамагнетиком. Ниже температуры Кюри (T_C) – 85 К, диспрозий находится в ферромагнитном состоянии. В температурном интервале $T_C - T_N$ в Dy наблюдается антиферромагнитная фаза с образованием геликоидальной структуры. В антиферромагнитном геликоиде магнитный момент в каждой базовой плоскости подвернут на некоторый угол α_0 вокруг оси c , относительно магнитного момента в соседней базовой плоскости. Величина α_0 зависит от температуры и в диапазоне 85 – 179 К меняется в пределах 27 – 43° [59], при этом шаг геликоида h уменьшается от 40 до 25 Å [61].

Аналогичные особенности магнитной структуры наблюдаются и в объемном монокристалле гольмия. Характерные температуры: $T_C = 20 \text{ К}$, $T_N = 132 \text{ К}$ [23, 62, 63]. Выше температуры Нееля гольмий – парамагнетик. Ниже температуры Кюри наблюдается, так называемая, ферромагнитная спираль - магнитные моменты входят из базовой плоскости. Угол между магнитными моментами в соседних атомных плоскостях $\alpha_0 = 36^\circ$, а магнитный момент обусловлен компонентной, направленной вдоль оси c геликоида. В интервале 20 – 132 К α_0 варьируется в пределах 36 – 50° [64, 65].

Вблизи перехода парамагнетик-антиферромагнетик на температурных зависимостях удельного электросопротивления наблюдается перегиб, характерный для РЗМ (рисунок 1.9). Непосредственно в области перехода наблюдается изменение характера проводимости с металлического на полупроводниковый. В точке перехода АФМ–ФМ также имеется аномалия электросопротивления, значительно меньшая, чем при T_N , и которая наблюдается не во всех РЗМ. Необходимо отметить также то, что особенности на $R(T)$ зависимости резко анизотропны – в направлении гексагональной оси c аномалии при температурах T_C и T_N выражены более явно, нежели в базисной плоскости [64].

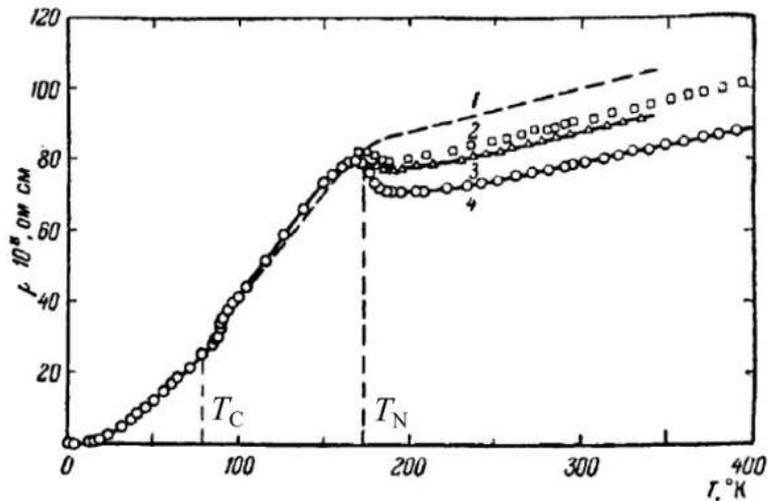


Рисунок 1.9 – Температурная зависимость удельного электросопротивления диспрозия [64].
 1 – монокристалл в базисной плоскости; 2 – поликристалл; 3 – монокристалл в направлении под углом 42° к оси c ; 4 – монокристалл в направлении под углом 18° к оси c

Приведенные выше цифры справедливы для РЗМ в отсутствие внешнего магнитного поля, когда наблюдается антиферромагнитная геликоидальная структура (Helix - рисунок 1.10 (а)). Внешнее магнитное поле может деформировать геликоид с образованием различных магнитных фаз. В магнитном поле $H \leq H_{кр}$ формируется веерная композиция со структурой спирали (Helifan - рисунок 1.10 (б)). При увеличении поля до значений $H \geq H_{кр}$ происходит трансформация в веерную псевдо-ферромагнитную структуру (Fan - рисунок 1.10 (в)). В предельном магнитном поле $H_0 \sim 2H_{кр}$ все магнитные моменты устанавливаются вдоль приложенного поля (Ferromagnet - рисунок 1.10 (г)). Характерные значения $H_{кр}$ для Dy и Ho составляют 11 кЭ и 18 кЭ, соответственно.

Величина магнитного поля, при котором геликоидальная структура будет переходить в ту или иную магнитную фазу, зависит от температуры [66]. На рисунке 1.11 приведены H - T диаграммы для диспрозия и гольмия.

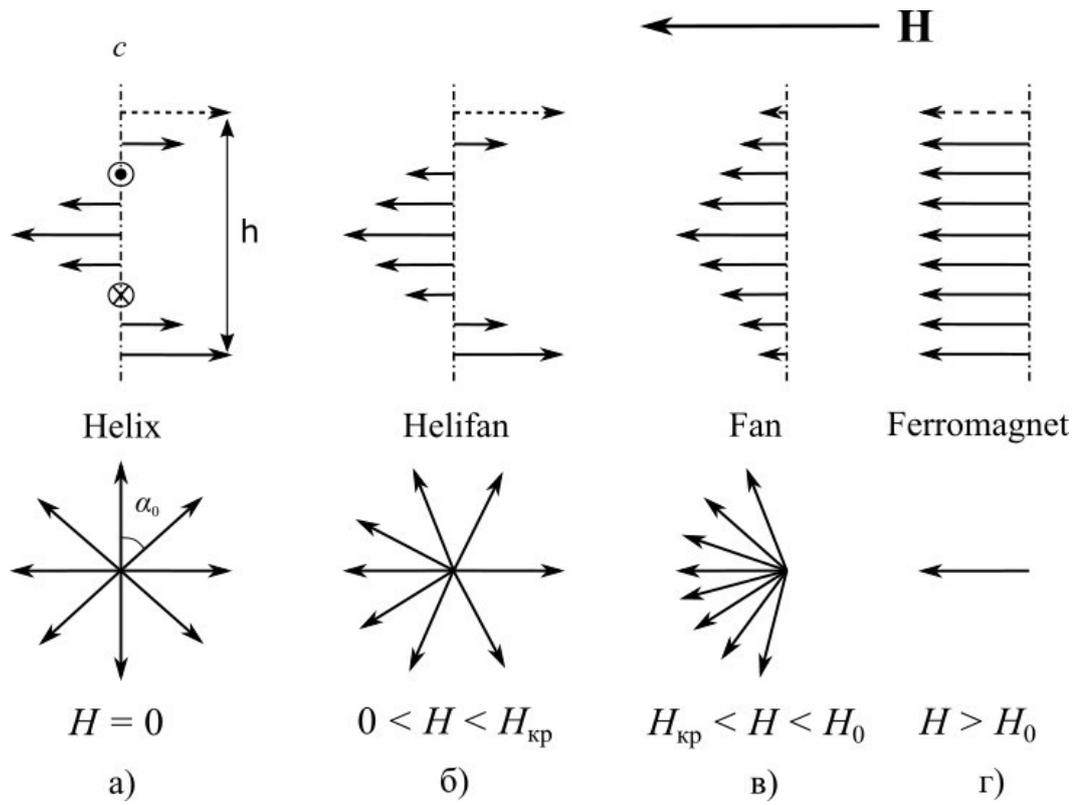


Рисунок 1.10 – Схематичное изображение антиферромагнитного геликоида под воздействием внешнего магнитного поля [64]

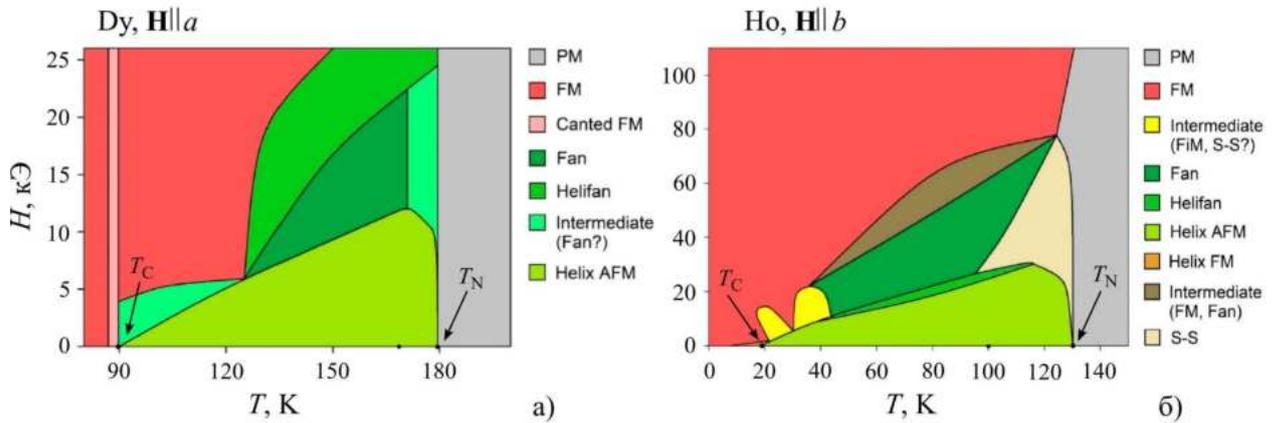


Рисунок 1.11 – Магнитная фазовая H - T диаграмма для диспрозия (а) и гольмия (б) [66]

Для диспрозия в сильном магнитном поле наблюдается веерная фаза (Fan), существование которой подтверждено экспериментально [67-69]. В то же время, недавние нейтронографические исследования и теоретические расчеты указывают на неоднородность

этой фазы и предполагают более широкий H - T интервал ее существования [70, 71]. Предполагается, что стабильность данной фазы может быть обусловлена химической чистотой исследуемого образца [67, 72, 73]. В диапазоне полей 5 – 25 кЭ и температур 125 – 180 К существует веер со структурой спирали (Helifan). Ниже температуры Кюри в диспрозии наблюдается обычное коллинеарное ферромагнитное упорядочение. В области температур выше температуры Нееля диспрозий находится в парамагнитной фазе. Авторы работ [67, 74] предполагают наличие антиферромагнитных кластеров в матрице парамагнитной фазы в области температур на 30 – 50 К выше температуры Нееля.

Для гольмия также наблюдается богатое разнообразие магнитных структур. Например, в полях до 2 кЭ при температурах 13 – 20 К наблюдается ферромагнитный геликоид [75]. Также были обнаружены аномалии переходов между фазами веер со структурой спирали (Helifan) и псевдо-ферромагнитная веерная структура (Fan) при увеличении магнитного поля в температурном интервале 45 – 95 К [76]. Также предсказано [77, 78] существование нескольких областей спин-слип состояния.

1.5.2. Свойства тонких слоев редкоземельных элементов

Развитие методов молекулярно-лучевой эпитаксии и магнетронного напыления позволило синтезировать совершенно новые структуры и вызвало интерес к исследованию тонких пленок РЗМ и слоистых структур на их основе [79].

Магнитные свойства тонких пленок отличаются от свойств объемных кристаллов. Микроструктурные исследования тонких пленок Dy [80] показали, что слои Dy толщиной от 10 до 400 нм, полученные в условиях сверхвысокого вакуума на кремниевой подложке с предварительно напыленным буферным слоем Zr(20 нм), являются поликристаллическими и обладают текстурой $\langle 0002 \rangle$. Длина структурной когерентности вдоль направления (0002) составляет 50 нм для пленок Dy толщиной 60 нм и более. На дифрактограммах для данных пленок наблюдаются слабые пики от рефлексов (10-11) и (10-10). В работе [81] рассмотрены структурные свойства слоя Dy в составе трехслойной структуры Ta(5нм)/Dy(50нм)/Ta(нм) в зависимости от температуры подложки и скорости напыления редкоземельного слоя. Показано, что слои Dy, напыленные при температуре подложки 350° С при высокой скорости осаждения (2 – 4 Å/с), обладают более совершенной текстурой, чем слои Dy, напыленные при той же температуре подложки при низкой скорости осаждения (< 1 Å/с). Средний размер зерна

в случае осаждения на нагретую подложу составил величину порядка 30 нм. Слои Dy, полученные при комнатной температуре, обладают менее совершенной текстурой в сравнении с рассмотренными выше двумя вариантами. В этом случае средний размер зерна составил величину порядка 20 нм.

Нейтроннографические исследования магнитной структуры пленок Dy толщиной от 60 до 320 нм [82], а также пленок Ho толщиной 500 нм и сверхрешеток Ho/Y [83], показали, что в данных структурах значение угла α_0 между магнитными моментами соседних базисных плоскостей отличается от значения α_0 для объемного Dy и Ho (рисунок 1.12), соответственно, и зависит от знака эпитаксиальных напряжений.

Также отмечается [62, 82, 83], что для тонких пленок РЗМ, температура перехода парамагнетик-антиферромагнетик уменьшается с уменьшением толщины слоя РЗМ (рисунок 1.13). Такая тенденция изменения температуры Нееля с толщиной – подавление магнитного фазового перехода – обусловлена изменением соотношения количества атомов на поверхности и в объеме, а также внутренними деформациями. При малых толщинах, структурное совершенство слоя РЗМ снижается, увеличение количества дефектов приводит к изменению условия рассеяния электронов проводимости, что оказывает влияние на косвенное обменное взаимодействие, ответственное за формирование геликоидального упорядочения [64, 84].

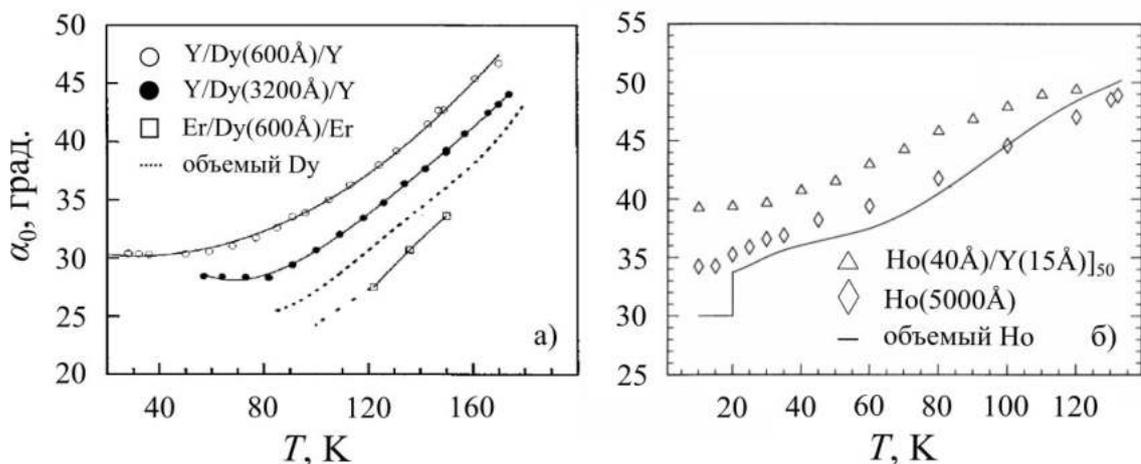


Рисунок 1.12 – Температурная зависимость угла α_0 для Dy [82] (а) и Ho [83] (б) в составе наноструктур

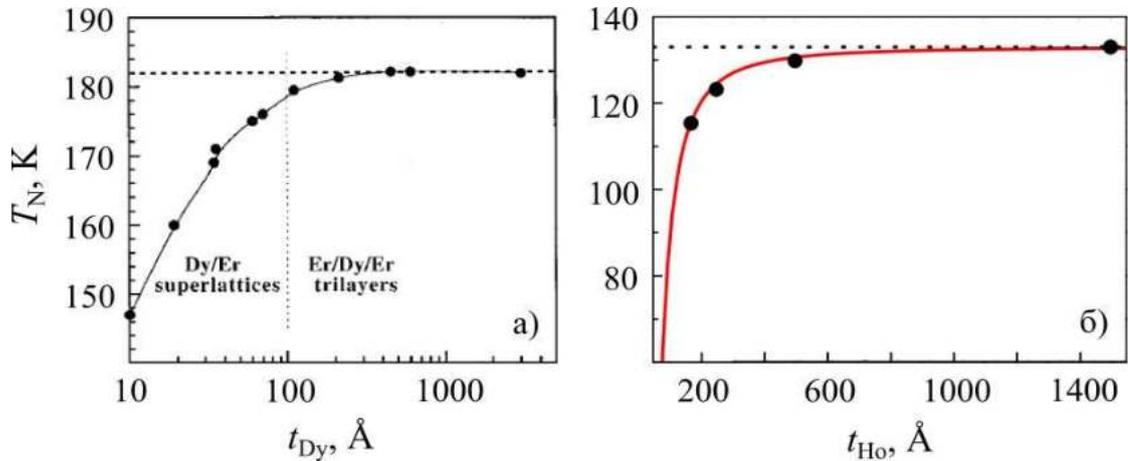


Рисунок 1.13 – Зависимость температуры Нееля от толщины слоя РЗМ, а) – диспрозий [82], б) – гольмий [62]

Теоретическое исследование магнитного состояния в отдельных ультратонких слоях (3-10 нм) геликоидальных магнетиков (Ho, Dy) было проведено в работах [23, 24].

Для пленок гольмия, толщина которых соизмерима с пространственным периодом геликоидальной структуры, сообщается, что в приповерхностных областях конкуренция между энергиями обмена и магнитокристаллической анизотропии способствует выравниванию магнитных моментов вдоль гексагональных осей. Также, при уменьшении толщины слоя РЗМ, уменьшается величина внешнего магнитного поля, способного деформировать геликоидальную структуру с образованием различных магнитных фаз (рисунок 1.14) [23].

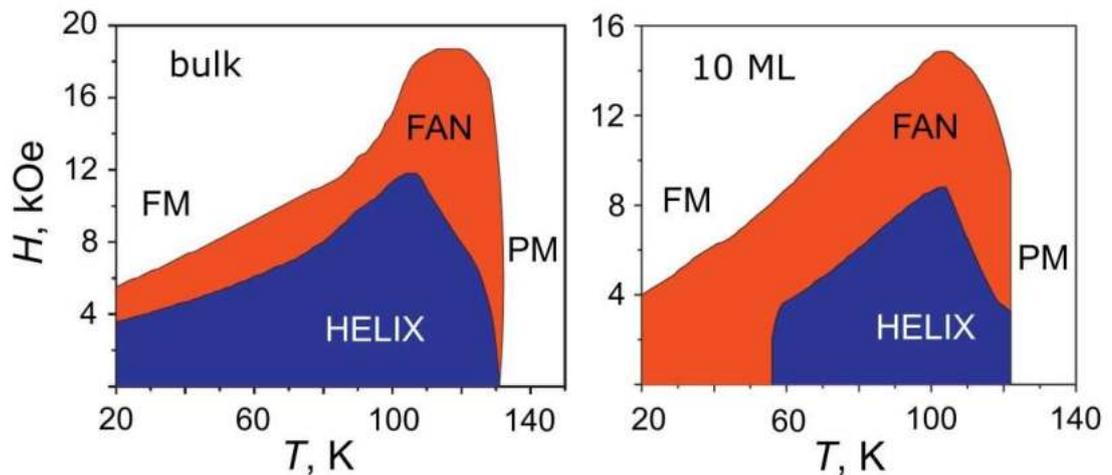


Рисунок 1.14 – H - T диаграмма для объемного Ho и пленки Ho толщиной 10 монослоев [23]

Аналогичные результаты получены для тонких пленок диспрозия, где магнитное упорядочение также может быть искажено в силу конкуренции между энергией обменного взаимодействия и энергией магнитокристаллической анизотропии. Более низкая координация магнитных моментов в приповерхностных областях приводит к их группировке вдоль гексагональных осей (рисунок 1.15).

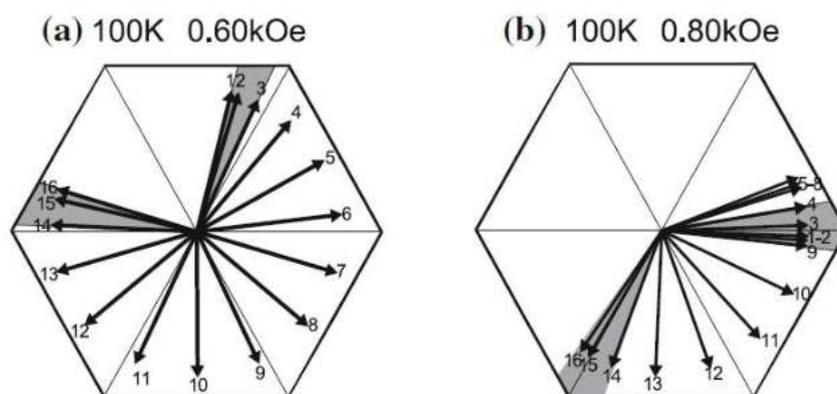


Рисунок 1.15 – Схематичное изображение магнитной структуры в пленке диспрозия толщиной 16 монослоев [24]

1.5.3. Интерфейсная область на границе редкоземельный металл-переходный металл

В составе наноструктур слои переходных и редкоземельных металлов располагаются рядом друг с другом. В результате диффузии на границе этих слоев формируется интерфейсная область толщиной порядка нескольких ангстрем [85-87]. Схематично магнитная структура таких многослойных образцов представлена на рисунке 1.16.

Первая область представляет собой редкоземельный металл, магнитно-разупорядоченный при комнатной температуре (Dy, Ho, Tb). Вторая область – область интерфейса, в котором магнитные моменты атомов РЗМ и переходного металла связаны обменным взаимодействием: ферромагнитным - в случае легких РЗМ (Pr, Nd, Sm), и антиферромагнитным в случае тяжелых РЗМ (Gd, Dy, Ho, Tb) (рисунок 1.17) [88]. Третья область представляет собой переходный металл, который является ферромагнитно упорядоченным. Структуры с достаточно толстыми слоями РЗМ и переходного металла демонстрируют характеристики двухфазного материала в силу малого магнитного вклада от интерфейса. По мере уменьшения номинальной толщины слоев переходного металла и РЗМ,

соотношение толщины интерфейсной области к толщинам этих слоев увеличивается и магнитный вклад от интерфейса начинает играть роль.

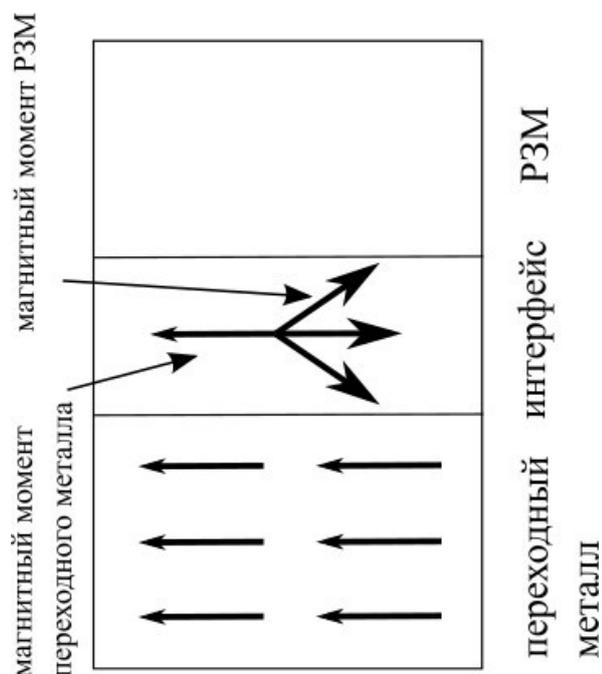


Рисунок 1.16 – Схематичное изображение магнитной структуры в области интерфейса редкоземельный-переходный металл

Соединения, которые образуются в результате взаимной диффузии атомов РЗМ и переходного металла, обладают достаточно высокой температурой Кюри. Так, для соединений Dy-Co-Fe, установлено [89], что в зависимости от соотношения элементов, входящих в состав, температура Кюри меняется от 410 К для $Du_{27.3}Fe_{65}Co_{7.7}$ до 545 К для $Du_{20.8}Fe_{63}Co_{16.2}$. При этом температура компенсации таких соединений также зависит от соотношения элементов, входящих в состав, и варьируется от 290 до 125 К, соответственно. Касательно двойных сплавов $Du_{1-x}Co_x$ и $Du_{1-x}Fe_x$, для $x > 0.7$ T_C достигает значений порядка 500 и 300 К, соответственно [87, 90].

Подробно особенности структурных и магнитных свойств тонких пленок системы РЗМ-переходный металл освещаются в работах [91-93]. Например, для пленок $Du_{100-x}Co_x$ установлено, что при $x = 20 - 85$ бинарная система находится в аморфном состоянии, а признаки кристалличности наблюдаются только в соединениях с низким содержанием кобальта. Определены композиционные зависимости остаточной намагниченности, коэрцитивной силы и температуры магнитного упорядочения (рисунок 1.18) для пленок

двойной системы $Du_{100-x}Co_x$. Установлено, что в низкокобальтовых системах ($x < 50$) наблюдается асперомагнитная структура, а при увеличении концентрации Co - сперимагнитная структура.

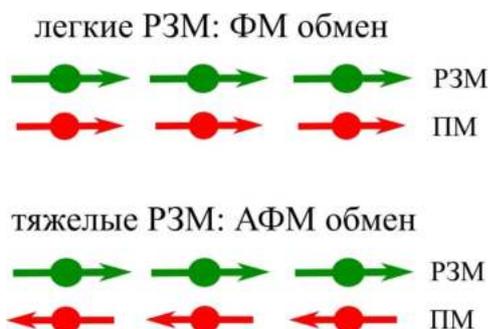


Рисунок 1.17 – Схематичное изображение типа обменного взаимодействия в случае легких и тяжелых РЗМ

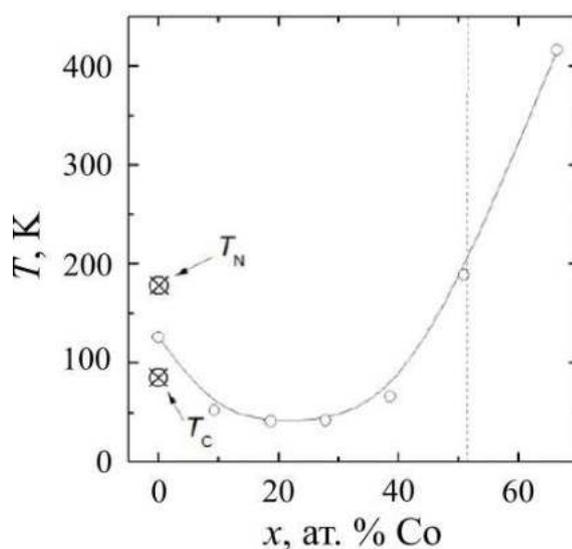


Рисунок 1.18 – Концентрационная зависимость температуры магнитного упорядочения для пленки $Du_{100-x}Co_x$ [93]

1.6. Датчики магнитного поля на основе эффекта гигантского магнитосопротивления

Актуальной областью применения структур на основе эффекта ГМС является сенсорная тематика [94, 95]. Датчики на основе эффекта гигантского магнитосопротивления являются предпочтительным выбором во многих приложениях, требующих измерения магнитных полей, и обладают рядом преимуществ в сравнении с датчиками на основе эффекта

анизотропного магнитосопротивления (АМС) и эффекта Холла. Они отличаются высокой чувствительностью, малым размером и низкой потребляемой мощностью, а также дешевы в изготовлении (Таблица 1) [96].

Таблица 1 – Сравнение различных типов датчиков магнитного поля [96]

Преимущества	Датчики на основе ГМС-эффекта	Датчики на основе АМС-эффекта	Датчики на основе эффекта Холла
Физический размер	малый	большой	малый
Уровень сигнала	высокий	средний	низкий
Чувствительность	высокая	высокая	низкая
Температурная стабильность	высокая	средняя	низкая
Потребляемая мощность	низкая	высокая	низкая
Цена	низкая	высокая	низкая

Среди структур, чувствительных к магнитному полю, в плане практического применения, особый интерес представляют наноструктуры типа спиновый клапан. Возможность перемагничивания этих структур в полях близких к $H = 0$ делает спиновые клапаны перспективным функциональным материалом для создания магнитных датчиков, которые могут быть использованы при измерении малых магнитных полей. Еще одна особенность данного типа наноструктур, состоящих из набора металлических слоев, заключается в устойчивости к электростатическим разрядам.

Как правило, сенсорные элементы в магниторезистивном датчике объединяются в мостовую схему Уитстона [3] (рисунок 1.19), где один (unique element), два (half bridge) или четыре элемента (full bridge) вносят вклад в выходной сигнал, который пропорционален внешнему магнитному полю. Неактивные элементы экранированы, либо изготовлены из немагнитного материала.

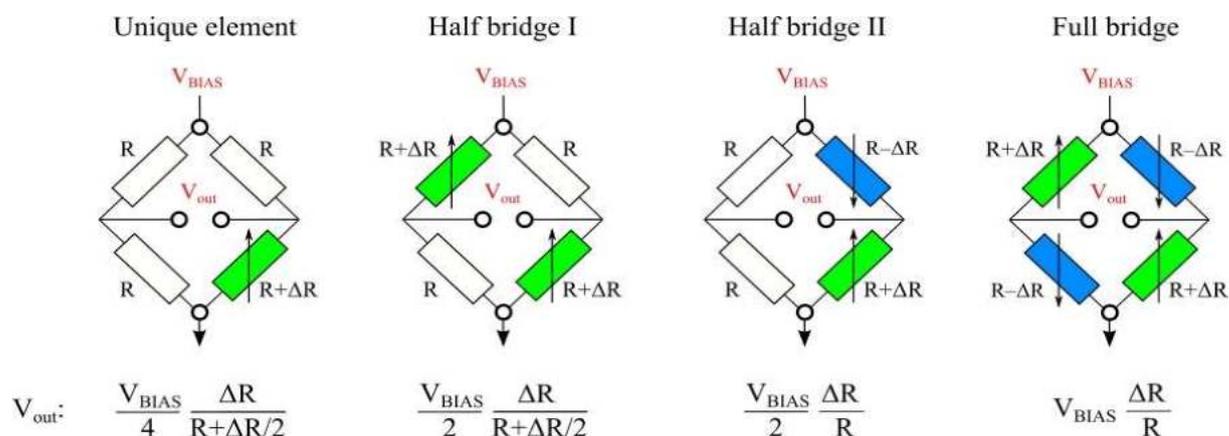


Рисунок 1.19 – Типы конфигураций моста Уитстона [3]

Недостатком конфигурации мостовой схемы с одним чувствительным элементом является нелинейность выходного сигнала от величины магнитного поля и чувствительность сигнала к изменению температуры. Использование двух активных элементов позволяет улучшить линейность, однако предпочтительной конфигурацией сенсорных элементов в датчике магнитного поля, является мостовая схема Уитстона, где все четыре сенсорных элемента вносят вклад в выходной сигнал [3, 97]. Полный мост Уитстона (Full bridge) позволяет избежать температурного дрейфа, обеспечивает максимальный уровень сигнала и хорошую линейность, когда дифференциальные характеристики для одной пары сенсорных элементов $dR/dH > 0$, а для другой пары $dR/dH < 0$ (рисунок 1.20) [13].

Одним из способов формирования сенсорных элементов с дифференциальной характеристикой dR/dH противоположных знаков заключается в двухэтапном напылении спиновых клапанов с противоположно направленными ООА на разные участки подложки (рисунок 1.21) [12]. С помощью фоторезиста на поверхности подложки формируются «окна» (step 1), в которые напыляется структура с заданным направлением ООА (step 2). С помощью технологии «lift-off» происходит удаление фоторезиста, таким образом на поверхности подложки остается напыленная наноструктура (step 3). Далее процесс повторяется и в «окно» напыляется спиновый клапан с противоположным направлением ООА (step 4-6).

Другой способ заключается в напылении на разные части подложки двух типов наноструктур: обычного спинового клапана и спинового клапана с синтетическим антиферромагнетиком (рисунок 1.22) [13]. Единая термомагнитная обработка мостовой схемы позволяет получить противоположные направления ООА в структурах с и без САФ.

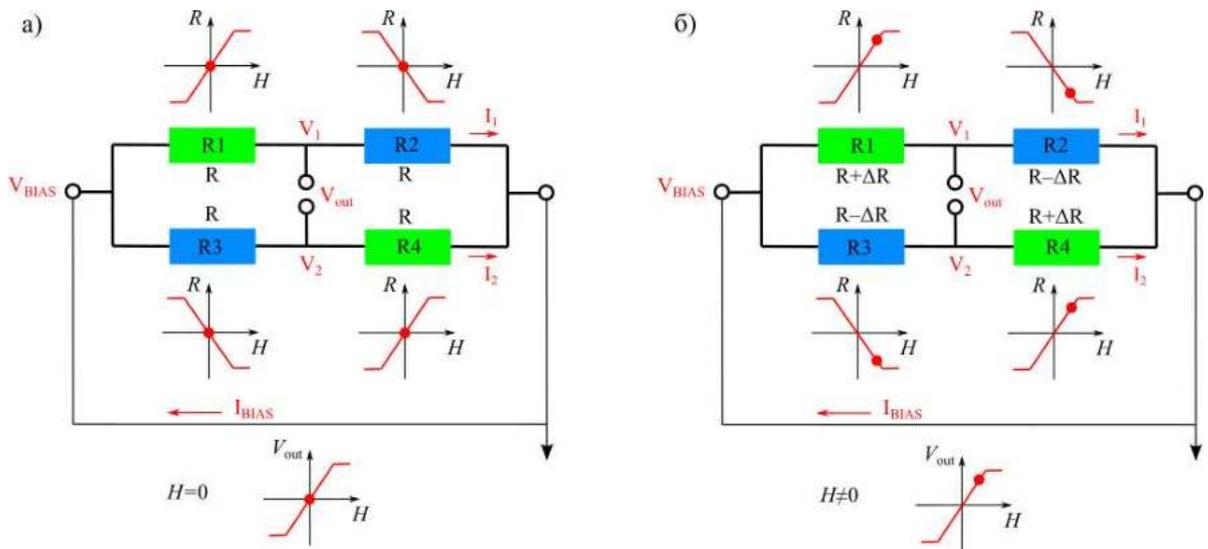


Рисунок 1.20 – Схематичное изображение моста Уитстона и дифференциальные характеристики сенсорных элементов при $H = 0$ (а) и $H \neq 0$ (б) [13]

Еще одним вариантом формирования сенсорных элементов с дифференциальной характеристикой противоположных знаков является локальный нагрев определенных сенсорных элементов с целью изменения направления ООА [13]. Для этого подложка нагревается до температуры близкой к температуре блокировки, при которой разрушается обменное взаимодействие на границе антиферромагнетик–ферромагнетик. Через определенные элементы пропускается электрический ток, нагревая их, что приводит к разрушению обменной связи на границе АФМ–ФМ. Теперь внешнее магнитное поле, приложенное к структуре в процессе охлаждения, позволяет задать новое направление ООА.

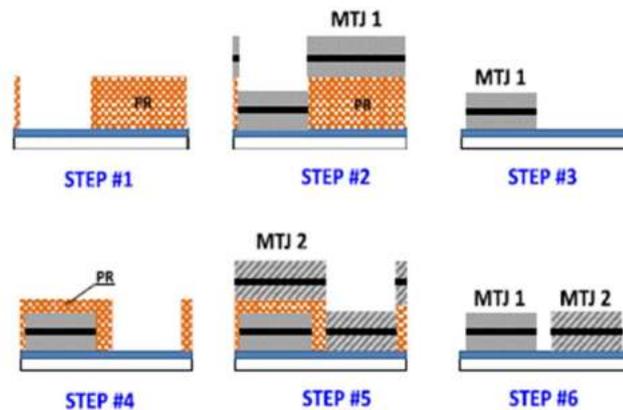


Рисунок 1.21 – Технологический процесс изготовления сенсорных элементов с dR/dH противоположных знаков методом двухэтапного напыления [12]

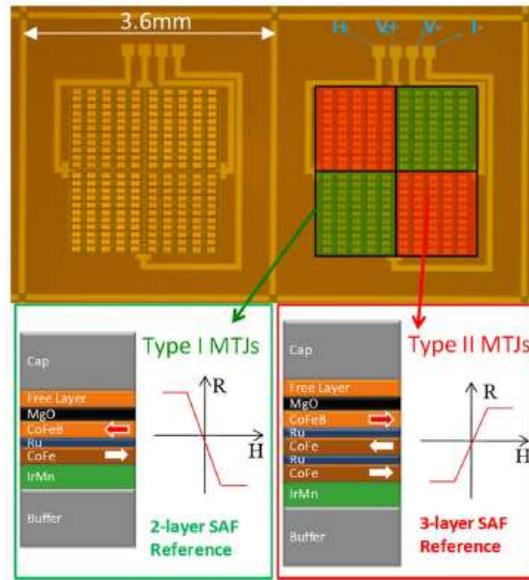


Рисунок 1.22 – Внешний вид мостовой схемы, полученной с помощью двухэтапного напыления [13]

Обзор литературных источников, представленный в данной главе, имеет непосредственное отношение к результатам, представленным в последующих главах диссертации.

2 МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

2.1 Методика магнетронного напыления многослойных наноструктур

Наноструктуры, исследованные в работе, приготовлены методом магнетронного напыления с помощью напылительной высоковакуумной установки фирмы ULVAC (Япония) MPS-4000-C6 (внешний вид представлен на рисунке 2.1).

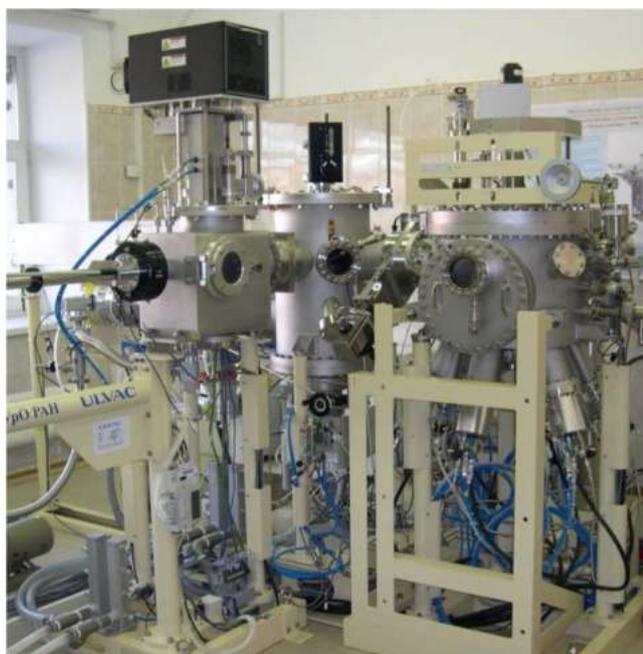


Рисунок 2.1 – Установка магнетронного напыления ULVAC (Япония) MPS-4000-C6

В состав магнетронной установки входит три вакуумных камеры:

- 1) камера загрузки, оснащена высокочастотным магнетроном, который позволяет производить очистку поверхности подложек;
- 2) камера для напыления диэлектриков;
- 3) камера напыления металлов, включает в себя шесть магнетронных источников на постоянном токе.

Базовое давление остаточных газов в камере напыления металлов составляет величину порядка 10^{-7} Па. Напыление наноструктур происходит в атмосфере особо чистого аргона, а механизм вращения подложки обеспечивает равномерное напыление наноструктуры по всей поверхности подложки. Контроль за синтезом структур осуществляется с помощью

компьютерной программы, которая позволяет управлять временем напыления каждого слоя, задавать последовательность напыления слоев, скорость вращения подложки, ее температуру. Мишени для магнетронных источников представляют собой диски диаметром 50 мм, толщина которых зависит от материала. Для ферромагнитных сплавов (CoFe, NiFe) оптимальная толщина мишени около 1.5 – 2.0 мм. При больших толщинах мишени магнетронный разряд возникает нестабильно, что обусловлено изменением конфигурации магнитного поля вблизи мишени. Для немагнитных мишеней оптимальная толщина варьируется в пределах 2.0 – 4.0 мм. Крепление мишеней к магнетронам осуществляется с помощью держателей, которые представляют собой диски, где кольца немагнитного металла чередуются с медными кольцами. Крепление мишеней непосредственно к держателям осуществляется с помощью расплавленного индия. Внутренний вид камеры напыления металлов, а также фотография мишени, прикрепленной к держателю, приведены на рисунке 2.2.

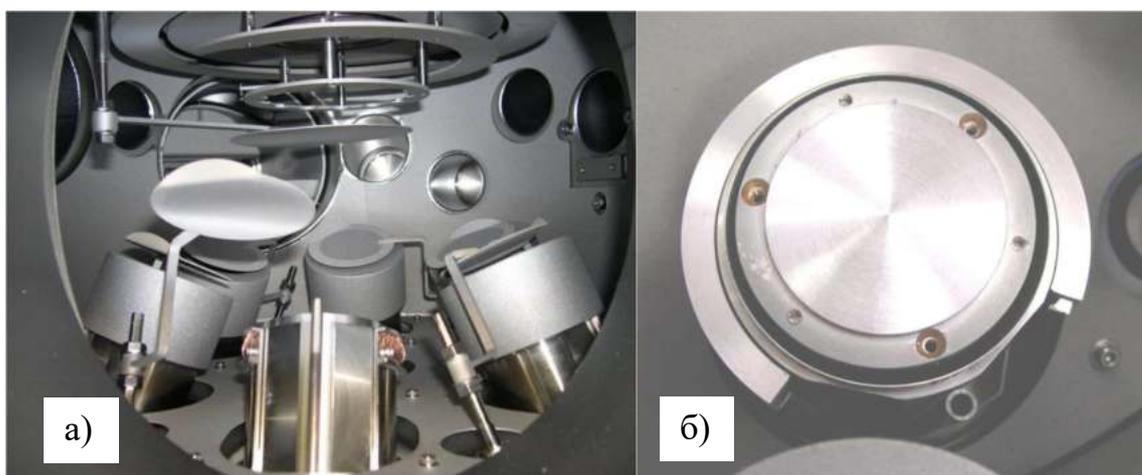


Рисунок 2.2 – Внутренний вид камеры напыления металлов (а)) и мишень, прикрепленная к держателю (б))

Принцип магнетронного напыления заключается в том, что между катодом (мишенью из распыляемого материала) и анодом (колпаки над мишенью – видны на рисунке 2.2) прикладывается постоянное напряжение, превышающее напряжение пробоя и потенциал ионизации, что приводит к эмиссии электронов из катода. Далее, в камеру напускается аргон, где происходит его активная ионизация. Образующиеся ионы аргона бомбардируют мишень и выбивают из нее атомы, которые оседают на подложке. На рисунке 2.3 схематично показан процесс магнетронного напыления.

Для калибровки скорости напыления материалов, а также оценки шероховатости подложек используется оптический профилометр-интерферометр белого света Zygo NewView 7300 (рисунок 2.4). Принцип работы прибора основан на анализе и обработке интерференционной картины, полученной при сложении световых волн от тестовой гладкой пластины, которая размещена внутри объектива, и отраженной от исследуемой поверхности.

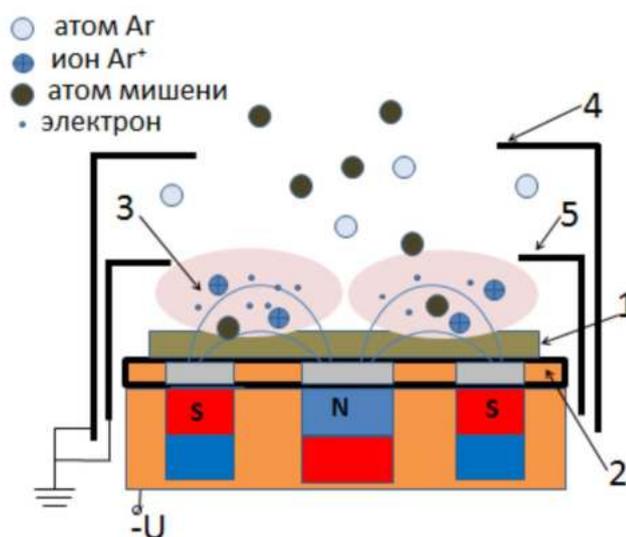


Рисунок 2.3 – Схематическое изображение распыления атомов мишени при магнетронном разряде. 1 – мишень (катод), 2 – держатель мишени (чередующиеся кольцевые полосы из меди и магнитного металла), 3 – плазма магнетронного разряда, 4, 5 – большой и малый колпаки из нержавеющей стали (аноды)

Профилометр позволяет получить карту исследуемой поверхности и профиль шероховатости. Разрешение вдоль нормали к анализируемой поверхности составляет величину порядка 1-2 Å.

Калибровка скорости напыления различных материалов осуществлялась следующим образом: подложка покрывалась слоем материала, скорость напыления которого предстояло оценить. На поверхность полученной пленки с помощью перманентного маркера наносилась линия, после чего напылялся второй слой в течение определенного времени. Далее, этиловым спиртом удалялся слой материала, нанесенный поверх линии. В результате на поверхности пленки оставалась «ямка» с вертикальными стенками.

С помощью профилометра-интерферометра определялась высота ступеньки как разность между двумя областями сверху и внизу ступеньки. По высоте ступеньки и известному

времени напыления второго слоя определялась скорость напыления материала. Для минимизации ошибки, калибровка скорости напыления проводилась по двум образцам. При замене мишеней калибровка скоростей проводилась заново.

В качестве подложек были использованы стекла Corning, толщиной 0.25 мм размером 25×25 мм², а также подложки из Al₂O₃ (*r* - plane) размером 10×10 мм². Очистка поверхности подложек перед напылением состояла из следующих этапов:

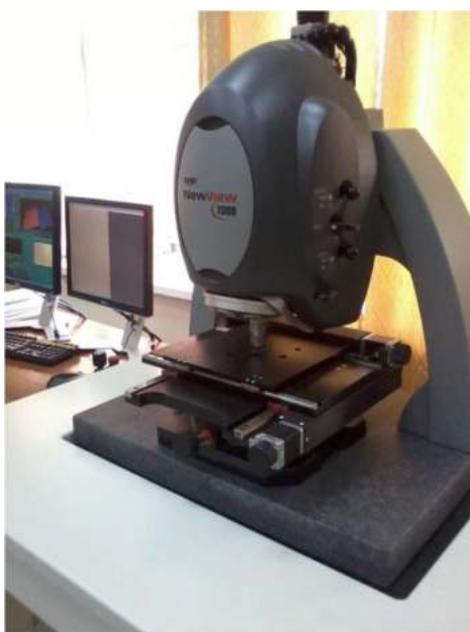


Рисунок 2.4 – Оптический профилометр-интерферометр белого света Zygo NewView 7300

- промывка в дистиллированной воде;
- выдержка пластины в ацетоне в течение 5 минут;
- повторная промывка в ацетоне с использованием ультразвуковой ванны в течение 10 минут;
- промывка в этиловом спирте с последующей ручной протиркой поверхности подложки безворсовой салфеткой. Этот этап проходил непосредственно перед установкой подложки в камеру загрузки.

2.2 Методы исследования структурных свойств

2.2.1 Рентгеноструктурный анализ

Исследование микроструктуры тонких пленок и спиновых клапанов проведены на дифрактометре PANalytical Empyrean (внешний вид приведен на рисунке 2.5).

Суть рентгеноструктурного анализа заключается в интерпретации дифракционной картины, которая возникает в результате интерференции рентгеновских лучей, рассеянных на электронах атомов исследуемой наноструктуры. В случае облучения рентгеновскими лучами упорядоченной системы атомов происходит интерференция волн, которые являются результатом рассеяния на атомах такой системы, распространяющихся в одном направлении. Соответственно, для кристалла любого материала будет наблюдаться характерная дифракционная картина.

Дифракционные волны большей интенсивности наблюдаются при углах падения, удовлетворяющих условию Вульфа-Брегга:

$$\sin\theta_B = \frac{n\lambda}{2d}, \quad (2.1)$$

где d – межплоскостное расстояние, а λ – длина волны излучения.

Совершенство текстуры исследуемых образцов определялось с помощью метода «кривых качания», который позволяет определить средний угол отклонения части кристаллитов от преимущественной ориентации. Полученное при измерении вокруг брегговского пика распределение интенсивности называется кривой качания.

Также, в данной работе использовался метод рентгеновской рефлектометрии, позволяющий получить информацию о толщинах тонких пленок и о качестве слоистой структуры, что и было реализовано для спинового клапана, в состав которого был включен слой диспрозия.

Метод рентгеновской рефлектометрии заключается в интерпретации дифракционной картины, полученной в результате отражения рентгеновского пучка от исследуемой наноструктуры при малых углах падения пучка ($\theta = 0.1 - 5.0^\circ$). При этом для лучей, отраженных различными интерфейсами многослойной структуры, происходит интерференция, в результате чего на дифракционной картине регистрируются осцилляции интенсивности. Период осцилляций $\Delta\theta$ определяется толщиной пленки: $\Delta\theta \approx \lambda/(2D)$, где D –

толщина пленки, λ - длина волны рентгеновского излучения. Спадание интенсивности осцилляций связано с шероховатостью слоев. Чем выше совершенство поверхности и интерфейсов, тем в большем интервале углов наблюдаются осцилляции [98].

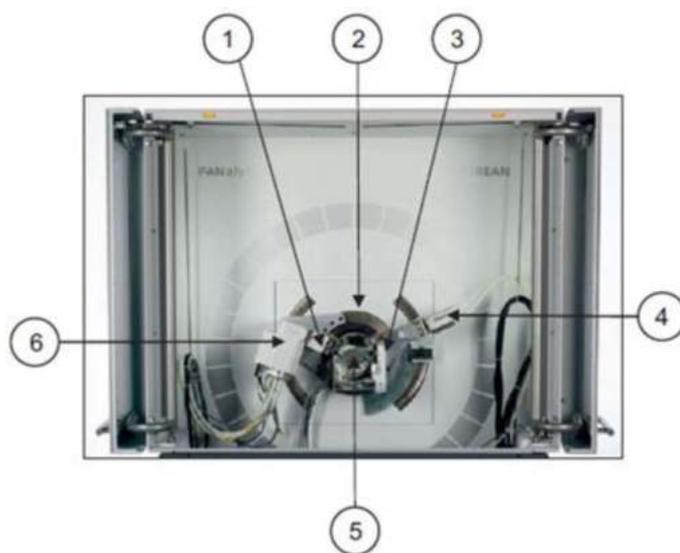


Рисунок 2.5 – Фотография используемого в работе дифрактометра PANalytical Empyrean: 1 – рентгеновская трубка; 2 – гониометр; 3 – оптический модуль, формирующий падающий пучок; 4 – детектор; 5 – платформа для образца; 6 – рентгеновская трубка

2.2.2 Просвечивающая электронная микроскопия

Методом просвечивающей электронной микроскопии на установке Tecnai G-30 в работе исследованы спиновые клапаны, содержащие слой диспрозия. Информация, полученная с помощью данного метода, позволяет сделать вывод о наличии или отсутствии аксиальной текстуры в пленке.

Суть метода заключается в том, что пучок электронов проходит сквозь образец, претерпевая рассеяние на атомах вещества и формируя дифракционную картину. В том случае, когда исследуемый образец – монокристалл, то есть рассеивающие центры расположены в объеме образца упорядочено – рассеяние является когерентным и формирует точечную дифракционную картину. Для поликристаллического строения исследуемого вещества, дифракционная картина представлена в виде колец. В случае, когда дифракционная картина представляет собой одно-два диффузных гало, исследуемый образец находится в аморфном

состоянии. С помощью просвечивающей электронной микроскопии может быть определен тип и произведен анализ дефектов кристаллической структуры исследуемого образца, получена информация о локальном элементном составе объекта.

Просвечивающий электронный микроскоп Теснаі G-30 (рисунок 2.6) позволяет с высоким разрешением проводить исследования атомно-кристаллической и аморфной структуры различных объектов, в том числе металлических, органических, биологических, керамических.

Основные характеристики установки Теснаі G-30:

- ускоряющее напряжение – до 300 кВ;
- увеличение – до 1 млн. крат.;
- разрешение по точкам\линиям – 0.20\0.14 нм;
- разрешение EDAX спектрометра – 160 эВ;
- латеральное разрешение элементного анализа – 1.6 нм.;
- максимальный размер образца – 3 мм;
- уровень вакуума в колонне микроскопа – 10^{-8} Торр.



Рисунок 2.6 – Просвечивающий электронный микроскоп Теснаі G-30

2.2.3 Атомно-силовая микроскопия

Методами атомно-силовой микроскопии на установке «Solver NEXT» в данной работе проведены исследования магнитной структуры пленки спинового клапана на основе ферромагнитного сплава $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$ после серии термомагнитных обработок.

Принцип метода основан на измерении сил притяжения и отталкивания Ван-дер-Ваальса, которые возникают при взаимодействии между зондом атомно-силового микроскопа и исследуемой поверхностью.

На рисунке 2.7 представлена зависимость сил Ван-дер-Ваальса от расстояния между острием зонда и образцом. По мере уменьшения расстояния, острие и поверхность будут все сильнее притягиваться друг к другу до тех пор, пока электронные облака атомов зонда и исследуемой поверхности не начнут электростатически отталкиваться. При расстоянии порядка 2 \AA силы притяжения и отталкивания уравниваются друг друга. Можно выделить три режима работы сканирующего электронного микроскопа. 1) контактный режим; 2) бесконтактный режим; 3) полуконтактный режим.

Контактный режим характерен непосредственным контактом острия зонда с поверхностью образца, причем межатомная сила является отталкивающей. Данный режим не подходит для исследования мягких и упругих веществ в силу их возможной деформации. Также в этом режиме необходимо использовать гибкий кантилевер.

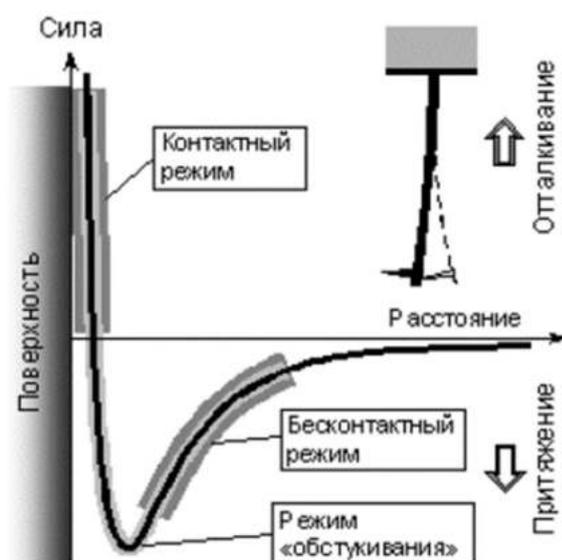


Рисунок 2.7 – Зависимость сил Ван-дер-Ваальса от расстояния между острием зонда и образцом [99]

Бесконтактный режим позволяет исследовать мягкие образцы и обусловлен силами притяжения между острием зонда и поверхностью, расстояние между которыми составляет величину порядка 5 – 10 нм.

В полуконтактном режиме зонд колеблется на резонансной частоте кантилевера с определенной амплитудой, такой, чтобы при каждом колебании острие касалось поверхности в своей нижней точке. Данный режим позволяет получать изображения высокого разрешения и снижает вероятность повреждения исследуемого образца.

Внешний вид атомно-силового микроскопа «Solver NEXT» представлен на рисунке 2.8. Прибор позволяет проводить исследования физико-химических свойств объектов с высоким пространственным разрешением.

Основные характеристики установки «Solver NEXT»:

- высокое пространственное разрешение – до 0.3 нм по осям X и Y, до 0.03 нм по оси Z;
- температурный контроль образца – 20-150° С;
- размер образца – до 20 мм в диаметре, до 10 мм в высоту;
- вес образца – до 40 г;
- область сканирования – 3х3х2 мкм в режиме высокого разрешения.



Рисунок 2.8 – Атомно-силовой микроскоп «Solver NEXT»

2.3 Методы изготовления микрообъектов

2.3.1 Контактная фотолитография

С помощью установки MJB4 SUSS MicroTec была сформирована мостовая схема Уитстона, в которой длина микрополос составляла 3800 мкм, а ширина 20 или 30 мкм. Угол между сенсорными элементами при вершине ромба составлял 30°. Также был получен микрообъект на основе спинового клапана со слоем Но в виде микрополосы шириной 30 мкм. Внешний вид установки для контактной фотолитографии представлен на рисунке 2.9.

Процесс фотолитографии включал следующие этапы:

- очистку поверхности пленки спинового клапана, включающая промывку в этиловом спирте, в кипящем изопропиловом спирте и сушку на центрифуге;
- прогрев образца при температуре 100° в течение 10 минут с целью удаления с поверхности пленки паров воды;
- нанесение на пленку спинового клапана позитивного фоторезиста ФП 9120-1 с помощью центрифуги с последующей сушкой при комнатной температуре в течение 30 минут и сушкой на термостоле при температуре 95° в течение 30 минут.

Процесс экспонирования (облучения ультрафиолетом), проводился с использованием фотошаблонов.

Минимальный размер микрообъектов, которые можно получить с помощью данной установки, составляет величину порядка 1 мкм. Процедура проявки засвеченного образца проводилась в проявителе УПФ-1Б, разбавленном деионизованной водой в соотношении 1:5, в течение 40-50 секунд. Далее проводилась процедура задубливания – дополнительная сушка на термостоле при температуре 125° в течение 25 минут, после чего проводилось ионное травление в атмосфере аргона. Оставшийся фоторезист снимался в подогретом диметилформамиде.

Формирование контактных площадок происходило с помощью процедуры «lift-off» - взрыв. Чистка, сушка, нанесение фоторезиста, засветка, а также проявка образца, проводились аналогичным образом. Далее, с помощью магнетронной установки, проводилось напыление медного слоя. Метод «lift-off» заключался в следующем: образец в ацетоне помещался в ультразвуковую ванну с подогревом до 35°С, при этом фоторезист с медным слоем,

находящимся сверху него, в данной среде снимался, а слой меди, соприкасающийся с поверхностью микрообъекта, оставался.



Рисунок 2.9 – Установка контактной фотолитографии MJB4 SUSS MicroTec

2.3.2 Электронно-лучевая литография

С помощью электронно-лучевой литографии на растровом электронном микроскопе FEI Inspect F со специализированной литографической приставки Raith были получены мостовые схемы Уитстона с шириной полос 2 и 4 мкм.

Общий вид установки представлен на рисунке 2.10.

Процесс электронно-лучевой литографии включает следующие этапы:

- очистку поверхности пленки спинового клапана, промывку в этиловом спирте, кипящем изопропиловом спирте, сушку на центрифуге;
- нанесение на пленку спинового клапана позитивного электронного резиста PMMA 495K 11A с помощью центрифуги с последующей сушкой на термостоле при температуре 170° в течение 10 минут.

Засветка поверхности пленки спинового клапана с нанесенным резистом проводилась по шаблонам, созданным в программе Layout Editor. Проявка резиста проводилась в растворе МІВК/изопропиловый спирт (1:3), после чего образцы промывались в изопропиловом спирте и сушились на центрифуге. Далее проводилось ионное травление резиста в атмосфере аргона на установке PlasmaPro NGP 80 RIE (Oxford Instruments), после чего резист снимался в подогретом диметилформамиде. Образцы снова промывались в изопропиловом спирте и сушились на центрифуге.



Рисунок 2.10 – Общий вид колонны растрового электронного микроскопа FEI Inspect F

2.4. Измерение магнитных и магнитотранспортных свойств при комнатной температуре.

Измерения магнитных и магнитотранспортных свойств пленок спиновых клапанов при комнатной температуре проведены с помощью автоматизированного вибрационного магнитометра АВМ-1 (рисунок 2.11). Установка позволяет проводить измерения намагниченности и электрического сопротивления массивных или пленочных образцов при изменении напряженности магнитного поля в пределах ± 20 кЭ.

Принцип измерения намагниченности заключается в измерении амплитуды переменного сигнала, поступающего с детектирующих катушек, который обусловлен магнитным моментом вибрирующего в магнитном поле исследуемого образца. Амплитуда этого сигнала пропорциональна магнитному моменту образца при постоянных частоте и амплитуде вибрации. Для того, чтобы получить значения магнитных свойств исследуемого материала в системных единицах, используется эталонный образец – шарик никеля, с известными магнитными характеристиками.

Для измерения электросопротивления используется четырехконтактный метод. Электрический контакт с пленочными образцами осуществляется с помощью четырех прижимных контактов в виде игл.



Рисунок 2.11 – Автоматизированный вибрационный магнитометр АВМ-1

Компьютерное управление позволяет проводить измерения намагниченности и электросопротивления в автоматическом режиме.

Комплектующие части магнитометра: динамик-вибратор, датчик Холла, стабилизатор для датчика Холла, детектирующие катушки с водоохлаждаемым радиатором, цифровой синхронный детектор SR830, ЦАП, вольтметр АВМ-4306, два вольтметра НР 34401А, блок питания электромагнита TDK-Lambda GEN 150-66, компьютер и интерфейсный блок для связи приборов с компьютером.

Технические характеристики вибрационного магнитометра АВМ-1:

- пределы измерения магнитного момента $10^{-8} - 10^{-1} \text{ А} \times \text{м}^2$;
- максимальная напряженность магнитного поля: 1600 кА/м (20 кЭ);

- погрешность измерения намагниченности: 3%;
- погрешность определения абсолютной величины сопротивления: 5%;
- погрешность определения относительной величины сопротивления: 0.05%;
- масса исследуемого ферромагнитного материала: $1 \times 10^{-6} \text{ г} - 5 \times 10^{-2} \text{ г}$;
- форма и размеры исследуемых пленочных образцов на подложках:
 - измерение магнитосопротивления – $2 \times 8 \text{ мм}^2$,
 - измерение намагниченности $5 \times 5 \times (0.2 - 1) \text{ мм}^3$;
- возможность поворота образца на 360° в магнитном поле.

2.4.1. Измерение намагниченности

Малое количество магнитного материала и резкое изменение намагниченности в области малых полей являются особенностями наноструктур типа спиновый клапан, что обуславливает необходимость использования высокочувствительного оборудования.

Для измерения намагниченности из пленки спинового клапана вырезается образец $5 \times 5 \text{ мм}^2$ и снимается зависимость $U_{\text{обр}}(H)$ в соответствии с поставленной задачей. Далее по аналогичной программе измеряется зависимость для отдельной подложки $U_{\text{подл}}(H)$ из того же материала, на который нанесена пленка спинового клапана. Масса отдельной подложки должны быть близка к массе исследуемого образца. В таком случае сигнал от пленки наноструктуры определяется как $U_{\text{пленка}}(H) = U_{\text{обр}}(H) - U_{\text{подл}}(H)$. Для конвертации полученного сигнала U в вольтах в системные единицы намагниченности, использовалось выражение:

$$\sigma(H) = \sigma_0 \frac{M_{\text{эталон}} U_{\text{пленка}}(H)}{U_{\text{эталон}} M_{\text{пленка}}} = k \times U_{\text{пленка}}(H), \quad (2.2)$$

где k – коэффициент конвертации удельной намагниченности исследуемого образца из В в Гс $\times \text{см}^3/\text{Г}$, $\sigma_0 = 56 \text{ Гс} \times \text{см}^3/\text{Г}$, $M_{\text{эталон}} = 13,9 \text{ мг}$, $U_{\text{эталон}}$ – величина намагниченности насыщения, массы и выходного сигнала в состоянии насыщения для шарика никеля, который является эталонным образцом. Масса пленки определялась как:

$$M_{\text{пленки}} = \rho V = \rho s t_{\text{пленки}}, \quad (2.3)$$

где ρ – плотность ферромагнитного материала, s – площадь образца, $t_{\text{пленки}}$ – суммарная толщина слоев ферромагнитного материала.

2.4.2. Измерение магнитосопротивления

При измерении магнитосопротивления спинового клапана, из пленки наноструктуры вырезается образец размерами 2×8 мм² таким образом, чтобы ось легкого намагничивания, сформированная в процессе напыления структуры, была параллельна короткой стороне образца. При измерении магнитосопротивления поле направлено вдоль ОЛН в плоскости пленки и перпендикулярно направлению протекания тока. Установка позволяет вращать образец вокруг нормали к плоскости пленки, тем самым, менять угол между основными осями анизотропии в спиновом клапане и магнитным полем при измерении.

Магнитосопротивление определялось как:

$$\Delta R/R_s(H) = [(R(H) - R_s)/R_s] \times 100\%, \quad (2.4)$$

где $R(H)$ – электросопротивление образца в магнитном поле H , R_s – электросопротивление в поле магнитного насыщения.

Абсолютная погрешность сопротивления пленок наноструктур обусловлена в большей степени погрешностью определения геометрических параметров образца – неровность краев, форма контактов, погрешность оценки суммарной толщины проводящей пленки.

В процессе измерения намагниченности и магнитосопротивления не было учтено и компенсировано магнитное поле Земли. Влияние магнитного поля Земли, присутствие остаточной намагниченности сердечника электромагнита, точность учета сдвига вольтамперной характеристики датчика Холла в измерительной установке приводят к абсолютной погрешности порядка 1-2 Э.

2.5. Исследование магнитных и магнитотранспортных свойств при низких температурах.

Исследование магнитотранспортных свойств наноструктур, содержащих слои редкоземельных металлов Ду и Но, магнитное упорядочение которых реализуется в области низких температур, проведены на автоматизированной температурной установке RTF-1 (рисунок 2.12). Также с помощью установки RTF-1 была проведена *in-situ* термомагнитная обработка сенсорных элементов в составе мостовой схемы Уитстона. Возможности установки позволяют проводить нагрев образцов до 573 К.

Установка сконструирована на базе электромагнита фирмы Bruker, прокачного криостата и температурного контролера Lake Shore 336. Также в состав установки входят турбомолекулярный насос Agilent Technologies MiniTask AG81 с вакуумным датчиком Varian FRG-700, импульсный блок питания электромагнита TDK-Lambda GEN 150-66, чиллер Lab Tech Smart H150-3000 для охлаждения магнита, компьютер и интерфейсный блок для связи приборов с компьютером, а также держатель образцов с нагревательным элементом. Компьютерное управление позволяет проводить измерения электросопротивления в автоматическом режиме, а также контролировать температуру образца и уровень подачи хладагента.



Рисунок 2.12 – Автоматизированная температурная установка RTF-1

Основные характеристики установки RTF-1:

- напряженность магнитного поля: до 20 кЭ;
- минимальный шаг изменения магнитного поля: 0.5 Э;
- диапазон температур образца при использовании жидкого азота: (85 – 470) К;
- диапазон температур образца при использовании жидкого гелия: (20 – 470) К;
- точность поддержания заданной температуры в различных температурных диапазонах: от 0.2 К до 0.005 К.

Измерения магнитных свойств спиновых клапанов при низких температурах, в состав которых был включен слой диспрозия, проведены с помощью магнитометрической установки

MPMS-XL-5 (рисунок 2.13). Прибор позволяет проводить измерения намагниченности и магнитной восприимчивости слабомагнитных веществ, в том числе – порошковых образцов, моно- и поликристаллов, тонких пленок.

Основные характеристики установки MPMS-XL-5:

- напряженность магнитного поля: до 50 кЭ;
- рабочий интервал температур: (1.8 – 400 К);
- диапазон измерения магнитного момента: $10^{-8} - 300 \text{ Гс} \times \text{см}^3$;
- максимальные размеры образца: длина $\leq 5 \text{ мм}$, ширина $\leq 5 \text{ мм}$.



Рисунок 2.13 – СКВИД-магнитометр MPMS-XL-5

3 СПИНОВЫЕ КЛАПАНЫ С АНТИФЕРРОМАГНИТНЫМ МЕЖСЛОЙНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

3.1 Постановка задачи и выбор объектов исследования

В контексте использования спинового клапана в качестве магниточувствительного материала для датчиков магнитного поля необходимо, чтобы величина сдвига низкополевой петли гистерезиса H_j составляла как можно меньшую величину. При создании микрообъектов, сдвиг низкополевой петли гистерезиса можно уменьшить путем уменьшения ширины объектов, однако это отрицательно сказывается на магниторезистивной чувствительности [100, 101]. Другими способами, которые позволяют контролировать величину H_j , являются напыление дополнительного магнитожесткого слоя, а также использование постоянных магнитов [102]. При этом размеры датчика магнитного поля увеличиваются.

В спиновом клапане величина H_j обусловлена характерным полем взаимодействия ферромагнитных слоев ФМ1 и ФМ2, разделенных НМ прослойкой. В свою очередь, взаимодействие ФМ1 и ФМ2 определяется конкуренцией РККИ-обменного взаимодействия, зависящего периодическим образом от толщины НМ прослойки, и дипольного ферромагнитного, которое определяется шероховатостью межслойных интерфейсов. Как правило, шероховатость межслойных границ в наноструктуре такова, что преобладающим типом межслойного взаимодействия является дипольное ферромагнитное взаимодействие. В таком случае, с целью уменьшения величины сдвига низкополевой петли гистерезиса, увеличивают толщину немагнитной прослойки, однако, это неизбежно приводит к уменьшению величины максимального магнитосопротивления.

В случае малой шероховатости межслойных границ основной вклад во взаимодействие слоев ФМ1 и ФМ2 будет осуществлять осциллирующее обменное взаимодействие. В таком случае можно добиться сочетания большой величины максимального магнитосопротивления для спинового клапана и малого сдвига низкополевой петли гистерезиса. Исследования, представленные в данной главе, направлены на реализацию этой возможности.

Приведены результаты исследования микроструктуры и особенностей межслойного взаимодействия спиновых клапанов композиции стекло/Ta(50Å)/NiFeCr(50Å)/CoFeNi(35Å)/Cu(t_{Cu})/CoFeNi(35Å)/Ru(8Å)/CoFeNi(30Å)/FeMn(100Å)/Ta(50Å), где $t_{Cu} = 11 - 33\text{Å}$. При

напылении сплавов CoFeNi, NiFeCr, FeMn использовались мишени состава $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$, $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$, $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$, соответственно.

В датчиках магнитного поля для уменьшения температурного дрейфа выходного сигнала, а также для его усиления, используется полный мост Уитстона, в состав которого включены четыре магниточувствительных сенсорных элемента [13, 103, 104]. Для увеличения выходного сигнала необходимо, чтобы дифференциальная характеристика dR/dH для двух сенсорных элементов была положительной, для двух других – отрицательной.

В данной главе приведены исследования, целью которых является изучение влияния одноосной анизотропии и анизотропии формы на направление ООА в спиновых клапанах, а также формирование противоположно-направленных ООА в микрообъектах, полученных из пленки спинового клапана на основе ферромагнитного сплава $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$. Микрообъекты в виде микрополос шириной от 2 до 30 мкм получены методами электронной литографии и фотолитографии. Выбор ферромагнитного материала обусловлен тем, что указанный сплав обладает нулевой константой магнитострикции, что позволяет снизить коэрцитивность, а также имеет высокий коэффициент спиновой поляризации, за счет чего может быть достигнуты высокие значения величины ГМС эффекта для спинового клапана [105].

Исследованные спиновые клапаны включали в себя синтетический антиферромагнетик, замещающий закрепленный слой (рисунок 3.1).

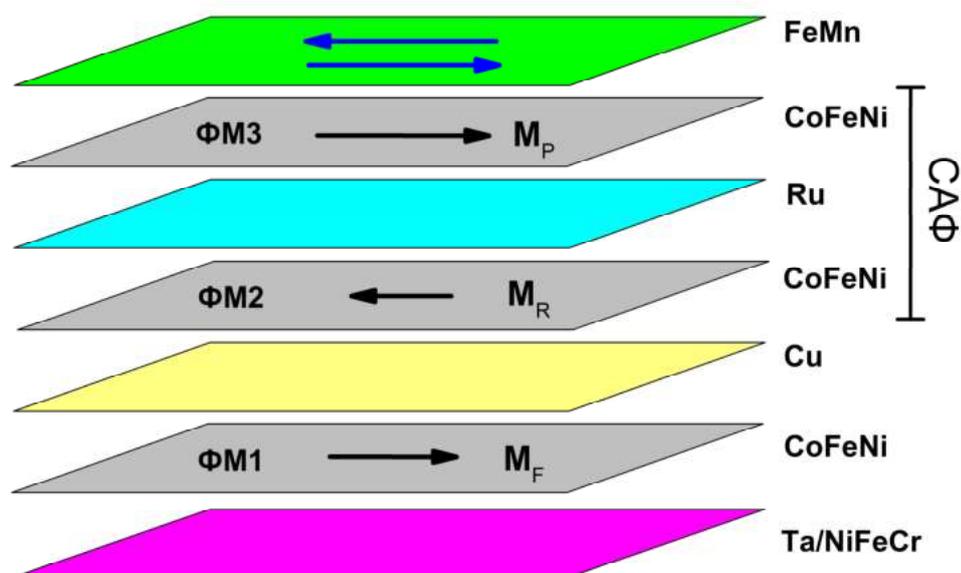


Рисунок 3.1 – Схематическое изображение спинового клапана на основе тройного ферромагнитного сплава $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$

САФ представляет собой трехслойную структуру, где слой рутения разделяет два ферромагнитных слоя ФМ2 и ФМ3, причем магнитные моменты слоев ФМ2 и ФМ3 связаны антиферромагнитным взаимодействием. Слой ФМ3, расположенный непосредственно рядом с антиферромагнетиком FeMn обозначен как «закрепленный» с магнитным моментом \mathbf{M}_P , а слой ФМ2, разделенный медной прослойкой от «свободного» слоя ФМ1 с моментом \mathbf{M}_F , обозначен как «референтный» с моментом \mathbf{M}_R . Особенностью САФ является спин-флоп состояние – в магнитном поле H_{sf} магнитные моменты \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_P слоев ФМ2 и ФМ3 разворачиваются друг относительно друга на 180° и устанавливаются перпендикулярно приложенному полю. Это свойство использовано для формирования различных конфигураций осей анизотропии в спиновом клапане.

3.2 Микроструктурные исследования спиновых клапанов

В качестве буферного слоя для спиновых клапанов был выбран буферный слой состава Ta/(Ni₈₀Fe₂₀)₆₀Cr₄₀. В работе [106] сообщается, что использование буферного слоя Ta/(Ni₈₀Fe₂₀)₆₀Cr₄₀ приводит к формированию текстуры <111> в слоях наноструктуры, а также способствует уменьшению размера зерна [107]. Это позволяет уменьшить шероховатость межслойных границ и снизить вклад дипольного ферромагнитного межслойного взаимодействия.

На дифрактограмме (рисунок 3.2), полученной для спинового клапана Ta/NiFeCr/CoFeNi/Cu(33Å)/CoFeNi/Ru/CoFeNi/FeMn/Ta, наблюдается структурный пик, соответствующий семейству плоскостей (111) гранецентрированной кубической (ГЦК) решетки. Этот пик является общим для FeMn, NiFeCr, Cu, CoFeNi в силу близости параметров ГЦК решетки этих материалов. Аналогичные результаты наблюдались для спиновых клапанов с другими толщинами t_{Cu} . На всех дифрактограммах видны сателлиты вокруг пика (111). Толщина, определенная по периоду этих осцилляций с точностью в 1 Å, совпадает с суммарной номинальной толщиной слоев NiFeCr/CoFeNi/Cu/CoFeNi. Судя по всему, в этой части спинового клапана сформированы совершенные межслойные границы с малым рассогласованием параметров кристаллической решетки.

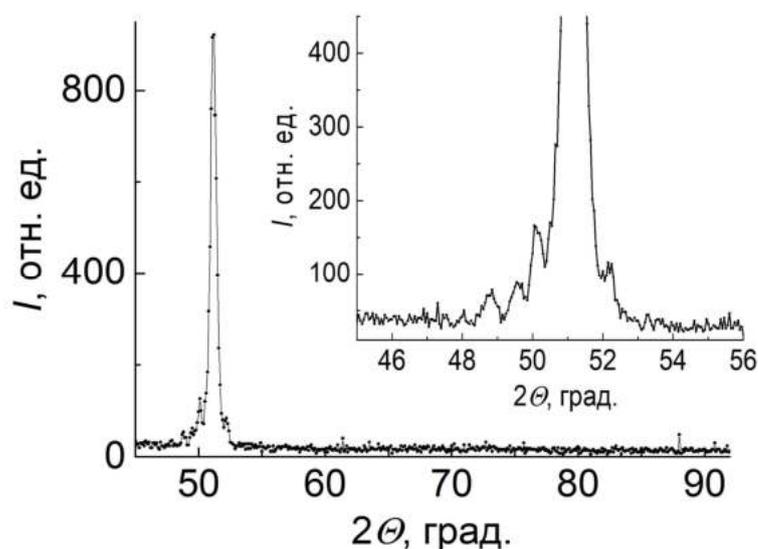


Рисунок 3.2 – Дифрактограмма для спинового клапана Ta/NiFeCr/CoFeNi/Cu(33Å)/CoFeNi/Ru/CoFeNi/FeMn/Ta. На вставке изображены сателлиты вокруг пика (111) [108]

На электронограмме, полученной от спинового клапана Ta/NiFeCr/CoFeNi/Cu(33Å)/CoFeNi/Ru/CoFeNi/FeMn/Ta (рисунок. 3.3), видно, что для FeMn, NiFeCr, Cu, CoFeNi кольцо (111) является размытым, а кольцо (220) – четким.

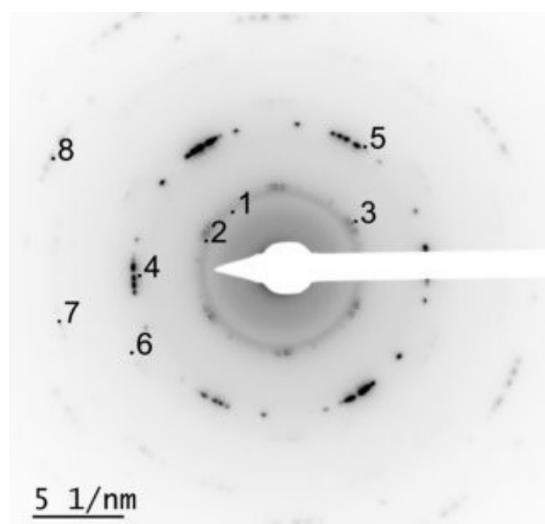


Рисунок 3.3 – Электронограмма для спинового клапана Ta/NiFeCr/CoFeNi/Cu(33Å)/CoFeNi/Ru/CoFeNi/FeMn/Ta. Цифрами обозначены дебаевские кольца от семейств плоскостей: 1 – (100) Ta, 2 – (111) FeMn, 3 – (111) NiFeCr, Cu и CoFeNi, 4 – (220) FeMn, 5 – (220) NiFeCr, Cu и CoFeNi, 6 – (311) NiFeCr, Cu и CoFeNi, 7 – (331) NiFeCr, Cu и CoFeNi, 8 – (420) NiFeCr, Cu и CoFeNi [108]

Такая особенность характерна для аксиальной текстуры $\langle 111 \rangle$, ось которой перпендикулярна плоскости пленки.

На изображениях высокого разрешения, соответствующих электронограммам (рисунок 3.4), видны линии муара, которые являются признаком малой рассогласованности кристаллических решеток в слоях спинового клапана. Также наблюдаются тонкие прямые параллельные линии прямого разрешения проекции атомных плоскостей на плоскость изображения, расстояние между которыми составляет 2.1 \AA , что соответствует расстоянию между атомными плоскостями (111) NiFeCr, Cu, CoFeNi.

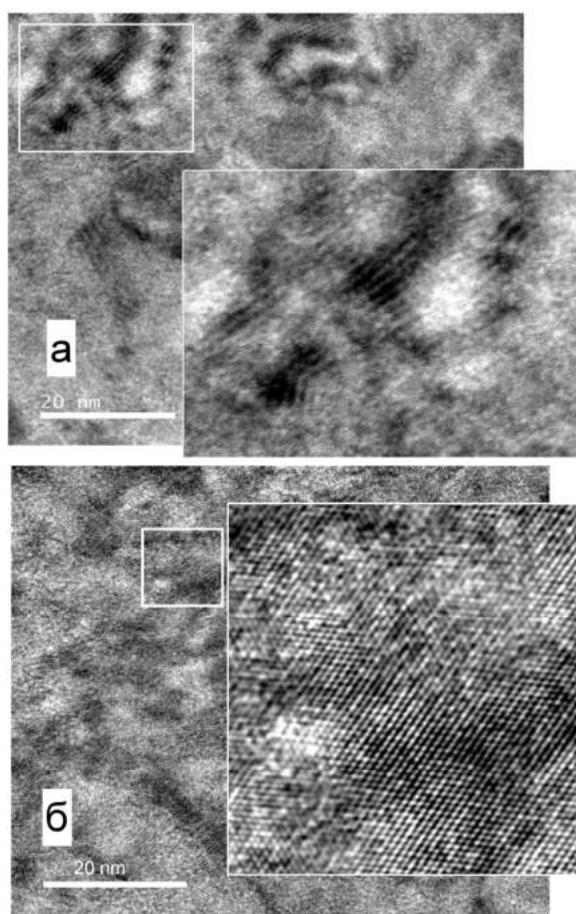


Рисунок 3.4 – Изображения высокого разрешения для спинового клапана Ta/NiFeCr/CoFeNi/ Cu(33 \AA)/CoFeNi/Ru/CoFeNi/FeMn/Ta. На вставках – выделенные фрагменты в увеличенном масштабе [108]

Методом зондовой микроскопии получено изображение поверхности наноструктур (рисунок 3.5). Средний размер зерна составляет $230 - 250 \text{ \AA}$, а шероховатость поверхности характеризуется среднеквадратичным отклонением $rms = 3 - 5 \text{ \AA}$.

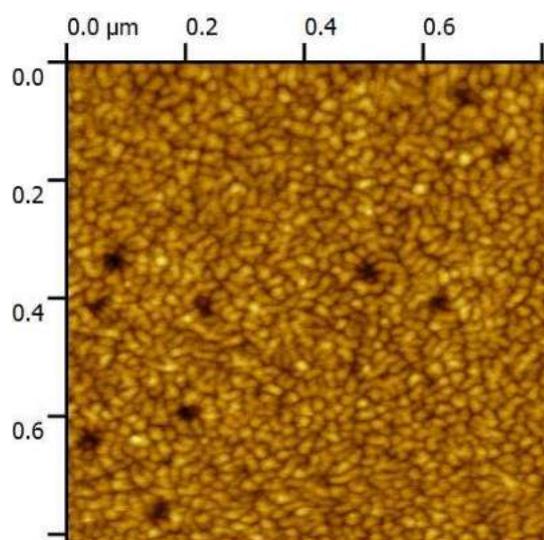


Рисунок 3.5 – Изображение структуры поверхности спинового клапана Ta/NiFeCr/CoFeNi/Cu(33Å)/CoFeNi/Ru/CoFeNi/FeMn/Ta, полученное при помощи сканирующего зондового микроскопа [108]

Таким образом, установлено, что исследованные спиновые клапаны на основе ферромагнитного тройного сплава $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$ с буферным слоем Ta/(Ni₈₀Fe₂₀)₆₀Cr₄₀ имеют совершенную текстуру $\langle 111 \rangle$, обладают малой шероховатостью, а также малым рассогласованием параметров кристаллической решетки в части спинового клапана, ответственной за спин-зависимое рассеяние электронов. Совокупность этих факторов создает условия для наблюдения не характерного для спиновых клапанов осциллирующего межслойного обменного взаимодействия. Указанный тип обменного взаимодействия позволяет управлять сдвигом низкополевой петли гистерезиса путем изменения толщины слоя меди, при сохранении большой величины эффекта ГМС и малого гистерезиса.

3.3 Магниторезистивные свойства спиновых клапанов

Для спиновых клапанов с разной толщиной медной прослойки получены полевые зависимости магнитосопротивления. Типичная для спиновых клапанов форма магниторезистивной кривой показана на рисунке 3.6, где также обозначены сдвиг низкополевой петли гистерезиса H_j и ширина петли H_c .

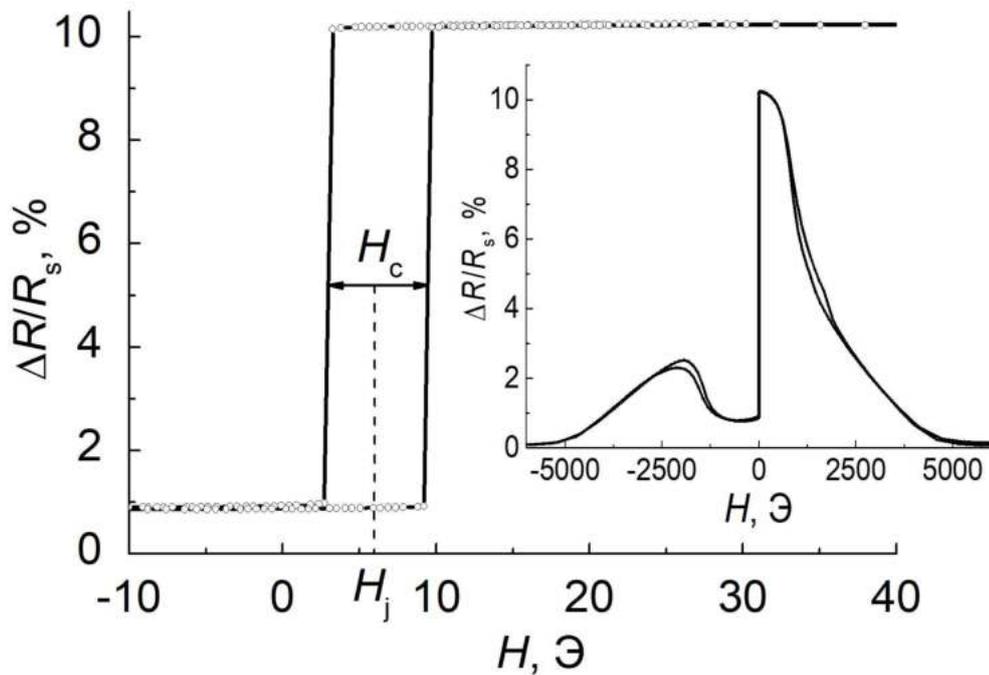


Рисунок 3.6 – Низкополевая часть магниторезистивной кривой спинового клапана Ta/NiFeCr/CoFeNi/Cu(33Å)/CoFeNi/Ru/CoFeNi/FeMn/Ta. H_c и H_j – ширина и сдвиг низкополевой петли гистерезиса. На вставке – полевая зависимость магнитосопротивления в интервале полей ± 6 кЭ [108]

При варьировании t_{Cu} наблюдаются изменения H_j , H_c и максимальной величины магниторезистивного эффекта (рисунок 3.7). Осциллирующий характер $H_j(t_{Cu})$ является признаком того, что вклад осциллирующего обменного взаимодействия в межслойное взаимодействие является доминирующим над ферромагнитным дипольным.

При толщине медной прослойки $t_{Cu} = 20$ Å, соответствующей второму антиферромагнитному максимуму РККИ-взаимодействия, наблюдается нулевой сдвиг, наибольшая величина магниторезистивного эффекта (11.5 %) и слабый гистерезис (5.9 Э). Изменение формы низкополевой петли гистерезиса отражены на рисунке 3.8.

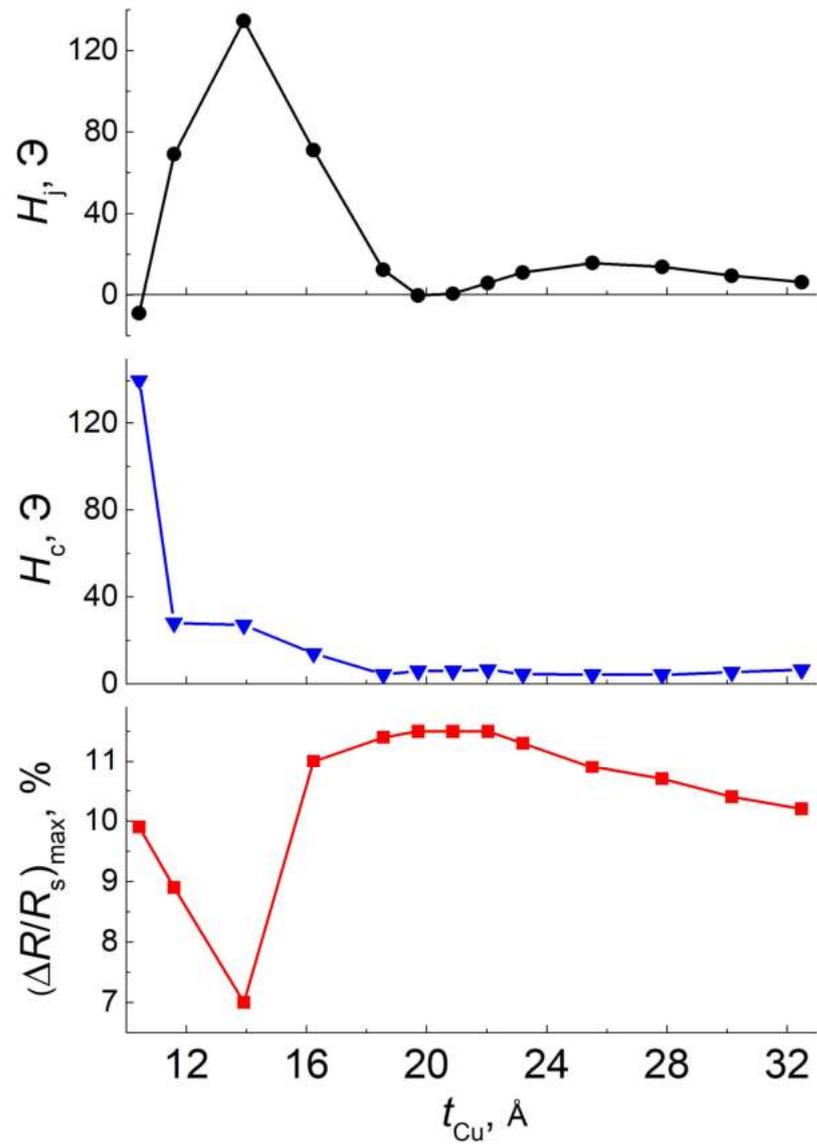


Рисунок 3.7 – Зависимости максимального магнитосопротивления, сдвига и ширины низкополевой петли гистерезиса от t_{Cu} для спиновых клапанов Ta/NiFeCr/CoFeNi/Cu(t_{Cu})/CoFeNi/Ru/CoFeNi/FeMn/Ta [108]

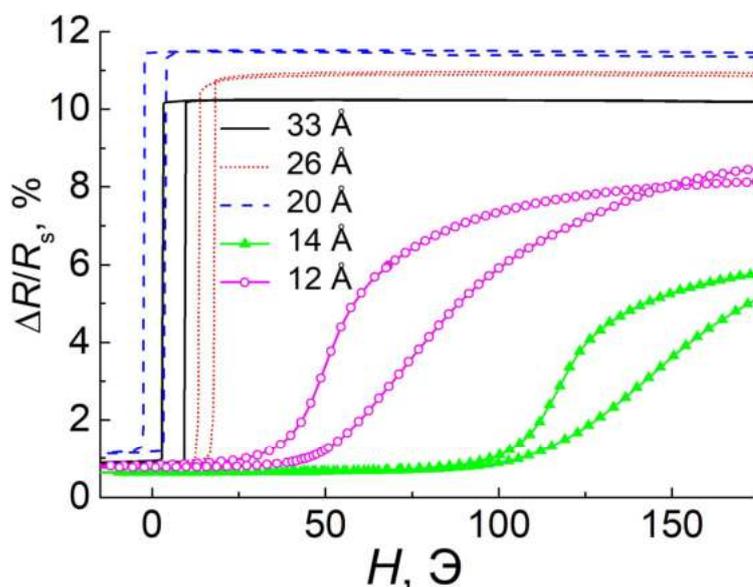


Рисунок 3.8 – Низкополевая часть магниторезистивных кривых спиновых клапанов Ta/NiFeCr/CoFeNi/Cu(t_{Cu})/CoFeNi/Ru/CoFeNi/FeMn/Ta с различной толщиной слоя меди [108]

3.4 Высококочувствительные сенсорные элементы на основе спиновых клапанов с антиферромагнитным межслойным взаимодействием

Исследование особенностей межслойного взаимодействия спиновых клапанов с САФ композиции Ta/NiFeCr/CoFeNi/Cu(t_{Cu})/CoFeNi/Ru/CoFeNi/FeMn/Ta показало, что сочетание максимальной величины магнитосопротивления, малого сдвига низкополевой петли и слабого гистерезиса реализуется при толщине медной прослойки $t_{Cu} = 20 \text{ \AA}$. Именно эта пленка спинового клапана была выбрана для формирования сенсорных элементов.

3.4.1 Формирование магнитных фаз в спин-флоп состоянии САФ

Поле спин-флоп перехода для синтетического антиферромагнетика CoFeNi/Ru/CoFeNi было определено по магниторезистивной кривой, измеренной при температуре 448 К (рисунок 3.9). При данной температуре на границе ФМ/АФМ обменное взаимодействие разрушено, полевая зависимость магнитосопротивления симметрична относительно $H = 0$. На кривой $\Delta R/R_s(H)$ наблюдаются широкие максимумы в области положительных и

отрицательных полей, соответствующие переходу синтетического антиферромагнетика в спин-флоп состояние.

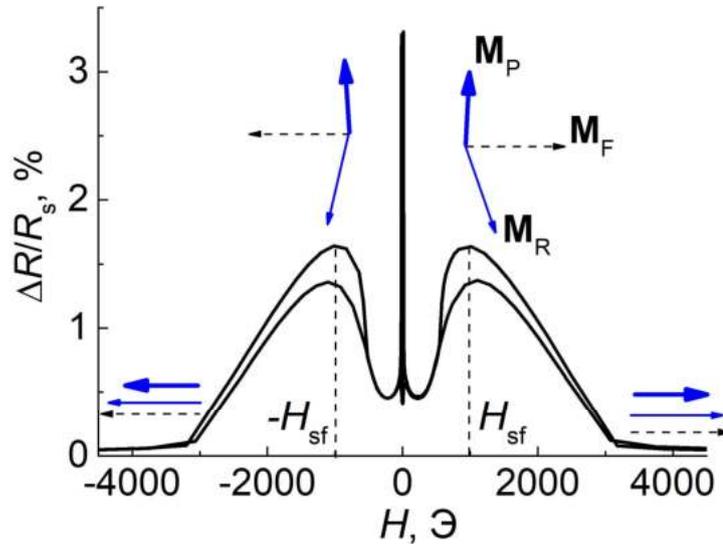


Рисунок 3.9 – Полевая зависимость магнитосопротивления спинового клапана Ta/NiFeCr/CoFeNi/Cu(20Å)/CoFeNi/Ru/CoFeNi/FeMn/Ta, измеренная при $T = 448$ К [109]

В зависимости от режимов термомагнитной обработки, в спиновых клапанах с САФ, могут быть сформированы одна или две магнитные фазы, что сказывается на форме магниторезистивных кривых - это показано на рисунке 3.10.

После ТМО в магнитном поле $H_{ТМО} = 9$ кЭ, большем чем поле насыщения (H_{sat}), которое было направлено вдоль оси легкого намагничивания, во всей пленке формировалась одна ООА. При этом форма полевой зависимости магнитосопротивления является характерной для обменно-связанных спиновых клапанов - в области отрицательных полей наблюдается плато, соответствующее максимуму магниторезистивного эффекта (черная кривая, рисунок 3.10).

После ТМО в магнитном поле, соответствующем полю спин-флоп перехода, полевая зависимость магнитосопротивления выглядит иначе. Величина максимального магнитосопротивления уменьшилась вдвое, появилось две области плато – в положительных и отрицательных полях (красная кривая, рисунок 3.10). Такая форма зависимости $\Delta R/R_s(H)$ обусловлена тем, что в разных частях пленки спинового клапана сформированы две магнитные фазы с взаимно противоположными ООА.

На рисунке 3.11 приведен результат визуализации магнитной структуры спинового клапана после термомагнитной обработки в поле спин-флоп перехода. Видны участки с

различным магнитным контрастом, соответствующие двум магнитным фазам с противоположными направлениями осей однонаправленной анизотропии.

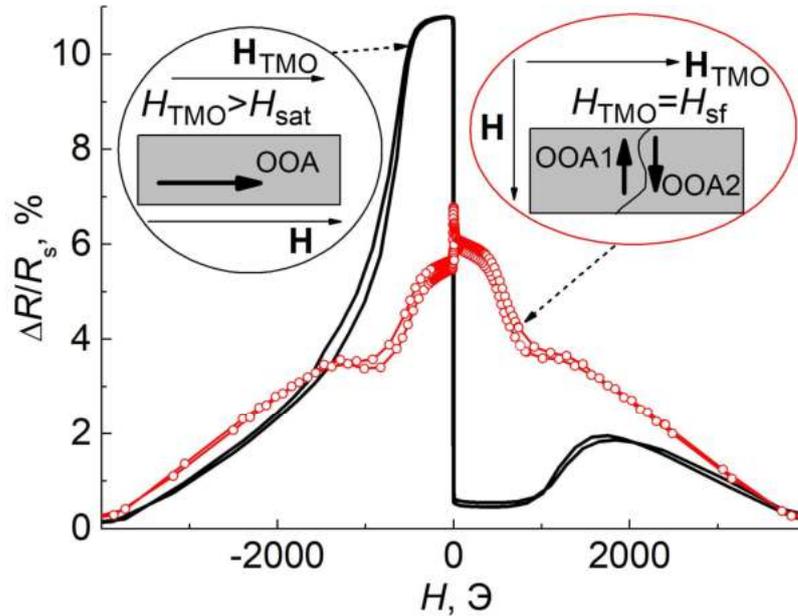


Рисунок 3.10 – Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана Ta/NiFeCr/CoFeNi/Cu(20Å)/CoFeNi/Ru/CoFeNi/FeMn/Ta, измеренные после ТМО в различных режимах [109]

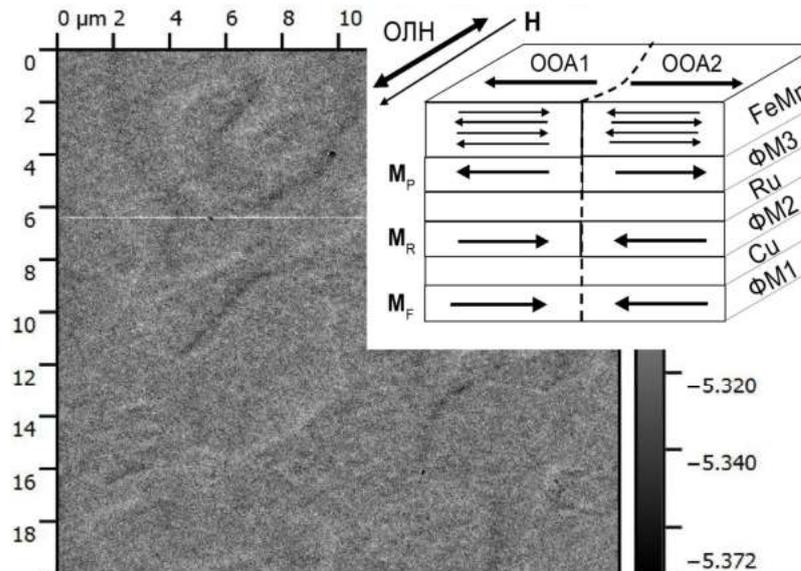


Рисунок 3.11 – Изображение магнитной структуры пленки спинового клапана Ta/NiFeCr/CoFeNi/Cu(20Å)/CoFeNi/Ru/CoFeNi/FeMn/Ta после ТМО в поле спин-флоп состояния [109]

3.4.2 Одноосная магнитная анизотропия как фактор управления однонаправленной анизотропией в элементах моста Уитстона

С помощью фотолитографии из пленок спиновых клапанов были сформированы микрообъекты в виде мостовых схем Уитстона, которые имели форму ромба. Ширина микрополос варьировалась и составляла величину 20 или 30 мкм. Напыление спинового клапана проходило в два этапа – это было сделано с целью формирования взаимно перпендикулярных направлений осей легкого намагничивания на различных участках пленки (рисунок 3.12). Это было необходимо для формирования попарно-противоположных ООА в сенсорных элементах мостовой схемы.

На рисунке 3.12 схематически представлена конфигурация осей легкого намагничивания ОЛН1 и ОЛН2 в сенсорных элементах мостовой схемы, обозначенных как R1, R2, R3, R4. ОЛН1 соответствует элементам R2, R4, ОЛН2 соответствует элементам R1, R3. Оси однонаправленной анизотропии, обозначенные как ООА1 и ООА2, сформированы с помощью термомагнитной обработки всей мостовой схемы.

Термомагнитная обработка включала в себя три последовательных этапа, причем положение мостовой схемы к приложенному при ТМО магнитному полю $H_{ТМО}$, направленному вдоль длинной диагонали моста Уитстона, не изменялось.

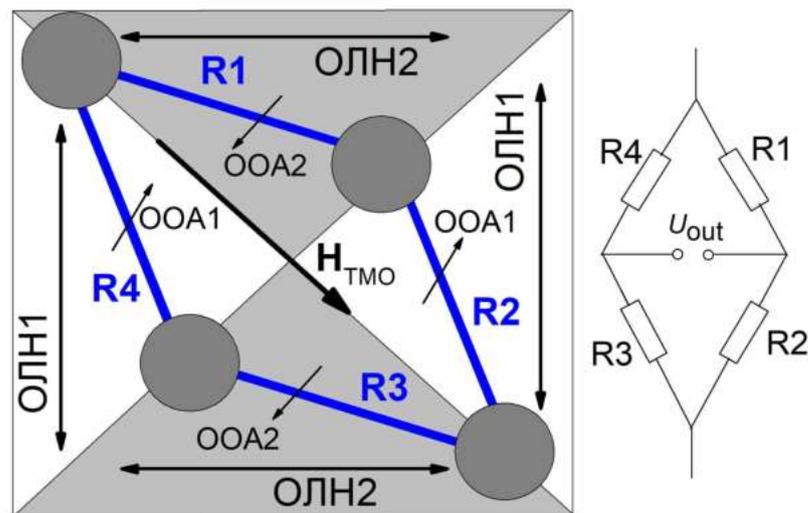


Рисунок 3.12 – Схематическое изображение моста Уитстона, где показана конфигурация ООА, ОЛН для различных элементов в составе моста, а также его электрическая схема [109]

На рисунке 3.13 схематически изображены микрополоски, входящие в мостовую схему, направление поля при термомагнитной обработке, направление магнитных моментов \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_P ферромагнитных слоев ФМ2 и ФМ3, а также направления ООА, полученные после каждого этапа термомагнитной обработки. Конфигурации магнитных моментов и магнитных осей, соответствующих элементам R1 и R3, и R2 и R4, изображены на рисунке 3.13 (а) и (б), соответственно.

Первый этап ТМО включал в себя нагрев образца до температуры блокировки 448 К с последующим охлаждением в поле -9 кЭ, большем чем поле насыщения. Этот этап был направлен на то, чтобы сформировать во всех элементах мостовой схемы одинаковые ООА. В таком случае магнитные моменты \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_P ферромагнитных слоев ФМ2 и ФМ3 противоположны положительному направлению поля, а направление ООА обуславливалось направлением магнитного момента \mathbf{M}_P ферромагнитного слоя ФМ3, который расположен рядом с антиферромагнетиком FeMn.

На втором этапе поле при ТМО устанавливалось как можно более близким к $H = 0$. Когда $H_{ТМО}$ меньше характерного поля анизотропии и поля антиферромагнитного обменного взаимодействия ферромагнитных слоев через прослойку рутения, которое составляет величину порядка 1 кЭ, то магнитные моменты \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_P слоев ФМ2 и ФМ3 противоположны друг другу и параллельны оси анизотропии. Для сенсорных элементов в виде микрополосок шириной 20 и 30 мкм, поле анизотропии формы составляет величину порядка 4 Э, а поле наведенной при напылении одноосной анизотропии составляет 10 – 15 Э. Исходя из этих данных, можно предположить, что на втором этапе ТМО для магнитных моментов \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_P энергетически выгодно установиться параллельно оси легкого намагничивания. Конфигурация магнитных моментов ФМ слоев для элементов R1, R3 и R2, R4 показаны на рисунке 3.13 (а-2) и (б-2) соответственно. Результатом второго этапа ТМО будет параллельная ориентация ОЛН и ООА, причем направление ООА для элементов R1, R3 и R2, R4 будет различным. Это необходимо чтобы в процессе третьего этапа термомагнитной обработки в поле спин-флоп перехода для микрополосок R2 и R4 был энергетически выгодным поворот магнитных моментов \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_P по часовой, а для микрополосок R1 и R3 – против часовой стрелки.

Третий этап ТМО в поле спин-флоп перехода для САФ CoFeNi/Ru/CoFeNi сформировал практически антипараллельную конфигурацию ООА для микрополосок R1, R3 и R2, R4 (рисунок 3.13, (а-3), (б-3)).

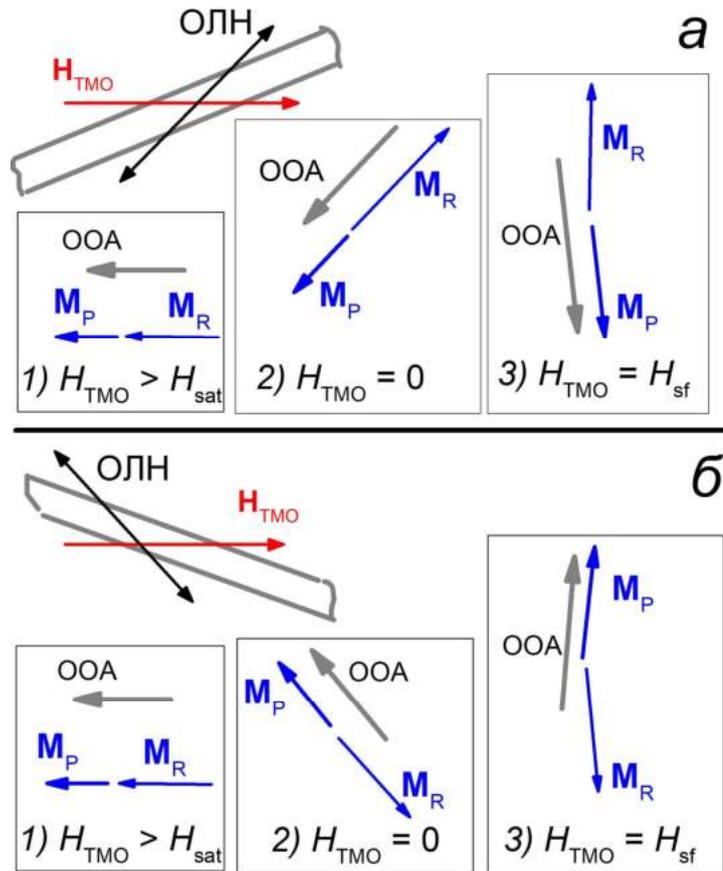


Рисунок 3.13 – Схематическое изображение, осей легкого намагничивания, поля, приложенного при ТМО, магнитных моментов слоев ФМ2 и ФМ3 и ООА, полученных после каждой ТМО в элементах R1, R3 (а) и R2, R4 (б) [109]

В работе [110] было отмечено, что ТМО, целью которой является формирование скрещенной конфигурации ООА и ОЛН и ослабление гистерезиса перемагничивания свободного слоя, наиболее эффективна в поле, чуть большем, чем поле спин-флоп перехода. Таким образом, на третьем этапе ТМО были протестированы режимы охлаждения образца в поле, чуть больше поля спин-флоп перехода 1 кЭ – 1.1, 1.2, 1.3 и 1.4 кЭ. Наиболее слабый гистерезис был получен при ТМО в поле 1.2 кЭ.

На рисунке 3.14 приведены магниторезистивные кривые для каждой микрополоски шириной 30 мкм моста Уитстона после термомагнитной обработки, проведенной в три вышеописанных этапа. Для элементов R1 и R3 максимум магнитосопротивления наблюдается в области положительных полей. Соответственно, дифференциальная характеристика

$dR/dH > 0$. Для элементов R2 и R4 максимум магнитосопротивления наблюдается в области отрицательных полей, поэтому дифференциальная характеристика отрицательна – $dR/dH < 0$.

Во всех микрополосках из моста Уитстона, помимо магнитной фазы с заданным направлением ООА, имеется фаза с противоположным направлением. Это проявляется на зависимостях $\Delta R/R_s(H)$ в виде дополнительных участков плато в области отрицательных полей для R1 и R3, а также в области положительных полей для R2 и R4. Поскольку величина магнитосопротивления в областях этих дополнительных плато мала, то и количество побочной фазы мало. Соответственно, термомагнитная обработка в три этапа привела к формированию в магниточувствительных элементах поста Уитстона попарно противоположных направлений осей однонаправленной анизотропии.

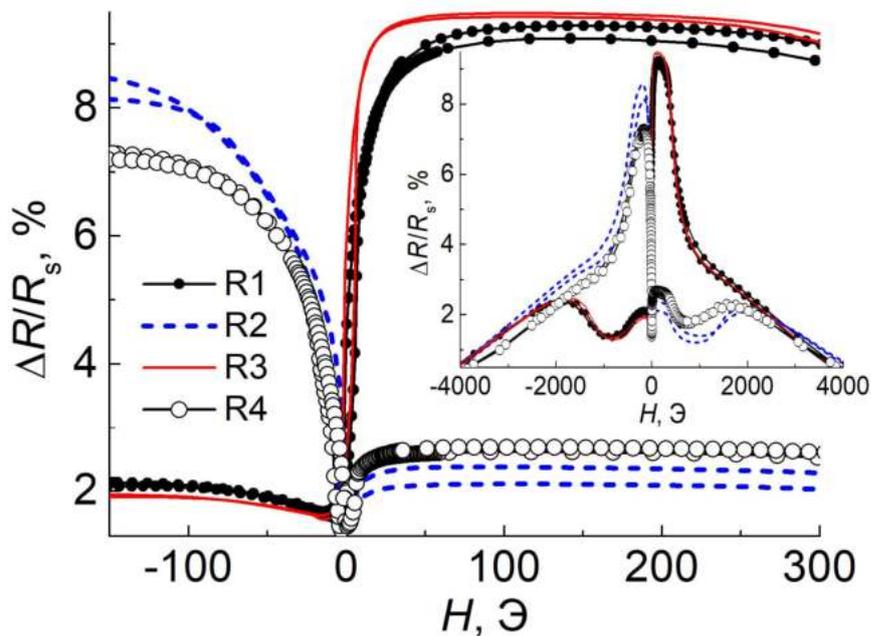


Рисунок 3.14 – Магниторезистивные кривые для элементов моста Уитстона на основе спинового клапана, полученные после ТМО в три этапа. На вставке показаны полевые зависимости магнитосопротивления в более широком интервале полей [109]

На рисунке 3.15 приведена вольт-эрстедная характеристика для моста Уитстона, состоящего из микрополосок шириной 30 мкм. Зависимость выходного сигнала $U_{out}(H)$ получена для случаев, когда магнитное поле в процессе измерений было приложено вдоль короткой диагонали ромба, либо под углом $\alpha=30^\circ$ к ней. В первом случае ширина петли гистерезиса составила 5 Э, во втором – 2 Э. Для $\alpha=0^\circ$ и 30° чувствительность мостовой схемы составила 3.8 и 2.5 мВ/В/Э.

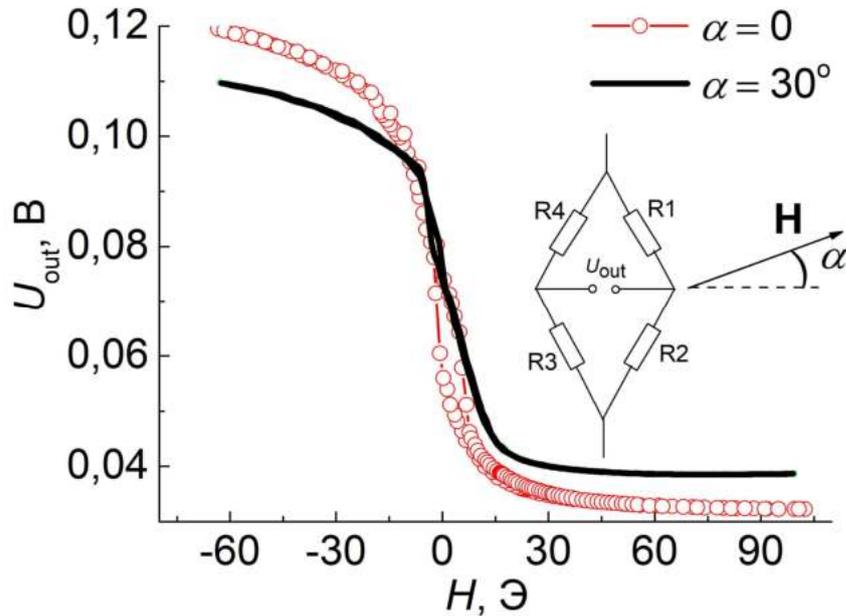


Рисунок 3.15 – Зависимости выходного сигнала U_{out} от величины магнитного поля для моста Уитстона с шириной дорожек 30 мкм. Поле H направлено вдоль короткой диагонали ромба и под углом 30 градусов к ней [109]

Аналогичная ТМО была проведена также для мостовой схемы с шириной микрополосок 20 мкм, вольт-эрстедная характеристика приведена на рисунке 3.16. Магнитное поле в процессе измерений было направлено вдоль короткой диагонали ромба. Измерения показали, что чувствительность моста Уитстона составляет 7.7 мВ/В/Э, а ширина петли $U_{out}(H)$ в самой широкой ее части не превышает 5 Э.

Для спиновых клапанов, которые используются в качестве магниточувствительного материала в исследуемых мостовых схемах Уитстона, соотношение $\Delta R/R$ составляет величину 0.11. В то же время, измеренное отношение между поданным на мостовую схему напряжением и снимаемым с нее составляет величину около 0.10. Полученное значение сигнала позволяет сделать вывод о том, что магнитное состояние спиновых клапанов близко к однофазному, а направления ООА элементов R_1 , R_3 и R_2 , R_4 попарно противоположны – каждый элемент мостовой схемы вносит вклад в измеряемый сигнал.

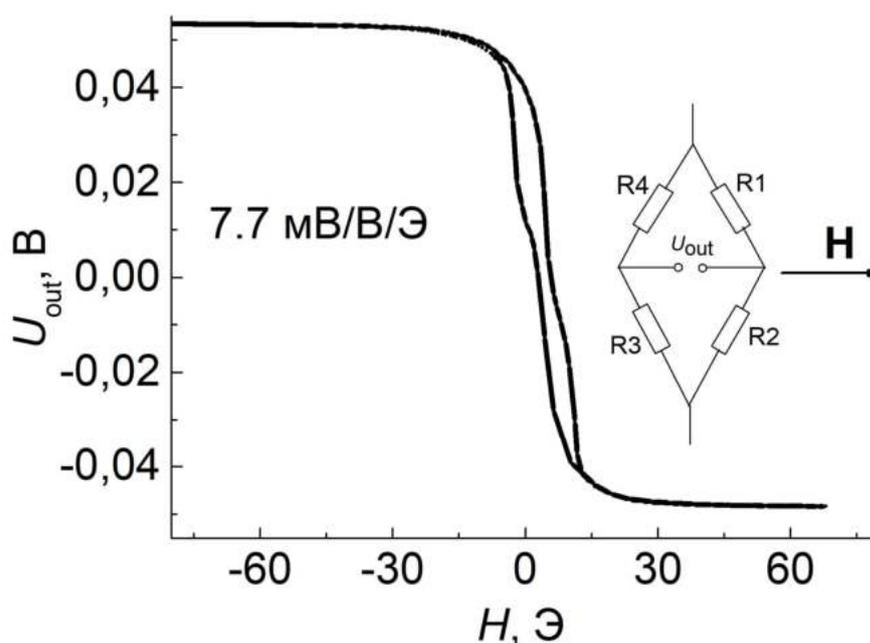


Рисунок 3.16 – Зависимости выходного сигнала U_{out} от величины магнитного поля для моста Уитстона с шириной дорожек 20 мкм. [109]

Сопоставляя величины чувствительности 2.5 и 7.7 мВ/В/Э в случае безгистерезисной и слабо гистерезисной вольт-эрстедной характеристики с литературными данными, можно заключить, что полученные значения являются сравнительно высокими. В работе [111] для мостовой схемы с двумя активными элементами и концентраторами магнитного потока, была достигнута чувствительность 1.6 мВ/В/Э. Типичные значения магниточувствительности для такой конфигурации мостовой схемы не превышают 4.2 мВ/В/Э. В ряде других работ было также показано, что в случае полной мостовой схемы с четырьмя активными элементами, типичные значения чувствительности варьируются в пределах 0.1 – 3.0 мВ/В/Э [13, 14, 112]. Полученные в настоящей работе высокие значения чувствительности мостовых схем Уитстона на основе спиновых клапанов обусловлены предложенной последовательностью и режимами термомагнитной обработки сенсорных элементов, что подчеркивает практическую значимость разработанных методик.

3.4.3 Анизотропия формы как фактор управления однонаправленной анизотропией в элементах моста Уитстона

В работе [113] сообщалось, что характерное поле анизотропии формы для микрополос шириной от 20 до 100 мкм варьируется от 4.1 до 0.8 Э, в то время как характерное поле одноосной анизотропии спинового клапана близко к 10 – 15 Э. С целью исследования влияния анизотропии формы на направление ООА, с помощью электронной литографии были сформированы мостовые схемы Уитстона с малой шириной микрополос – 2 и 4 мкм (рисунок 3.17). Длина полос между контактами составляла величину 300 мкм, ОЛН была направлена вдоль длинной диагонали моста. Сенсорные элементы R1, R3 и R2, R4 отклонены от ОЛН на одинаковый угол 15°.

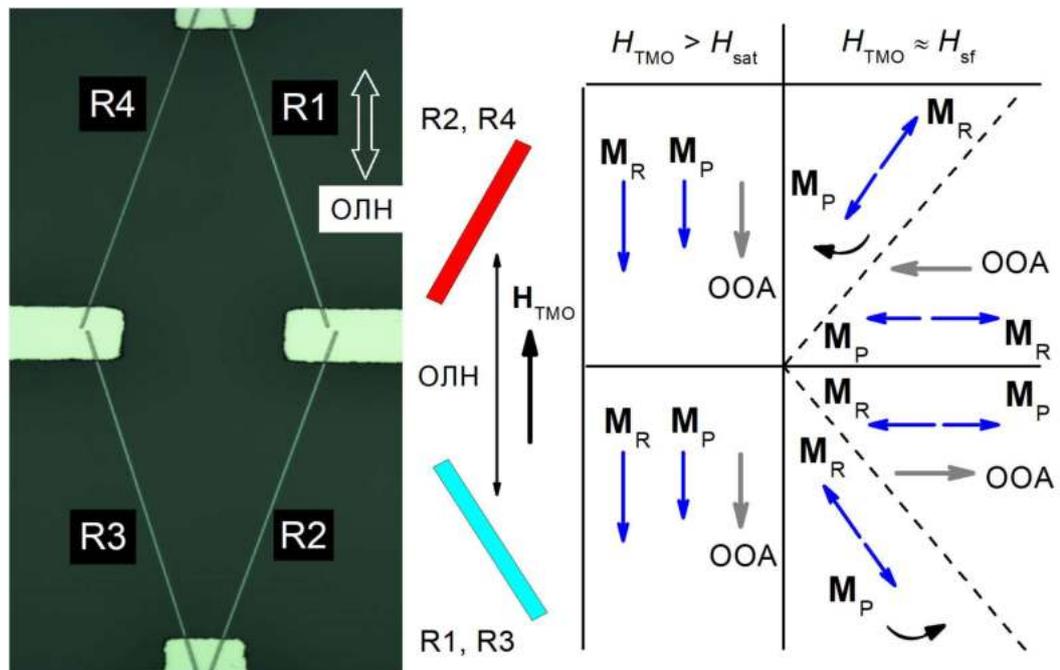


Рисунок 3.17 – Микрофотография изготовленной мостовой схемы и схематичное изображение ОЛН, ООА и магнитных моментов M_R и M_P микрообъектов на каждом этапе ТМО [114]

ТМО мостовой схемы проводилась в два этапа. Первый этап включал в себя отжиг в поле -9 кЭ (при $\mathbf{H} \parallel \text{ОЛН}$) в течение 10 минут при температуре 453 К, с последующим охлаждением до комнатной температуры. Данная процедура была направлена на формирование параллельной конфигурации ООА и ОЛН. Второй этап включал в себя отжиг в

поле -9 кЭ (при $\mathbf{H} \parallel \text{ОЛН}$) с последующим охлаждением в магнитном поле $H_{sf} = 0.9$ кЭ (при $\mathbf{H}_{sf} \parallel \text{ОЛН}$).

В результате ТМО в каждой микрополосе были сформированы новые направления $\text{ООА} \perp \text{ОЛН}$, что подтверждается полевыми зависимостями магнитосопротивления, измеренными в поле $\mathbf{H} \perp \text{ОЛН}$ (рисунок 3.18). Максимум магнитосопротивления для элемента R1 находится в области положительных полей, а максимум магнитосопротивления для элемента R2 находится в области отрицательных полей. Аналогичный результат получен для элементов R3 и R4. Соответственно, ООА в сенсорных элементах R1 и R3 противонаправлена ООА в сенсорных элементах R2 и R4.

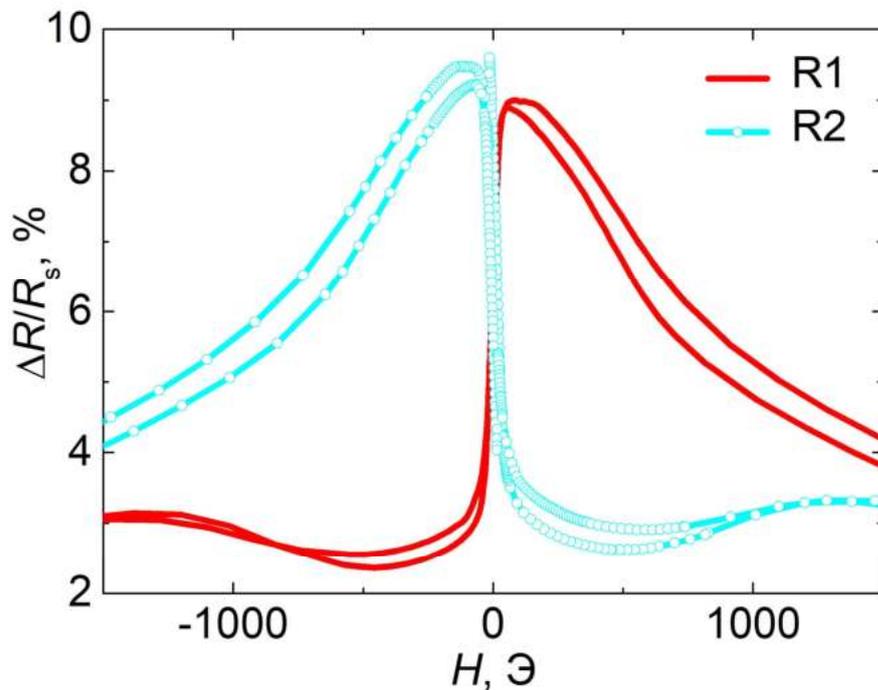


Рисунок 3.18 – Полевые зависимости магнитосопротивления для сенсорных элементов R1 и R2 шириной 4 мкм [114]

Таким образом, в результате единой термомагнитной обработки в магнитном поле, направленном вдоль ОЛН ($\mathbf{H} \parallel \text{ОЛН}$), были получены сенсорные элементы с дифференциальными характеристиками $dR/dH > 0$ и $dR/dH < 0$. В этом случае анизотропия формы (для малой ширины микрополос) является определяющим фактором, задающим направление ООА в сенсорных элементах мостовой схемы.

3.5 Выводы к главе 3

Проведенные исследования показали, что спиновые клапаны на основе сплава $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$ с буферным слоем $\text{Ta}/(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$ обладают совершенной текстурой $\langle 111 \rangle$ и гладкими межслойными границами. Взаимодействие между ферромагнитными слоями $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$ реализовано, в основном, за счет осциллирующего РККИ взаимодействия. Сочетание таких параметров как слабый гистерезис, малый сдвиг низкополевой петли и большая величина магниторезистивного эффекта реализовано при толщине медной прослойки, соответствующей второму антиферромагнитному максимуму обменного взаимодействия.

Для магниточувствительных элементов, объединенных в мостовую схему Уитстона, найдена последовательность и определены режимы термомагнитных обработок, позволяющих сформировать в сенсорных элементах попарно-противоположные направления осей однонаправленной анизотропии. Факторами, определяющими направление ООА в отдельном сенсорном элементе при термомагнитной обработке, являются одноосная анизотропия и анизотропия формы микрополосы.

Результаты, представленные в главе 3, опубликованы в работах [108, 109, 114].

4 СПИНОВЫЕ КЛАПАНЫ НА ОСНОВЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ Dy И Ho

4.1 Постановка задачи и выбор объектов исследования

На данный момент спиновые клапаны с обменным смещением, обладающие эффектом гигантского магнитосопротивления, достаточно хорошо изучены. Существуют теоретические модели, которые однозначно связывают каждую область полевой зависимости магнитосопротивления с направлениями магнитных моментов в ферромагнитных слоях спинового клапана. Если в состав наноструктуры типа спиновый клапан включить слой редкоземельного металла, окружив этот слой ферромагнитными слоями переходного металла, то на границах раздела редкоземельный/переходный металл формируется антиферромагнитное обменное взаимодействие. В этом случае, изменение магнитного состояния РЗМ приводит к изменению характера перемагничивания спинового клапана. Таким образом, изучение магнитотранспортных свойств спинового клапана, в состав которого включен нанослой РЗМ, позволит получить информацию касательно магнитного упорядочения в нанослое гелимагнетика. При этом, получение данной информации не связано с использованием установок типа «мегасайенс», а базируется на использовании обычных лабораторных методов измерения магнитосопротивления.

Для комплексной оценки магнитного состояния нанослоя РЗМ были проведены следующие исследования:

- исследована микроструктура нанослоя гелимагнетика (Dy/Ho);
- оценена температура перехода парамагнетик-антиферромагнетик для нанослоев РЗМ различной толщины (Dy/Ho);
- исследована стабильность наноструктур, содержащих нанослой гелимагнетика (Dy), по отношению к воздействию температуры и времени;
- исследованы особенности формирования однонаправленной анизотропии в спиновом клапане, содержащем слой РЗМ (Dy);
- исследованы транспортные и магнитотранспортные свойства наноструктур на основе РЗМ (Dy/Ho).

Объектами исследования являлись трехслойные наноструктуры:

- металл/РЗМ($t_{\text{РЗМ1}}$)/металл, РЗМ: Dy, Ho; $t_{\text{РЗМ1}} = 100 - 1500 \text{ \AA}$; металл: Ta, $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$, $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$;

а также спиновые клапаны композиции:

- $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{PЗМ}(t_{\text{PЗМ}2})$, PЗМ: Dy, Ho; $t_{\text{PЗМ}2} = 30 - 800 \text{ \AA}$;
- $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{PЗМ}(t_{\text{PЗМ}3})/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$, PЗМ: Dy, Ho; $t_{\text{PЗМ}3} = 400 - 500 \text{ \AA}$;
- $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ru}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Dy}(t_{\text{PЗМ}4})/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$, $t_{\text{PЗМ}4} = 400 \text{ \AA}$;
- $\text{Dy}(t_{\text{PЗМ}5})/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$, $t_{\text{PЗМ}5} = 30 - 200 \text{ \AA}$.

Наноструктуры напылялись методом магнетронного напыления на подложки из стекла или сапфира (Al_2O_3 , r -plane), в качестве буферного и защитного слоя использовались слои Ta или $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$.

В настоящей главе приведена информация о микроструктуре слоя PЗМ в составе наноструктур, осуществляется оценка температуры Нееля для слоев PЗМ различной толщины. Приведены результаты исследования магнитотранспортных свойств спинового клапана, содержащего слой Dy, в контексте термической стабильности и хранения. Приведены данные касательно особенностей формирования обменного сдвига в интерфейсе CoFe/Dy в составе спинового клапана. Описаны особенности магнитного состояния гелимагнетика в составе спинового клапана в зависимости от конфигурации магнитных моментов ФМ слоев, окружающих слой PЗМ, и величины внешнего магнитного поля. Получена информация о подвижности антиферромагнитного геликоида в нанослое Ho. Приведены результаты исследований магнитотранспортных свойств спинового клапана, содержащего ультратонкий высокотекстурированный слой Dy.

4.2 Исследование микроструктуры тонких слоев Dy и Ho в составе наноструктур

Для того, чтобы использовать наноструктуру, обладающую эффектом гигантского магнитосопротивления, в качестве инструмента для получения информации о магнитном упорядочении в слое PЗМ, необходимо сначала исследовать микроструктуру слоя PЗМ, напыленного на различные металлические буферные слои ($\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$, $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$, Ta).

На рисунке 4.1 показаны дифрактограммы, полученные для трехслойных структур металл(50 \AA)/Dy(400 \AA)/металл(50 \AA) (металл: CoFe, NiFe, Ta).

На дифрактограмме, полученной для структуры стекло//Ta/Dy/Ta, имеются два пика, принадлежащих семействам плоскостей (10-10) и (0002) ГПУ структуры диспрозия. Исследования текстуры по методу кривых качания показали наличие двухкомпонентной

осевой текстуры $\langle 10-10 \rangle + \langle 0002 \rangle$ с углами рассеяния 6 и 7 градусов, соответственно. Для структуры стекло//NiFe/Dy/NiFe брегговские пики (10-10) и (0002) выражены слабо, а для структуры стекло//CoFe/Dy/CoFe виден только один слабый пик (0002).

На рисунке 4.2 приведены дифрактограммы для трехслойных структур $\text{Al}_2\text{O}_3//\text{Ta}/\text{Dy}/\text{Ta}$, в которых толщина диспрозия варьировалась от 50 до 600 Å. Для диспрозия толщиной 50 Å интенсивность пиков (10-11) и (0002) одинакова. С ростом толщины слоя диспрозия интенсивность пика (0002) увеличивается, а интенсивность пика (10-11) не меняется. Вероятно, в поликристаллическом нанослое Dy, напыленном на буфер из Ta, совместно существуют две структурные фазы $\langle 0002 \rangle$ и $\langle 10-11 \rangle$, причем фаза $\langle 10-11 \rangle$ расположена в нижней части слоя Dy, непосредственно вблизи буферного слоя Ta.

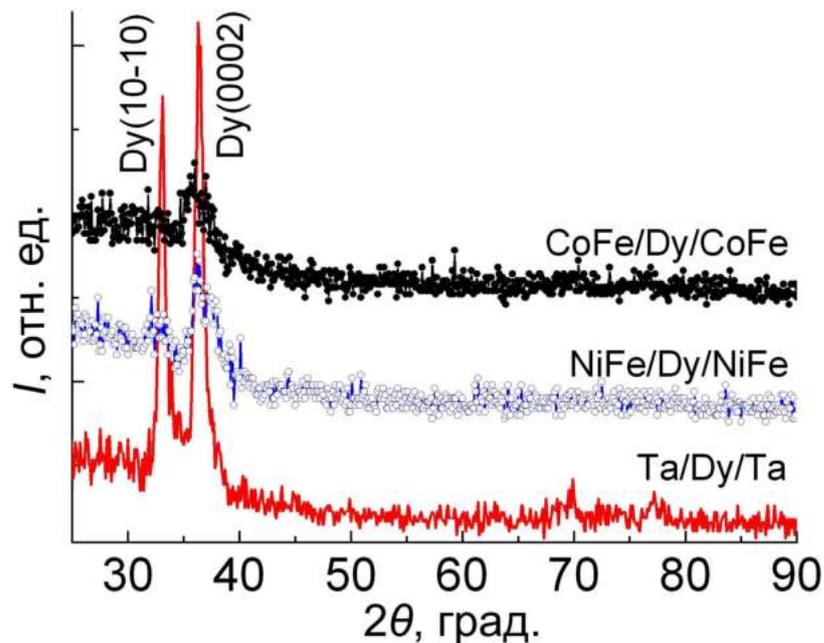


Рисунок 4.1 – Дифрактограммы, полученные для наноструктур Ta/Dy/Ta, NiFe/Dy/NiFe и CoFe/Dy/CoFe, напыленных на подложку из стекла [115]

Все электронограммы, полученные для наноструктур стекло//металл/Dy/металл, демонстрируют рефлексы, соответствующие ГПУ структуре диспрозия (рисунок 4.3). Для структуры стекло//Ta/Dy/Ta рефлексы имеют вид точек или коротких дуг. Такая особенность обусловлена тем, что образец состоит из кластеров, в которых границы зерен отклонены на небольшой угол. Для структур NiFe/Dy/NiFe и CoFe/Dy/CoFe, напыленных на подложку из стекла, рефлексы имеют вид сплошных колец Дебая, что является признаком

разупорядоченности кристаллитов в пленке. Появление кольца 3, которое имеет слабое диффузное свечение, может быть связано с образованием интерметаллических соединений на границах Dy/CoFe и Dy/NiFe.

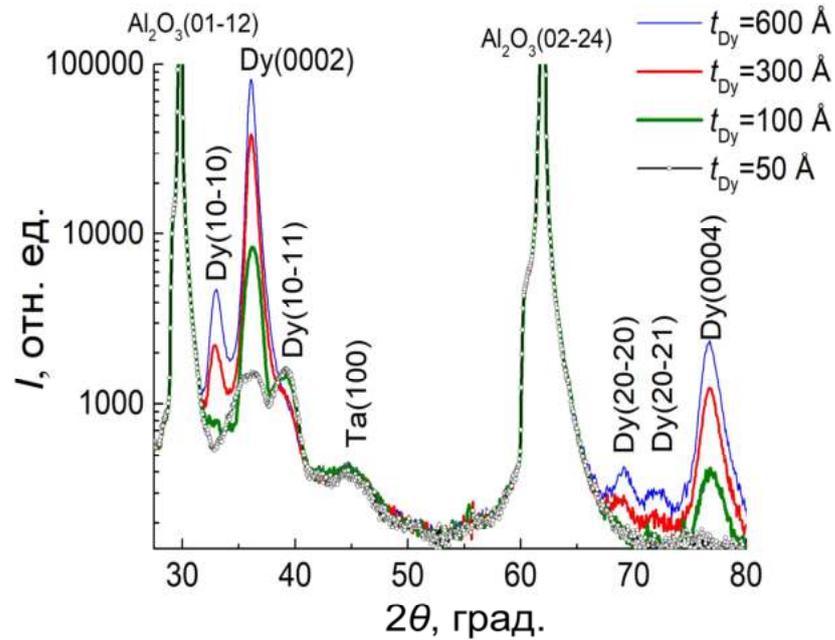


Рисунок 4.2 – Дифрактограммы, полученные для наноструктур $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ta}/\text{Dy}/\text{Ta}$ [116]

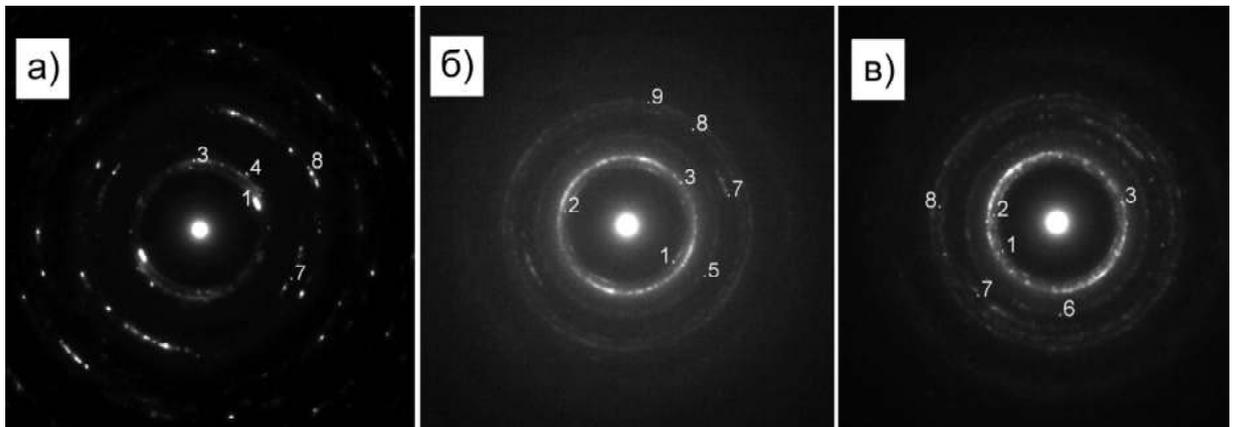


Рисунок 4.3 – Электронограммы, полученные для наноструктур $\text{Ta}/\text{Dy}/\text{Ta}$ (а), $\text{NiFe}/\text{Dy}/\text{NiFe}$ (б) и $\text{CoFe}/\text{Dy}/\text{CoFe}$ (в), напыленных на подложку из стекла. Цифрами обозначены дебаевские кольца, соответствующие семействам плоскостей: 1 – $\text{Dy}(10-10)$; 2 – $\text{Dy}(0002)$; 3 – $\text{Dy}(10-11)$; 4 – $\text{Ta}(110)$; 5 – $\text{NiFe}(111)$; 6 – $\text{CoFe}(111)$, $\text{Dy}(10-12)$; 7 – $\text{Dy}(11-20)$; 8 – $\text{Dy}(10-13)$; 9 – $\text{Dy}(20-20)$ [115]

На рисунке 4.4 показано изображение высокого разрешения, соответствующее электронограмме для структуры стекло//CoFe/Dy/CoFe, на котором видны тонкие параллельные линии – прямое разрешение проекции атомных плоскостей на плоскость изображения. Расстояние между этими линиями составляет 3.1 \AA , что соответствует расстоянию между атомными плоскостями диспрозия (10-10).

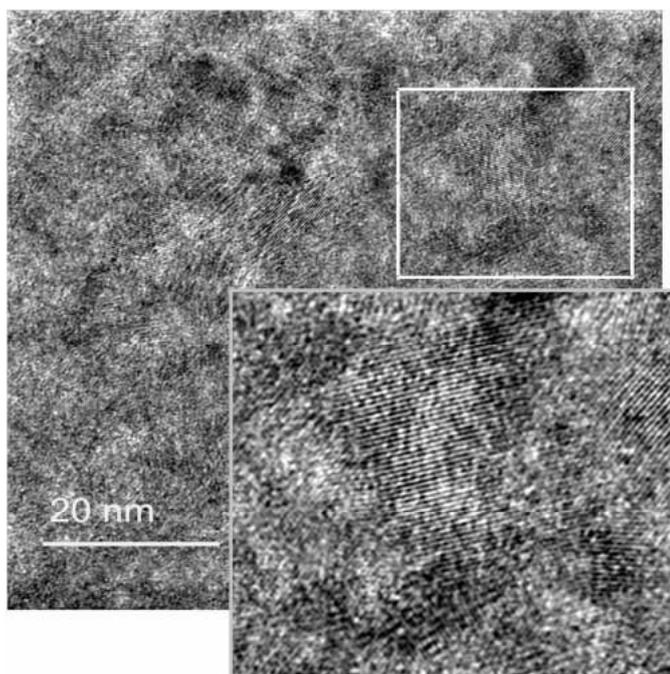


Рисунок 4.4 – Изображение высокого разрешения, полученное для структуры стекло//CoFe/Dy/CoFe. На вставке показан фрагмент в увеличенном масштабе [115]

Структурные исследования указывают на то, что в слое Dy имеются области, в которых ось антиферромагнитного геликоида, соответствующая направлению $[0002]$, перпендикулярна плоскости пленки, а базисная плоскость ГПУ структуры диспрозия лежит в плоскости пленки. Такая ориентация является предпочтительной для наблюдения изменений магнитотранспортных свойств спинового клапана, обусловленных изменением магнитного состояния слоя диспрозия.

Исследование текстуры слоев Dy различной толщины в составе структуры стекло//CoFe/Dy/Ta методом кривых качания показало, что при увеличении толщины Dy, FWHM кривой качания вокруг пика (0002) уменьшается, соответственно, текстура $\langle 0002 \rangle$ становится более совершенной (рисунок 4.5).

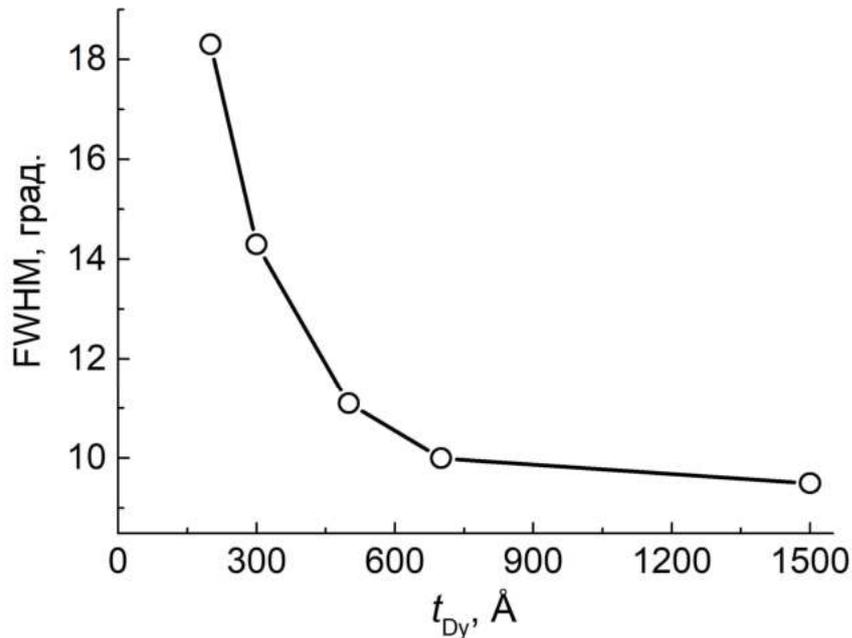


Рисунок 4.5 – Зависимость ширины на полувысоте кривой качания вокруг пика (0002) от толщины слоя диспрозия для структуры стекло//CoFe/Dy/Ta [117]

На рисунке 4.6 приведена оценка FWHM вокруг пика (0002) и длины структурной когерентности для слоев Dy различной толщины в составе структур $Al_2O_3//Ta/Dy/Ta$. Видно, что при напылении Dy на Ta текстура РЗМ более совершенна в сравнении с текстурой слоя Dy, напыленного на CoFe.

На основе анализа формы брегговского рефлекса (0002) было установлено, что длина структурной когерентности для ультратонких слоев Dy (50–100 Å), напыленных на Ta, близка к номинальной толщине этих слоев. Это указывает на то, что для высокотекстурированных ультратонких слоев диспрозия геликоид с осью, направленной перпендикулярно плоскости пленки, не прерывается по всей толщине слоя Dy.

На рисунке 4.7 приведена дифрактограмма для спинового клапана $CoFe(45\text{Å})/Cu(28\text{Å})/CoFe(35\text{Å})/Ru(8\text{Å})/CoFe(20\text{Å})/Dy(400\text{Å})/CoFe(20\text{Å})/FeMn(150\text{Å})$. Видно, что параметры ГЦК-структуры CoFe, NiFeCr и Cu являются близкими, так как на дифрактограмме виден интенсивный общий пик от плоскостей (111) ГЦК-структуры этих материалов. Вокруг этого пика наблюдаются сателлиты (толщинные осцилляции), появление которых свидетельствует о малом рассогласовании микроструктуры слоев. Три менее интенсивных пика соответствуют ГПУ-структуре слоя диспрозия.

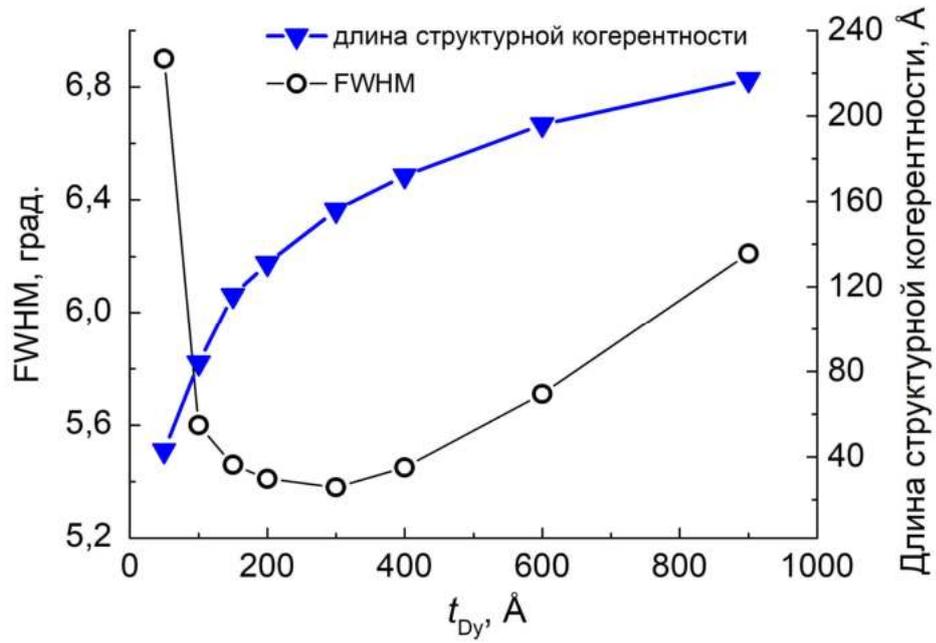


Рисунок 4.6 – Зависимость ширины на полувысоте кривой качания вокруг пика (0002) и оценка длины структурной когерентности от толщины слоя диспрозия в $Al_2O_3//Ta/Dy/Ta$ [116]

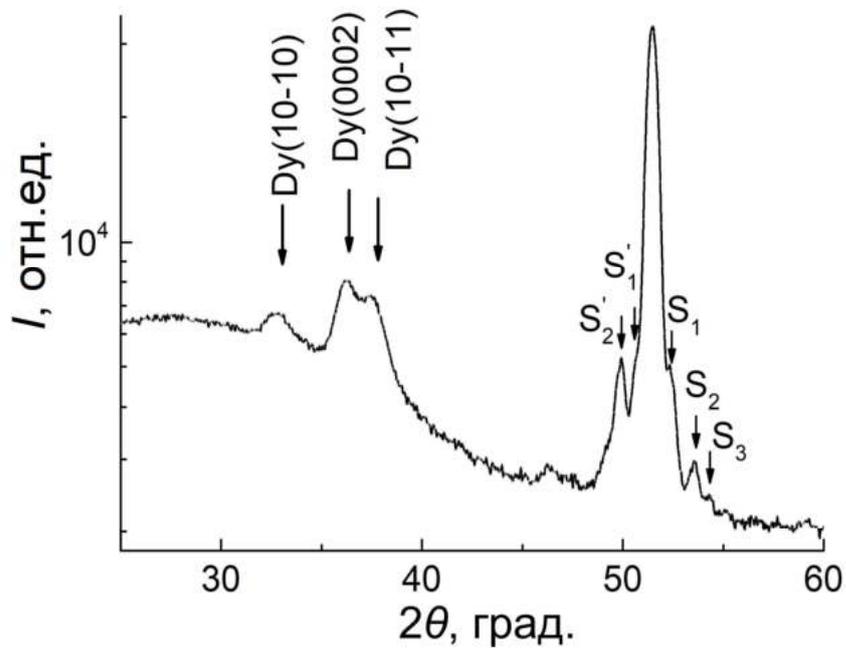


Рисунок 4.7 – Дифрактограмма для спинового клапана с составным закрепленным слоем $CoFe(30\text{Å})/Dy(400\text{Å})/CoFe(20\text{Å})$ [118]

По данным рентгеновской рефлектометрии (рисунок 4.8) была произведена оценка качества слоистой структуры и толщины слоев спиновых клапанов. Для анализа экспериментальных данных, обозначенных пустыми точками, использовалась специализированная программа PANalytical X'Pert Reflectivity. При наилучшем описании экспериментальных данных модельной кривой (сплошная линия) было установлено, что исследуемые образцы обладают резкими межслойными границами со среднеквадратичной шероховатостью $\sigma = 3 - 7 \text{ \AA}$, за исключением границ Dy/CoFe, для которых шероховатость составляет $\sigma = 14 \text{ \AA}$. Полученные данные указывают на то, что на границе между Dy и CoFe происходят процессы диффузии. Также на это указывает обнаруженная разница между номинальной и фактической толщиной слоев, которая в спиновом клапане составляет величину порядка 10 – 15 %.

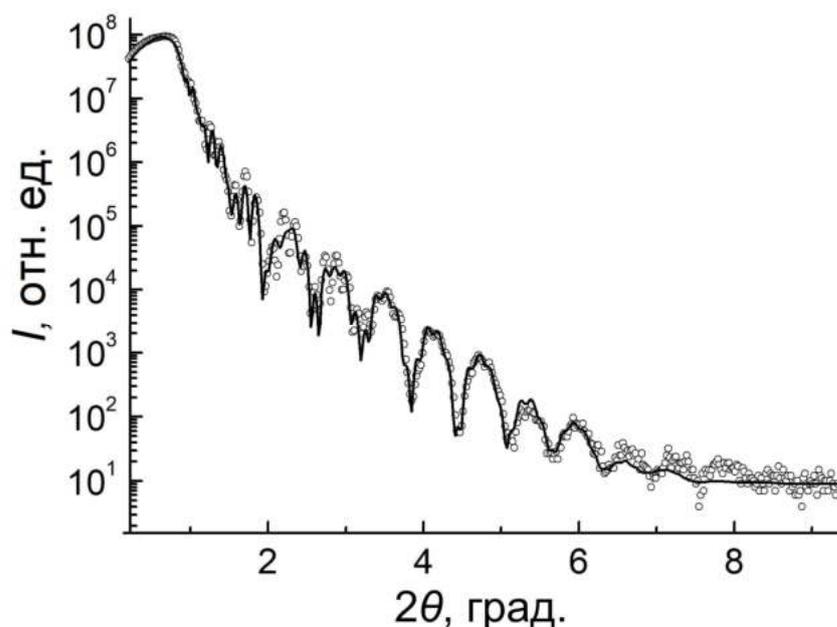


Рисунок 4.8 – Рефлектограмма для спинового клапана с составным закрепленным слоем CoFe(30Å)/Dy(400Å)/CoFe(20Å) [118]

Исследования микроструктуры также были проведены для трехслойных пленок, напыленных на стеклянную подложку и содержащих слой редкоземельного металла гольмия толщиной 500 Å. На дифрактограмме (рисунок 4.9) для спинового клапана и трехслойной структуры CoFe/Ho(500Å)/CoFe наблюдаются несколько рефлексов от ГПУ структуры гольмия, причем пик (0002) является наиболее интенсивным.

Исследование текстуры спинового клапана на основе Ho по методу кривых качания показало наличие слабой аксиальной текстуры $\langle 0002 \rangle$ (FWHM = 17°), с осью $[0002]$, перпендикулярной плоскости пленки. Значения FWHM для трехслойных структур NiFeCr/Ho(500Å)/NiFeCr и CoFe/Ho(500Å)/CoFe составили 8° и 14° , соответственно. Согласно полученным данным, можно сделать вывод, что слой Ho в составе наноструктур является поликристаллическим и обладает слабой аксиальной текстурой $\langle 0002 \rangle$.

С помощью уравнения Шерера для слоя Ho(500Å) в составе спинового клапана была проведена оценка длины структурной когерентности, которая составляет примерно $2/5$ от общей толщины слоя гольмия.

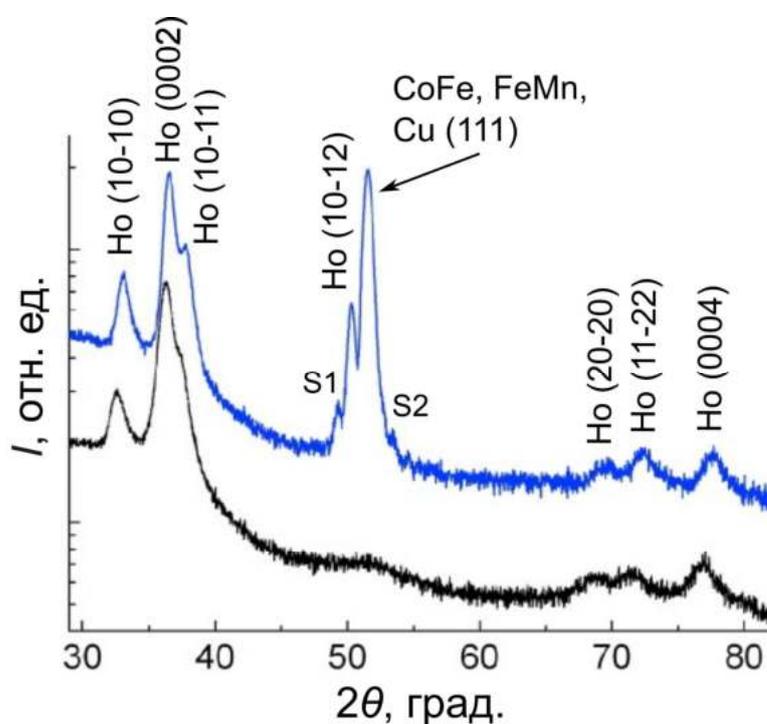


Рисунок 4.9 – Дифрактограмма для спинового клапана, содержащего нанослой Ho (синяя кривая), и трехслойной структуры CoFe(50Å)/Ho(500Å)/CoFe(50Å) (черная кривая) [119]

4.3 Оценка температуры Нееля тонких пленок Dy и Ho

В данной части приводится информация о методике оценки температуры перехода редкоземельного металла из парамагнитного в антиферромагнитное состояние, а также о закономерностях изменения температуры Нееля от толщины слоя РЗМ.

На рисунке 4.10 показаны температурные зависимости электросопротивления, полученные для трехслойных структур стекло//металл(50Å)/Dy(400Å)/металл(50Å) (металл: Ta, NiFe, CoFe). Видно, что все зависимости $R(T)$ имеют аномалию, характерную для редкоземельных металлов вблизи температуры Нееля. Наибольшая амплитуда изменения электросопротивления наблюдалась для образца Ta/Dy/Ta (рисунок 4.10, а). Данная особенность может быть обусловлена совокупностью двух факторов. Первый фактор заключается в том, что в сравнении с Ta, слои NiFe и CoFe имеют меньшее электрическое сопротивление, соответственно, больший шунтирующий эффект. Второй фактор заключается в том, что для РЗМ вид аномалии на кривой $R(T)$ зависит от направления тока относительно базовой плоскости ГПУ решетки. Когда ток протекает перпендикулярно базовой плоскости, аномалия на кривой $R(T)$ приобретает коленообразный вид. Когда измерительный ток протекает в базовой плоскости, аномалия на кривой $R(T)$ имеет вид перегиба.

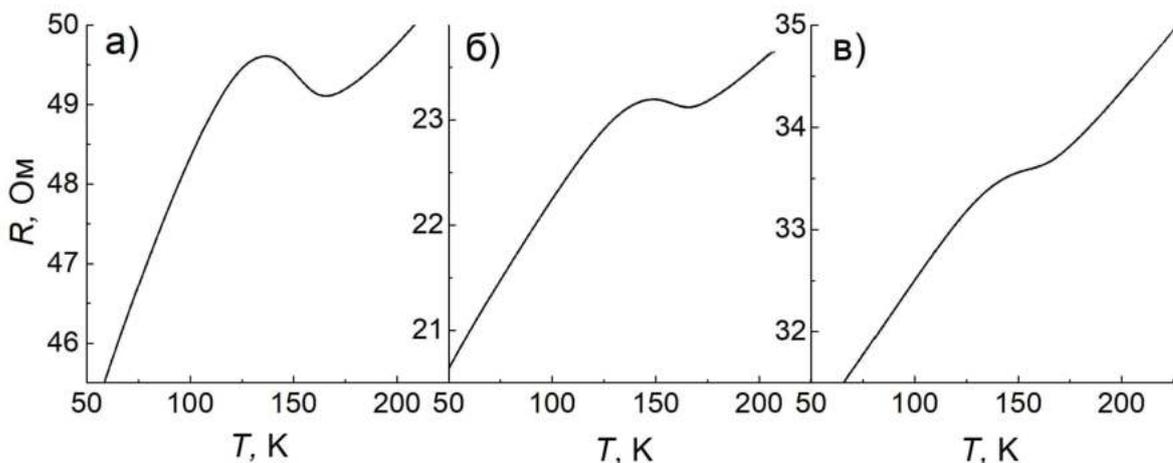


Рисунок 4.10 – Температурные зависимости электросопротивления, полученные для наноструктур Ta/Dy(400Å)/Ta (а), NiFe/Dy(400Å)/NiFe (б) и CoFe/Dy(400Å)/CoFe (в) [115]

В слое Dy, напыленном на слой Ta, помимо фазы (0002) наблюдается структурная фаза (10-11), в которой гексагональная ось отклонена от плоскости пленки на угол 28.8° . Соответственно, измерительный ток, протекающий в плоскости пленки, будет практически перпендикулярен базовой плоскости ГПУ решетки Dy, аномалия на температурной зависимости электросопротивления имеет коленообразную форму (рисунок 4.10, а). В слоях Dy, напыленных на буферные слои NiFe и CoFe, фаза (10-11) выражена в меньшей степени, доминирующей является фаза (0002). В этой фазе ось антиферромагнитного геликоида перпендикулярна плоскости пленки, соответственно измерительный ток идет в базовой

плоскости ГПУ решетки. Форма аномалии на $R(T)$ зависимости меняется от коленообразной к перегибу (рисунок 4.10, б, в).

Для оценки температуры Нееля были построены температурные зависимости производной dR/dT (рисунок 4.11), по минимуму этих зависимостей определена температура перехода парамагнетик-антиферромагнетик.

Для слоя диспрозия толщиной 400 \AA , окруженного Ta, NiFe и CoFe, температура Нееля составила значения 152, 157 и 154 К соответственно. Незначительная разница между температурами перехода парамагнетик-антиферромагнетик может быть обусловлена разницей в величине температурного коэффициента сопротивления Ta, NiFe, CoFe. Также следует учитывать возможные различия в микроструктуре и толщине слоя диспрозия. Номинальная толщина слоя диспрозия одинакова во всех трехслойных структурах, но фактическая толщина может незначительно отличаться из-за разного характера диффузионных процессов на границах металл/Ду.

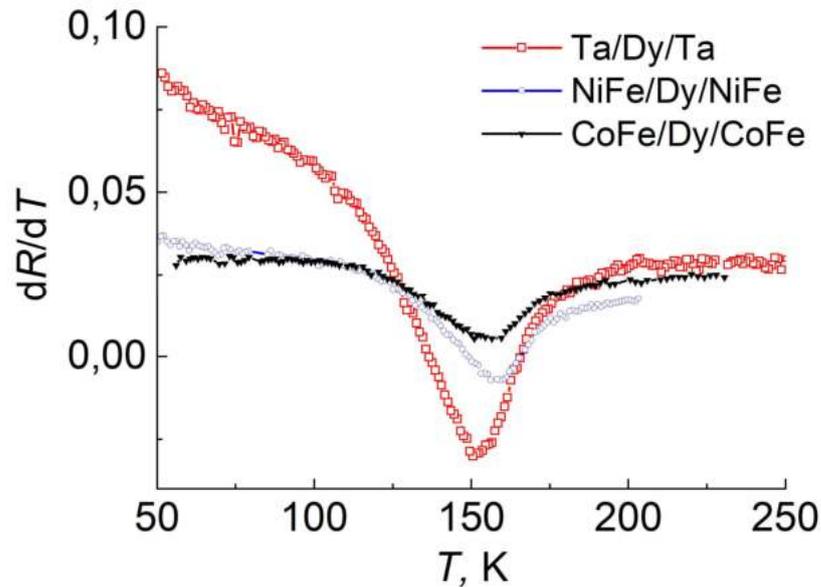


Рисунок 4.11 – Температурные зависимости dR/dT для трехслойных наноструктур, содержащих слой диспрозия толщиной 400 \AA [115]

Аналогичным образом была проведена оценка температуры Нееля для слоев диспрозия различной толщины в составе наноструктур стекло//CoFe(20 \AA)/Dy(t_{Dy})/Ta(60 \AA) (пример – рисунок 4.12), где t_{Dy} варьировалась в пределах $150 - 1500 \text{ \AA}$. Температуры T_1 и T_2 соответствуют локальным максимуму и минимуму на температурной зависимости

электросопротивления, а разница между ними характеризует температурный интервал, в котором происходит переход парамагнетик-антиферромагнетик.

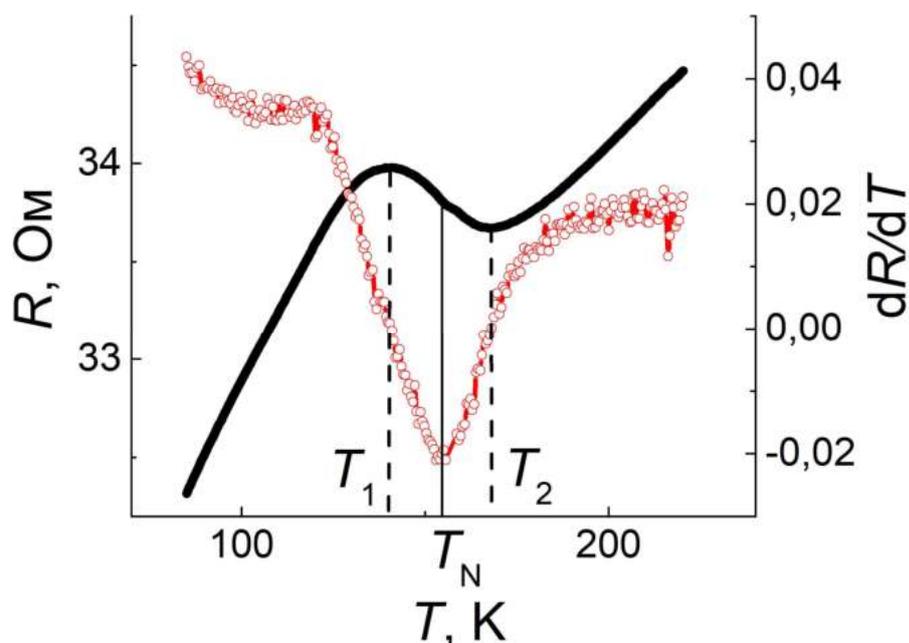


Рисунок 4.12 – Зависимости $R(T)$ и $dR/dT(T)$ для структуры CoFe/Dy(700Å)/Ta [117]

На рисунке 4.13 изображены зависимости T_N , T_1 и T_2 от толщины слоя диспрозия. С уменьшением толщины слоя диспрозия наблюдается монотонное уменьшение температуры Нееля, что может быть связано как с размерным фактором, так и со снижением совершенства кристаллической структуры. В этом случае происходит изменение условий рассеяния электронов проводимости, что оказывает влияние на косвенное обменное взаимодействие, ответственное за антиферромагнитное геликоидальное упорядочение.

Эти же два фактора оказывают влияние на величину интервала магнитного фазового перехода парамагнетик-антиферромагнетик ($\Delta T_{\text{перехода}}$), зависимость которого от толщины слоя диспрозия имеет сложный характер (рисунок 4.14). При изменении t_{Dy} от 1500 до 300 Å $\Delta T_{\text{перехода}}$ увеличивается, что хорошо коррелирует с изменением величины FWHM (Рисунок 4.5) – текстура <0002> становится менее совершенной. При дальнейшем уменьшении толщины слоя диспрозия от 300 до 150 Å меняется соотношение атомов на поверхности и в объеме. Поскольку на границе CoFe/Dy магнитные моменты атомов Dy антиферромагнитным образом связаны с атомами ФМ слоя, при уменьшении толщины Dy магнитное упорядочение устанавливается для меньшего количества атомов и величина интервала перехода парамагнетик – антиферромагнетик уменьшается.

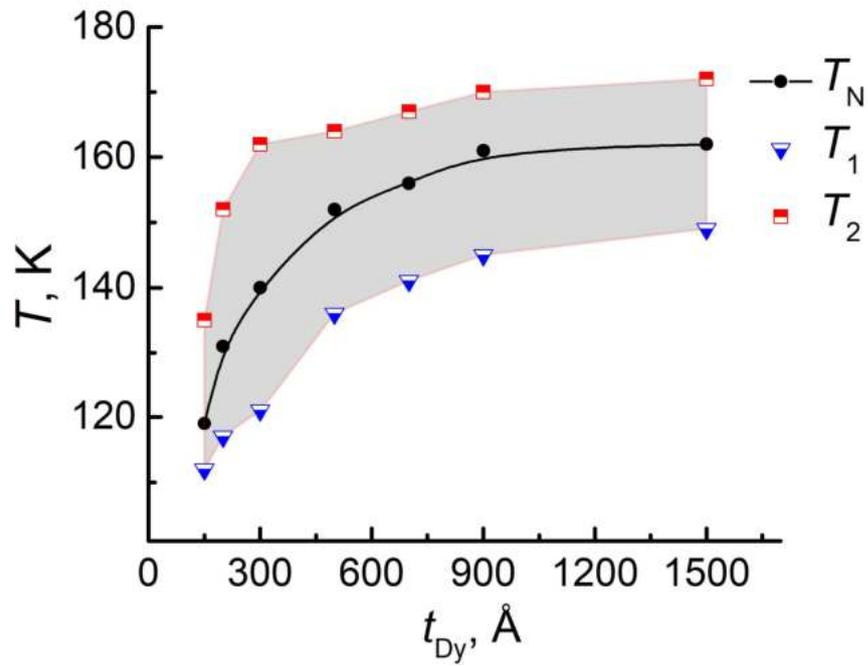


Рисунок 4.13 – Зависимость температуры перехода парамагнетик-антиферромагнетик от толщины слоя диспрозия для серии структур $CoFe/Dy(t_{Dy})/Ta$ [117]

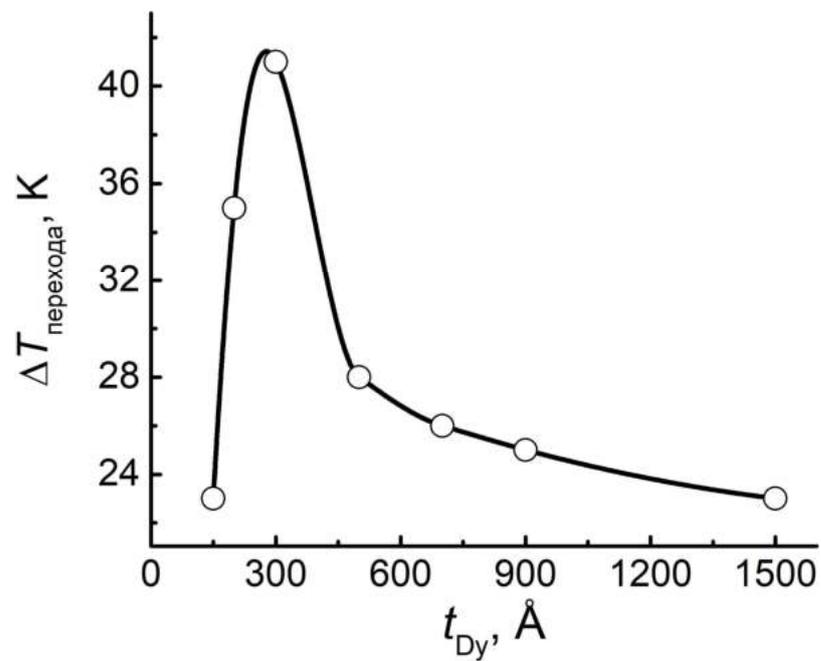


Рисунок 4.14 – Зависимость величины интервала перехода парамагнетик-антиферромагнетик от толщины слоя диспрозия для серии структур $CoFe/Dy(t_{Dy})/Ta$ [117]

Оценка температуры Нееля была также проведена для нанослоев Ho различной толщины в составе структур стекло//металл/Ho/металл (рисунок 4.15). Тенденция изменения T_N для Ho повторяет закономерности, полученные для Dy – значение температуры перехода парамагнетик-антиферромагнетик уменьшается при уменьшении толщины слоя Ho. Формирование антиферромагнитного геликоидального упорядочения в слое Ho, окруженном NiFeCr начинается при более высокой температуре, чем в случае, когда Ho окружен CoFe, что обусловлено более совершенной текстурой слоя Ho в составе структур NiFeCr/Ho/NiFeCr.

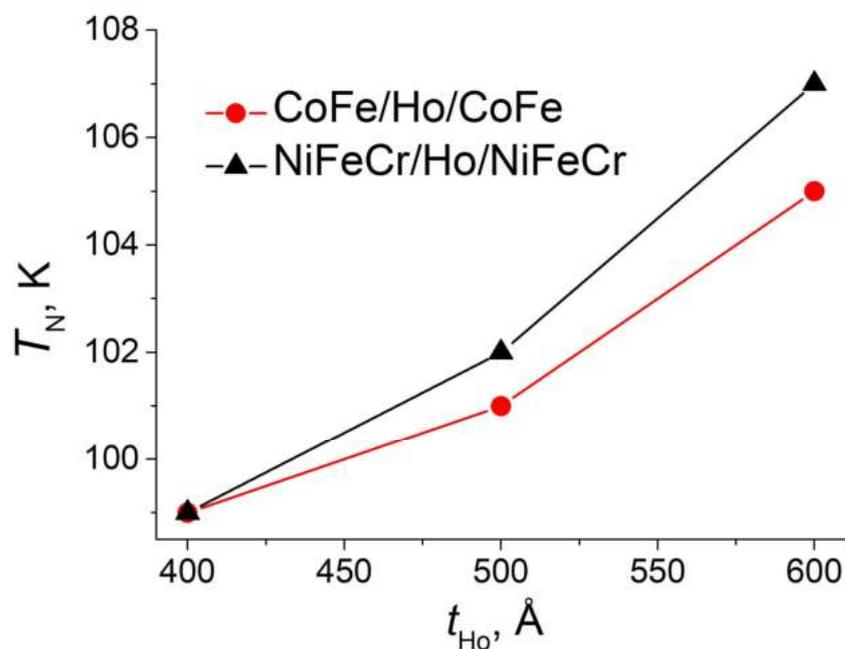


Рисунок 4.15 – Зависимость температуры Нееля от толщины слоя Ho для наноструктур металл/Ho/металл [119]

4.4 Магниторезистивные свойства псевдо спиновых клапанов в условии интердиффузии слоев Dy и CoFe

4.4.1. Магниторезистивные свойства псевдо спинового клапана до и после отжига

В настоящей части приводится исследование микроструктуры и магнитотранспортных свойств псевдо спиновых клапанов, содержащих слой Dy в контексте диффузии на границе CoFe/Dy, происходящей со временем или при нагреве.

На рисунке 4.16 приведены температурные зависимости максимального магнитосопротивления $(\Delta R/R_s)_{\max}(T)$ для спинового клапана Ta(50Å)/CoFe(50Å)/Cu(28Å)/CoFe(35Å)/Dy(800Å)/Ta(50Å) до и после отжига продолжительностью 7 и 30 минут при температуре 373 К. Максимальная величина магнитосопротивления определялась по максимуму на магниторезистивных кривых, измеренных после охлаждения образца в поле 9 кЭ до 83 К при фиксированных температурах при пошаговом увеличении температуры от 83 до 333 К.

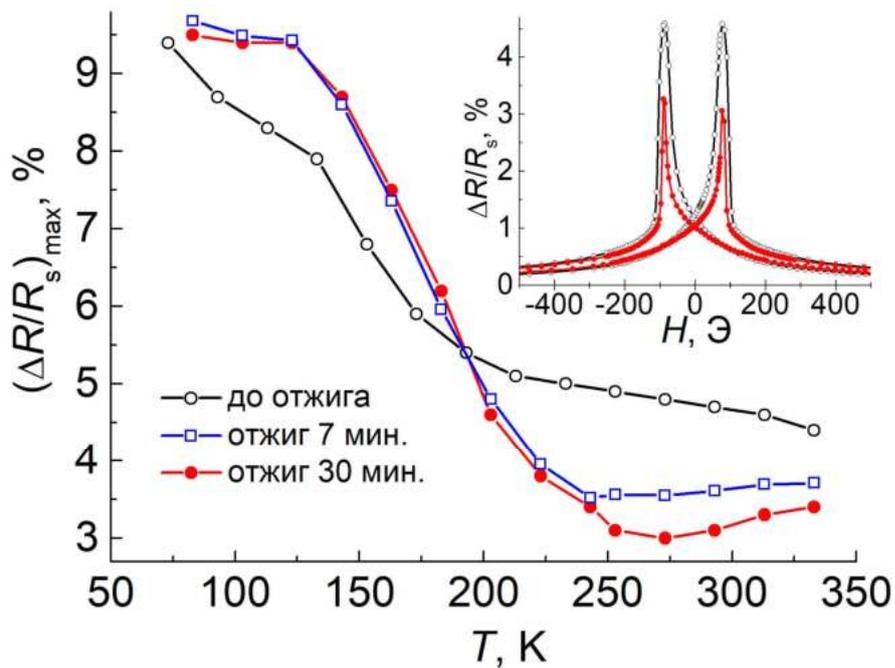


Рисунок 4.16 – Температурная зависимость максимального магнитосопротивления для спиновых клапанов до и после отжига 7 и 30 минут. Вставка – полевые зависимости магнитосопротивления, измеренные при $T = 293$ К до (черная линия) и после (красная линия) отжига 30 мин [120]

Видно, что до отжига образца величина $(\Delta R/R_s)_{\max}$ уменьшается при увеличении температуры от 83 до 333 К. На зависимости $(\Delta R/R_s)_{\max}(T)$ можно отметить три температурных интервала, где кривая имеет разный наклон. Участок зависимости $(\Delta R/R_s)_{\max}(T)$ с наибольшим наклоном соответствует температурной области формирования антиферромагнитного упорядочения в слое диспрозия, что заметно из сопоставления зависимостей $(\Delta R/R_s)_{\max}(T)$ (рисунок 4.16) и $R(T)$ (рисунок 4.17) для структуры CoFe(50Å)/Dy(800Å)/CoFe(50Å). Кривые $R(T)$ имеют перегиб, характерный для РЗМ вблизи температуры Нееля.

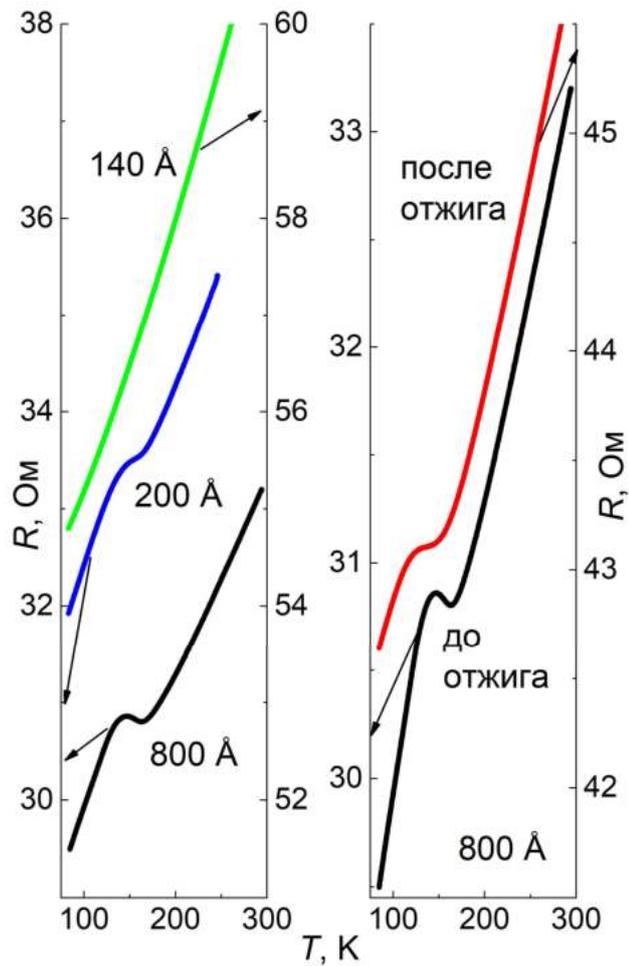


Рисунок 4.17 – Температурные зависимости сопротивления структур $\text{CoFe}(50\text{\AA})/\text{Dy}(t_{Dy})/\text{CoFe}(50\text{\AA})$, $t_{Dy} = 140, 200$ и 800 \AA [120]

После отжига спинового клапана, содержащего слой диспрозия, меняется форма зависимости $(\Delta R/R_s)_{\max}(T)$. В частности, в температурном интервале $273 - 333 \text{ K}$ при увеличении температуры наблюдается участок с ростом максимальной величины магнитосопротивления, причем при увеличении времени отжига изменения нарастают. Отжиг структуры $\text{CoFe}(50\text{\AA})/\text{Dy}(800\text{\AA})/\text{CoFe}(50\text{\AA})$ в течение 105 минут при температуре 373 K привел к уменьшению амплитуды перегиба на зависимости $R(T)$ и увеличению электросопротивления. Подобные изменения могут произойти из-за уменьшения фактической толщины слоя диспрозия вследствие диффузии и увеличения толщины интерфейсов на границах Dy/CoFe . Это подтверждается измерениями, проведенными на структурах $\text{CoFe}/\text{Dy}/\text{CoFe}$ с меньшей толщиной диспрозия – 140 и 200 \AA . Для образца с $t_{Dy} = 200 \text{ \AA}$ амплитуда перегиба меньше, чем

для образца с $t_{Dy} = 800 \text{ \AA}$, а для образца с толщиной слоя диспрозия 140 \AA аномалия на температурной зависимости электросопротивления вообще не наблюдается.

Исходя из проведенных исследований можно сделать вывод о том, что непродолжительный отжиг наноструктур, содержащих слой диспрозия, при температуре 373 K вызывает в них изменение электросопротивления и магнитотранспортных характеристик.

4.4.2. Изменение магнитотранспортных свойств наноструктур на основе Dy с течением времени

На рисунке 4.18 приведены полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана $Ta(50\text{\AA})/CoFe(50\text{\AA})/Cu(28\text{\AA})/CoFe(35\text{\AA})/Dy(300\text{\AA})/Ta(50\text{\AA})$, измеренные непосредственно сразу после напыления и через 18 месяцев после напыления.

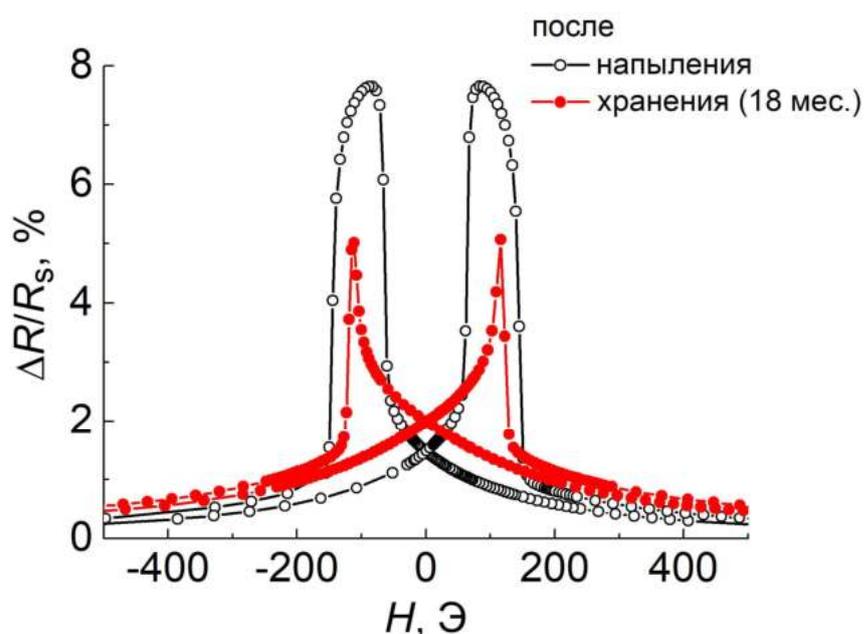


Рисунок 4.18 – Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана с $t_{Dy} = 300 \text{ \AA}$, измеренные при $T = 293 \text{ K}$ сразу и через 18 месяцев после напыления [120]

За время хранения величина максимального магнитосопротивления уменьшилась и изменилась форма магниторезистивной кривой. Похожие изменения наблюдались для спиновых клапанов с другими толщинами слоя диспрозия – $70, 140, 200, 250 \text{ \AA}$. Для спиновых

клапанов с толщиной слоя диспрозия менее 70 Å изменения формы магниторезистивной кривой и величины $(\Delta R/R_s)_{\max}$ не наблюдались.

На рисунке 4.19 приведены температурные зависимости максимального магнитосопротивления $(\Delta R/R_s)_{\max}(T)$ и полей насыщения H_s для спиновых клапанов Ta(50Å)/CoFe(50Å)/Cu(28Å)/CoFe(35Å)/Dy(t_{Dy})/Ta(50Å), измеренных через 18 месяцев после напыления.

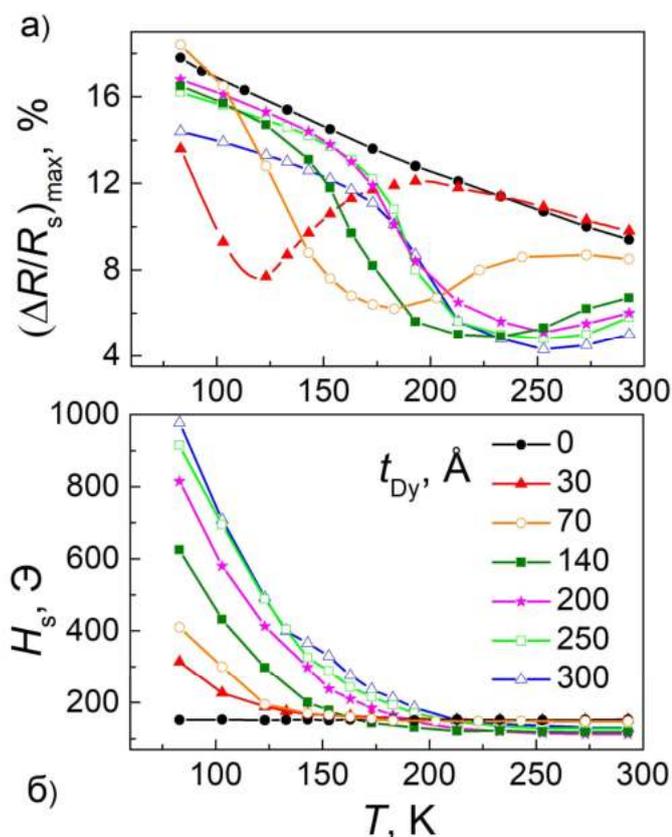


Рисунок 4.19 – Зависимости максимального магнитосопротивления и полей насыщения от температуры для спиновых клапанов Ta(50Å)/CoFe(50Å)/Cu(28Å)/CoFe(35Å)/Dy(t_{Dy})/Ta(50Å) [120]

Для клапана, в составе которого отсутствует диспрозий, величина максимального магнитосопротивления линейно возрастает при уменьшении температуры, а поле насыщения остается постоянным во всем температурном интервале измерений. В спиновых клапанах, в состав которых включен слой диспрозия, величина $(\Delta R/R_s)_{\max}(T)$ сложным образом зависит от толщины слоя Dy, а поля насыщения увеличиваются при понижении температуры, начиная со 150 – 200К.

На всех температурных зависимостях максимального магнитосопротивления для клапанов с $t_{Dy} \neq 0$ наблюдается область, где увеличение температуры приводит к росту магнитосопротивления. С увеличением толщины слоя Dy от 30 до 140 Å, интервал температур, в котором происходит увеличение $(\Delta R/R_s)_{max}$, смещается в сторону высоких температур, причем этот сдвиг останавливается для спиновых клапанов с толщиной слоя диспрозия 200, 250 и 300 Å.

Сопоставляя данные, полученные для образцов после хранения в течение 18 месяцев (рисунок 4.19) и отжига (рисунок 4.16), можно заметить сходство зависимостей $(\Delta R/R_s)_{max}(T)$, которое наиболее проявляется для толщин 200, 250 и 300 Å. Вероятно, характер изменений магнитных и структурных свойств схож в случае отжига и длительного хранения.

На рисунке 4.20 приведены полевые зависимости намагниченности спиновых клапанов Ta(50Å)/CoFe(50Å)/Cu(28Å)/CoFe(35Å)/Dy(t_{Dy})/Ta(50Å), измеренные при $T = 293$ К, для образцов с толщинами слоя диспрозия 0, 30 и 140 Å. Кривые $M(H)$ для спиновых клапанов с толщинами слоя диспрозия 250 и 300 Å близки к зависимости, полученной для образца с толщиной Dy 140 Å и не приведены на рисунке.

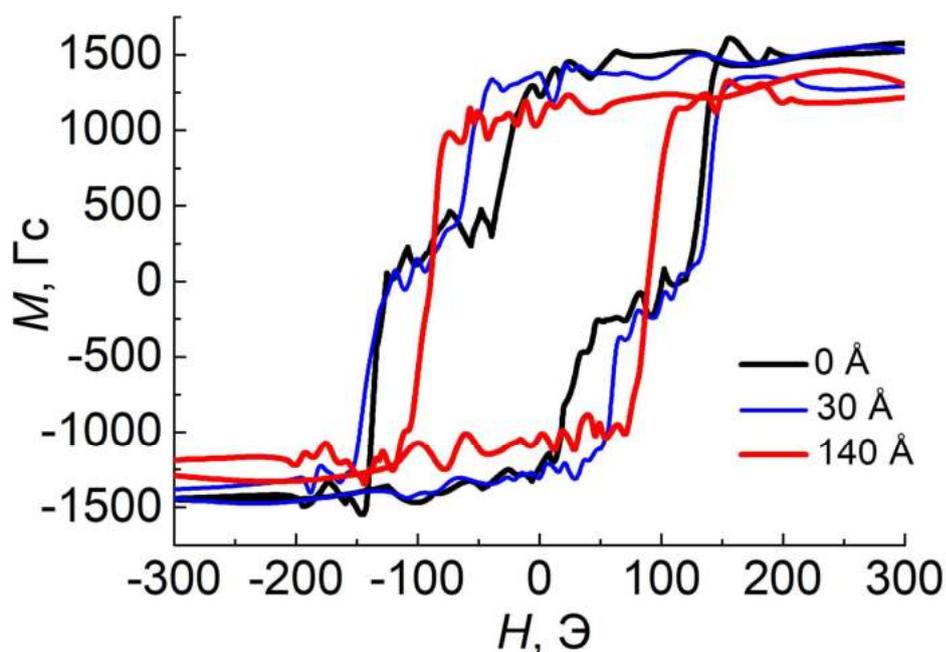


Рисунок 4.20 – Полевые зависимости намагниченности, измеренные при $T = 293$ К для клапанов с толщиной слоя диспрозия 0, 30 и 140 Å [120]

Для спинового клапана, в составе которого отсутствует слой диспрозия, на $M(H)$ зависимости наблюдаются ступеньки в интервалах полей 40 – 125 Э и -40 – -125 Э, которые обусловлены перемагничиванием в разных полях ферромагнитных слоев CoFe различной толщины. В указанных выше интервалах полей сформирована антипараллельная конфигурация магнитных моментов ФМ слоев и величина магнитосопротивления достигает максимальных значений. Ширина наблюдаемых ступенек соответствует интервалу полей, в которых на магниторезистивной кривой формируется плато. Высота ступеней является признаком того, что при изменении поля от положительного до отрицательного, первым перемагничивается более тонкий слой CoFe толщиной 35 Å, после – слой CoFe толщиной 50 Å.

Для спинового клапана с толщиной слоя Dy 30 Å ширина ступеней меньше, что является следствием того, что слой CoFe(35Å), соседствующий со слоем Dy, перемагничивается в больших полях чем в образце без Dy. Для спинового клапана с толщиной слоя Dy 140 Å ступени на петле гистерезиса не наблюдаются – это обусловлено тем, что слои CoFe(50Å) и CoFe(35Å)/Dy перемагничиваются в одинаковых полях.

Сопоставляя данные магнитных (рисунок 4.20) и магниторезистивных (рисунок 4.19) измерений, видно, что для образцов с толщинами слоя диспрозия 0 и 30 Å – тех, для которых наблюдались ступени на петле гистерезиса и формировалось плато на магниторезистивных кривых, магнитосопротивление составляет 9.4 и 9.8% при комнатной температуре, соответственно. Для спинового клапана с $t_{Dy} = 140$ Å, для которого ступени на $M(H)$ зависимости не наблюдались, величина магнитосопротивления составляет 6.7%.

На рисунке 4.21 изображены полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана с толщиной слоя Dy 140 Å в интервалах температур 83 – 233 К и 233 – 323 К.

При уменьшении температуры от 323 до 233 К (рисунок. 4.21 (б)) меняется форма максимумов полевой зависимости магнитосопротивления и уменьшается величина магнитосопротивления, достигая своего минимума при температуре 233 К. При дальнейшем уменьшении температуры (рисунок 4.21 (а)) на полевых зависимостях магнитосопротивления формируются плато, а величина магнитосопротивления возрастает. Подобное изменение формы магниторезистивных кривых связано с изменением очередности перемагничивания ФМ слоев CoFe. При уменьшении температуры от 323 до 233 К увеличивается величина поля, необходимого для перемагничивания более тонкого слоя CoFe(35Å), расположенного рядом со слоем Dy. Это заметно по сдвигу внутренних ветвей полевых зависимостей магнитосопротивления из интервала 233 – 323 К. При уменьшении температуры от 233 до 83

К наблюдается сдвиг внешних ветвей зависимостей $\Delta R/R_s(H)$ в область больших полей. Судя по всему, первым в этом температурном интервале переманичивается слой CoFe(50Å), затем слой CoFe(35Å), соседствующий со слоем Dy. Вероятно, изменение очередности переманичивания ФМ слоев может быть связано с образованием интерфейсов в процессе диффузии на границе Dy/CoFe(35Å) и увеличением их коэрцитивности при уменьшении температуры.

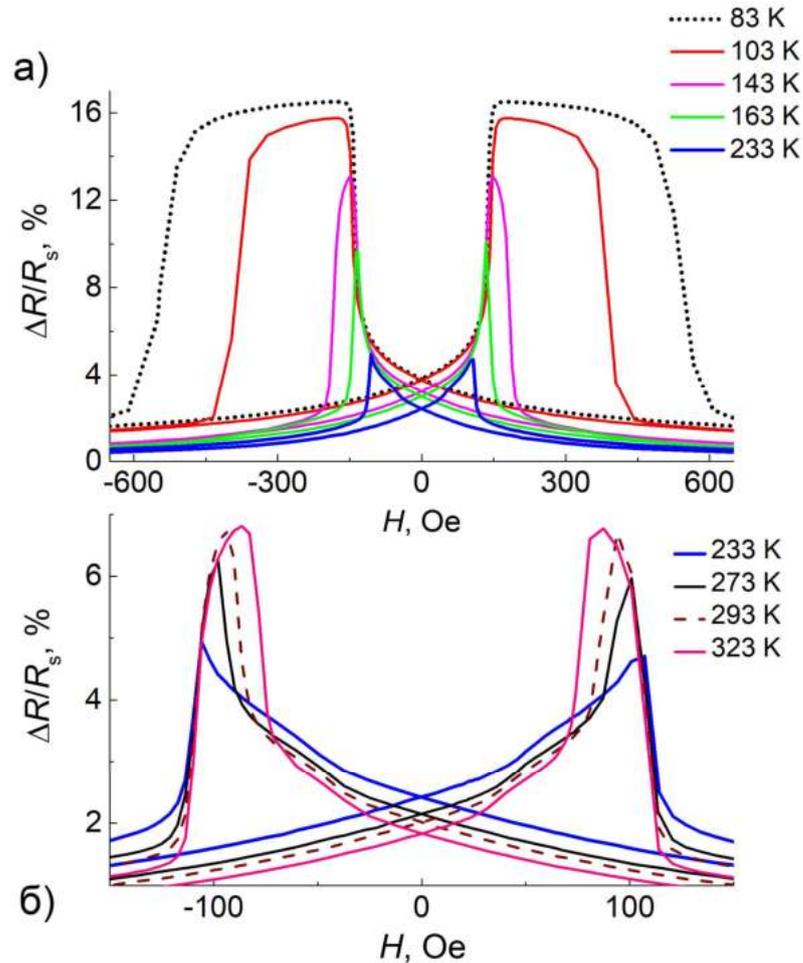


Рисунок 4.21 – Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана Ta(50Å)/CoFe(50Å)/Cu(28Å)/CoFe(35Å)/Dy(140Å)/Ta(50Å) [120]

Касательно спиновых клапанов с толщинами слоя диспрозия 200, 250 и 300 Å – аномалии на полевой зависимости магнитосопротивления, вызванные изменением коэрцитивной силы ФМ слоя CoFe(35Å), наблюдаются уже при комнатной температуре, что видно из рисунка 4.19 (а). При $T = 293$ К слой диспрозия находится в парамагнитном состоянии. Учитывая похожую тенденцию изменения величины $(\Delta R/R_s)_{\max}(T)$ для спиновых

клапанов после отжига и длительного хранения, можно предположить, что изменение магнитотранспортных свойств обусловлено образованием соединения Dy-Co-Fe в интерфейсе CoFe(35Å)/Dy(t_{Dy}). Коэрцитивность соединений Dy-Co-Fe увеличивается с уменьшением температуры, что согласуется с результатами измерений магнитотранспортных свойств (рисунки 4.19, 4.21). Судя по всему, толщина интерфейса Dy-Co-Fe на границе CoFe(35Å)/Dy(t_{Dy}) для образцов с $t_{Dy} = 250$ и 300 Å одинакова и этим объясняется близость зависимостей $(\Delta R/R_s)_{\max}(T)$ и $H_s(T)$ для этих двух толщин. В этих образцах еще остался Dy в чистом виде, в то время как для спиновых клапанов с $t_{Dy} = 30, 70, 140$ и 200 Å вид кривых зависит от номинальной толщины Dy – в этом случае атомы Co и Fe проникли по всей толщине слоя Dy.

4.4.3. Микроструктурные исследования псевдо спиновых клапанов с Dy

Микроструктурные исследования псевдо спиновых клапанов на основе Dy были осуществлены через 8 месяцев после напыления. Электронограммы образцов с толщинами слоя диспрозия 70 и 300 Å приведены на рисунке 4.22. Видны дебаевские кольца от ГЦК-решетки слоев Cu и CoFe, которые являются общими в силу близости структурных параметров этих металлов. На электронограмме для образца с толщиной слоя диспрозия 70 Å диффузное кольцо (100) ГПУ структуры Dy является размытым, что может быть обусловлено дифракцией электронов на интерфейсе CoFe/Dy, где атомы Dy, Co и Fe находятся в аморфоподобном состоянии. Также наблюдается диффузное кольцо, занимающее область от отклика (111) ГЦК решетки CoFe до кольца (110) Ta.

На рисунке 4.23 приведены изображения высокого разрешения, соответствующие электронограммам. Для образца с толщиной слоя Dy 300 Å (рисунок 4.23 (а)) наблюдаются участки, где видны тонкие параллельные линии – прямое разрешение проекций атомных плоскостей на плоскость изображения. Расстояние между проекциями атомных плоскостей составляет 3.14 Å, что соответствует расстоянию между атомными плоскостями (100) диспрозия. В случае спинового клапана с меньшей толщиной слоя Dy – 70 Å, областей с прямым изображением атомных плоскостей не наблюдается.

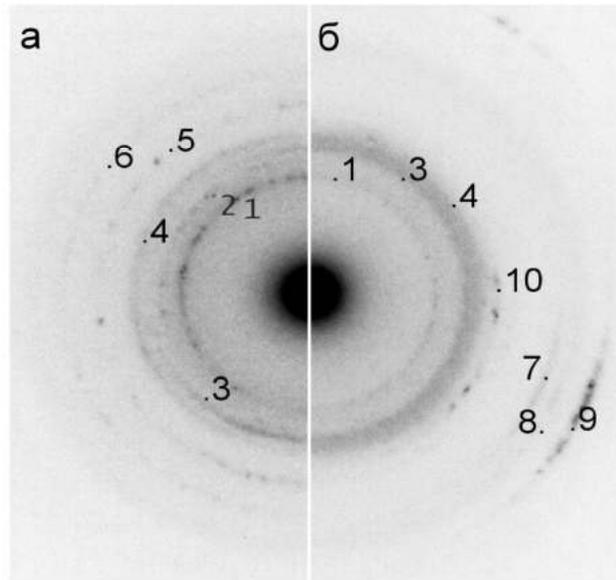


Рисунок 4.22 – Электронограммы спиновых клапанов с толщинами слоя Dy 300 (а) и 70 Å (б). Цифрами обозначены дебаевские кольца от семейств плоскостей: 1 – Dy(100); 2 – Dy(101); 3 – Ta(110); 4 – Cu, CoFe(111), Dy(102); 5 – Cu, CoFe(200), Dy(110); 6 – Dy(103); 7 – Ta(111); 8 – Cu, CoFe (220); 9 – Cu, CoFe(311) [120]

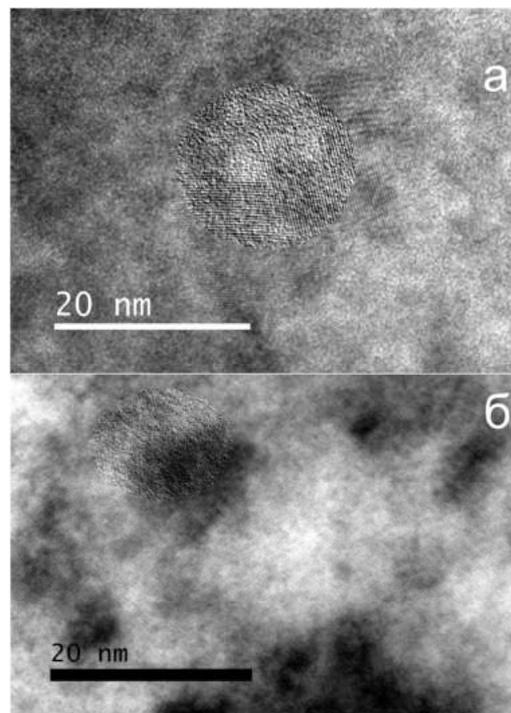


Рисунок 4.23 – Изображения высокого разрешения для спинового клапана с толщинами слоя Dy 300 (а) и 70 Å (б) [120]

Исходя из полученных экспериментальных данных, можно сделать вывод о том, что через 8 месяцев после напыления образцов, поликристаллический слой диспрозия наблюдается в образце с номинальной толщиной Dy 300 Å. В случае спинового клапана с номинальной толщиной слоя Dy 70 Å, слой представляет из себя последовательность аморфоподобных соединений Dy-Co-Fe с различной концентрацией переходных металлов.

4.5 Формирование однонаправленной магнитной анизотропии в спиновом клапане, содержащем слой Dy

В данном параграфе приводится исследование особенностей формирования однонаправленной анизотропии в спиновом клапане на основе диспрозия (рисунок 4.24).

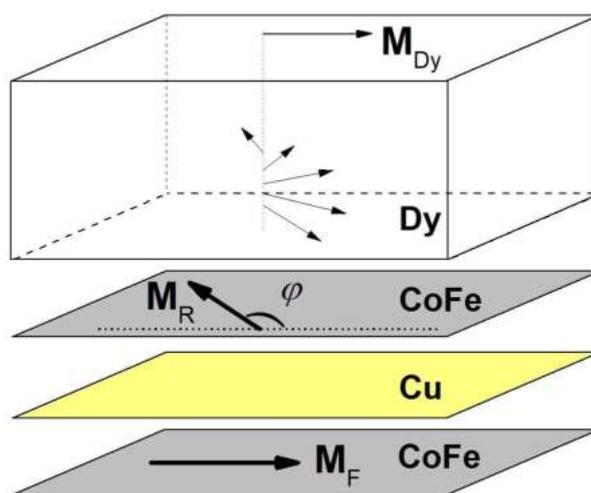


Рисунок 4.24 – Схематичное изображение спинового клапана на основе диспрозия. Стрелками показаны магнитные моменты свободного (M_F) и референтного (M_R) слоя и фрагмент магнитного геликоида в слое Dy. φ – угол между M_F и M_R [117]

Магнитный момент свободного слоя CoFe обозначен как M_F , а магнитный момент расположенного рядом с Dy референтного слоя CoFe – M_R . От взаимной ориентации моментов M_F и M_R зависит сопротивление спинового клапана. Предполагается, что при переходе диспрозия из парамагнитного в антиферромагнитное состояние, на границе референтного слоя и слоя диспрозия Dy/CoFe возникает антиферромагнитное обменное взаимодействие и появляется эффективное обменное поле H_{ex} . Обменное поле действует на магнитный момент M_R , что приводит к формированию однонаправленной анизотропии, которая характеризуется осью однонаправленной анизотропии. Следствием возникновения однонаправленной

анизотропии будет изменение формы полевых зависимостей магнитосопротивления в температурном интервале существования антиферромагнитного упорядочения в слое диспрозия.

Магниторезистивные кривые были измерены для наноструктур NiFeCr(50Å)/CoFe(45Å)/Cu(40Å)/CoFe(20Å)/Dy(t_{Dy})/Ta(60Å) с толщинами слоя Dy $t_{Dy} = 200, 300, 500$ и 600 Å. Магнитотранспортные измерения были проведены после охлаждения образцов в малом магнитном поле 20 Э до $T = 85$ К с последующим повышением температуры и измерением при фиксированных температурах в интервале 85 – 293 К. Диапазон полей, в которых измерялись полевые зависимости магнитосопротивления, составлял -18 – 18 кЭ.

На рисунке 4.25 приведены зависимости $\Delta R/R_s(H)$ для спинового клапана NiFeCr/CoFe/Cu/CoFe/Dy(300Å)/Ta.

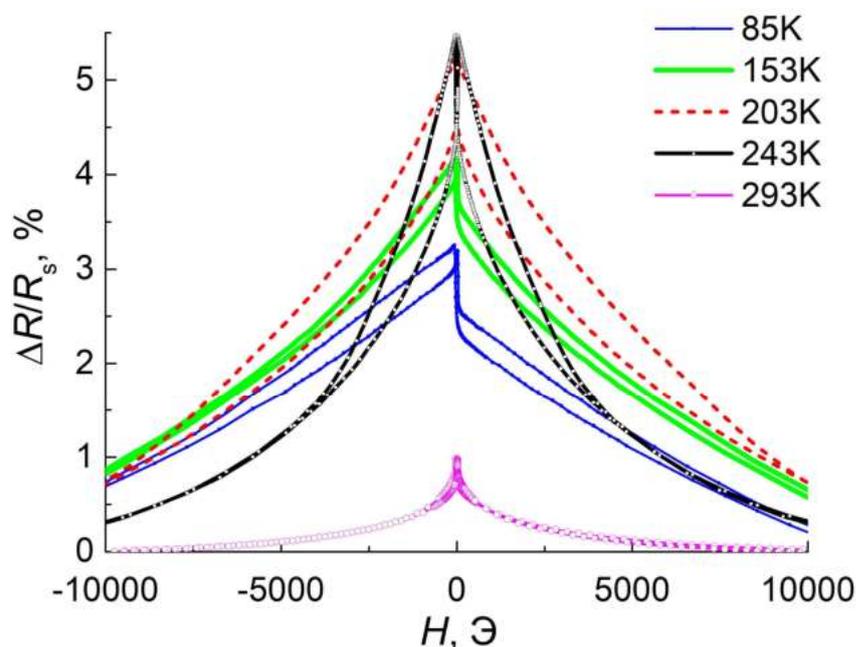


Рисунок 4.25 – Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана NiFeCr/CoFe/Cu/CoFe/Dy(300Å)/Ta. [117]

Малая величина магниторезистивного эффекта при комнатной температуре обусловлена малой, в сравнении с толщиной слоя Dy, толщиной слоев CoFe/Cu/CoFe, в которых происходит спин-зависимое рассеяние электронов проводимости. При уменьшении температуры снижается вклад спин-независимого рассеяния, что приводит к росту величины магнитосопротивления. Все измеренные спиновые клапаны не достигали магнитного

насыщения при $T \leq 243$ К в интервале полей ± 18 кЭ. Это может быть связано с большой величиной магнокристаллической анизотропии для поликристаллического диспрозия. Причем, по магниторезистивным кривым видно, что увеличение полей насыщения для спиновых клапанов происходит уже при $T \approx 243$ К, когда слой Dy является парамагнитным. Эта особенность может быть связана с переходом соединения Dy-Co-Fe в интерфейсе Dy/CoFe в ферромагнитное состояние. В таком случае, при $T < T_C$ сплава Dy-Co-Fe, референтный слой становится двойным – CoFe/Dy-Co-Fe, и монотонное изменение величины магнитосопротивления под действием магнитного поля может быть обусловлено выстраиванием локальных магнитных моментов слоя Dy-Co-Fe вдоль поля. Полевые зависимости магнитосопротивления, приведенные на рисунке 4.25, демонстрируют общую для всех спиновых клапанов закономерность изменения формы магниторезистивной кривой при изменении температуры.

Корректно будет сопоставить данные по оценке температуры Нееля (рисунки 4.12, 4.13) и магниторезистивные измерения (рисунок 4.25), поскольку в составе спиновых клапанов слой Dy соседствует со слоями CoFe – снизу и Ta – сверху, как и в исследованных наноструктурах CoFe/Dy/Ta. Можно заметить, что все зависимости $\Delta R/R_s(H)$, полученные при температурах $T < T_2$, имеют признаки наличия однонаправленной анизотропии – наблюдается асимметричность магниторезистивной кривой относительно $H = 0$ ($T = 85, 153$ К - рисунок 4.25). Скачок магнитосопротивления в малых полях на зависимостях $\Delta R/R_s(H)$ обусловлен перемагничиванием магнитного момента свободного слоя M_F . Резкое увеличение и уменьшение магниторезистивного эффекта при изменении поля от $+H$ до $-H$ и от $-H$ до $+H$, соответственно, характерно для обменно-связанных спиновых клапанов.

Магниторезистивные кривые, измеренные при температурах $T > T_2$, симметричны относительно $H = 0$ и не имеют признаков формирования в образце однонаправленной анизотропии ($T = 203, 243, 293$ К - рисунок 4.25).

Аналогичные серии магниторезистивных кривых получены для спиновых клапанов с другими толщинами слоя Dy – форма зависимостей $\Delta R/R_s(H)$ меняется в зависимости от температуры проведения измерения. Исходя из полученных данных, можно сделать вывод о том, что в температурном диапазоне существования антиферромагнитной фазы в Dy, на границе Dy/CoFe формируется однонаправленная анизотропия и возникает эффективное поле обменного сдвига, что проявляется в изменении формы магниторезистивных кривых.

Зависимость $\Delta R/R_s(H)$ можно использовать для получения информации об особенностях перемagnичивания спиновых клапанов и изменения направлений магнитных моментов M_F и M_R . На рисунке 4.26 приведены магниторезистивные кривые для образца с толщиной слоя диспрозия 200 Å, измеренные при $T = 113$ и 203 К. Температуры измерений соответствует температурам ниже и выше температуры Нееля для слоя диспрозия толщиной 200 Å ($T_N \approx 132$ К).

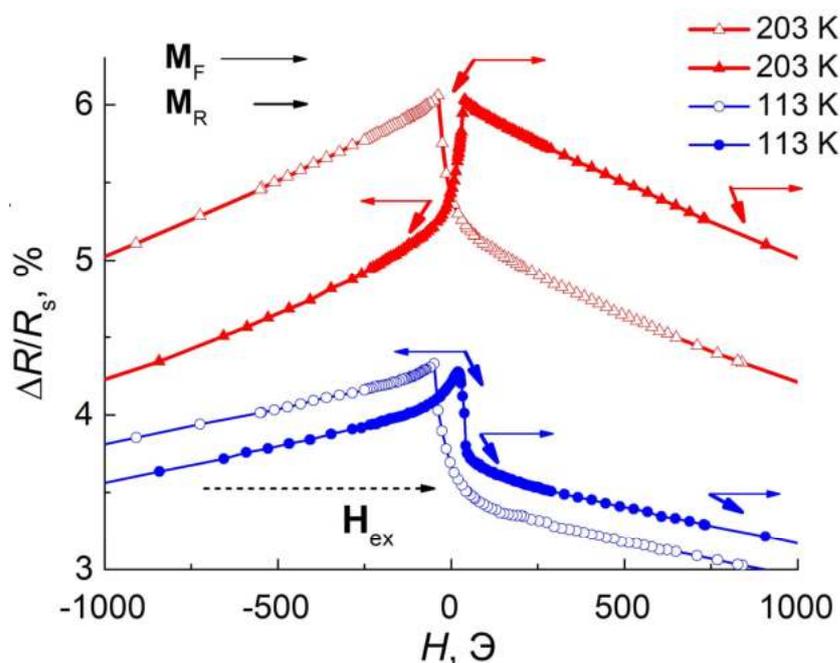


Рисунок 4.26 – Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана NiFeCr/CoFe/Cu/CoFe/Dy(200Å)/Ta, измеренные при $T = 113$ и 203 К. Заполненными и незаполненными символами показаны нисходящие и восходящие ветви петель гистерезиса [117]

Наиболее крутые участки изменения магнитосопротивления, наблюдаемые в малых полях, обусловлены перемagnичиванием магнитного момента свободного слоя M_F , а более пологие участки зависимости $\Delta R/R_s(H)$ характеризуют поворот магнитного момента референтного слоя M_R .

Характер перемagnичивания спинового клапана при изменении поля от $+H$ до $-H$ при температурах 113 и 203 К одинаков – величина магнитосопротивления увеличивается за счет поворота M_F (незаполненные символы на рисунке 4.26). Однако, при изменении поля от $-H$ до $+H$, перемagnичивание свободного слоя M_F приводит к увеличению магнитосопротивления

спинового клапана при температуре 203 К и уменьшению магнитосопротивления при температуре 113 К (заполненные символы на рисунке 4.26). Различие магниторезистивных кривых может быть обусловлено следующим – для $T = 203$ К, большей чем температура Нееля для Dy, при изменении поля от $-H$ до $+H$, перед перемагничиванием \mathbf{M}_F проекция \mathbf{M}_F и \mathbf{M}_R на положительное направление поля отрицательна. При перемагничивании \mathbf{M}_F его проекция на положительное направление поля становится положительной, угол между \mathbf{M}_F и \mathbf{M}_R увеличивается, происходит скачок магнитосопротивления и наблюдается симметричная относительно $H = 0$ магниторезистивная кривая. При $T = 113$ К, меньшей чем температура Нееля для Dy, слой Dy находится в антиферромагнитном состоянии, на границе Dy/CoFe формируется однонаправленная анизотропия и на магнитный момент референтного слоя \mathbf{M}_R действует обменное поле \mathbf{H}_{ex} . В этом случае, перед перемагничиванием свободного слоя \mathbf{M}_F , проекция \mathbf{M}_R на положительное направление поля уже положительна в силу влияния \mathbf{H}_{ex} . Таким образом, при повороте \mathbf{M}_F угол между \mathbf{M}_F и \mathbf{M}_R уменьшается, наблюдается уменьшение магнитосопротивления, магниторезистивная кривая принимает вид «ступеньки», характерный для обменно-связанных спиновых клапанов.

На рисунке 4.27 приведена магниторезистивная кривая, измеренная при температуре 153 К, соответствующей начальному этапу формирования антиферромагнитного упорядочения в Dy и однонаправленной анизотропии в спиновом клапане.

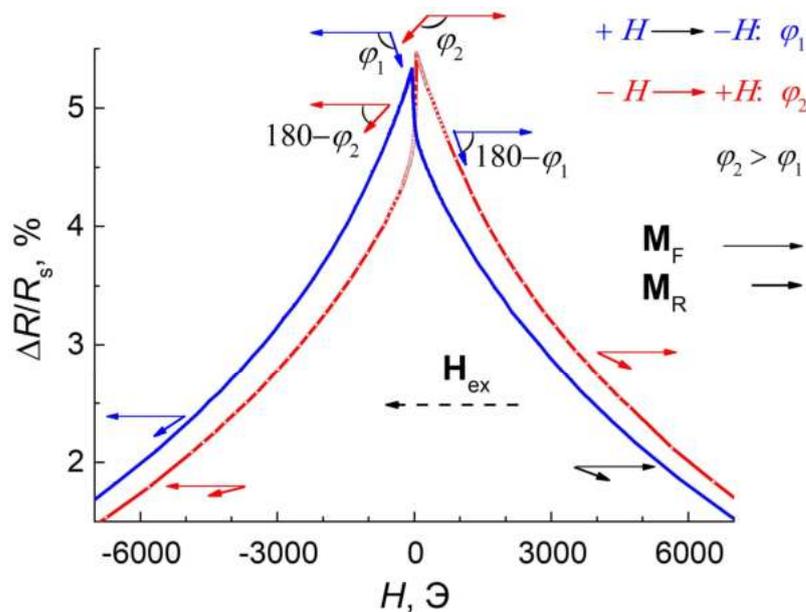


Рисунок 4.27 – Полевая зависимость магнитосопротивления спинового клапана с толщиной слоя Dy 500 Å измеренная при $T = 153$ К [117]

При понижении температуры измерений, зависимость $\Delta R/R_s(H)$ принимает вид характерный для спинового клапана, а при увеличении температуры, зависимость $\Delta R/R_s(H)$ становится симметричной относительно $H = 0$. Соответственно, формирование однонаправленной анизотропии в спиновом клапане на основе Ду проявляется в разнице максимальной величины магнитосопротивления в области малых отрицательных и положительных полей. Углы φ_1 и φ_2 , соответствующие этим областям – не равны, что обусловлено влиянием эффективного обменного поля \mathbf{H}_{ex} на \mathbf{M}_R , которое либо препятствует, либо способствует перемагничиванию \mathbf{M}_R .

Зависимости $\Delta R/R_s(H)$, измеренные при $T = 85$ К, после охлаждения наноструктуры от $T > T_N$ до $T < T_N$ в полях 9 кЭ, 20 Э и 5 Э, показаны на рисунке 4.28. При переходе через температуру Нееля происходило формирование однонаправленной анизотропии. Для получения поля 5 Э сначала было установлено поле -2 кЭ, затем, путем уменьшения поля и изменения его направления, была получена величина поля 5 Э. Таким образом, поле 5 Э соответствует нисходящей, а поля 20 Э и 9 кЭ восходящим ветвям петель гистерезиса.

Видно, что зависимости $\Delta R/R_s(H)$, приведенные на рисунке 4.28 (а) и (б), имеют разную величину максимального магнитосопротивления. Это объясняется тем, что после охлаждения образца в поле 9 кЭ, поле обменного сдвига \mathbf{H}_{ex} и, соответственно, ось однонаправленной анизотропии, отклонены от положительного направления поля \mathbf{H} на меньший угол, чем после охлаждения в поле 20 Э. В случае параллельной конфигурации ООА и \mathbf{H} в спиновых клапанах наблюдается наибольшая величина магнитосопротивления. Для клапанов, охлажденных в полях 20 Э и 9 кЭ, максимум магнитосопротивления наблюдается в области отрицательных полей, а проекция поля обменного сдвига \mathbf{H}_{ex} на \mathbf{H} положительна. В случае охлаждения спинового клапана в поле 5 Э, максимум магнитосопротивления наблюдается в области положительных полей, а проекция поля обменного сдвига \mathbf{H}_{ex} на \mathbf{H} отрицательна.

Сопоставив рисунки 4.27 и 4.28, можно сделать вывод о том, что в случае охлаждения спинового клапана в полях 20 Э и 9 кЭ, проекция \mathbf{M}_R на \mathbf{H} положительна, а в случае охлаждения наноструктуры в поле 5 Э – отрицательна, что обусловлено гистерезисом перемагничивания. Также необходимо отметить, что во всех трех случаях поле при охлаждении было направлено одинаково, но в спиновых клапанах сформировались различные по направлению ООА.

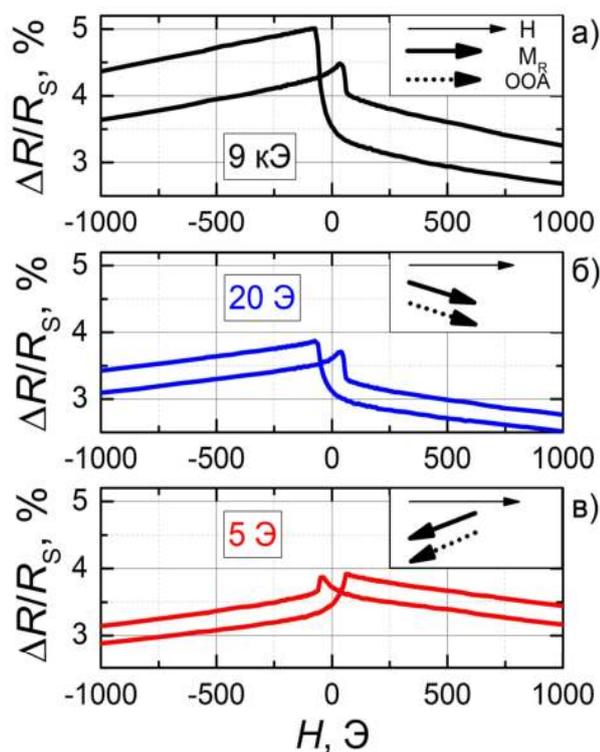


Рисунок 4.28 – Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана с $t_{\text{Dy}} = 500 \text{ \AA}$ измеренные при 85 К после охлаждения в поле 9 кЭ (а), 20 Э (б), 5 Э (в) [117]

Обобщив полученные данные, можно заключить, что направление ООА зависит не от направления приложенного при охлаждении образца магнитного поля, а от направления магнитного момента ФМ слоя. Это следует из того, что ООА были образованы именно вдоль направления \mathbf{M}_R , которое было в момент формирования однонаправленной анизотропии на границе Dy/CoFe.

4.6 Спиновый клапан с составным закрепленным слоем на основе диспрозия как инструмент исследования гелимагнетизма

В настоящей главе приводится исследование магнитных и магнитотранспортных свойств спинового клапана, содержащего структуру CoFe/Dy/CoFe в качестве составного закрепленного слоя. Изменение формы магниторезистивных кривых, происходящее при переходе Dy в антиферромагнитное состояние, используется для идентификации магнитного упорядочения в слое диспрозия.

4.6.1. Магнитные свойства спиновых клапанов, содержащих структуру CoFe/Dy/CoFe в составе закрепленного слоя

На рисунке 4.29 приведено схематичное изображение структуры спинового клапана с составным закрепленным слоем композиции Ta(50Å)/NiFe(20Å)/CoFe(30Å)/Cu(28Å)/CoFe(30Å)/Dy(400Å)/CoFe(25Å)/FeMn(100Å)/ Ta(50Å).

Слой диспрозия разделяет на две части ферромагнитный слой CoFe, прилегающий к антиферромагнетику FeMn. Ближняя к FeMn часть CoFe обозначена как закрепленный слой с магнитным моментом M_P , дальняя часть CoFe обозначена как референтный слой с магнитным моментом M_R . Магнитный момент M_P связан ферромагнитным обменным взаимодействием с соседним слоем антиферромагнитного сплава FeMn. Референтный слой CoFe отделен медной немагнитной прослойкой от составного свободного слоя NiFe/CoFe с магнитным моментом M_F . От угла φ между M_F и M_R зависит сопротивление спинового клапана.

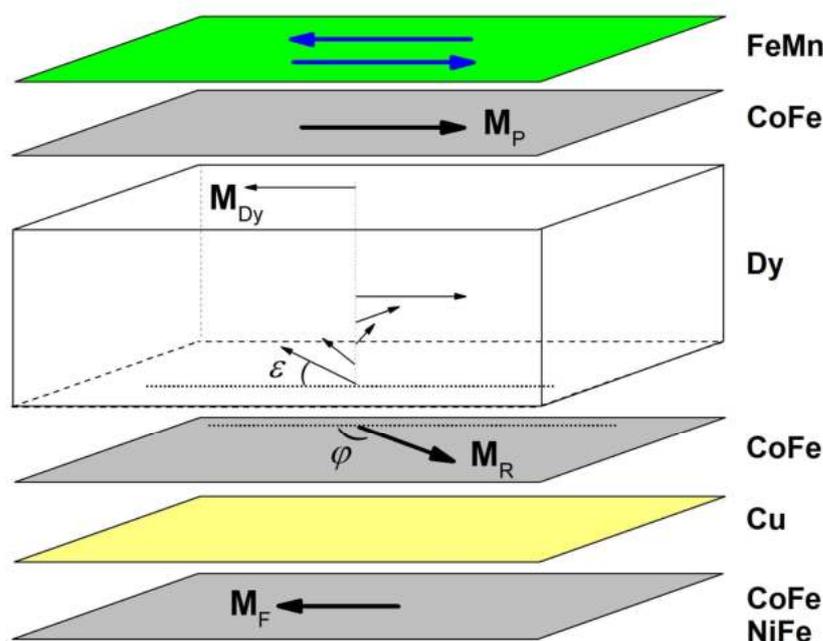


Рисунок 4.29 – Схематичное изображение спинового клапана, в состав закрепленного слоя которого входит структура CoFe/Dy/CoFe [115]. φ – угол между магнитными моментами M_R и M_F . ε – угол между магнитными моментами на верхней и нижней границах слоя диспрозия

На рисунке 4.30 приведены $M(H)$ зависимости спинового клапана с толщиной слоя диспрозия 400 Å для температур 113 и 153 К. На кривой, измеренной при $T = 153$ К,

наблюдаются ступеньки в интервалах полей от - 200 Э до - 100 Э и от 100 Э до 200 Э. Как будет показано ниже, в этих полях на магниторезистивной кривой наблюдаются плато и реализуется антипараллельная конфигурация магнитных моментов \mathbf{M}_F и \mathbf{M}_R при которой наблюдаются максимальные значения магнитосопротивления. Возникновение ступенек на $M(H)$ зависимости и плато на $\Delta R/R_s(H)$ зависимости обусловлено тем, что магнитные моменты свободного \mathbf{M}_F и референтного \mathbf{M}_R слоев перемагничиваются в разных полях.

Петля гистерезиса, измеренная при $T = 113$ К, существенно отличается от петли, измеренной при $T = 153$ К. Видно, что увеличилась намагниченность насыщения и изменился наклон зависимости $M(H)$ в диапазоне полей, соответствующих магнитному насыщению при $T = 153$ К. Величина поля, в котором смыкаются восходящие и нисходящие ветви петли гистерезиса, увеличивается от 0.4 кЭ для 153 К до 7.5 кЭ для 113 К. Эта особенность может быть обусловлена значительным изменением магнитной анизотропии, происходящим в пределах 113 – 153 К. Дальнейшее понижение температуры приводит к увеличению полей насыщения H_s .

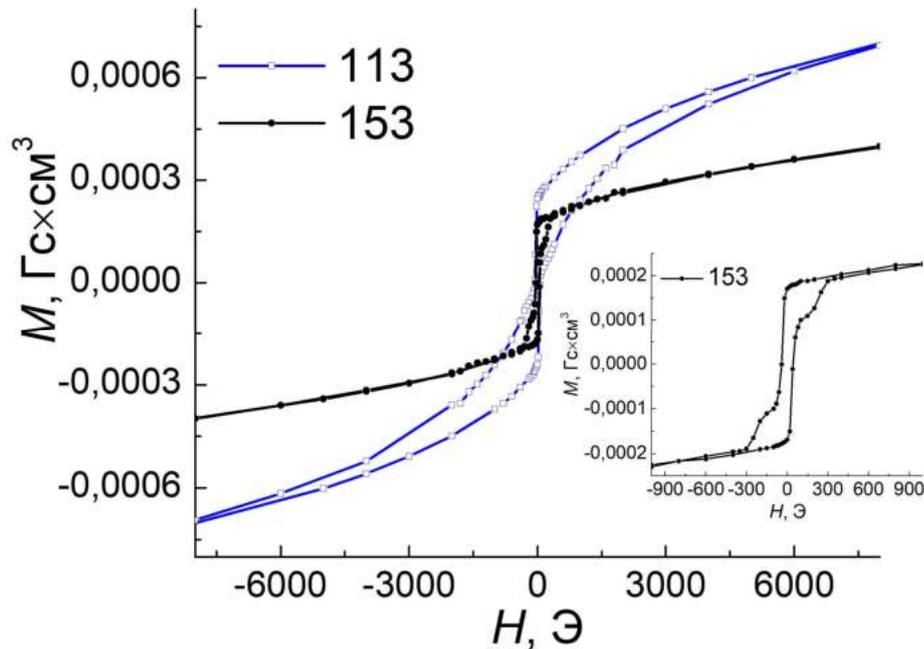


Рисунок 4.30 – Полевые зависимости намагниченности спинового клапана, измеренные при $T = 113$ и 153 К, на вставке – при $T = 153$ К в малом диапазоне полей ± 1 кЭ [115]

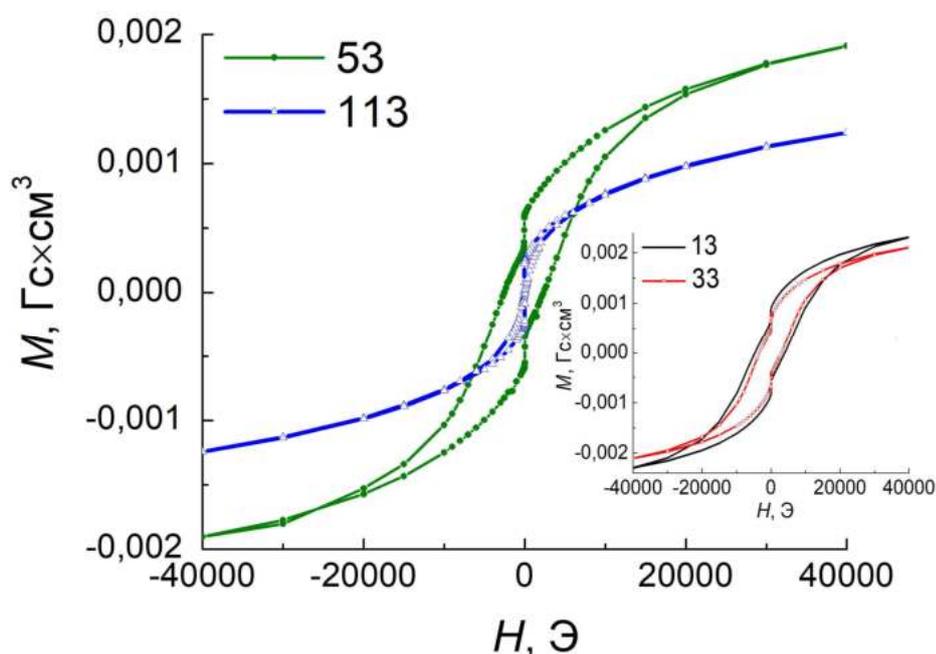


Рисунок 4.31 – Полевые зависимости намагниченности спинового клапана, измеренные при $T = 53$ и 113 К, на вставке – при $T = 13$ и 33 К [115]

Скачок намагниченности в малых полях, наблюдаемый для всех $M(H)$ зависимостей, измеренных при разных температурах, возникает из-за перемагничивания магнитного момента свободного слоя \mathbf{M}_F . Причем величина этого скачка для всех петель гистерезиса одинакова. Из сопоставления рисунков 4.30 и 4.31 видно, что полная намагниченность спинового клапана увеличивается при уменьшении температуры. При понижении температуры от 153 до 13 К, отношение полной намагниченности наноструктуры к величине этого скачка увеличивается от 2.9 до 17.0 . Поскольку намагниченность слоев NiFe и CoFe практически не зависит от температуры [121], то наблюдаемое увеличение намагниченности может быть связано изменением магнитного состояния слоя диспрозия и увеличением магнитного момента сплава Dy-Co-Fe в интерфейсах Dy/CoFe.

4.6.2. Магнитотранспортные свойства спиновых клапанов, содержащих структуру CoFe/Dy/CoFe в составе закрепленного слоя

Поскольку величина магнитосопротивления зависит от угла между магнитными моментами \mathbf{M}_F и \mathbf{M}_R , то полевая зависимость магнитосопротивления может дать представление о том, как изменяется положение \mathbf{M}_F и \mathbf{M}_R относительно друг друга.

Слой диспрозия не дает вклад в спин-зависимое рассеяние электронов [122], но в силу возникновения обменного взаимодействия на границах Dy/CoFe, изменение угла между магнитными моментами соседних атомных плоскостей геликоидальной структуры антиферромагнитного диспрозия, наблюдаемое при изменении температуры, приведет к повороту магнитного момента \mathbf{M}_R .

На рисунках 4.32 и 4.33 показаны полевые зависимости магнитосопротивления для спинового клапана с составным закрепленным слоем CoFe(30Å)/Dy(400Å)/CoFe(25Å), измеренные в различных фиксированных температурах после охлаждения в поле 9 кЭ до 23 К.

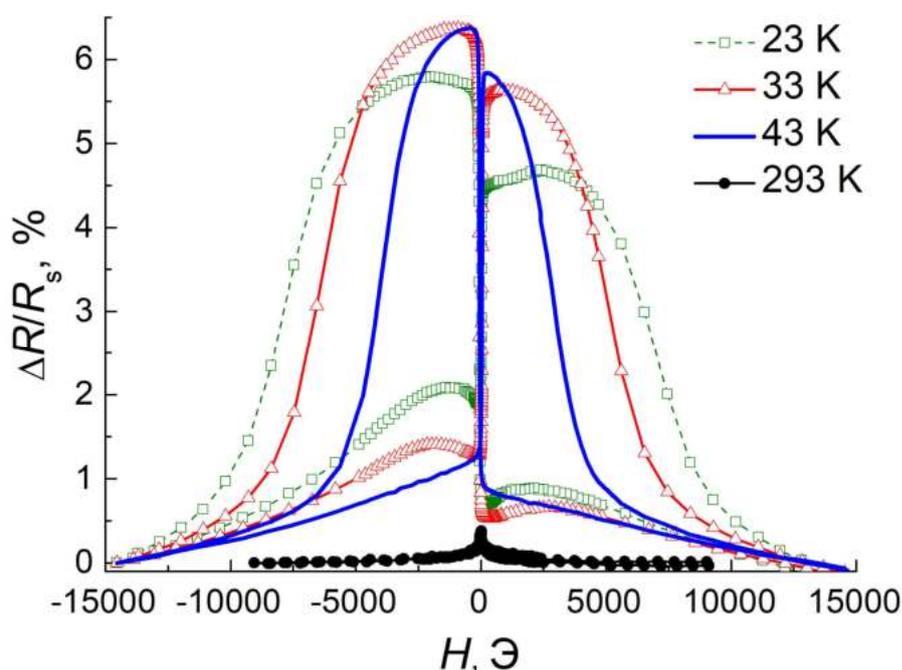


Рисунок 4.32 – Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана, измеренные при температурах 23, 33, 43 и 293 К [115]

При комнатной температуре величина магнитосопротивления мала (0.4 %, рисунок 4.32). Магнитные моменты закрепленного и референтного слоев CoFe практически не взаимодействуют через парамагнитный слой диспрозия, а соединения Dy-Co-Fe в интерфейсе немагнитны. В результате, при изменении магнитного поля, поворот магнитных моментов \mathbf{M}_F и \mathbf{M}_R происходит практически одновременно и их антипараллельное упорядочение не реализуется.

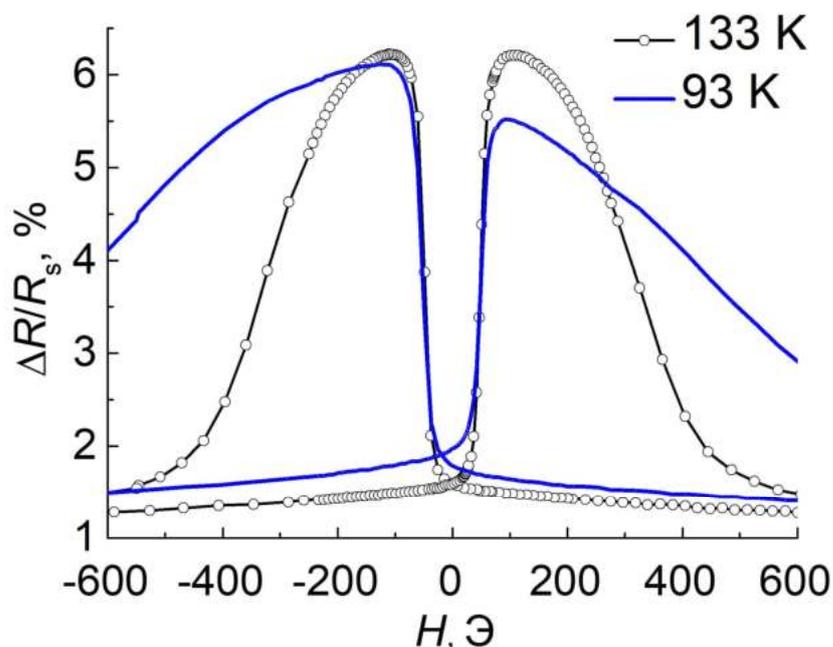


Рисунок 4.33 – Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана, измеренные при температурах 93 и 133 К [115]

При понижении температуры наблюдается увеличение магнитосопротивления. Формируются области плато (рисунок 4.33, $T = 133$ К), где реализуется антипараллельная конфигурация магнитных моментов \mathbf{M}_F и \mathbf{M}_R , что обусловлено переходом соединений Dy-Co-Fe в ферромагнитное состояние и увеличением их коэрцитивной силы. В таком случае референтный слой представлен в виде двойного слоя CoFe/Dy-Co-Fe и перемагничивание \mathbf{M}_F и \mathbf{M}_R происходит в разных полях.

В интервале температур 133 – 293 К магниторезистивная кривая симметрична относительно $H = 0$ и обменный сдвиг на границе CoFe/FeMn влияет только на магнитный момент закрепленного слоя \mathbf{M}_R , направление которого не оказывает влияния на магнитосопротивление спинового клапана. Ниже 133 К зависимость $\Delta R/R_s(H)$ становится ассиметричной относительно $H = 0$. Наблюдается разница между величинами максимального магнитосопротивления в области отрицательных ($(\Delta R/R_s)_{\max(-)}$) и положительных ($(\Delta R/R_s)_{\max(+)}$) полей. Это является следствием формирования на границе CoFe(30Å)/Dy(400Å) однонаправленной анизотропии при переходе слоя Dy в антиферромагнитное состояние. Возникает ось однонаправленной анизотропии, вдоль которой происходит фиксация магнитного момента \mathbf{M}_R .

На рисунке 4.34 схематично изображено взаимное расположение ООА, \mathbf{M}_F и \mathbf{M}_R для максимумов магнитосопротивления в положительных и отрицательных полях. В малых отрицательных полях угол между \mathbf{M}_F и \mathbf{M}_R составляет 180° , магнитный момент референтного слоя \mathbf{M}_R отклонен от ООА в силу большой коэрцитивности соединений Dy-Co-Fe на границе Dy/CoFe. В малых положительных полях \mathbf{M}_R ориентирован вдоль ООА. В результате угол $\varphi < 180^\circ$, а $(\Delta R/R_s)_{\max(+)} < (\Delta R/R_s)_{\max(-)}$. При повороте спинового клапана относительно поля, приложенного при охлаждении ($\mathbf{H}_{\text{охл}}$), по часовой или против часовой стрелки на 90° , симметрия магниторезистивной кривой восстанавливается (рисунок 4.34). При изменении направления поля при уменьшении температуры и переходе через температуру Нееля, тенденция сохраняется: в конфигурации $\mathbf{H}_{\text{изм}} \parallel \mathbf{H}_{\text{охл}}$ кривая симметрична, а в конфигурации $\mathbf{H}_{\text{изм}} \perp \mathbf{H}_{\text{охл}}$ – ассиметрична относительно $H = 0$.

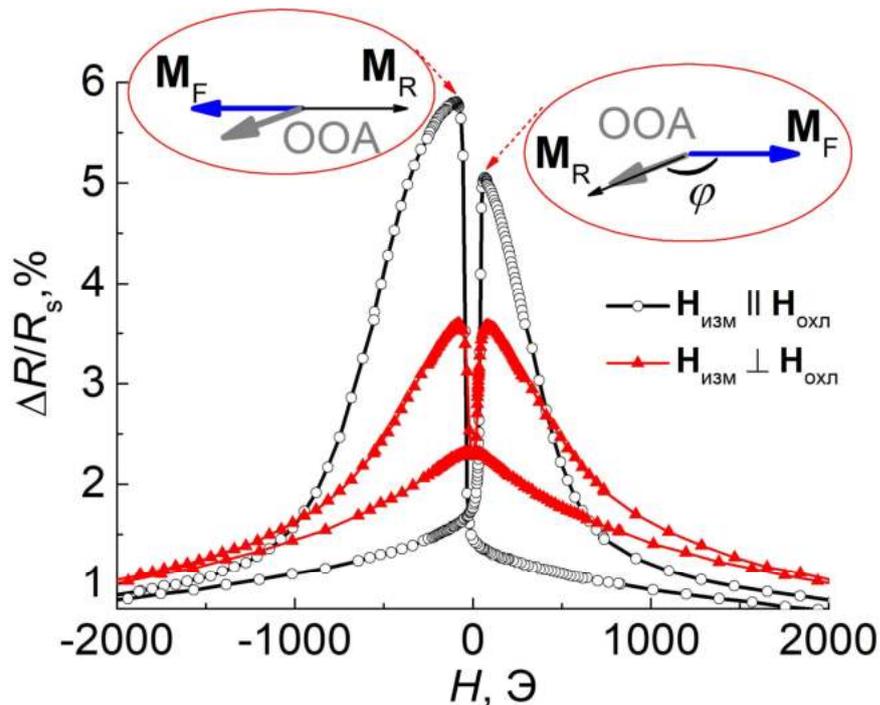


Рисунок 4.34 – Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана, измеренные в двух конфигурациях: $\mathbf{H}_{\text{изм}} \parallel \mathbf{H}_{\text{охл}}$ и $\mathbf{H}_{\text{изм}} \perp \mathbf{H}_{\text{охл}}$ [115]

Известно, что параметры геликоидальной структуры в антиферромагнитном диспрозии зависят от температуры. Эта особенность хорошо согласуется с экспериментальными данными, полученными в данной работе. Видно (рисунок 4.35), что разница между максимальными значениями магнитосопротивления в малых положительных $(\Delta R/R_s)_{\max(+)}$ и отрицательных $(\Delta R/R_s)_{\max(-)}$ полях менялась с изменением температуры.

При $T > 133$ К эти два параметра близки. При понижении температуры от 133 до 43 К разница между $(\Delta R/R_s)_{\max(+)}$ и $(\Delta R/R_s)_{\max(-)}$ сначала увеличивается, затем уменьшается. При этом величина $(\Delta R/R_s)_{\max(-)}$ практически не изменяется во всем температурном интервале существования антиферромагнитной фазы в диспрозии, в отличие от $(\Delta R/R_s)_{\max(+)}$.

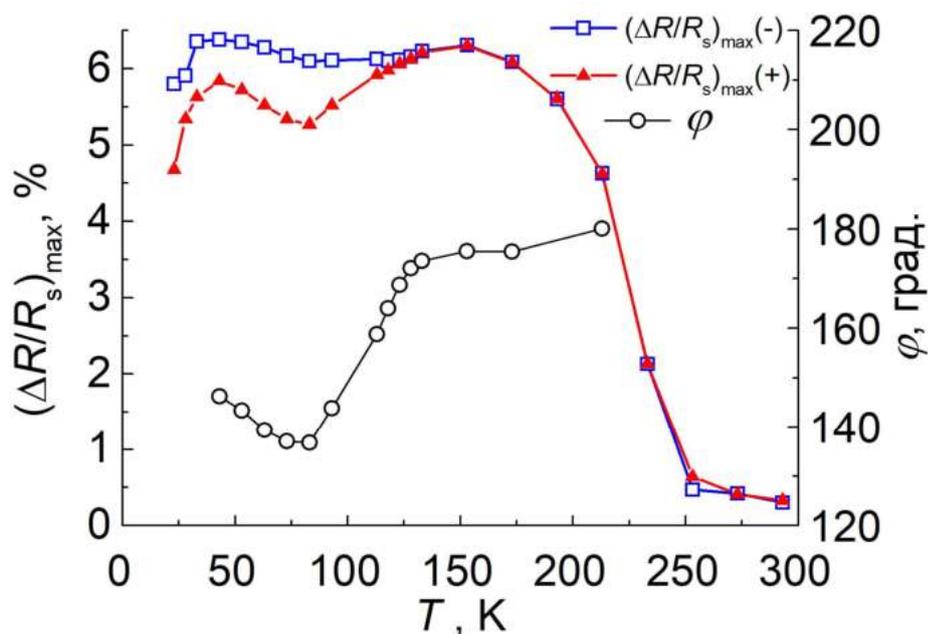


Рисунок 4.35 – Температурная зависимость максимального магнитосопротивления в малых положительных и отрицательных полях, а также температурная зависимость угла φ между магнитными моментами \mathbf{M}_F и \mathbf{M}_R [115, 123]

При $T = 43$ К наблюдается изгиб зависимостей максимального магнитосопротивления от температуры и при $T < 43$ К оба параметра уменьшаются. Причем, в этом температурном интервале на магниторезистивных кривых наблюдаются широкие пики перед резким ростом магнитосопротивления в малых полях (рисунок 4.32). Предполагается, что эта особенность и изгиб на зависимостях $(\Delta R/R_s)_{\max}(T)$ связаны с изменением магнитной структуры диспрозия.

Предполагается, что при понижении температуры до $T \approx 43$ К в слое диспрозия еще сохраняется антиферромагнитное упорядочение. Используем данные, полученные при измерении магнитотранспортных свойств, для оценки угла ε – угла между магнитными моментами на верхней и нижней границах слоя диспрозия. Магнитный момент закрепленного слоя \mathbf{M}_R фиксирован обменным взаимодействием на границе с антиферромагнетиком FeMn и противоположен приложенному полю. Магнитный момент на верхней границе слоя диспрозия фиксирован антиферромагнитным обменным взаимодействием с закрепленным слоем CoFe

\mathbf{M}_R , аналогично, магнитный момент на нижней границе слоя диспрозия связан с магнитным моментом референтного слоя $\text{CoFe } \mathbf{M}_R$. В малых отрицательных полях наблюдается область плато, соответственно, конфигурация моментов \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_F – антипараллельная, причем \mathbf{M}_F направлен по полю, а \mathbf{M}_R – против поля. В малых положительных полях величина магнитосопротивления ниже в силу действия эффективного обменного поля на \mathbf{M}_R . Таким образом, угол между магнитными моментами на нижней и верхней границах слоя диспрозия можно оценить как $\varepsilon = 180^\circ - \varphi$.

Зависимость сопротивления спинового клапана от угла φ между \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_F описывается выражением:

$$R(\varphi) = R_P + (R_{AP} - R_P)(1 - \cos \varphi)/2, \quad (4.1)$$

где R_P и R_{AP} – сопротивление наноструктуры при параллельной и антипараллельной конфигурации магнитных моментов \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_F [42]. Предполагая, что R_P – сопротивление спинового клапана в поле насыщения, а $(R(\varphi) - R_P)/R_P = (\Delta R/R_s)_{\max(+)}$ и $(R_{AP} - R_P)/R_P = (\Delta R/R_s)_{\max(-)}$, получим выражение для оценки угла φ :

$$\cos \varphi = 1 - 2(\Delta R/R_s)_{\max(+)} / (\Delta R/R_s)_{\max(-)}. \quad (4.2)$$

Величины $(\Delta R/R_s)_{\max(+)}$ и $(\Delta R/R_s)_{\max(-)}$ были измерены для всех магниторезистивных кривых, по этим данным произведена оценка углов φ и ε . На рисунке 4.35 приведена зависимость угла φ от температуры. Видно, при $T \geq 133$ К угол между \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_F близок к 180° . При дальнейшем уменьшении температуры до 43 К, угол φ сначала уменьшается, а затем увеличивается. При этом угол ε увеличивается с 8° до 43° , затем уменьшается до 33° . Зависимость $\varepsilon(T)$ будет приведена в следующей части главы. Изменение углов φ и ε может быть обусловлено температурной зависимостью угла между моментами в соседних атомных плоскостях геликоидальной структуры антиферромагнитного диспрозия. Направление магнитного момента в верхней части слоя диспрозия фиксировано обменом с магнитным моментом закрепленного слоя \mathbf{M}_R , а магнитный момент в нижней части слоя диспрозия поворачивается при изменении температуры. Это приводит к повороту и магнитного момента \mathbf{M}_R , что проявляется в изменении формы магниторезистивных кривых.

Приведенные оценки справедливы для тех кристаллитов поликристаллической пленки диспрозия, в которых ось c антиферромагнитного геликоида перпендикулярна плоскости пленки.

4.6.3. Магнитотранспортные свойства спиновых клапанов на основе диспрозия с синтетическим антиферромагнетиком

В настоящей части главы диссертации приведено исследование особенностей магнитного упорядочения в слое Dy в зависимости от направления магнитных моментов ферромагнитных слоев, окружающих Dy, и величины внешнего магнитного поля.

На рисунке 4.36 приведено схематичное изображение спинового клапана на основе диспрозия композиции NiFeCr(50Å)/CoFe(45Å)/Cu(28Å или 40Å)/САФ/Dy(400Å)/CoFe(20Å)/FeMn(150Å)/FeNiCr(60Å). Синтетический антиферромагнетик использован для управления конфигурацией магнитных моментов ферромагнитных слоев CoFe, окружающих слой диспрозия. В работе исследованы наноструктуры с двумя вариантами синтетического антиферромагнетика: САФ1 - CoFe(25Å)/Ru(8Å)/CoFe(20Å), САФ2 - CoFe(35Å)/Ru(8Å)/CoFe(30Å). В спиновом клапане слой диспрозия делит закрепленный ферромагнитный слой CoFe на две части с магнитными моментами M_{P1} и M_{P2} . САФ включает в себя вторую часть закрепленного слоя с магнитным моментом M_{P2} , а также референтный слой с магнитным моментом M_R . M_{P2} и M_R связаны косвенным обменным взаимодействием через слой рутения. Свободный магнитный слой с магнитным моментом M_F разделен слоем меди от референтного слоя. Таким образом, магнитный момент в верхней части слоя Dy фиксирован двумя последовательными обменными взаимодействиями на границах Dy/CoFe и CoFe/FeMn, а магнитный момент нижней части слоя диспрозия связан с магнитным моментом референтного слоя M_R посредством антиферромагнитного обменного взаимодействия на границе CoFe/Dy и косвенного взаимодействия в САФ.

Особенностью САФ является то, что при определенной величине приложенного магнитного поля, магнитные моменты ферромагнитных слоев устанавливаются перпендикулярно полю, наблюдается спин-флоп переход. Варьируя величину внешнего приложенного поля, можно управлять направлением M_{P2} и M_R , входящих в состав САФ. При этом можно достичь как скрещенной, так и коллинеарной конфигурации моментов M_{P1} , M_{P2} и, соответственно, магнитных моментов на верхней и нижней границах слоя диспрозия.

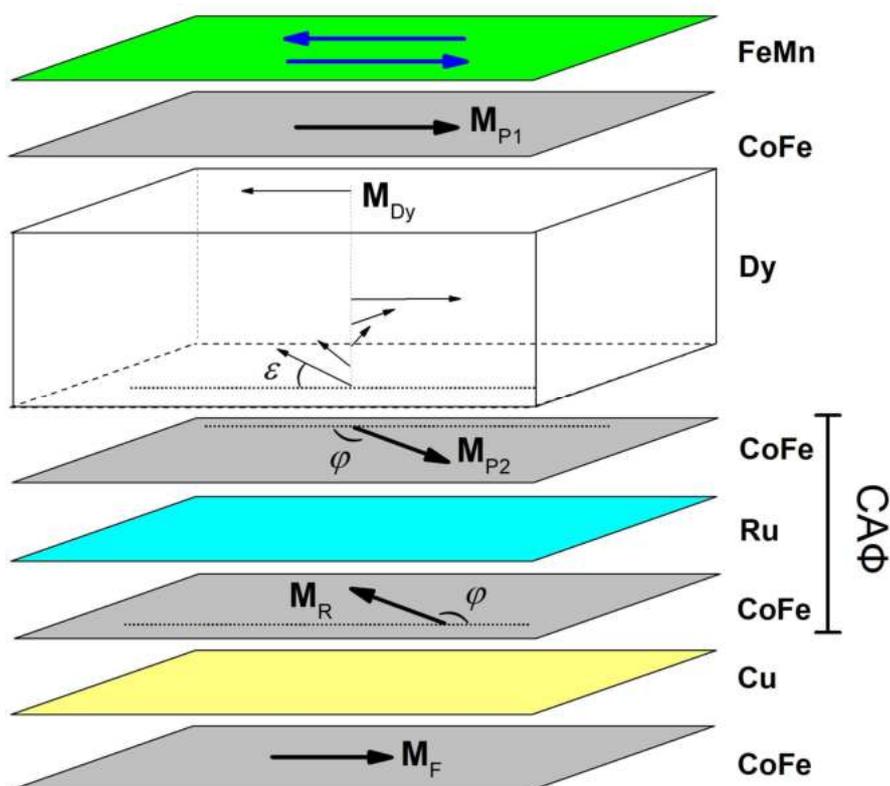


Рисунок 4.36 – Схематичное изображение спинового клапана на основе диспрозия с САФ и магнитных моментов \mathbf{M}_{P1} , \mathbf{M}_{P2} , \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_F закрепленного, референтного и свободного слоев соответственно [118]

Пологие максимумы на магниторезистивной кривой (рисунок 4.37) соответствуют полю спин-флоп перехода. Уменьшение температуры приводит к увеличению H_{sf} . При температуре 153 К, близкой к температуре Нееля для слоя диспрозия толщиной 400 Å, значения поля спин-флоп перехода для САФ1 и САФ2 соответствуют значениям $H_{sf1} \approx 9$ кЭ и $H_{sf2} \approx 5$ кЭ, соответственно.

Рассмотрим конфигурацию магнитных моментов в спиновом клапане с САФ1 после охлаждения до 83 К в магнитном поле $H_{охл} = 5$ Э направленном против ООА, сформированной на границе CoFe/FeMn. В таком случае ООА и \mathbf{M}_{P1} – сонаправлены, а \mathbf{M}_{P2} и \mathbf{M}_R – противоположно направлены, поскольку $H_{охл} < H_{sf1}$. В силу того, что референтный ферромагнитный слой толще чем вторая часть закрепленного слоя с магнитным моментом \mathbf{M}_{P2} , то \mathbf{M}_R направлен вдоль поля, а \mathbf{M}_{P2} – против, поскольку $\mathbf{M}_R > \mathbf{M}_{P2}$. В таком случае конфигурация магнитных моментов ферромагнитных слоев, окружающих слой диспрозия – коллинеарная, \mathbf{M}_{P1} сонаправлен \mathbf{M}_{P2} .

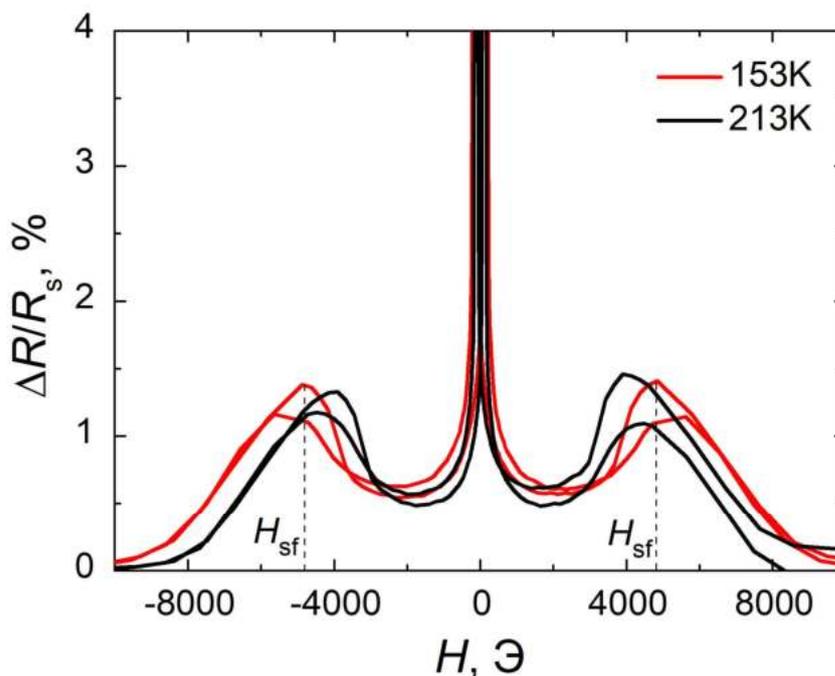


Рисунок 4.37 – Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана с САФ2, измеренные при разных температурах [118]

На рисунке 4.38 приведены зависимости $\Delta R/R_s(H)$ для температур 83, 133, 173 К, измеренные после охлаждения наноструктуры в малом поле 5 Э. Магниторезистивная кривая, измеренная при температуре 173 К, симметрична относительно $H = 0$. В положительных и отрицательных полях наблюдаются плато, соответствующие максимумам магнитосопротивления. В диапазоне полей, соответствующих плато, угол φ между \mathbf{M}_F и \mathbf{M}_R равен 180° . При этой температуре диспрозий является парамагнетиком и обменный сдвиг на границе CoFe/FeMn не оказывает влияния на величину магнитосопротивления.

При понижении температуры (рисунок 4.38) появляется разница между величинами максимального магнитосопротивления в области положительных и отрицательных полей. Такая тенденция изменения формы магниторезистивных кривых наблюдалась в диапазоне температур 83 – 153 К, что обуславливалось переходом слоя диспрозия в антиферромагнитное состояние и формированием однонаправленной анизотропии в интерфейсах Dy/CoFe. В таком случае обменный сдвиг на границе CoFe/FeMn влияет на величину магнитосопротивления спинового клапана. Изменение соотношения между величинами максимального магнитосопротивления в области положительных и отрицательных полей, а значит и угла φ ,

хорошо согласуется с тем, что параметры геликоидальной структуры антиферромагнитного диспрозия зависят от температуры.

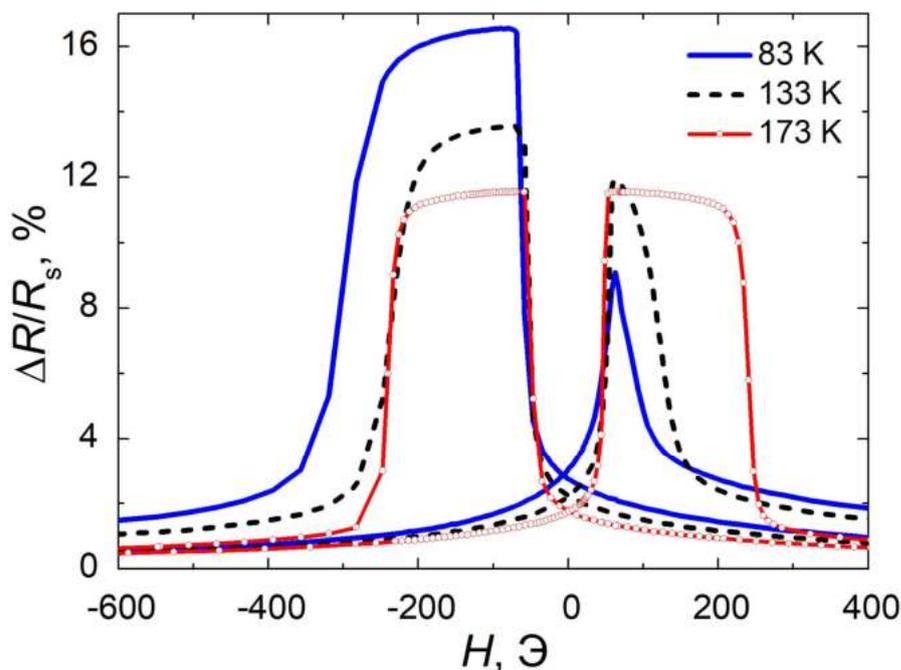


Рисунок 4.38 – Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана с САФ1, измеренные при температурах 83, 133 и 173 К [118]

Выше был рассмотрен случай, когда конфигурация магнитных моментов \mathbf{M}_{P1} и \mathbf{M}_{P2} при переходе диспрозия через температуру Нееля была коллинеарной, а спиновый клапан охлаждался в малом поле.

Также были проведены измерения полевых зависимостей магнитосопротивления для спиновых клапанов с САФ1 и САФ2 после охлаждения образцов в магнитном поле $H_{охл} = 9$ кЭ, направленном вдоль ООА. Для САФ1 поле охлаждения $H_{охл} = 9$ кЭ соответствует величине поля спин-флоп перехода H_{sf1} . В этом случае, при охлаждении, магнитные моменты \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_{P2} , входящие в состав САФ1, противоположно направлены и перпендикулярны приложенному полю. Тогда $\mathbf{M}_{P1} \perp \mathbf{M}_{P2}$. Для САФ2 поле охлаждения $H_{охл} = 9$ кЭ соответствует величине поля, большей чем поле спин-флоп перехода H_{sf2} . Такое магнитное поле укладывает вдоль себя все магнитные моменты ферромагнитных слоев и $\mathbf{M}_{P1} \parallel \mathbf{M}_{P2}$.

Полевые зависимости магнитосопротивления, измеренные для спиновых клапанов с САФ1 и САФ2 при температуре 83 К после охлаждения в поле 9 кЭ, приведены на

рисунке 4.39. В случае коллинеарной конфигурации магнитных моментов \mathbf{M}_{P1} и \mathbf{M}_{P2} ($\mathbf{M}_{P1} \parallel \mathbf{M}_{P2}$) магниторезистивная кривая асимметрична относительно $H = 0$. Плато в положительных полях обусловлено антипараллельным расположением магнитных моментов \mathbf{M}_F и \mathbf{M}_R . В случае скрещенной конфигурации магнитных моментов \mathbf{M}_{P1} и \mathbf{M}_{P2} ($\mathbf{M}_{P1} \perp \mathbf{M}_{P2}$) полевая зависимость магнитосопротивления имеет острые пики в положительных и отрицательных полях. Величина максимального магнитосопротивления в два раза меньше, чем в случае коллинеарной конфигурации моментов \mathbf{M}_{P1} и \mathbf{M}_{P2} . В таком случае угол φ между моментами \mathbf{M}_F и \mathbf{M}_R составляет величину порядка 90° .

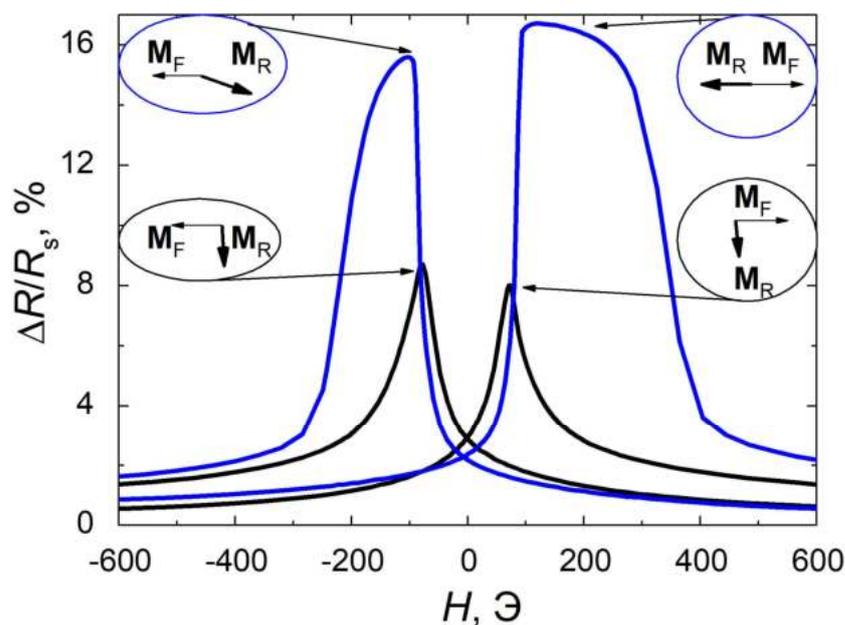


Рисунок 4.39 – Полевые зависимости магнитосопротивления при $T = 83$ К, измеренные для коллинеарной (синяя кривая) и скрещенной (черная кривая) конфигурации магнитных моментов, окружающих слой Dy [118]

Таким образом, установлено, что конфигурация ферромагнитных слоев, окружающих слой диспрозия, при переходе РЗМ в антиферромагнитное состояние, оказывает влияние на магнитотранспортные свойства спинового клапана на основе Dy.

Оценка углов φ (между \mathbf{M}_F и \mathbf{M}_R) и ε (между моментами на верхней и нижней границах слоя диспрозия) проведена для наноструктур, для которых на магниторезистивных кривых наблюдались области плато. Такие зависимости $\Delta R/R_s(H)$ были получены для спинового клапана с САФ1 после охлаждения в поле 20 Э (рисунок 4.38), а также для спинового клапана с САФ2 после охлаждения в поле 9 кЭ (рисунок 4.39, синяя кривая). И в том, и в другом

случаях, конфигурация магнитных моментов, окружающих слой диспрозия, была коллинеарная - $\mathbf{M}_{P1} \parallel \mathbf{M}_{P2}$. Оценка углов φ и ε проведена по формулам, полученным в предыдущей части, посвященной исследованию магнитотранспортных свойств спиновых клапанов без САФ, содержащих структуру CoFe/Dy/CoFe в составе закрепленного слоя.

Рисунок 4.40 обобщает информацию, полученную в этой и предыдущей части главы диссертации – на нем приведены зависимости угла ε от температуры для спиновых клапанов с САФ и без САФ, охлажденных в разных полях.

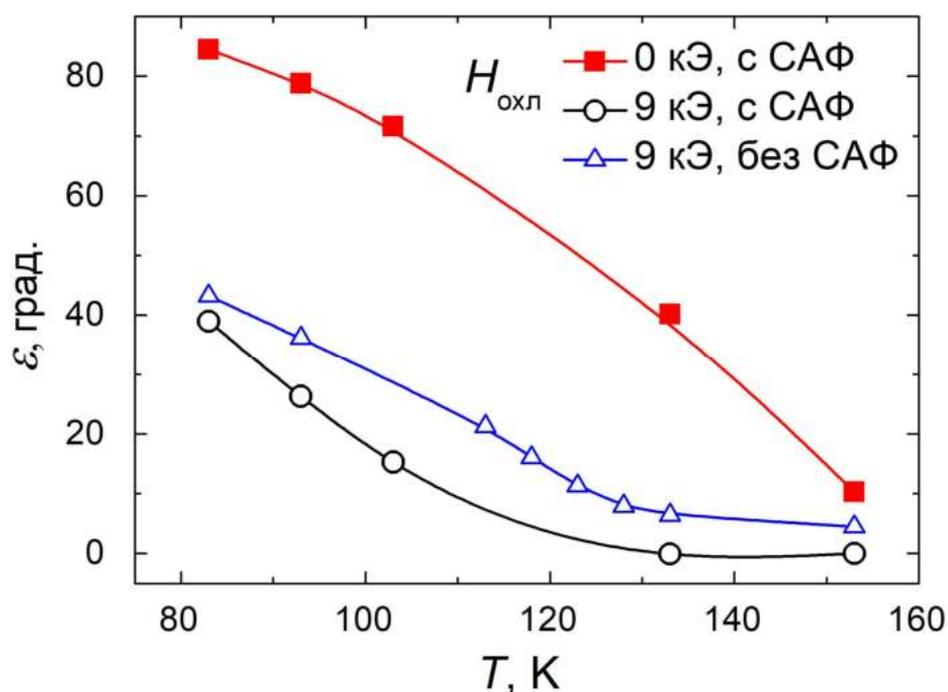


Рисунок 4.40 – Температурная зависимость угла ε для спиновых клапанов с САФ и без САФ со структурой CoFe/Dy/CoFe в составе закрепленного слоя, полученная после охлаждения в разных полях [118, 124]

На зависимости $\varepsilon(T)$, полученной после охлаждения спинового клапана с САФ1 в малом поле $20 \text{ Э} \ll 9 \text{ кЭ}$ (красная кривая), видно, что при изменении температуры от 153 до 83 К, значение угла ε увеличивается от 10° до 84° . Для спинового клапана с САФ2, охлажденного в поле 9 кЭ, изменение угла ε начинается при более низкой температуре, достигая величины 39° при 83 К. Важно отметить, что зависимость, полученная для спинового клапана с САФ после охлаждения в поле 9 кЭ, близка к зависимости, полученной после охлаждения спинового клапана без САФ со слоем диспрозия такой же толщины (400 \AA) в поле 9 кЭ [115]. Различие зависимостей $\varepsilon(T)$, полученных после охлаждения в разных полях, может быть обусловлено

тем, что при охлаждении наноструктуры в поле 9 кЭ происходит деформация формирующейся при температуре Нееля геликоидальной структуры. Судя по всему, этот фактор оказывает влияние на дальнейшие температурные изменения магнитной структуры диспрозия.

4.7 Магнитотранспортные свойства спинового клапана с нижним расположением слоя диспрозия

В данной части диссертации приведены исследования магнитотранспортных свойств спиновых клапанов, содержащих высокотекстурированный слой диспрозия в нижней части наноструктуры, получена информация об изменении магнитной структуры и деформации магнитного геликоида в нанослое Dy.

4.7.1. Температурные зависимости сопротивления спиновых клапанов в различных магнитных полях

Исследованные наноструктуры представляют собой спиновые клапаны композиции $\text{Ta}(50\text{\AA})/\text{Dy}(t_{\text{Dy}})/\text{CoFe}(20\text{\AA})/\text{Cu}(34\text{\AA})/\text{CoFe}(35\text{\AA})/\text{Ta}(60\text{\AA})$, где $t_{\text{Dy}} = 30, 40, 100$ и 200 Å. Слой диспрозия напылялся на буферный слой тантала с последующим нанесением на него структуры $\text{CoFe}/\text{Cu}/\text{CoFe}$, ответственной за спин-зависимое рассеяние электронов (схематичное изображение приведено на рисунке 4.41).

Для спиновых клапанов со слоем диспрозия различной толщины были получены зависимости $R(T)$, измеренные в фиксированных полях 3, 4.5, 6 и 15 кЭ (рисунок 4.41). При понижении температуры наблюдается переход спинового клапана из низкоомного в высокоомное состояние. Обратная тенденция замечена при увеличении температуры – спиновый клапан возвращается в низкоомное состояние. Эта особенность обусловлена изменением направлений магнитных моментов свободного \mathbf{M}_F и референтного \mathbf{M}_R слоев, относительно друг друга, что, в свою очередь, вызвано деформацией геликоидальной структуры в нанослое Dy.

Перед скачком сопротивления магнитное поле укладывает вдоль себя магнитные моменты \mathbf{M}_F и \mathbf{M}_R , поэтому наблюдается низкоомное состояние. Дальнейшее увеличение сопротивления вызвано тем, что деформация антиферромагнитного геликоида увеличивается

с температурой, что приводит к увеличению некомпенсированного магнитного момента диспрозия M_{Dy} . Когда $M_{Dy} > M_R$, обменно-связанная пара $M_{Dy}-M_R$ поворачивается, M_{Dy} устанавливается вдоль поля, M_R – против поля и M_F , реализуется высокоомное состояние.

Обратный процесс наблюдается при увеличении температуры – он происходит с некоторым гистерезисом – деформация антиферромагнитного геликоида уменьшается, при переходе антиферромагнетик–парамагнетик происходит его разрушение. Тогда $M_{Dy} < M_R$, M_R устанавливается вдоль поля и параллельно M_F , реализуется низкоомное состояние.

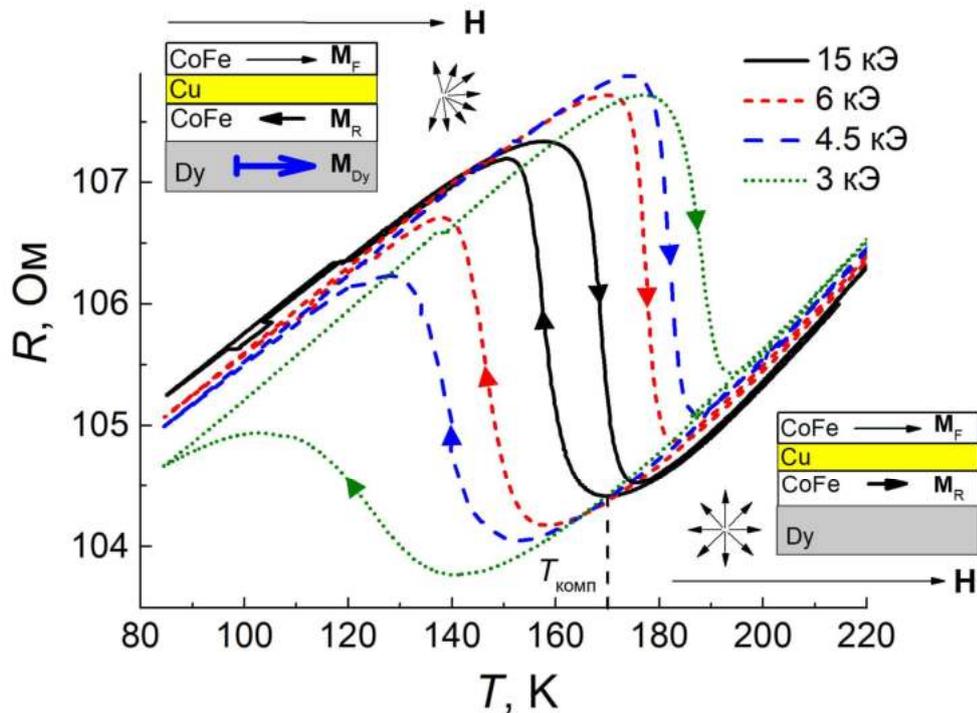


Рисунок 4.41 – Зависимости $R(T)$ для спинового клапана с толщиной слоя диспрозия 30 Å, полученные в различных фиксированных полях [116]

Ширина петли $R(T)$, измеренной в большом магнитном поле 15 кЭ, меньше, чем ширина петель $R(T)$, полученных для меньших полей. Вероятно, антиферромагнитный геликоид сильно деформирован, компенсация магнитных моментов M_{Dy} и M_R ($M_{Dy} = M_R$) происходит при более высокой температуре ($T_{комп}$). Магнитные поля $H \leq 6$ кЭ приводят к меньшей деформации геликоидальной структуры, компенсация между M_{Dy} и M_R происходит при более низких температурах. Чем меньше приложенное поле, тем больше ширина петли $R(T)$, что может быть обусловлено меньшим изменением M_{Dy} с температурой.

На рисунке 4.42 приведены температурные зависимости сопротивления для спиновых клапанов со слоями диспрозия толщиной 40 и 100 Å, измеренные в полях 3 и 15 кЭ.

Для образца с $t_{Dy} = 100 \text{ \AA}$ в поле 15 кЭ петля $R(T)$ шире, а температура компенсации ниже, чем для структуры с $t_{Dy} = 40 \text{ \AA}$. Вероятно, в спиновом клапане с меньшей толщиной слоя диспрозия, при одинаковых температурах, некомпенсированный магнитный момент M_{Dy} больше, чем в наноструктуре с $t_{Dy} = 100 \text{ \AA}$. На зависимостях $R(T)$, полученных в поле 3 кЭ, переход из низкоомного в высокоомное состояния спинового клапана не наблюдается. По-видимому, в магнитном поле 3 кЭ антиферромагнитный геликоид практически не деформируется и разворот обменно-связанной пары $M_{Dy}-M_R$ не происходит.

Для наноструктур с различной толщиной слоя диспрозия, измеренных в различных полях, была произведена оценка температуры компенсации (рисунок 4.43). Оценка осуществлена исходя из соображения, что $T_{\text{комп}}$ – температура, с которой на зависимостях $R(T)$ начинается увеличение сопротивления перед переходом спинового клапана в высокоомное состояние (рисунки 4.41, 4.42).

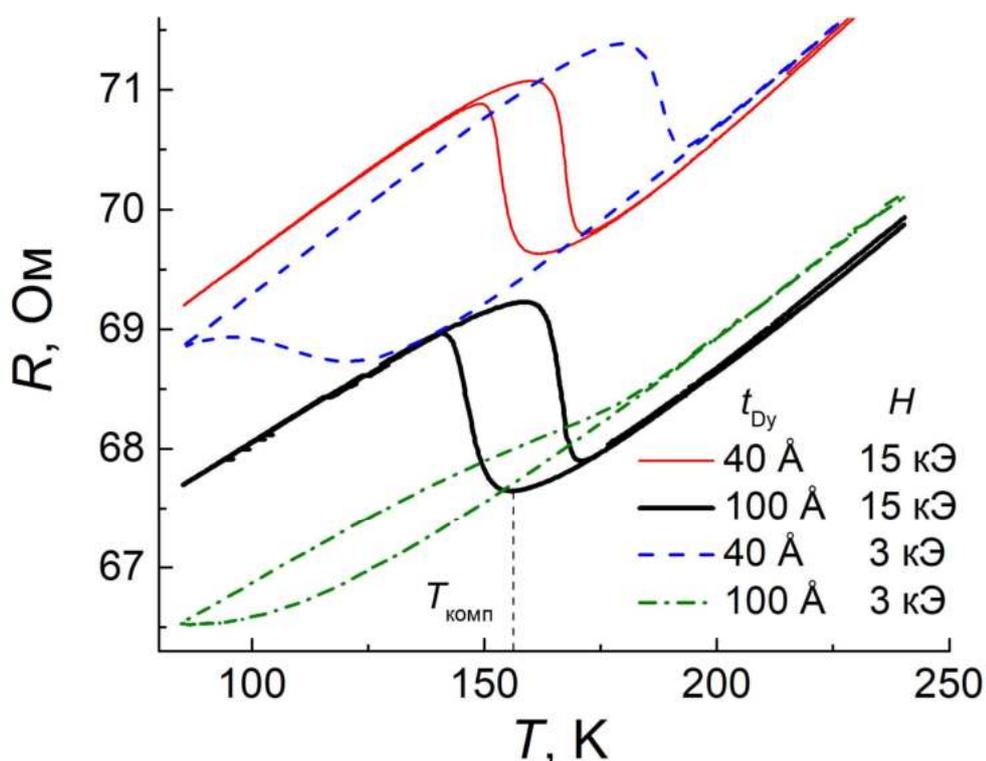


Рисунок 4.42 – Зависимости $R(T)$ для спиновых клапанов с толщиной слоя диспрозия 40 и 100 Å, измеренные в фиксированных полях 15 и 3 кЭ [116]

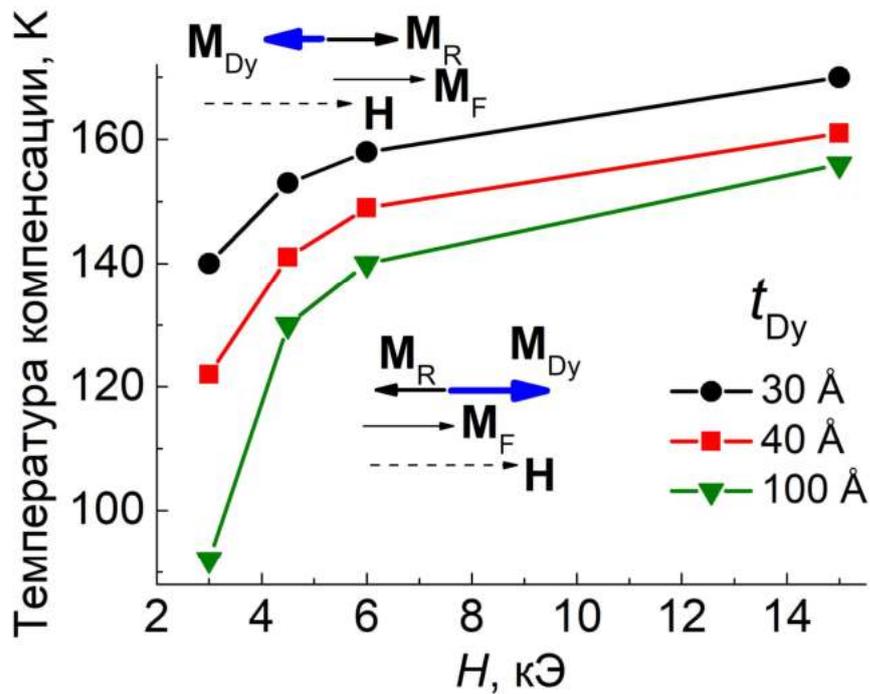


Рисунок 4.43 – Полевые зависимости температуры компенсации для спиновых клапанов с толщинами слоя диспрозия 30, 40 и 100 Å [116]

Под каждой кривой $T_{\text{комп}}(H)$ расположена область полей и температур, в которых спиновый клапан находится в высокоомном состоянии, а $M_{Dy} > M_R$. Над каждой кривой $T_{\text{комп}}(H)$ – диапазон полей и температур, в которых спиновый клапан находится в низкоомном состоянии и $0 \leq M_{Dy} < M_R$. Видно, чем меньше толщина слоя диспрозия, тем при более высокой температуре и меньшем поле происходит компенсация магнитных моментов M_{Dy} и M_R .

4.7.2. Изменение формы магниторезистивных кривых спиновых клапанов при изменении температуры

Измерения полевых зависимостей магнитосопротивления при фиксированных температурах были проведены после охлаждения спиновых клапанов до 85 К в поле 15 кЭ, приложенном параллельно оси легкого намагничивания.

На рисунке 4.44 приведены зависимости $\Delta R/R_s(H)$ для спинового клапана с толщиной слоя диспрозия 30 Å. Измерения проведены в диапазоне полей ± 18 кЭ, а величина магнитосопротивления определялась как отношение изменения сопротивления структуры к

сопротивлению в поле -18 кЭ. В процессе измерения наблюдались три типа магниторезистивных кривых.

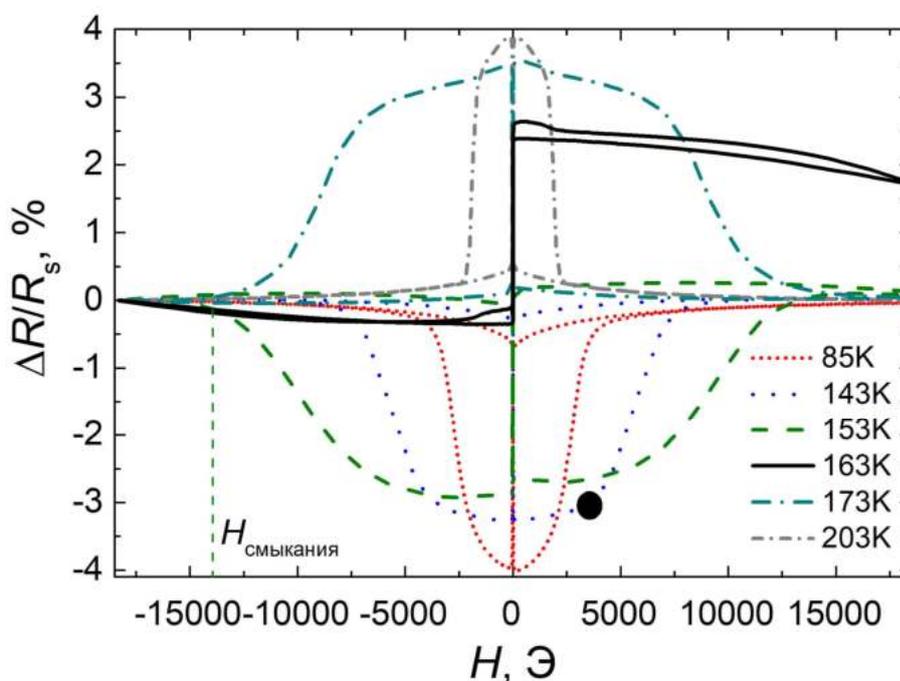


Рисунок 4.44 – Полевые зависимости магнитосопротивления для спинового клапана с толщиной слоя диспрозия 30 \AA [116]

1) Инвертированные зависимости $\Delta R/R_s(H)$, для которых максимум магнитосопротивления достигается в больших полях ($T = 85, 143, 153 \text{ K}$, рисунок 4.44), а кривая симметрична относительно $H = 0$. Подобные инвертированные магниторезистивные кривые наблюдались для спинового клапана на основе сплава Gd-Co [22].

На магниторезистивную кривую, измеренную при $T = 143 \text{ K}$, нанесена отметка (черная точка) – она соответствует полю, в котором при $T = 143 \text{ K}$ происходит компенсация магнитных моментов \mathbf{M}_{Dy} и \mathbf{M}_{R} . Эти данные получены в результате оценки $T_{\text{комп}}(H)$ по результатам измерения $R(T)$ в разных полях для спинового клапана с толщиной диспрозия 30 \AA (рисунок 4.43). Важно заметить, что именно в этом поле при $T = 143 \text{ K}$ начинается изменение магнитосопротивления, обусловленное началом поворота обменно-связанной пары \mathbf{M}_{R} и \mathbf{M}_{Dy} . Подобным образом для спиновых клапанов с различной толщиной Dy по инвертированным магниторезистивным кривым было определено поле, соответствующее началу поворота пары $\mathbf{M}_{\text{R}}\text{-}\mathbf{M}_{\text{Dy}}$

2) Форма зависимостей $\Delta R/R_s(H)$ в виде «ступеньки» наблюдается при температурах, близких к температуре компенсации \mathbf{M}_{Dy} и \mathbf{M}_R при охлаждении в магнитном поле 15 кЭ ($T = 163$ К, рисунок 4.44).

3) При температурах выше температуры Нееля для диспрозия, форма магниторезистивных кривых типична для структур CoFe/Cu/CoFe, максимум магнитосопротивления наблюдается в малых полях, кривые симметричны относительно $H = 0$ ($T = 173, 203$, рисунок 4.44).

Рассмотрим зависимости $R(H)$ трех типов для спинового клапана с толщиной слоя диспрозия 40 Å (рисунок 4.45), сопоставив различные участки кривых $R(H)$ с направлениями \mathbf{M}_{Dy} , \mathbf{M}_R , \mathbf{M}_F .

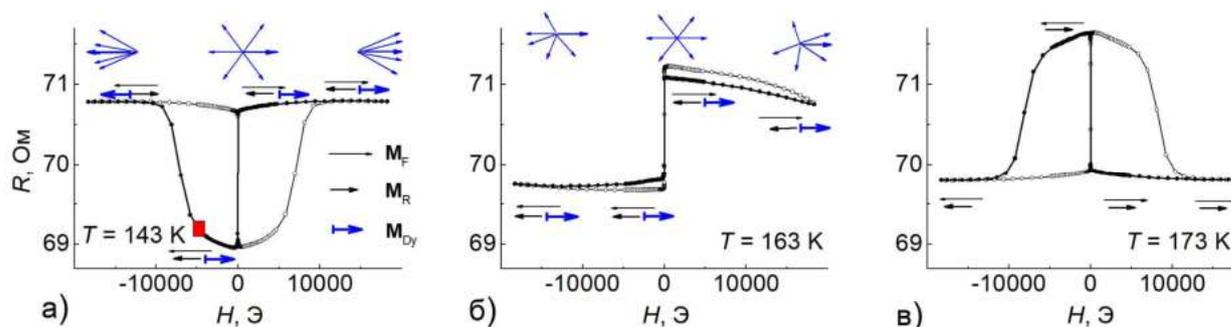


Рисунок 4.45 – Полевые зависимости сопротивления для спинового клапана с толщиной слоя диспрозия 40 Å, измеренные при различных температурах [116]

Для инвертированной формы магниторезистивной зависимости (рисунки 4.44 ($T = 85, 143, 153$ К), 4.45(a)), при изменении поля с $+H$ на $-H$, значения $R(H)$ и $\Delta R/R_s(H)$ максимальны в больших положительных полях, соответственно, в этих областях магнитные моменты \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_F противоположно направлены, причем \mathbf{M}_F сонаправлен \mathbf{H} . Объяснением этому является то, в случае инвертированной формы зависимостей $\Delta R/R_s(H)$ $\mathbf{M}_{Dy} > \mathbf{M}_R$, за поворот обменно-связанной пары отвечает \mathbf{M}_{Dy} . При уменьшении величины приложенного поля и смене его знака наблюдается падение сопротивления, обусловленное перемагничиванием магнитного момента свободного слоя \mathbf{M}_F . В малых отрицательных и положительных полях антиферромагнитный геликоид не деформируется. При увеличении отрицательного поля вновь происходит деформация геликоидальной структуры, \mathbf{M}_{Dy} разворачивает \mathbf{M}_R как против поля, так и против \mathbf{M}_F , сопротивление увеличивается. Красная отметка на магниторезистивной кривой, измеренной при $T = 143$ К, соответствует полю компенсации магнитных моментов \mathbf{M}_{Dy}

и M_R , и соответствует началу поворота обменно-связанной пары $M_{Dy}-M_R$. Поле, в котором указанное вращение заканчивается, обозначено как поле смыкания ($H_{\text{смыкания}}$) восходящей и нисходящей ветвей магниторезистивной кривой. Установлено, что величина $H_{\text{смыкания}}$ увеличивается с ростом температуры (рисунок 4.46).

При температуре, близкой к $T_{\text{комп}}$, магнитные моменты M_{Dy} и M_R очень близки, соответственно, полный суммарный магнитный момент пары $M_{Dy}-M_R$ близок к нулю. При таких температурах ориентация $M_{Dy}-M_R$ остается неизменной во всем интервале полей ± 18 кЭ. В таком случае форма зависимостей $R(H)$ и $\Delta R/R_s(H)$ имеет вид ступеньки (рисунки 4.44 ($T = 163$ К), 4.45(б)). Поскольку величина поля смыкания увеличивается с ростом температуры, то можно сделать вывод, что полный магнитный момент обменно-связанной пары $M_{Dy}-M_R$ уменьшается. Последнее может быть обусловлено уменьшением величины некомпенсированного магнитного момента M_{Dy} при повышении температуры.

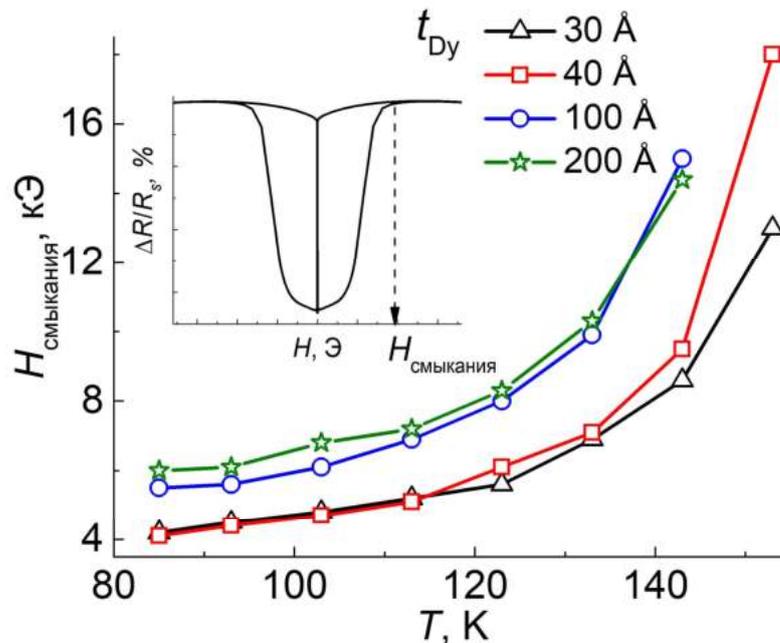


Рисунок 4.46 – Температурная зависимость поля смыкания в котором заканчивается поворот обменно-связанной пары M_{Dy} и M_R для спиновых клапанов с разной толщиной слоя диспрозия [116]

Сопоставив зависимости $H_{\text{смыкания}}(T)$ при $T \leq 153$ К для спиновых клапанов с разными толщинами слоя диспрозия можно отметить, что для $t_{Dy} = 100$ и 200 \AA кривые лежат выше, чем для структур с $t_{Dy} = 30$ и 40 \AA . Соответственно, при одинаковых температурах, спиновые клапаны с большей толщиной слоя диспрозия обладают меньшей величиной магнитного

момента \mathbf{M}_{Dy} . Эта особенность может быть связана с различием в соотношении толщины слоя Dy и пространственного периода геликоидальной структуры. По-видимому, деформация полностью сформированного геликоида происходит иначе, чем деформация неполной геликоидальной структуры.

4.7.3. Изменение суммарного магнитного момента слоев Dy/CoFe, вызванное деформацией магнитной геликоидальной структуры

В предыдущих частях приведены результаты, полученные по данным измерений $R(T)$ зависимостей в фиксированных полях и $\Delta R/R_s(H)$ зависимостей при фиксированных температурах, для спиновых клапанов с толщинами слоя диспрозия 30, 40, 100 и 200 Å. Наблюдаемые особенности изменения магнитотранспортных свойств структур хорошо интерпретируются с точки зрения изменения магнитного момента \mathbf{M}_{Dy} и деформации антиферромагнитного геликоида.

На рисунке 4.47 показан результат анализа данных, полученных при измерении $R(T)$ и $\Delta R/R_s(H)$ зависимостей для спиновых клапанов с толщинами слоя диспрозия 30 и 100 Å, что позволяет оценить значения полей и температур, в которых обменно-связанная пара $\mathbf{M}_{\text{Dy}}-\mathbf{M}_{\text{R}}$ начинает и заканчивает поворот. Для этого были использованы результаты оценки $T_{\text{комп}}(H)$ (черные квадраты) и $H_{\text{смыкания}}(T)$ (белые круги), а также оценки поля, в котором пара $\mathbf{M}_{\text{Dy}}-\mathbf{M}_{\text{R}}$ начинает поворот (белые квадраты).

Область под сплошной черной линией соответствует полям и температурам, в которых магнитный геликоид либо не деформирован, либо деформирован так, что $\mathbf{M}_{\text{Dy}} < \mathbf{M}_{\text{R}}$. В полях и температурах над штриховой линией геликоидальная структура деформирована настолько, что $\mathbf{M}_{\text{Dy}} > \mathbf{M}_{\text{R}}$. Между сплошной и штриховой линиями происходит разворот обменно-связанной пары $\mathbf{M}_{\text{Dy}}-\mathbf{M}_{\text{R}}$.

Сплошной черной линией обозначена граница между деформированным и не деформированными состояниями геликоидальной структуры. Для спинового клапана с толщиной слоя диспрозия 30 Å в температурном интервале 85 – 150 К поле, необходимое для деформации геликоида, постепенно увеличивается. При дальнейшем росте температуры наблюдается значительное увеличение величины поля, необходимого для деформации. В случае структуры с толщиной слоя диспрозия 100 Å, более резкое увеличение полей, необходимых для деформации геликоида, смещается в область более низких температур.

Предполагается, что это связано с механизмом деформации антиферромагнитного геликоида. Разработанная в [66] теоретическая модель показывает, что для монокристаллического диспрозия, изменение наклона границы на H - T диаграмме между деформированным и недеформированным состояниями геликоидальной структуры, происходит при еще более низкой температуре 115 К.

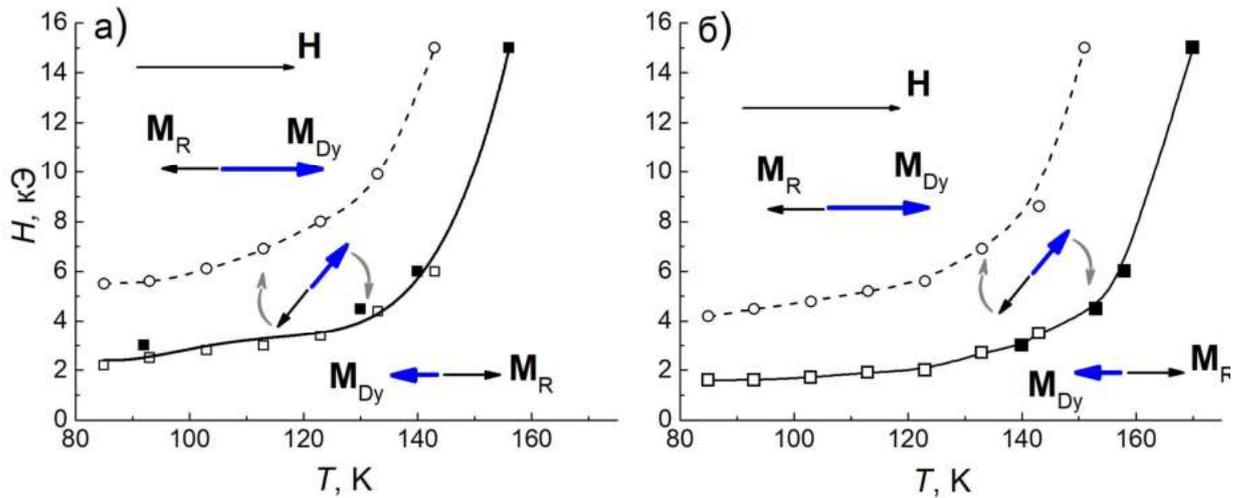


Рисунок 4.47 – H - T диаграмма, которая характеризует ориентацию пары обменно-связанных магнитных моментов слоев $\text{Dy}(t_{\text{Dy}})/\text{CoFe}(20\text{Å})$ для спиновых клапанов с $t_{\text{Dy}} = 100\text{Å}$ (а) и 30Å (б) [116]

Для спинового клапана с толщиной диспрозия 30Å граница между деформированным и не деформированными состояниями геликоидальной структуры располагается ниже, чем для структуры с толщиной слоя диспрозия 100Å . Чем тоньше слой диспрозия, тем выше температура и меньше поле, в котором происходит деформация геликоида.

Теоретическое исследование магнитного состояния в отдельных ультратонких слоях ($30 - 100\text{Å}$) геликоидальных магнетиков (Dy , Ho) было проведено в работах [23, 24]. Сообщалось, что для слоев, толщина которых соизмерима с пространственным периодом геликоида, значительно уменьшается величина магнитного поля, которое способно деформировать геликоидальную структуру. Также магнитное упорядочение может искажаться из-за конкуренции между обменной энергией и энергией магнитокристаллической анизотропии.

4.8 Подвижность геликоидальной магнитной структуры в нанослое гольмия.

Помимо изучения магнитотранспортных спиновых клапанов на основе диспрозия, также были исследованы спиновые клапаны, содержащие нанослой гольмия. В данной части приводится исследование подвижности антиферромагнитного геликоида в нанослое гольмия под действием приложенного поля.

Исследованные наноструктуры представляли собой спиновые клапаны трех типов с композициями NiFeCr(50Å)/CoFe(45Å)/Cu(40Å)/CoFe(20Å)/Ho(500Å)/[CoFe или Ru(20Å)]/FeMn(150Å)/NiFeCr(60Å), NiFeCr(50Å)/CoFe(45Å)/Cu(40Å)/CoFe(20Å)/Ho(500Å)/Ru(20Å)]/NiFeCr(60Å) (схематично структура представлена на рисунке 4.48).

Первый тип спинового клапана обозначен как «закрепленный с FeMn» (рисунок 4.48, (а)). Магнитный момент M_P закрепленного слоя CoFe связан обменным взаимодействием с антиферромагнитным слоем FeMn. При охлаждении спинового клапана до температур $T < T_N$ для слоя гольмия, возникает антиферромагнитная обменная связь между моментом M_P и прилегающей к закрепленному слою CoFe верхней частью слоя Ho, а также между моментом M_R и прилегающей к референтному слою CoFe нижней частью слоя Ho. Магнитный момент свободного слоя M_F переманивается в малых полях.

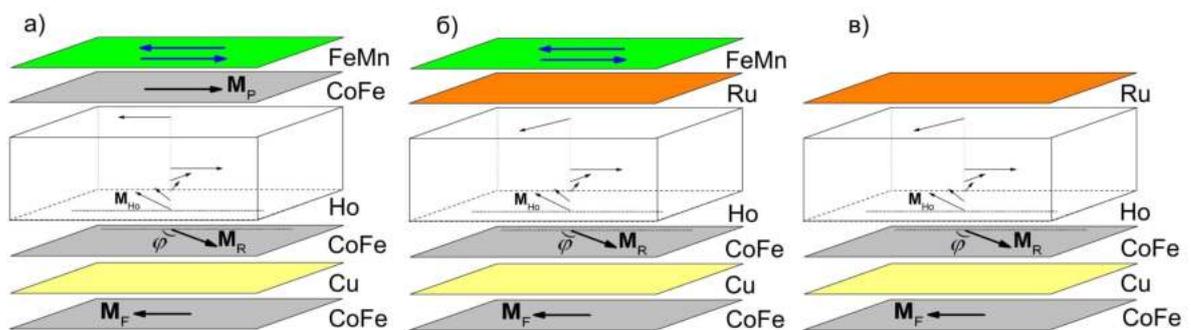


Рисунок 4.48 – Схематичное изображение структуры спиновых клапанов на основе гольмия [119]

Второй тип спинового клапана («незакрепленный с FeMn», рисунок 4.48, (б)) отличается от первого тем, что закрепленный слой CoFe заменен на прослойку Ru. В этом случае верхняя часть слоя гольмия магнитно отделена от антиферромагнетика FeMn. В этом случае магнитный момент верхней части слоя гольмия в антиферромагнитном состоянии может свободно вращаться.

Третий тип спинового клапана обозначен как «без FeMn», не содержит антиферромагнетик FeMn (рисунок 4.48, (в)). Из пленки этого спинового клапана был сформирован микрообъект в виде микрополосы длиной 2 мкм и шириной 30 мкм.

Полевые зависимости магнитосопротивления спиновых клапанов были измерены при различных фиксированных температурах в диапазоне 24 – 293 К. Для всех типов клапанов наблюдались три вида магниторезистивных кривых. На рисунке 4.49 показаны магниторезистивные кривые для спинового клапана «незакрепленный с FeMn», измеренные при температурах 33, 53, 103 К.

При $T = 53$ К слой гольмия находится в антиферромагнитном состоянии. Значения максимального магнитосопротивления в отрицательном и положительном полях различны, причем эта разница увеличивается с понижением температуры. Поля насыщения значительно увеличиваются в сравнении с кривыми, измеренными при $T > T_N$. Магниторезистивные кривые, измеренные при $T = 33$ и 24 К (рисунок 4.50), имеют вид, характерный для спинового клапана, и максимальное магнитосопротивление наблюдается только в области отрицательных полей.

На кривой, полученной при $T = 24$ К, в слабых полях видно резкое изменение магнитосопротивления, которое обусловлено перемагничиванием свободного слоя \mathbf{M}_F . В других полях \mathbf{M}_F сонаправлен приложенному полю. Магнитосопротивление спинового клапана зависит от угла φ между моментами \mathbf{M}_F и \mathbf{M}_R . Если величина $\Delta R/R_s$ увеличивается, можно сделать вывод, что угол φ увеличивается из-за отклонения момента референтного слоя \mathbf{M}_R от направления приложенного поля \mathbf{H} .

В нижней части рисунка 4.50 показана взаимная ориентация магнитных моментов \mathbf{M}_F , \mathbf{M}_R , \mathbf{M}_{H_0} , где \mathbf{M}_{H_0} – магнитный момент на нижней поверхности слоя гольмия, прилегающего к референтному слою. При охлаждении в магнитном поле, при температуре $T = T_N$ формируется антиферромагнитная обменная связь между \mathbf{M}_{H_0} и \mathbf{M}_R . В больших положительных и отрицательных полях величина магнитосопротивления мала. При уменьшении приложенного поля, магнитосопротивление увеличивается до величины поля порядка 2.5 кЭ, при котором на магниторезистивной кривой наблюдаются пики в области положительных и отрицательных полей. Это является следствием отклонения магнитного момента \mathbf{M}_R от \mathbf{M}_F и \mathbf{H} в силу антиферромагнитной связи с \mathbf{M}_{H_0} . Предполагается, что \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_{H_0} устанавливаются антипараллельно в поле, соответствующем вершине пика, а поле 2.5 кЭ является характерным полем обменной связи (H_{ex}) между \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_{H_0} при $T = 24$ К.

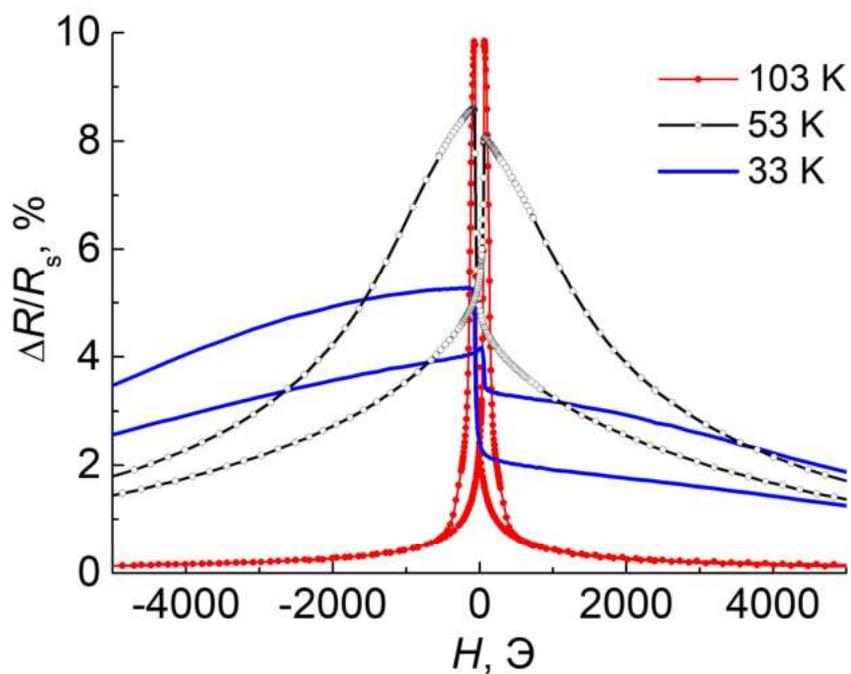


Рисунок 4.49 – Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана «незакрепленный с FeMn» [119]

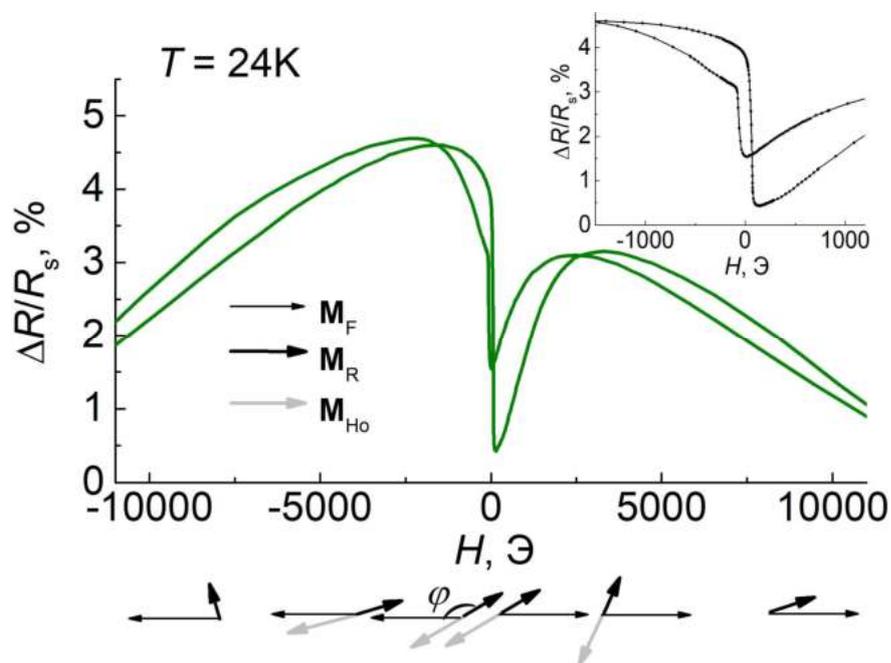


Рисунок 4.50 – Полевая зависимость магнитосопротивления спинового клапана «незакрепленный с FeMn», измеренная при $T = 24$ К. На вставке показана магниторезистивная кривая в малом интервале полей [119]

Если $|H| < |H_{ex}|$, \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_{Ho} антипараллельны и вращаются вместе как единое целое. Принимая во внимание характер изменения величины магнитосопротивления, можно сделать вывод, что \mathbf{M}_{Ho} поворачивается в разные стороны при изменении поля с $+H_{ex}$ на $-H_{ex}$ и с $-H_{ex}$ на $+H_{ex}$. Поворот момента \mathbf{M}_{Ho} может быть результатом некоторой подвижности антиферромагнитного геликоида в нанослое Ho.

При $T = 33$ К два вышеупомянутых широких пика на магниторезистивной кривой не наблюдаются. Вероятно, что в интервале температур от $T = 33$ К до $T_N = 102$ К антиферромагнитная обменная связь между моментами \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_{Ho} будет наблюдаться только в слабых полях. Магниторезистивные кривые, измеренные в этом температурном диапазоне ассиметричны относительно $H = 0$, но не типичны для спинового клапана.

Рассмотрим направление магнитных моментов для магниторезистивной кривой, полученной для спинового клапана «незакрепленный с FeMn» при $T = 43$ К (рисунок 4.51).

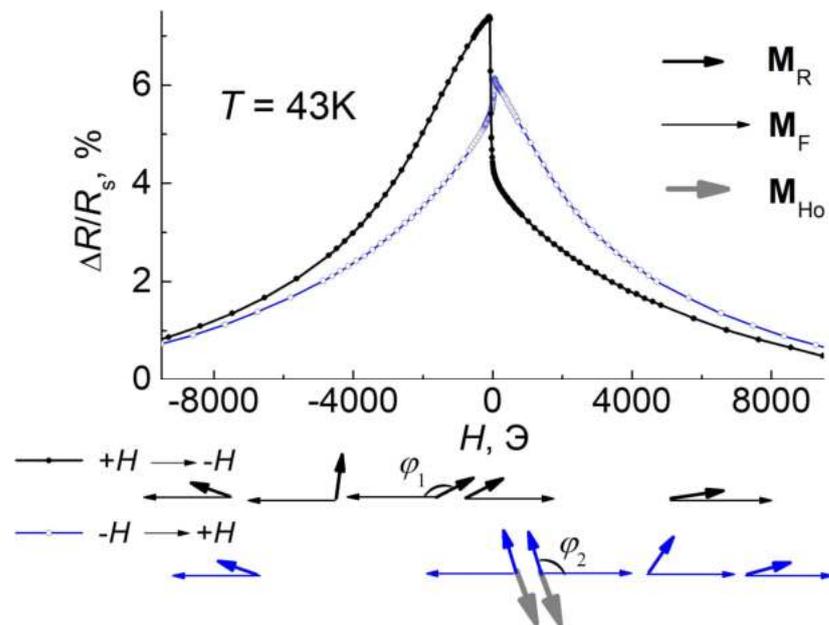


Рисунок 4.51 – Полевая зависимость спинового клапана «незакрепленный с FeMn», измеренная при $T = 43$ К. Тонкая, толстая, серая стрелки показывают направление \mathbf{M}_F , \mathbf{M}_R , \mathbf{M}_{Ho} [119]. Незаполненными и заполненными символами показаны нисходящие и восходящие ветви петель гистерезиса

В нижней части рисунка показана ориентация магнитных моментов \mathbf{M}_F , \mathbf{M}_R , \mathbf{M}_{Ho} . Резкий скачок магнитосопротивления в области малых полей обусловлен переманчиванием \mathbf{M}_F . Видно, что величина изменения магнитосопротивления больше при изменении поля от $+H$ до

$-H$. Поэтому $\varphi_1 > \varphi_2$, где φ_1 и φ_2 - углы между \mathbf{M}_F и \mathbf{M}_R , соответствующие максимальным значениям магнитосопротивления, если поле изменяется с $+H$ на $-H$ (черная кривая) и с $-H$ на $+H$ (синяя кривая), соответственно. Разница между максимальными значениями магнитосопротивления нарастает с понижением температуры. По-видимому, антиферромагнитное упорядочение между \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_{Ho} возникает в слабых положительных полях, когда поле изменяется с $-H$ на $+H$. В слабых отрицательных полях обменная связь между \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_{Ho} недостаточно сильна, чтобы установить эти магнитные моменты антипараллельно.

На рисунке 4.52 показаны полевые зависимости сопротивления для спинового клапана «без FeMn», измеренные при температурах 24, 33, 43 К.

При $T = 24$ и 33 К зависимости $R(H)$ типичны для обменно-связанных спиновых клапанов. Если поле изменяется с $+H$ на $-H$ и с $-H$ на $+H$, сопротивление возрастает и уменьшается соответственно (рисунок 4.52, (а, г, б, д)). При $T = 24$ К величина $H_{ex} \sim 2.5$ кЭ, на зависимости $R(H)$ наблюдаются два широких пика. При $T = 33$ и 43 К значение H_{ex} уменьшается и пик смещается в область малых полей.

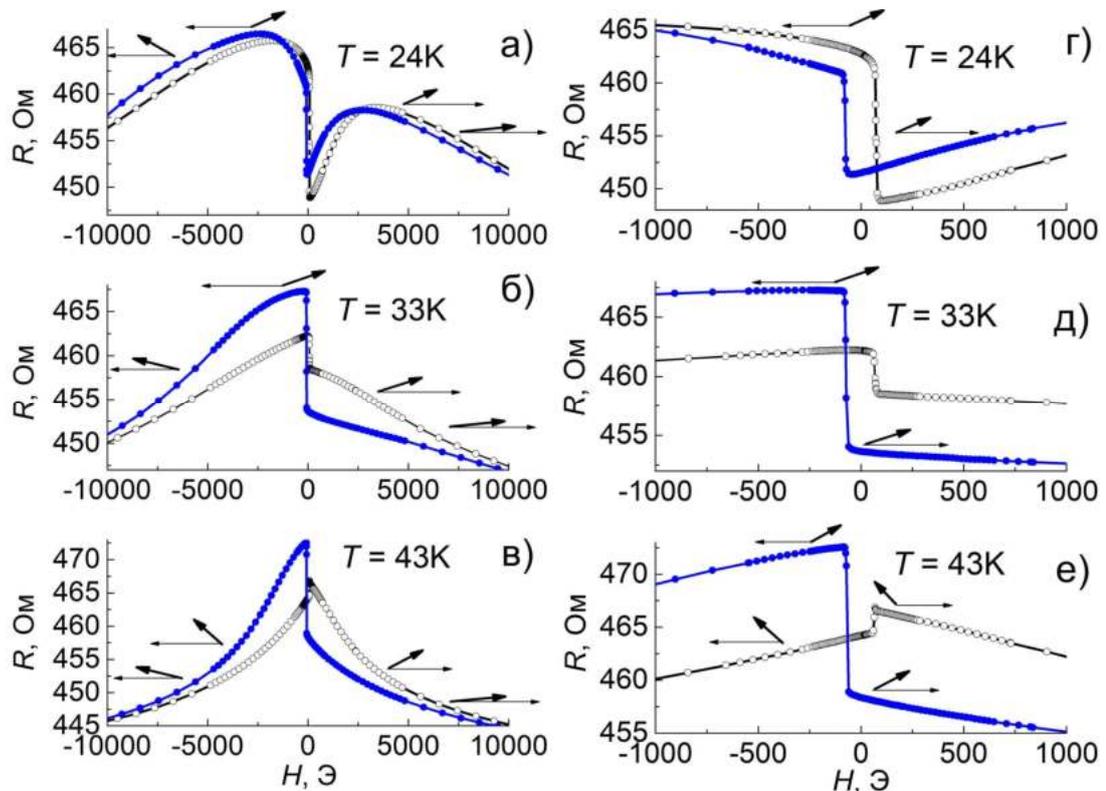


Рисунок 4.52 – Полевые зависимости магнитосопротивления спинового клапана «без FeMn», измеренные при разных температурах (микрообъект) [119]

При $T = 43$ К однонаправленная анизотропия проявляется только в разнице между величинами максимального сопротивления в области положительных и отрицательных полей (рисунок 4.52 (в, е)). Перемагничивание свободного слоя происходит при $|H| \sim 80$ Э, соответственно значения максимальных R и $\Delta R/R_s$ зависят от магнитного переупорядочения в слое гольмия при $H_{ex} > 80$ Э. Причем разница между максимальным R и $\Delta R/R_s$ на измеренных кривых появляется при $T = 63$ К, тогда как по оценке $T_N = 102$ К. Вероятно, причина заключается в том, что при $T > 63$ К поле $H_{ex} < 80$ Э. Поэтому, при $T = 63$ К поле обменной связи между \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_{Ho} $H_{ex} \sim 80$ Э, затем значение H_{ex} увеличивается до 2.5 кЭ при понижении температуры до 24 К.

Согласно измерениям (рисунки 4.49-4.51), на магниторезистивных кривых отсутствуют области плато, в которых максимальное магнитосопротивление остается неизменным, соответственно антипараллельная конфигурация магнитных моментов \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_F не реализуется. Для оценки угла φ использовался скачок магнитосопротивления, возникающий при перемагничивании свободного слоя и изменении ориентации \mathbf{M}_F на противоположную.

На рисунке 4.53 показана низкополевая зависимость магнитосопротивления для спинового клапана «незакрепленный с FeMn», измеренная при $T = 43$ К.

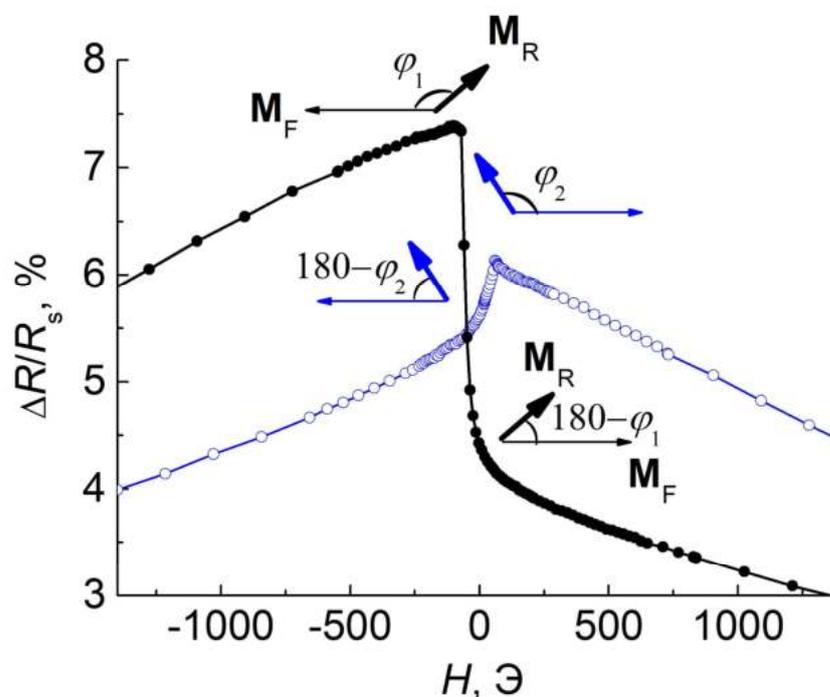


Рисунок 4.53 – Низкополевая зависимость спинового клапана «незакрепленный с FeMn», измеренная при $T = 43$ К [119]

Если поле изменяется с $+H$ на $-H$, то угол $\varphi = 180^\circ - \varphi_1$ и $\varphi = \varphi_1$ до и после перемещения свободного слоя, соответственно. Аналогично, $\varphi = 180^\circ - \varphi_2$ и $\varphi = \varphi_2$, когда поле меняется с $-H$ на $+H$. Используя выражение (4.1), описывающее зависимость магнитосопротивления спинового клапана от угла φ между магнитными моментами \mathbf{M}_R и \mathbf{M}_F , получим соотношение:

$$\frac{1 - \cos \varphi_n}{1 + \cos \varphi_n} = \frac{R(\varphi_n) - R_P}{R(180^\circ - \varphi_n) - R_P}, \quad (4.3)$$

где $n = 1$ или 2 .

Величина магнитосопротивления определяется выражением:

$$\frac{\Delta R}{R_S}(\varphi) = \frac{R(\varphi) - R_P}{R_P}, \quad (4.4)$$

получим выражение для оценки угла φ_n :

$$\operatorname{tg}(\varphi_n/2) = \sqrt{\frac{\Delta R/R_S(\varphi_n)}{\Delta R/R_S(180^\circ - \varphi_n)}}. \quad (4.5)$$

Значения $\Delta R/R_S(\varphi_n)$ и $\Delta R/R_S(180^\circ - \varphi_n)$ были получены для магниторезистивных кривых, измеренных при различных температурах. Вычислим углы φ_1 и φ_2 , а затем оценим угол (ω) отклонения \mathbf{M}_{H_0} от положительного направления поля в слабых полях, в которых перемещается магнитный момент свободного слоя \mathbf{M}_F . Оценка возможна только тогда, когда \mathbf{M}_{H_0} и \mathbf{M}_R связаны антиферромагнитным обменом и вращаются как единое целое. Таким образом, оценим угол ω_2 отклонения \mathbf{M}_{H_0} в поле $H \sim 80$ Э в интервале температур 24-53 К и угол ω_1 в поле $H \sim -80$ Э при 24 и 33 К.

Температурные зависимости углов отклонения \mathbf{M}_{H_0} ω_1 и ω_2 показаны на рисунке 4.54 для всех типов спиновых клапанов.

На каждой диаграмме присутствует точка T_{cross} – температура, при которой ω_2 пересекает линию $\omega = -90^\circ$. Форма магниторезистивных кривых, измеренных при $T < T_{\text{cross}}$, типична для спинового клапана. Значения поля $H \sim 80$ и -80 Э значительно ниже критического магнитного поля ~ 18 кЭ, которое деформирует геликоидальную структуру. Тем не менее углы отклонения магнитного момента \mathbf{M}_{H_0} $\omega_1 \neq \omega_2$. Вероятно, это является результатом подвижности недеформированного магнитного геликоида вокруг оси c . Полученные структурные данные позволяют утверждать, что ось c близка к нормали пленки со средним

углом отклонения 13-17°. Таким образом, вращение геликоида вокруг оси c может привести к изменению угла ω .

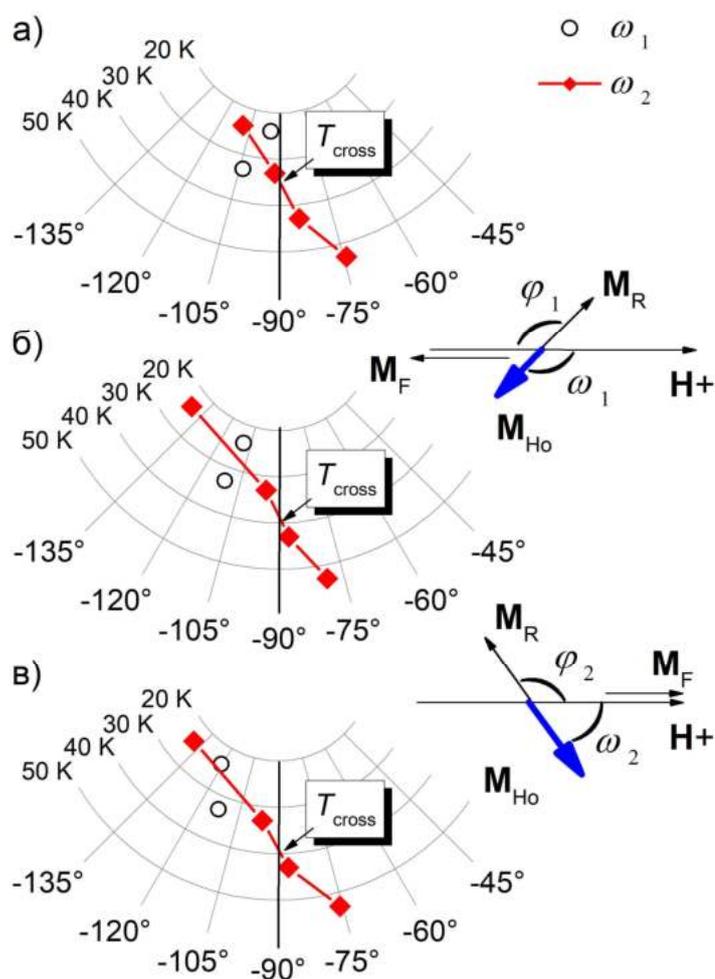


Рисунок 4.54 – Температурные зависимости углов отклонения \mathbf{M}_{Ho} ω_1 и ω_2 от положительного направления поля \mathbf{H} для спиновых клапанов «закрепленного и незакрепленного с FeMn» (а) и б)), для микрообъекта, сформированного из пленки спинового клапана «без FeMn» (в) [119]

Выше T_{cross} значения $\omega_2 < 90^\circ$ и однонаправленная анизотропия проявляется только в разнице максимального магнитосопротивления в области положительных и отрицательных полей.

Для всех типов спиновых клапанов величина $\omega_2(T)$ увеличивается с понижением температуры, соответственно, отклонение \mathbf{M}_{Ho} от положительного направления поля также нарастает. Это можно объяснить изменением пространственного периода

антиферромагнитной геликоидальной структуры, которое происходит при изменении температуры.

При понижении температуры от 53 до 24 К максимальное изменение ω_2 составило $\sim 63^\circ$ и 64° для спиновых клапанов типов «незакрепленный с FeMn» и «без FeMn». Для спинового клапана «закрепленный с FeMn» угол ω_2 изменяется на $\sim 35^\circ$ в том же диапазоне температур. Важно отметить следующее: несмотря на то, что спиновый клапан «незакрепленный с FeMn» представлял собой образец в виде пленки спинового клапана длиной 8 мм и шириной 2 мм, а спиновый клапан «без FeMn» - микрообъект в виде микрополосы шириной 30 мкм, величина $\Delta\omega_2$ для этих образцов практически одинакова. Предполагается, что обменная связь с FeMn подавляет вращение магнитного геликоида.

Вращение геликоида приложенным магнитным полем возможно при наличии некомпенсированного магнитного момента, на что указывают полученные экспериментальные данные. Также видно, что величина $\Delta\omega_2$ максимальна при изменении температуры от 24 до 33 К. Именно в этом диапазоне температур в гольмии существует «спин-слип» структура [23, 63], что может вносить дополнительные искажения в антиферромагнитный геликоид. Вращение магнитного геликоида также объясняет форму магниторезистивных кривых в $|H| < 2.5$ кЭ при $T = 24$ К.

4.9 Выводы к главе 4

Обнаружено, что наноструктуры, в которых соседствуют слои Dy и $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$, являются термически нестабильными и не сохраняют магниторезистивные свойства в процессе хранения из-за диффузии и образования ряда твердых растворов Dy-Co-Fe на границе Dy/ $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$. Характерное время изменения магнитотранспортных свойств составляет 2-3 недели. Этого времени достаточно для проведения систематических исследований наноструктур предложенными в работе методами.

Установлено, что нанослои редкоземельных металлов Dy или Ho, напыленные методом магнетронного напыления на буферный слой $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$, являются поликристаллическими со слабовыраженной аксиальной текстурой $\langle 0002 \rangle$. Совершенство текстуры $\langle 0002 \rangle$ увеличивается увеличением толщины слоя Dy. Для нанослоя Ho толщиной 500 Å проведена оценка длины структурной когерентности, которая составляет величину порядка 200 Å.

Установлено, что в слое Dy толщиной 50 Å, напыленном на буферный слой Ta, формируются две структурные фазы <10-11> и <0002>. Фаза <10-11> формируется вблизи слоя Ta. С увеличением толщины слоя, преобладающей становится структурная фаза <0002>. Длина структурной когерентности для ультратонких слоев Dy (50-100 Å) близка к номинальной толщине этих слоев. Можно ожидать, что для высокотекстурированных ультратонких слоев диспрозия антиферромагнитный геликоид не прерывается по всей толщине слоя Dy.

Для тонких слоев РЗМ (Dy, Ho) в составе трехслойных структур металл/РЗМ/металл проведена оценка температуры перехода парамагнетик-антиферромагнетик. Показано, что величина T_N уменьшается с уменьшением толщины слоя РЗМ, что обусловлено размерным фактором, а также снижением совершенства кристаллической структуры.

Установлено, что в спиновых клапанах на основе Dy на границе Dy/Co₉₀Fe₁₀, в температурной области существования антиферромагнитной фазы в Dy, формируется однонаправленная анизотропия. Направление оси однонаправленной анизотропии зависит от направления магнитного момента слоя Co₉₀Fe₁₀ в температурной области фазового перехода парамагнетик-антиферромагнетик для Dy.

Обнаружено, что антиферромагнитный геликоид в слое Ho толщиной 500 Å поворачивается вокруг гексагональной оси внешним магнитным полем за счет наличия некомпенсированного магнитного момента, который может быть обусловлен конечными размерами и спин-слип состоянием геликоидальной структуры.

Установлено, что наблюдаемые ниже температуры Нееля для Dy или Ho особенности перемagnичивания спинового клапана, содержащего нанослой РЗМ, обусловлены температурными изменениями периода антиферромагнитного геликоида.

Для спинового клапана с нижним расположением ультратонкого слоя диспрозия, номинальная толщина которого соизмерима с пространственным периодом геликоидальной структуры, в различных магнитных полях определена температура компенсации магнитных моментов слоев Dy и Co₉₀Fe₁₀. Обнаружено, что при уменьшении температуры для спинового клапана, содержащего ультратонкий слой Dy, наблюдается увеличение электросопротивления. Эта особенность связана с изменением характера перемagnичивания спинового клапана и компенсацией магнитных моментов слоя Dy и соседнего ферромагнитного слоя Co₉₀Fe₁₀. Температура компенсации зависит от величины внешнего магнитного поля и толщины слоя диспрозия.

Результаты, представленные в главе 4, опубликованы в работах [115-120, 123-124].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Использование в спиновых клапанах на основе тройного ферромагнитного сплава $\text{Co}_{70}\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{10}$ составного буферного слоя $\text{Ta}/(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$ приводит к формированию высокоупорядоченной структуры и гладких интерфейсов. Изменение магнитотранспортных свойств этих спиновых клапанов, наблюдаемое при изменении толщины слоя меди, обусловлено осциллирующим межслойным обменным взаимодействием.

2. Разработан метод формирования противоположно направленных осей однонаправленной анизотропии в микрообъектах, объединенных в мостовую схему Уитстона. Факторами, определяющими направление оси однонаправленной анизотропии в отдельном сенсорном элементе, являются одноосная анизотропия и анизотропия формы микрообъекта.

3. Установлено, что нанослои Dy, напыленные на буферные слои $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ или Ta, а также нанослои Ho, напыленные на буферный слой $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$, являются поликристаллическими с аксиальной текстурой $\langle 0002 \rangle$. Показано, что величина температуры перехода парамагнетик-антиферромагнетик уменьшается при уменьшении толщины редкоземельного слоя.

4. Установлено, что в спиновых клапанах на основе Dy на границе Dy/ $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$, в температурном интервале существования антиферромагнитной фазы в Dy, формируется однонаправленная анизотропия. Направление оси однонаправленной анизотропии совпадает с направлением магнитного момента слоя $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ в температурной области фазового перехода парамагнетик-антиферромагнетик для Dy.

5. Обнаружено, что особенности перемагничивания спинового клапана на основе Dy или Ho, наблюдаемые в температурном диапазоне, соответствующем геликоидальному упорядочению, обусловлены температурными изменениями периода антиферромагнитного геликоида.

6. Обнаружено, что антиферромагнитный геликоид в нанослое Ho поворачивается во внешнем магнитном поле вокруг гексагональной оси за счет наличия некомпенсированного магнитного момента геликоидальной структуры конечных размеров.

7. Для спинового клапана с нижним расположением ультратонкого слоя диспрозия, номинальная толщина которого соизмерима с пространственным периодом геликоидальной структуры, в различных магнитных полях определена температура компенсации магнитных моментов слоев Dy и $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$. Установлено, что температура компенсации зависит от величины внешнего магнитного поля и толщины слоя диспрозия.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

ГМС – гигантское магнитосопротивление

ФМ – ферромагнетик

НМ – немагнитная

АФМ – антиферромагнетик

ООА – ось однонаправленной анизотропии

ОЛН – ось легкого намагничивания

РЗМ – редкоземельный металл

САФ – синтетический антиферромагнетик

ТМО – термомагнитная обработка

ГПУ – гексагональная плотноупакованная решетка

ГЦК – гранецентрированная кубическая решетка

FWHM – полная ширина на половине высоты

РККИ взаимодействие – взаимодействие Рудермана – Киттеля – Касуя – Иосиды

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ АВТОРА ПО ТЕМЕ ДИССЕРТИЦИИ

- A1. Magnetoresistive properties of Dy-based bottom spin valve / L.I. Naumova, **R.S. Zavornitsyn**, M.A. Milyaev, M.V. Makarova, V.V. Proglyado, V.V. Ustinov // IEEE Transactions on Nanotechnology. – 2021. – V.20. – P.866-872.
- A2. Спиновые клапаны как инструмент изучения геликоидального магнетизма / В.В. Устинов, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, **Р.С. Заворницын**, Т.П. Криницина, В.В. Проглядо // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. – 2021. – №12. – С.26-30.
- A3. Формирование однонаправленной магнитной анизотропии в спиновом клапане, содержащем слой Dy / Л.И. Наумова, **Р.С. Заворницын**, М.А. Миляев, М.В. Макарова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // Физика Металлов и Металловедение. – 2021. – Т.122. – С.581-587.
- A4. Mobility of magnetic helicoid in holmium nano-layer / **R.S. Zavornitsyn**, L.I. Naumova, M.A. Milyaev, M.V. Makarova, V.V. Proglyado, V.V. Ustinov // Current Applied Physics. – 2020. – V.20. – P.1328-1334.
- A5. Использование спин-флоп состояния при создании спин-вентильных элементов для полного моста Уитстона / М.А. Миляев, Л.И. Наумова, **Р.С. Заворницын**, И.К. Максимова, А.Ю. Павлова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // Физика Металлов и Металловедение. – 2020. – Т.121. – С.794-801.
- A6. Неколлинеарное магнитное упорядочение в слое диспрозия и магнитотранспортные свойства спинового клапана, содержащего структуру CoFe/Dy/CoFe / **Р.С. Заворницын**, Л.И. Наумова, М.А. Миляев, М.В. Макарова, Т.П. Криницина, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // Физика Металлов и Металловедение. – 2020. – Т.121. – С.688-695.
- A7. Magnetoresistive properties of exchange biased spin valve caused by helical magnetic ordering in dysprosium layer / V.V. Ustinov, M.A. Milyaev, **R.S. Zavornitsyn**, Т.П. Krinitsina, V.V. Proglyado, L.I. Naumova // J. Phys.: Conf. Ser. – 2019. – V.1389. – P.012159(1-7).
- A8. Spin valve based sensor elements for full Wheatstone bridge / **R.S. Zavornitsyn**, L.I. Naumova, M.A. Milyaev, A.Y. Pavlova, I.K. Maksimova, V.V. Proglyado, V.V. Ustinov // J. Phys.: Conf. Ser. – 2019. – V.1389. – P.012157(1-6).
- A9. Spin valve with a composite dysprosium-based pinned layer as a tool for determining Dy nanolayer helimagnetism / L.I. Naumova, M.A. Milyaev, **R.S. Zavornitsyn**, Т.П. Krinitsina, V.V. Proglyado, V.V. Ustinov // Current Applied Physics. – 2019. – V.19. – P.1252-1258.

- A10. Высокочувствительные сенсорные элементы на основе спиновых клапанов с антиферромагнитным межслойным взаимодействием / Л.И. Наумова, М.А. Миляев, **Р.С. Заворницын**, А.Ю. Павлова, И.К. Максимова, Т.П. Криницина, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // Физика Металлов и Металловедение. – 2019. – Т.120. – С.710-716.
- A11. Магнитотранспортные свойства псевдо спиновых клапанов CoFe/Cu/CoFe/Dy в условиях интердиффузии слоев диспрозия и ферромагнитного сплава CoFe / Л.И. Наумова, М.А. Миляев, **Р.С. Заворницын**, Т.П. Криницина, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // Физика Металлов и Металловедение. – 2019. – Т.120. – С.464-470.
- A12. Magnetotransport properties of spin valves based on chiral helimagnets Dy and Ho / **R.S. Zavornitsyn**, L.I. Naumova, M.A. Milyaev, M.V. Makarova, T.P. Krinitsina, V.V. Proglyado, I.K. Maksimova, V.V. Ustinov // International conference «Functional Materials» (ICFM-2021), Abstracts, Alushta, 4-8 October 2021, P.108.
- A13. Формирование однонаправленной магнитной анизотропии в спиновом клапане, содержащем слой Dy / **Р.С. Заворницын**, Л.И. Наумова, М.А. Миляев, М.В. Макарова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // Тезисы докладов XXI Всероссийской молодежной школы-семинара по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-21), г. Екатеринбург, 18-25 марта 2021 г., С.70.
- A14. Подвижность магнитного геликоида в нанослое гольмия / **Р.С. Заворницын**, Л.И. Наумова, М.А. Миляев, М.В. Макарова, В.В. Проглядо, И.К. Максимова, В.В. Устинов // Тезисы докладов XXI Всероссийской молодежной школы-семинара по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-21), г. Екатеринбург, 18-25 марта 2021 г., С.69.
- A15. Магнитотранспортные свойства спинового клапана, содержащего нанослой гольмия / **Р.С. Заворницын**, Л.И. Наумова, М.А. Миляев, М.В. Макарова, В.В. Проглядо, И.К. Максимова, В.В. Устинов // Труды XXV Международного симпозиума «Нанозлектроника и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, 9-12 марта 2021 г., С.166.
- A16. Спиновые клапаны как инструмент изучения геликоидального магнетизма / В.В. Устинов, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, **Р.С. Заворницын**, Т.П. Криницина, В.В. Проглядо // Труды тринадцатого ежегодного заседания Научного Совета по физике конденсированных сред при отделении физических наук РАН и Научно-практического семинара «Актуальные проблемы физики конденсированных сред», г. Черноголовка, 23-26 ноября 2020 г., С.66.

A17. Исследование антиферромагнитного геликоидального упорядочения в нанослое диспрозия в составе спинового клапана с синтетическим антиферромагнетиком / **Р.С. Заворницын**, Л.И. Наумова, М.А. Миляев, М.В. Макарова, Т.П. Криницина, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // Тезисы докладов VII Международной молодежной научной конференции Физика. Технологии. Инновации (ФТИ-2020), г. Екатеринбург, 18-22 мая 2020 г., С.384.

A18. Спин-флоп состояние синтетического антиферромагнетика как фактор управления обменной анизотропией элементов на основе спинового клапана в мосте Уитстона / Л.И. Наумова, **Р.С. Заворницын**, М.А. Миляев, А.Ю. Павлова, И.К. Максимова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // Тезисы докладов XX Юбилейной Всероссийской молодежной школы-семинара по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-20), г. Екатеринбург, 21-29 ноября 2019 г., С.58.

A19. Спиновый клапан с составным закрепленным слоем на основе диспрозия как инструмент исследования гелиомагнетизма в нанослое Dy / **Р.С. Заворницын**, Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Т.П. Криницина, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // Тезисы докладов XX Юбилейной Всероссийской молодежной школы-семинара по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-20), г. Екатеринбург, 21-29 ноября 2019 г., С.57.

A20. Magnetoresistive properties of exchange biased spin valve caused by helical magnetic ordering in dysprosium layer / V.V. Ustinov, M.A. Milyaev, **R.S. Zavornitsyn**, T.P. Krinitsina, V.V. Proglyado, L.I. Naumova // VII Euro-Asian Symposium «Trends in Magnetism» (EASTMAG-2019): Abstracts, Ekaterinburg, 8-13 September 2019, P.106.

A21. Spin valve based sensor elements for full wheatstone bridge / **R.S. Zavornitsyn**, L.I. Naumova, M.A. Milyaev, A.Y. Pavlova, I.K. Maksimova, V.V. Proglyado, V.V. Ustinov // VII Euro-Asian Symposium «Trends in Magnetism» (EASTMAG-2019): Abstracts, Ekaterinburg, 8-13 September 2019, P.108.

A22. Деградация магниторезистивных свойств наноструктуры, содержащей слой диспрозия / **Р.С. Заворницын**, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Устинов // Тезисы докладов XIX Всероссийской молодежной школы-семинара по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-19), г. Екатеринбург, 15-22 ноября 2018 г., С.55.

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю огромную благодарность своему научному руководителю, доктору физико-математических наук, Миляеву Михаилу Анатольевичу за многолетнее руководство, те навыки и знания, которые были мной приобретены в процессе работы, за помощь при подготовке диссертации и всестороннюю поддержку.

Особая благодарность Наумовой Ларисе Ивановне за поддержку на всех этапах работы, помощь при проведении экспериментальных исследований и подготовке публикаций.

Большое спасибо Бебенину Николаю Георгиевичу за конструктивные беседы по теме диссертации.

Искренне признателен Устинову Владимиру Васильевичу за оказанную поддержку и доверие.

Благодарю Проглядо Вячеслава Витальевича, Чернышову Татьяну Александровну, Максимову Ирину Константиновну, Макарову Марину Викторовну, Криницину Татьяну Павловну, Ясюлевича Ивана Алексеевича, Благодаткова Дмитрия Владимировича, Павлову Анастасию Юрьевну, Патракова Евгения Ивановича, Каменского Ивана Юрьевича, Банникову Наталью Сергеевну – за помощь словом или делом в решении экспериментальных задач и проведении исследований.

Выражаю благодарность моему первому школьному учителю физики Дисенгуловой Айман Жетписбаевне за интерес к дисциплине, который появился у меня во время обучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Layered Magnetic Structures: Evidence for Antiferromagnetic Coupling of Fe Layers across Cr Interlayers / P. Grunberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, H. Sowers // *Phys. Rev. Lett.* – 1986. – V.57. – P.2442-2445.
2. Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices / M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas // *Phys. Rev. Lett.* – 1988. – V.61. – P.2472-2475.
3. Reig, C. Magnetic Field Sensors Based on Giant Magnetoresistance (GMR) Technology: Applications in Electrical Current Sensing / C. Reig, M.D. Cubells-Beltran, D.R. Munoz // *Sensors.* – 2009. – V.9. – P.7919-7942.
4. Legvold, S. Rare earth metals and alloys / S. Legvold // *Handb. Ferromagn. Mat.* – 1980. – V.1. – P.183-295.
5. Morishita, T. Magnetism and structure of compositionally modulated Fe–Gd thin films / T. Morishita, Y. Togami, K. Tsushima // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 1985. – V.54. – P.37-40.
6. Okuno, H. Magnetic properties and structures of compositionally modulated (Gd+Co) films / H. Okuno, Y. Sakaki, Y. Sakurai // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1986. – V.19. – P.873 – 884.
7. Sato, N. Amorphous rare-earth–transition-metal thin films with an artificially layered structure / N. Sato, K. Habu // *J. Appl. Phys.* – 1987. – V.61. – P.4287-4289.
8. Sellmyer, D.J. Nanostructured magnetic films for extremely high-density recording / D.J. Sellmyer, M. Yu, R.D. Kirby // *Nanostructured Materials.* – 1989. – V.12. – P.1021-1025.
9. Alayo, W. Magnetization studies in IrMn/Co/Ru/NiFe spin valves with weak interlayer coupling / W. Alayo, Y.T. Xing, E. Baggio-Saitovitch // *J. Appl. Phys.* – 2009. – V.106. – P.113903.
10. Leal, J.L. Oscillatory interlayer exchange coupling in Ni₈₁Fe₁₉/Cu/Ni₈₁Fe₁₉/Fe₅₀Mn₅₀ spin valves / J.L. Leal, M.H. Kryder // *J. Appl. Phys.* – 1996. – V.79. – P.2801-2803.
11. Soft magnetic characteristics of an ultrathin CoFeNi free layer in spin-valve films / H. Fukuzawa, H. Iwasaki, K. Koi, M. Sahashi // *JMMM.* – 2006. – V.298. – P.65-71.
12. 2-Axis Magnetometers Based on Full Wheatstone Bridges Incorporating Magnetic Tunnel Junctions Connected in Series / R. Ferreira, E. Paz, R. Frietas, J. Ribeiro, J. Germano, L. Sousa // *IEEE Transaction On Magnetics.* – 2012. – V.48. – P.4107-4110.
13. Freitas, P.P. Spintronic Sensors / P.P. Freitas, R. Ferreira and S. Cardoso // *Proc. IEEE.* – 2016. – V.104. – P.1894-1918.

14. Design and Fabrication of Full Wheatstone-Bridge-Based Angular GMR Sensors / S. Yan, Z. Cao, Z. Guo, Z. Zheng, A. Cao, Y. Qi, Q. Leng, W. Zhao // *Sensors*. – 2018 – V.18. – P.1832.
15. Gonzalez, J.A. Applied Trends in Magnetic Rare Earth/Transition Metal Alloys and Multilayers / J.A. Gonzalez, J.P. Andres, R.L. Anton // *Sensors*. – 2021. – V.21. – P.1-20.
16. Magnetic structure of holmium-yttrium superlattices / D.A. Jehan, D.F. McMorrow, R.A. Cowley, R.C.C. Ward, M.R. Wells, N. Hagmann, K. N. Clausen // *Phys. Rev. B*. – 1993. – V.48. – P.5594-5606.
17. The magnetic structures of holmium-yttrium superlattices in an applied magnetic field / C. De la Fuente, R.A. Cowley, J.P. Goff, R.C.C. Ward, M.R. Wells, D.F. McMorrow // *J. Phys.: Condens. Matter*. – 1999. – V.11. – P.6529-6541.
18. Structural and magnetic properties of Er thin films and Er/Y superlattices: Magnetoelastic effects / J.A. Borchers, M.B. Salamon, R.W. Erwin, J.J. Rhyne, R.R. Du, C.P. Flynn // *Phys. Rev. B*. – 1991. – V.43. – P.3123-3136.
19. Magnetic structure of Dy-Y superlattices / R.W. Erwin, J.J. Rhyne, M.B. Salamon, J. Borchers, S. Sinha, R. Du, J.E. Cunningham, C.P. Flynn // *Phys. Rev. B*. – 1987. – V.35. – P.6808-6825.
20. Field induced chirality in the helix structure of Dy/Y multilayer films and experimental evidence for Dzyaloshinskii-Moriya interaction on the interfaces / S.V. Grigoriev, Y.O. Chetverikov, D. Lott, A. Schreyer // *Phys. Rev. Lett.* – 2008. – V.100. – P.197203.
21. Spin-valve structures exchange biased with a Tb_{0.23}Co_{0.77} layers / P.P. Freitas, J.L. Leal, T.S. Plaskett, L.V. Melo, J.C. // *J. Appl. Phys.* – 1994. – V.75. – P.6480-6482.
22. Svalov, A.V. Thermo-sensitive spin valve based on layered artificial ferrimagnet / A.V. Svalov, G.V. Kurlyandskaya, V.O. Vas'kovskiy // *Appl. Phys. Lett.* – 2016 – V.108 – P.063504.
23. Magnetic structures in ultra-thin holmium films: influence of external magnetic field / L.J. Rodrigues, V.D. Mello, D.H.A.L. Anselmo, M.S. Vasconcelos // *JMMM*. – 2015. – V.377. – P.24-28.
24. Surface spin slips in thin dysprosium films / F.H.S. Sales, Ana L. Dantas, V.D. Mello, A.S. Carrico // *J. Matter. Sci.* – 2010. – V.45. – P.5036-5039.
25. Ustinov, V.V. Spin current polarization and electrical conductivity in metal helimagnets / V.V. Ustinov, N.G. Bebenin, I.A. Yasyulevich // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2019. – V.1389. – P.012151.
26. Ustinov, V.V. Electrical magnetochiral effect and kinetic magnetoelectric effect induced by chiral exchange field in helical magnetics / V.V. Ustinov, I.A. Yasyulevich // *Phys. Rev. B*. – 2020. – V.102. – P.134421.

27. Combing the helical phase of chiral magnets with electric currents / J. Massell, X. Yu, N. Kanazawa, Y. Tokura, N. Nagaosa // *Phys. Rev. B.* – 2020. – V.102. – P.180402(R).
28. Hals, K.M.D. Spin-transfer torques / K.M.D. Hals, A. Brataas // *Phys. Rev. B.* – 2013. – V.87. – P.174409.
29. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange / G. Binasch, P. Grunberg, F. Saurenbach, W. Zinn // *Phys. Rev. B.* – 1989. – V.39. – P.4828-4830.
30. Ферт, А. Происхождение, развитие и перспективы спинтроники / А. Ферт // *Успехи физических наук.* – 2008. – Т. 178. – С.1336-1348.
31. Stobiecki, F. Multilayer structures with giant magnetoresistance / F. Stobiecki, T. Stobiecki // *Acta Physica Polonica A.* – 2002. – V.102. – P.95-108.
32. Nonoscillatory magnetoresistance in Co/Cu/Co layered structures with oscillatory coupling / V.S Speriosu, B. Dieny, P. Humbert, B.A. Gurney, H. Lefakis // *Phys. Rev. B.* – 1991. – V.44. – P.5358-5361.
33. Giant magnetoresistance of magnetically soft sandwiches: Dependence of temperature and layer thicknesses / B. Dieny, P. Humbert, V.S. Speriosu, B.A. Gurney, P. Baumgart, H. Lefakis // *Phys. Rev. B.* – 1992. – V.45. – P.806-814.
34. Giant magnetoresistance in soft ferromagnetic multilayers / B. Dieny, V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, D.R. Wilhoit, D. Mauri // *Phys. Rev. B.* – 1991. – V.43. – P.1297-1300.
35. Coehoorn, R. Giant Magnetoresistance and Magnetic Interactions in Exchange-Biased Spin-Valves. Handbook of magnetic materials / R. Coehoorn. – Elsevier, 2003. – P.199.
36. Zhu, J.G. Characteristics of AP bias in spin valve memory elements / J.G. Zhu, Y.F. Zheng // *IEEE Trans. Magn.* – 1998. – V.34. – P.1063-1065.
37. GMR sensor scheme with artificial antiferromagnetic subsystem / H.A.M. Berg, W. Clemens, G. Gieres, G. Rupp, W. Schelter, M. Vieth // *IEEE Trans. Magn.* – 1996. – V.32. – P.4624-4626.
38. Anthony, T.C. Magnetoresistance of symmetric spin valve structures / T.C. Anthony, J.A. Brug, S. Zhang // *IEEE Trans. Magn.* – 1994. – V.30. – P.3819.
39. Optimizing the giant magnetoresistance of symmetric and bottom spin valves / W. F. Egelhoff Jr., P.J. Chen, C.J. Powell, M.D. Stiles, R.D. McMichael // *J. Appl. Phys.* – 1996. – V.79. – P.5277.
40. Interlayer coupling and magnetic reversal of antiferromagnetically coupled media / D.T. Margulies, M.E. Schabes, W. McChesney, E. E. Fullerton // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. – V.80. – P.91-93.

41. Separation of contributions to spin valve interlayer exchange coupling field by temperature dependent coupling field measurements / C.L. Lee, J.A. Bain, S. Chu, M.E. McHenry // *J. Appl. Phys.* – 2002. – V.91. – P.7113-7115.
42. Kools, J.C.S. Exchange-Biased Spin-Valves for Magnetic Storage / J.C.S. Kools // *IEEE Trans. Magn.* – 1996. – V.4. – P.3165-3184.
43. Néel, L. Sur le nouveau mode de couplage entre les aimantations de deux couches minces ferromagnétiques / L. Néel // *Comptes. Rendus.* – 1962. – V.255. – P.1676.
44. Leal, J.L. Interlayer coupling in spin valve structures / J.L. Leal, M.H. Kryder // *IEEE Trans. Magn.* – 1996. – V.32. – P.4642-4644.
45. High magnetoresistance permalloy films deposited on a thin NiFeCr or NiCr underlayer / W.Y. Lee, M.F. Toney, P. Tameerug, E. Allen, D. Mauri // *J. Appl. Phys.* – 2000. – V.87. – P.6992-6994.
46. Separation of contributions to spin valve interlayer exchange coupling field by temperature dependent coupling field measurements / C.L. Lee, J.A. Bain., S.Chu, M.E. McHenry // *J. Appl. Phys.* – 2002. – V.91. – P.7113-7115.
47. Bean, W.H. New Magnetic Anisotropy / W.H. Bean, C.P. Meiklejohn // *Phys. Rev.* – 1957. – V.105. – P.904.
48. Measurements of the ferromagnetic/antiferromagnetic interfacial exchange energy in CO/CoO and Fe/FeF₂ / E. Dan Dahlberg, B. Miller, B. Hill, B.J. Jonsson, V. Strom, K.V. Rao, J. Nogues, I.K. Schuller // *J. Appl. Phys.* – 1998. – V.83. – P.6893.
49. Thermal fluctuation aftereffect of exchange coupled films for spin valve devices / J. Fujikata, K. Hayashi, H. Yamamoto, M. Nakada // *J. Appl. Phys.* – 1998. – V.83. – P.7210-7212.
50. Sang, H. Exchange coupling in Fe₅₀Mn₅₀/Ni₈₁Fe₁₉ bilayer: Dependence on antiferromagnetic layer thickness / H. Sang, Y.W. Du, C.L. Chien // *J. Appl. Phys.* – 1999. – V.85. – P.4931-4933.
51. Berkowitz, A.E. Exchange anisotropy - a review / A.E. Berkowitz, K. Takano // *JMMM.* – 1999. – V.200. – P.552-570.
52. Anderson, G.W. Spin-valve thermal stability: The effect of different antiferromagnets / G.W. Anderson, Y. Huai, M. Pakala // *J. Appl. Phys.* – 2000. – V.87. – P.5726-5728.
53. Improved exchange coupling between ferromagnetic Ni-Fe and antiferromagnetic Ni-Mn-based films / T. Lin, D. Mauri, N. Staud, C. Hwang, J.K. Howard, G. Gorman // *J. Appl. Phys.* – 1994. – V.65. – P.1183.

54. Mallinson, J.C. Magneto-Resistive and Spin Valve Heads. Fundamentals and applications / J.C. Mallinson. – ACADEMIC PRESS, 2001. – P184.
55. Toney, M.F. Thickness dependence of exchange bias and structure in MnPt and MnNi spin valves / M.F. Toney, M.G. Samant // Appl. Phys. Lett. – 2002. – V.81. – P. 4565-4567.
56. Лякишев, Н.П. Диаграммы состояния двойных металлических систем. Справочник в трех томах / Н.П. Лякишев. – М.: Машиностроение, 2001. – С. 872.
57. Devasahayam, A.J. Biasing materials for spin-valve read heads / A.J. Devasahayam, M.H. Kryder // IEEE Trans. Magn. – 1999. – V.35. – P.649-654.
58. Iwasaki, J. Universal current-velocity relation of skyrmion motion in chiral magnets / J. Iwasaki, M. Mochizuki, N. Nagaosa // Nat. Commun. – 2013. – V.4. – P.1-8.
59. Neutron Diffraction Investigation of Magnetic Ordering in Dysprosium / M.K. Wilkinson, W.C. Koehler, E.O. Wollan, J.W. Cable // J. Appl. Phys. – 1961. – V.32. – P.48S.
60. Neutron Diffraction Study of Metallic Erbium / J.W. Cable, E.O. Wollan, W.C. Koehler, M.K. Wilkinson // J. Appl. Phys. – 1961. – V.32. – P.50S.
61. Long-range incommensurate magnetic order in a Dy-Y multilayer / M.B. Salamon, S. Sinha, J.J. Rhyne, J.E. Cunningham, W. Erwin, J. Borchers, C.P. Flynn // Phys. Rev. Letters. – 1986. – V.56. – P. 259-262.
62. Strain dependent selection of spin-slip phases in sputter deposited thin film epitaxial holmium / J.D.S. Witt, T.P.A. Hase, R. Fan, C.J. Kinane, T.R. Charlton, S. Langridge, M.G. Blamire // J. Phys. Cond. Matter. – 2011. – V.23. – P.416006.
63. Magnetic and magnetothermal properties, and the magnetic phase diagram of single-crystal holmium along the easy magnetization direction / V.I. Zverev, A.M. Tishin, Z. Min, Y. Mudryk, K.A. Gschneidner, V.K. Percharsky // J. Phys. Cond. – 2015. – V.27. – P.146002.
64. Belov, K.P. Ferromagnetism and antiferromagnetism of rare-earth metals / K.P. Belov, R.Z. Levitin, S.A. Nikitin // Phys. Uspekhi. – 1964. – V.7. – P.179-208.
65. Chattopadhyay, T. Modulated magnetic phases in rare earth metallic systems / T. Chattopadhyay // Science. – 1994. – V.264. – P.226-231.
66. Magnetic and Electronic Properties of Heavy Lanthanides (Gd, Tb, Dy, Er, Ho, Tm) / R.R. Gimaev, A.S. Komlev, A.S. Davydov, B.B. Kovalev, V.I. Zverev // Crystals. – 2021. – V.11. – P.1-26.

67. Magnetic and Magnetocaloric Properties and the Magnetic Phase Diagram of Single-Crystal Dysprosium / A.S. Chernyshov, A.O. Tsokol, A.M. Tishin, K.A. Gshneidner, V.K. Pecharsky // *Phys. Rev. B.* – 2005. – V.71. – P.184410.
68. Herz, R. Field-Induced Magnetic Phase Transitions in Dysprosium / R. Herz, H. Kronmuller // *JMMM.* – 1978. – V.9. – P.273-275.
69. Willis, F. Magnetism in Single-crystal Dy below 10 K / F. Willis, N. Ali. // *J. Appl. Phys.* – 1991. – V.70. – P.6548-6549.
70. Magnetic Properties of Dysprosium – Experiment and Modeling / V.I. Zverev, R.R. Gimaev, A.S. Komlev, B.B. Kovalev, F.G. Queiroz, V.D. Mello // *JMMM.* – 2021. – V.524. – P.167593.
71. Exploring the Magnetic Phase Diagram of Dysprosium with Neutron Diffraction / J. Yu, P.R. LeClair, G.J. Mankey, J.L. Robertson, M.L. Crow, W. Tian // *Phys. Rev. B.* – 2015. – V.91. – P.014404.
72. Magnetic Transitions in Single-Crystal Thulium / H.U. Astrom, J. Nogues, G.K. Nikolaides, K.V. Rao, G. Benediktsson // *Phys. Cond. Matter.* – 1991. – V.3. – P.7395-7402.
73. Wakabayashi, N. Magnetic Structures of Dy in Applied Fields / N. Wakabayashi, J.W. Cable, J.L. Robertson // *Phys. B Condens. Matter.* – 1997. – V.241 – 243. – P.517-523.
74. Gor'kov, L.P. Kinetic Effects in Antiferromagnetic Conductors with Spin Density Waves / L.P. Gor'kov, A.V. Sokol // *Sov. Phys. JETP.* – 1987. – V.66. – P.1267-1273.
75. Magnetic Structures of Holmium. I. The Virgin State / W.C. Koehler, J.W. Cable, M.K. Wilkinson, E.O. Wollan // *Phys. Rev.* – 1966. – V.151. – P.414-424.
76. Magnetic Structures of Holmium. II. The Magnetization Process / W.C. Koehler, J.W. Cable, H.R. Child, M.K. Wilkinson, E.O. Wollan // *Phys. Rev.* – 1967. – V.158. – P.450-461.
77. Tindall, D.A. Thermal Expansion in the Magnetically Ordered Phases of Holmium / D.A. Tindall, M.O. Streinitz, M.L. Plumer // *Phys. F Met. Phys.* – 1977. – V.7. – P.263-266.
78. Jayasuriya, K.D. Specific Heat Study of a Holmium Single Crystal / K.D. Jayasuriya, S.J. Campbell, A.M. Stewart // *Phys. F Met. Phys.* – 1985. – V.15. – P.225 – 239.
79. Goff, J.P. Rare-earth thin films and superlattices / J.P. Goff // *J.Phys. Cond. Matter.* – 2020. – V.32. – P.374009.
80. Structure and magnetism of dysprosium/zirconium multilayers / M.C. Luche, A. Baudry, P. Boyer, J.L. Rouviere, C. Fermon, C. Miramond // *JMMM.* – 1995. – V.150. – P.175-188.

81. Improved magnetization in sputtered dysprosium thin films / G. Scheunert, W.R. Hendren, A.A. Lapicki, P. Jesudoss, R. Hardeman, M. Gubbins, R.M. Bowman // *J. Phys. D: App. Phys.* – 2013. – V.46. – P.152001.
82. Magnetoelastic and exchange contributions to the helical-ferromagnetic transition in dysprosium epitaxial films / K. Dumesnil, C. Dufour, Ph. Mangin, G. Marchal, M. Hennon // *Europhys. Lett.* – 1995. – V.31. – P.43-48.
83. Magnetic structure of holmium-yttrium superlattices / D.A. Jehan, D.F. McMorrow, R.A. Cowley, R.C.C. Ward, M.R. Wells, N. Hagmann // *Phys. Rev. B.* – 1993. – V.48. – P.5594-5606.
84. Svalov, A.V. Influence of the Size and Structural Factors on the Magnetism of Multilayer Films Based on 3d and 4f Metals / A.V. Svalov, V.O. Vas'kovskiy, G.V. Kurlyandskaya // *PMM.* – 2017. – V.118. – P.1263-1299.
85. Enhanced interfacial magnetic coupling of Gd/Fe multilayers / D. Haskel, G. Srajer, J. Pollmann, C.S. Nelson, J.S. Jiang, S.D. Bader // *Phys. Rev. Letters.* – 2001. – V.87. – P.207201.
86. Bhattacharjee A.K. Magnetic properties of amorphous metallic alloys containing rare earth impurities / A.K. Bhattacharjee, R. Jullien, M.J. Zuckermann // *J. Phys. F.: Metal Phys.* – 1977. – V.7. – P.393-399.
87. Shan Z.C. Magnetism of rare-earth-transition-metal nanoscale multilayers / Z.C. Shan, D.J. Sellmyer // *Phys. Rev. B.* – 1990. – V.42. – P.433-445.
88. Magnetism in rare-earth-transition metal system. Magnetization reversal and ultra-high susceptibility in sandwiched thin films based on rare-earth and cobalt alloys / L.T. Baczewski, D. Givord, J.M. Alameda, B. Dieny, J.P. Nozieres, J.P. Rebouillat, J.J. Prejean // *Acta Physica Polonica A.* – 1993. – V.83. – P.629-641.
89. Raasch, D. Recording characteristics of Dy–Fe–Co based magneto-optical disks in comparison to other MO materials / D. Raasch // *IEEE Trans. Magn.* – 1993. – V.29. – P.34-40.
90. Magnetic and magneto-optical properties of rare-earth transition-metal alloys containing Dy, Ho, Fe, Co / P. Hansen, S. Klahn, C. Clausen, G. Much, K. K. Witter // *J. Appl. Phys.* – 1990. – V.69. – P.3194-3207.
91. Экспериментальное исследование и моделирование магнитных свойств пленок системы Dy-Co / В.О. Васьковский, Е.В. Кудюков, Е.А. Степанова, Е.А. Кравцов, О.А. Аданакова, А.С. Русалина, К.Г. Балымов, А.В. Свалов // *ФММ.* – 2021. – Т.122. – С.513-519.

92. Magnetism of amorphous Dy-Tb-Co-type films / K.G. Balymov, E.V. Kudyukov, V.O. Vas'kovskiy, O.A. Adanakova, N.A. Kulesh, E.A. Stepanova, A.S. Rusalina // *J.Phys.: Conf.Ser.* – 2019. – V.1389. – P.012014.
93. Magnetism of Dy-Co system amorphous films / V.O. Vas'kovskiy, O.A. Adanakova, E.V. Kudyukov, E.A. Stepanova, A.S. Rusalina, K.G. Balymov // *AIP Conf.* – 2019. – V.2174. – P.020161.
94. Heidari, H. *Magnetic Sensors for Biomedical Applications* / H. Heidari, V. Nabaei // *IEEE Press Series on Sensors*, 2019. – P.224.
95. Reig, C. *Giant Magnetoresistance (GMR) Sensors, From Basis to State-of-the-Art Applications: Smart Sensors, Measurement and Instrumentation 6* / C. Reig, S.C. de Freitas, S.C. Mukhopadhyay // *Springer*, 2013. – P.300.
96. NVE Corporation. *GMR Sensors Data Book*. – NVE Corporation: Eden Praire, 2003 – P.82.
97. Горшков, Б.Л. *Методы практического конструирования при нормировании сигналов с датчиков* / Б.Л. Горшков. – АВТЭКС Спб, 1999. – С.311.
98. Stoev, K., *Recent theoretical models in grazing incidence X-ray reflectometry* / K. Stoev, K. Sakurai // *The Rigaku Journal*. – 1997. – V. 14. – P. 22 – 37.
99. Суслов, А.А. *Сканирующие зондовые микроскопы (обзор)* / А.А. Суслов, С.А. Чижик // *Материалы, Технологии, Инструменты*. – 1997. – Т.2. – С.78-89.
100. *Spin valve devices with synthetic-ferrimagnet free-layer displaying enhanced sensitivity for nanometric sensors* / P. Coelho, D.C. Leitaο, J. Antunes, S. Cardoso, P.P. Freitas // *IEEE Trans. Magn.* – 2014. – V.50. – P.4401604(1-4).
101. *Магниторезистивная чувствительность и одноосная анизотропия микрополосок спиновых клапанов с синтетическим антиферромагнетиком* / Т.А. Чернышова, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Н.С. Банникова, И.К. Максимова, И.А. Петров, В.В. Устинов // *ФММ*. – 2017. – Т.118. – С.439-445.
102. *Linearization strategies for high sensitivity magnetoresistive sensors* / V. Silva, C. Leitaο, J. Valadeiro, J. Amaral, P. Freitas, S. Cardoso // *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* – 2015. – V.72. – P.10601.
103. *Optimized Monolithic 2-D Spin-Valve Sensor for High-Sensitivity Compass Applications* / O. Ueberschär, M.J. Almeida, P. Matthes, M. Muller, R. Ecke, R. Rückriem, J. Schuster, H. Exner, S.E. Schulz // *IEEE Trans. Magn.* – 2015. – V.51. – P.4002404.
104. *Full Wheatstone Bridge Spin-Valve Based Sensors for IC Currents Monitoring* / M.D. Cubells-Beltran, C. Reig, D.R. Munoz, S.I.P. Cardozo de Freitas, P.J.P. de Freitas // *IEEE SENSORS J.* – 2009. – V.9. – P.1756-1762.

105. Advantages of using $\text{Cu}_{1-x}\text{In}_x$ alloys as spacers in GMR multilayers / M.A. Milyaev, L.I. Naumova, V.V. Proglyado, A.Yu. Pavlova, M.V. Makarova, E.I. Patrakov, N.P. Glazunov, V.V. Ustinov // *J. All. Comp.* – 2022. – V.917. – P.165512.
106. Thermal stability of PtMn based synthetic spin valves using thin oxide layer / Y. Sugita, Y. Kawawake, M. Satomi, H. Sakakima // *J. Appl. Phys.* – 2001. – V.89. – P.6919-6921.
107. Сверхрешетки NiFeCo/Cu с высокой магниторезистивной чувствительностью и слабым гистерезисом / Н.С. Банникова, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, Т.П. Криницина, Е.И. Патраков, В.В. Проглядо, Т.А. Чернышова, В.В. Устинов // *ФТТ.* – 2016. – Т.58. – С.1940 – 1946.
108. Высокочувствительные сенсорные элементы на основе спиновых клапанов с антиферромагнитным межслойным взаимодействием / Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Р.С. Заворницын, А.Ю. Павлова, И.К. Максимова, Т.П. Криницина, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // *ФММ.* – 2019. – Т.120. – С.710-716.
109. Использование спин-флоп состояния при создании спин-вентильных элементов для полного моста Уитстона / М.А. Миляев, Л.И. Наумова, Р.С. Заворницын, И.К. Максимова, А.Ю. Павлова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // *ФММ.* – 2020. – Т.121. – С.794-801.
110. Anhysteretic magnetic reversal of meander-shaped spin valve with synthetic antiferromagnet / T. Chernyshova, L. Naumova, A. Pavlova, M. Milyaev, V. Proglyado, E. Patrakov, V. Ustinov // *Sensors and Actuators A.* – 2019. – V.285. – P.73-79.
111. Linear Spin-Valve Bridge Sensing Devices / Z. Qian, D. Wang, J. Daughton, M. Tondra, C. Nordman, A. Popple // *IEEE Trans. Magn.* – 2004. – V.40. – P.2643-2645.
112. Luong V.S., Antiparallel-Pinned Spin Valves With Modified Artificial Antiferromagnetic Layer for Full-Bridge Magnetic Sensors / V.S. Luong, A.T. Nguyen, T.H.D. Tran // *IEEE Trans. Magn.* – 2018. – V.54. – P.4001705.
113. Magnetoresistive sensitivity and uniaxial anisotropy of spin-valve microstrips with a synthetic antiferromagnet / Т.А. Chernyshova, М.А. Milyaev, L.I. Naumova, V.V. Proglyado, N.S. Bannikova, I.K. Maksimova, I.A. Petrov, V. V. Ustinov // *PMM.* – 2017. – V.118. – P.415-420.
114. Spin valve-based sensor elements for full Wheatstone bridge / R.S. Zavornitsyn, L.I. Naumova, M.A. Milyaev, A.Y. Pavlova, I.K. Maksimova, V.V. Proglyado, V.V. Ustinov // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2019. – V.1389. – P.012157 (1-6).
115. Spin valve with a composite dysprosium-based pinned layer as a tool for determining Dy nanolayer helimagnetism / L.I. Naumova, M.A. Milyaev, R.S. Zavornitsyn, Т.П. Krinitsina, V.V. Proglyado, V.V. Ustinov // *Current Applied Physics.* – 2019. – V.19. – P. 1252-1258.

116. Magnetoresistive properties of Dy-based bottom spin valve / L.I. Naumova, R.S. Zavornitsyn, M.A. Milyaev, M.V. Makarova, V.V. Proglyado, V.V. Ustinov // *IEEE Trans. Nano.* – 2021. – V.20. – P.866-872.
117. Формирование однонаправленной магнитной анизотропии в спиновом клапане, содержащем слой Dy / Л.И. Наумова, Р.С. Заворницын, М.А. Миляев, М.В. Макарова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // *ФММ.* – 2021. – Т.122. – С. 581–587.
118. Неколлинеарное магнитное упорядочение в слое диспрозия и магнитотранспортные свойства спинового клапана, содержащего структуру CoFe/Dy/CoFe / Р.С. Заворницын, Л.И. Наумова, М.А. Миляев, М.В. Макарова, Т.П. Криницина, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // *ФММ.* – 2020. – Т.121. – С.688-695.
119. Mobility of magnetic helicoid in holmium nano-layer / R.S. Zavornitsyn, L.I. Naumova, M.A. Milyaev, M.V. Makarova, V.V. Proglyado, V.V. Ustinov // *Current Applied Physics.* – 2020. – V.20. – P.1328-1334.
120. Магнитотранспортные свойства псевдо спиновых клапанов CoFe/Cu/CoFe/Dy в условиях интердиффузии слоев диспрозия и ферромагнитного сплава CoFe / Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Р.С. Заворницын, Т.П. Криницина, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, В.В. Устинов // *ФММ.* – 2019. – Т.120. – С.464-470.
121. A review of high magnetic moment thin films for microscale and nanotechnology applications / G. Scheunert, O. Heinonen, R. Hardeman, A. Lapicki, M. Gubbins and R.M. Bowman // *J. Appl. Phys. Rev.* – 2016. – V.3 – P.011301.
122. Negative spin-valve effect in Co₆₅Fe₃₅/Ag/(Co₆₅Fe₃₅)₅₀Gd₅₀ trilayers / C. Bellouard, H.D. Rapp, B. George, S. Mangin, G. Marchal, J.C. Ousset // *Phys. Rev. B.* – 1996. – V.53. – P.5082.
123. Magnetoresistive properties of exchange biased spin valve caused by helical magnetic ordering in dysprosium layer / V.V. Ustinov, M.A. Milyaev, R.S. Zavornitsyn, Т.П. Krinitsina, V.V. Proglyado, L.I. Naumova // *J. Phys.: Conf. Ser.* – 2019. – V.1389. – P.012159 (1-7).
124. Спиновые клапаны как инструмент изучения геликоидального магнетизма / В.В. Устинов, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, Р.С. Заворницын, Т.П. Криницина, В.В. Проглядо // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования.* – 2021. – Т.12. – С.26-30.