

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ
ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ИНСТИТУТ ФИЗИКИ МЕТАЛЛОВ
УРАЛЬСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

НАУМОВА Лариса Ивановна

**МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ, КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКАЯ
ТЕКСТУРА И ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛИЧЕСКИХ
НАНОСТРУКТУР «СПИНОВЫЙ КЛАПАН»**

01.04.11 - физика магнитных явлений

Диссертация на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

кандидат физ.-мат. наук

Миляев Михаил Анатольевич

Екатеринбург — 2014

Оглавление

Введение.....	5
1 Литературный обзор.....	16
1.1 Эффект гигантского магнитосопротивления.....	16
1.2 Спиновый клапан.....	21
1.2.1 Строение и основные свойства спиновых клапанов.....	21
1.2.2 Взаимодействие между ферромагнитными слоями.....	25
1.2.3 Обменное взаимодействие на границе антиферромагнетик/ферромагнетик.....	29
1.2.4 Антиферромагнитные материалы, используемые в спиновых клапанах.....	30
1.2.5 Конфигурации магнитной анизотропии в спиновых клапанах.....	32
1.3 Использование модели Стонера-Вольфарта для описания процессов перемангничивания в спиновых клапанах.....	37
1.4 Использование модели Стонера-Вольфарта для выяснения условий реализации безгистерезисного перемангничивания спиновых клапанов.....	41
1.5 Формирование доменной структуры при перемангничивании спиновых клапанов.....	42
1.6 Влияние кристаллической структуры и текстуры на свойства спиновых клапанов.....	44
1.6.1 Микроструктура спиновых клапанов.....	44
1.6.2 Текстура в спиновых клапанах.....	45
Выводы по 1 главе	47
2 Методика эксперимента.....	48
2.1 Выбор объектов исследования	48
2.2 Приготовление спиновых клапанов методом магнетронного напыления.....	49
2.2.1 Процесс магнетронного распыления.....	49
2.2.2 Приготовленные для исследования серии образцов.....	53
2.3 Измерение скорости напыления материалов и шероховатости поверхности подложек.....	54
2.4 Вакуумный отжиг в магнитном поле.....	58
2.5 Методы рентгеновской дифрактометрии.....	60
2.6 Методика просвечивающей электронной микроскопии.....	62

2.7 Измерения намагниченности.....	63
2.8 Методика измерения магнитосопротивления.....	65
3 Исследование зависимостей основных характеристик спинового клапана от толщин магнитных и немагнитных слоев.....	68
3.1 Постановка задачи и выбор образцов для исследования.....	68
3.2 Изменение основных характеристик спиновых клапанов на основе антиферромагнетика FeMn посредством варьирования толщин антиферромагнитного и немагнитного слоев..	69
3.3 Изменение основных характеристик спиновых клапанов на основе антиферромагнетика MnIr при варьировании толщин немагнитного и буферного слоя.....	74
Выводы по главе 3.....	78
4 Совершенство текстуры $\langle 111 \rangle$ и гистерезис магнитосопротивления в спиновых клапанах на основе антиферромагнетика MnIr.....	79
4.1 Постановка задачи и выбор объектов исследования.....	79
4.2 Электронографические исследования.....	81
4.3 Дифрактометрические исследования.....	82
4.4 Текстура и магнитные свойства.....	84
4.5 Интерпретация зависимости гистерезиса от угла рассеяния текстуры.....	87
Выводы по главе 4.....	88
5 Гистерезис при перемагничивании спиновых клапанов с сильным и слабым межслойным взаимодействием.....	90
5.1 Постановка задачи и выбор образцов для исследования.....	90
5.2 Рентгеновские и электронно-микроскопические исследования.....	92
5.3 Измерения намагниченности и магнитосопротивления.....	95
5.4 Измерения угловых зависимостей гистерезиса свободного слоя.....	98
Выводы по главе 5.....	104
6 Гистерезис при перемагничивании спиновых клапанов с неколлинеарной конфигурацией магнитной анизотропии.....	105
6.1 Постановка задачи и выбор образцов.....	105
6.2 Безгистерезисное перемагничивание спиновых клапанов с неколлинеарной конфигурацией магнитной анизотропии.....	106
6.3 Оптимизация функциональных характеристик микросенсора, изготовленного на основе спинового клапана.....	111
Выводы по главе 6.....	114
Заключение.....	115

Список сокращений и условных обозначений.....	117
Благодарности.....	118
Список литературы.....	119

Введение

В работе изучаются физические процессы, определяющие гистерезисные свойства металлических наноструктур «спиновый клапан». Спиновые клапаны, наряду с многослойными периодическими и туннельными структурами, являются искусственно синтезированными материалами, которые, благодаря присущему им гигантскому магниторезистивному эффекту, находят все более широкое применение в устройствах микроэлектроники [1]. Как сказано в нобелевской лекции П.А.Грюнберга: микроскопическое объяснение гигантского магниторезистивного эффекта состоит в том, что скорость рассеяния электронов зависит от параллельной или антипараллельной ориентации их спинов относительно локальной намагниченности [2]. Такое спин-зависимое рассеяние происходит, например, в слоях ферромагнетика, взаимодействующих через очень тонкую прослойку немагнитного материала. Антиферромагнитное обменное взаимодействие магнитных слоев, через тонкую немагнитную прослойку, было обнаружено в 1986 году независимо друг от друга Петером Грюнбергом [3] и Альбером Ферттом [4]. Если периодическую структуру, состоящую из чередующихся магнитных и немагнитных нанослоев (сверхрешетку), поместить во внешнее магнитное поле, то взаимное расположение намагниченностей ферромагнитных слоев изменится с антипараллельного на параллельное. Рассеяние электронов проводимости и, соответственно, электросопротивление сверхрешетки при антипараллельном расположении намагниченностей значительно больше, чем при параллельном. Из-за большого (в десятки процентов) различия между электросопротивлением в магнитном поле и без поля эффект получил название гигантский магниторезистивный (ГМР).

Гигантский магниторезистивный эффект полученный в 1988 – 1990 годы в эпитаксиальных [4, 5] и приготовленных методом магнетронного напыления [6] сверхрешетках достигал 10 - 80%, что значительно превышало величину эффекта анизотропного магнитосопротивления (2–3)%. Однако сенсоры на основе анизотропного магнитосопротивления (АМР) обладали важным преимуществом - значительно более высокой чувствительностью (до 0,8%/Э), по сравнению со сверхрешетками (0,1 %/Э).

В 1991 году Дени и соавторами [7] был предложен новый тип наноструктур, названный спиновым клапаном. Магниторезистивная чувствительность спиновых клапанов оказалась гораздо выше, чем у сверхрешеток и АМР-сенсоров. Характерной особенностью спиновых клапанов является резкое изменение электрического сопротивления в малых магнитных полях. Большие величины магниторезистивного эффекта (10-15)% и чувствительности (1-5)%/Э делают спиновые клапаны удобным материалом для целого ряда практических приложений.

В 1989 году Слончевским была предложена наноструктура, в которой в качестве прослойки между магнитными слоями использовался слой диэлектрика достаточно тонкий, для туннелирования электронов и достаточно непрерывный, чтобы исключить прямой электрический контакт проводящих магнитных слоев. В таких спин-туннельных наноструктурах величина магниторезистивного эффекта может достигать нескольких сотен [8, 9] и даже тысячи процентов [10]. Для успешного использования эффекта туннельного магнитосопротивления в сенсорах магнитного поля латеральные размеры наноструктур должны быть очень малыми, так как технически очень сложно приготовить достаточно тонкую для туннелирования диэлектрическую прослойку большой площади. Таким образом, для производства сенсоров на основе туннельного магнитосопротивления, требуется целая линейка дорогостоящего оборудования, необходимого для осуществления сложной наукоемкой технологии микролитографии. В этом отношении ГМР-сенсоры на основе спиновых клапанов выгодно отличаются сравнительно более простым процессом производства, высокой надежностью, долговечностью эксплуатации и при этом наличием необходимых для практики магниторезистивных характеристик. Все это делает спиновые клапаны удобным и экономичным материалом для производства устройств наноспинтроники.

Простейший спиновый клапан состоит из разделенных немагнитной прослойкой ферромагнитных слоев, один из которых, называемый пиннинг-слоем, связан обменным взаимодействием с прилегающим к нему слоем антиферромагнетика. Второй ферромагнитный слой называется свободным. Полевая зависимость намагниченности спинового клапана включает в себя две петли гистерезиса. Низкополевая петля соответствует перемагничиванию свободного слоя. Взаимодействие между свободным и пиннинг-слоем приводит к малому сдвигу низкополевой петли гистерезиса из симметричного по отношению к $H = 0$ положения. Обменное взаимодействие на границе ферромагнетик/антиферромагнетик приводит к формированию однонаправленной магнитной анизотропии и появлению сдвига петли гистерезиса перемагничивания пиннинг-слоя. Конфигурация магнитной анизотропии в спиновом клапане характеризуется взаимным расположением оси легкого намагничивания свободного слоя и оси однонаправленной анизотропии. Перемагничивание свободного и пиннинг-слоев спинового клапана сопровождается магнитным гистерезисом. Наличие гистерезиса перемагничивания свободного слоя не является препятствием для использования спиновых клапанов в цифровых приложениях, например в устройствах считывания и хранения информации. Однако, в случае аналоговых приложений (сенсоры магнитного поля, датчики тока), только безгистерезисная полевая зависимость магнитосопротивления обеспечивает однозначное соответствие между сопротивлением спинового клапана и напряженностью магнитного поля. Если ширина низкополевой петли гистерезиса не превышает 1 эрстеда и

величина ГМР-эффекта составляет 8 – 10 %, то такие спиновые клапаны могут быть использованы в качестве чувствительного элемента в аналоговых измерительных устройствах.

С момента открытия [6, 11] до настоящего времени было синтезировано и подробно исследовано несколько десятков типов спиновых клапанов с использованием различных магнитных и немагнитных материалов [12]. При этом основное внимание уделялось таким характеристикам как величина магниторезистивного эффекта, величина сдвига и ширина низкополевой петли гистерезиса, а так же термостабильность. Для некоторых типов спиновых клапанов были получены высокие значения ГМР-эффекта (15÷28)% [13, 14, 15, 16]. Поиск способов уменьшения ширины низкополевой петли гистерезиса продолжается с первых работ по спиновым клапанам [17] и до настоящего времени [18]. Известен ряд факторов, определяющих гистерезис в спиновых клапанах. Ширина низкополевой петли уменьшается при увеличении межслойного взаимодействия и, следовательно, зависит от толщины немагнитного слоя [19] и шероховатости магнитных слоев [20]. Еще одним параметром является одноосная анизотропия свободного слоя, которая в свою очередь зависит от микроструктуры, кристаллографической текстуры, а так же от материала свободного слоя. Несколько способов уменьшения гистерезиса свободного слоя было предложено в первые годы изучения спиновых клапанов [21, 22, 23]. Согласно [22], гистерезис перемагничивания свободного слоя зависит от поля межслойного взаимодействия, поля анизотропии свободного слоя, и от угла отклонения приложенного магнитного поля от основных осей анизотропии. Следует отметить, что изучение обсуждаемых выше способов уменьшения гистерезиса свободного слоя было проведено на спиновых клапанах, изготовленных на основе пермаллоя и меди и имеющих величину магниторезистивного эффекта всего несколько процентов. В работе [16] было установлено, что напыление композитного свободного слоя, состоящего из пермаллоя и сплава $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$, приводит к формированию в слоях спинового клапана кристаллографической текстуры $\langle 111 \rangle$, которая способствует уменьшению гистерезиса до 4 Э. Последующий опыт изготовления различных спиновых клапанов, представленный во множестве публикаций [11, 17, 24, 25, 26], показал, что формирование аксиальной текстуры $\langle 111 \rangle$ является необходимым условием для приготовления спиновых клапанов с малой шириной низкополевой петли гистерезиса.

Таким образом, для синтеза безгистерезисного спинового клапана, обладающего большой величиной ГМР-эффекта, необходимо учитывать корреляции между механизмами перемагничивания, материалом и микроструктурой слоев спинового клапана, совершенством межслойных границ, взаимным расположением основных осей анизотропии и направлением приложенного внешнего магнитного поля.

Актуальность темы. Спиновые клапаны являются искусственным, синтезируемым материалом, и поэтому понимание физических принципов, объясняющих связь между их

микроструктурой и магнитными свойствами, является ключом к получению материалов с необходимыми для технологий характеристиками. Корреляция между формированием в слоях спинового клапана аксиальной текстуры $\langle 111 \rangle$ и уменьшением ширины низкополевой петли гистерезиса магнитосопротивления отмечается многими авторами, однако в публикациях отсутствует информация о систематическом исследовании количественной зависимости гистерезиса перемангничивания свободного слоя от степени совершенства текстуры. Поэтому исследование корреляции между текстурой и гистерезисом перемангничивания, проведенное в данной работе, является актуальной задачей. Существует большое количество экспериментальных работ и теоретических моделей [11, 21, 22], описывающих перемангничивание спиновых клапанов. Однако, в опубликованных работах нет информации о синтезе спиновых клапанов, обладающих высоким (более 8%) ГМР-эффектом и малым (менее 1 Э) гистерезисом. Синтез металлических спиновых клапанов, обладающих безгистерезисной полевой зависимостью магнитосопротивления, и большими величинами магниторезистивного эффекта и чувствительности до настоящего времени является сложной экспериментальной задачей. Таким образом, поиск научно обоснованной методики, позволяющей синтезировать спиновые клапаны, отвечающие требованиям практического применения в аналоговых приложениях, актуален в настоящее время.

Целью настоящей работы является изучение корреляции между структурой, магнитной анизотропией и гистерезисом перемангничивания спиновых клапанов на основе антиферромагнетиков FeMn и MnIr, широко используемых в практике, а так же разработка и практическая апробация научно обоснованной методики, позволяющей синтезировать безгистерезисные спиновые клапаны с большой величиной ГМР-эффекта.

Для достижения поставленной цели решаются следующие **задачи**:

- изготовление методом магнетронного напыления спиновых клапанов с различным (сильным и слабым, ферромагнитным и антиферромагнитным) межслойным взаимодействием и формирование в приготовленных спиновых клапанах различных конфигураций магнитной анизотропии;
- изучение корреляции между кристаллографической текстурой в слоях спинового клапана и гистерезисом перемангничивания свободного слоя;
- исследование изменения гистерезиса перемангничивания свободного слоя при отклонении приложенного магнитного поля от основных осей магнитной анизотропии в спиновых клапанах с сильным и слабым межслойным взаимодействием в случае параллельной и неколлинеарной конфигурации анизотропии;
- поиск способов оптимизации характеристик микросенсоров (меандров), изготовленных на основе спинового клапана.

Научная новизна работы заключается в следующем.

- ❑ Впервые установлена количественная монотонная зависимость ширины низкосолевой петли гистерезиса от угла рассеяния текстуры $\langle 111 \rangle$ для спиновых клапанов на основе антиферромагнетика $MnIr$ и дана интерпретация полученной зависимости на качественном уровне.
- ❑ Для спиновых клапанов с сильным межслойным взаимодействием обнаружено резкое сужение низкосолевой петли гистерезиса магнитосопротивления при малом отклонении приложенного магнитного поля от оси однонаправленной анизотропии;
- ❑ Для спиновых клапанов с сильным и слабым межслойным взаимодействием обнаружена общая тенденция. С увеличением отношения поля межслойного взаимодействия к полю одноосной анизотропии, уменьшается угол отклонения приложенного магнитного поля от оси однонаправленной анизотропии, при котором перемангничивание становится безгистерезисным.
- ❑ Экспериментально доказано, что изменения механизмов перемангничивания свободного слоя, которые происходят при увеличении угла θ отклонения приложенного магнитного поля от оси однонаправленной анизотропии, сопровождаются появлением особенностей (пиков или изломов) на зависимости ширины низкосолевой петли гистерезиса от угла θ .

Теоретическая значимость работы.

- ❑ В рамках модели когерентного вращения намагниченности получено выражение, позволяющее оценить минимальный угол, на который необходимо отклонить приложенное магнитное поле от оси однонаправленной анизотропии для получения безгистерезисной солевой зависимости магнитосопротивления для спинового клапана с сильным межслойным взаимодействием.
- ❑ Обнаружены принципиальные различия в характере зависимости ширины низкосолевой петли гистерезиса от угла между приложенным магнитным полем и осью однонаправленной анизотропии для спиновых клапанов с сильным и слабым межслойным взаимодействием.
- ❑ Установлено, что максимальное сужение низкосолевой петли гистерезиса при повороте спинового клапана в магнитном поле происходит при отклонении магнитного поля именно от оси однонаправленной анизотропии.
- ❑ Полученные экспериментальные результаты могут быть использованы как материал для проверки применимости различных теоретических моделей.

Практическая значимость работы.

Разработана лабораторная технология изготовления многослойных наноструктур типа «спиновый клапан» с перспективными для практических приложений функциональными

характеристиками – величиной ГМР эффекта (8–12) %, высокой магниторезистивной чувствительностью (1 – 3) %/Э и гистерезисом магнитосопротивления в десятые доли эрстеда. Спиновые клапаны с безгистерезисным изменением магнитосопротивления, реализуемом в области малых (единицы эрстед) магнитных полей, могут быть использованы для разработки высокочувствительных измерительных устройств, например, датчиков магнитного поля и тока.

Полученные результаты исследований зависимостей магнитных и магниторезистивных характеристик приготовленных спиновых клапанов от толщины различных слоев, от сформированной в образцах конфигурации магнитной анизотропии и режимов терромагнитной обработки могут быть использованы для оптимизации требуемых функциональных характеристик спиновых клапанов, предназначенных для конкретных практических приложений.

Описанная в работе магнетронная технология получения многослойных магнитных наноматериалов и апробированные способы оптимизации их магниторезистивных характеристик были использованы для приготовления нескольких серий спиновых клапанов с требуемыми свойствами на пластинах покрытого оксидным слоем монокристаллического кремния Si/SiO₂ диаметром 100 мм. Эти серии кремниевых пластин с напыленными магниточувствительными наноструктурами переданы заказчикам и в настоящее время используются для разработки новых изделий микроэлектроники.

Положения, выносимые на защиту.

- ☐ Для спиновых клапанов Ta/Ni₈₀Fe₂₀/Co₉₀Fe₁₀/Cu/Co₉₀Fe₁₀/Mn₇₅Ir₂₅/Ta экспериментально установлен линейный тип зависимости ширины низкополевой петли гистерезиса от величины обратной углу рассеяния текстуры <111>.
- ☐ При отклонении приложенного магнитного поля от осей анизотропии в спиновом клапане ширина петли перемангничивания свободного слоя уменьшается, причем отклонение поля от оси однонаправленной анизотропии приводит к значительно большему сужению петли, чем отклонение от оси легкого намагничивания на тот же угол.
- ☐ Имеются принципиальные различия в характере зависимости ширины низкополевой петли гистерезиса от угла θ между приложенным магнитным полем и осью однонаправленной анизотропии для спиновых клапанов с сильным и слабым межслойным взаимодействием, в частности, только для спиновых клапанов с сильным межслойным взаимодействием отклонение приложенного магнитного поля на малый угол θ приводит к резкому сужению низкополевой петли гистерезиса.
- ☐ Для спиновых клапанов с параллельной конфигурацией магнитной анизотропии (ось легкого намагничивания параллельна оси однонаправленной анизотропии) и сильным

межслойным взаимодействием ($H_J / H_A > 1$) справедливо выражение $\sin \alpha_0 = H_A / H_J$, где α_0 - угол отклонения приложенного магнитного поля от оси легкого намагничивания, при достижении которого перемангничивание свободного слоя становится безгистерезисным, H_A – поле анизотропии свободного слоя и H_J – поле межслойного взаимодействия.

- Для спиновых клапанов с сильным ($H_J / H_A > 1$) и слабым ($H_J / H_A < 1$) межслойным взаимодействием существует общая тенденция: чем больше величина отношения поля межслойного взаимодействия к полю одноосной анизотропии, тем меньше угол отклонения приложенного магнитного поля от оси одноосной анизотропии, при котором перемангничивание свободного слоя становится безгистерезисным.
- Изменения механизмов перемангничивания свободного слоя, которые происходят при увеличении угла θ отклонения приложенного магнитного поля от оси однонаправленной анизотропии, сопровождаются появлением особенностей (пиков или изломов) на зависимости ширины низкополевой петли гистерезиса от угла θ .
- Методические рекомендации по синтезу безгистерезисных спиновых клапанов с величиной ГМР- эффекта около 10 % состоят в следующем:
 - 1) формирование совершенной текстуры $\langle 111 \rangle$ и сильного межслойного взаимодействия путем нахождения оптимальных толщин слоев магнитных и немагнитных материалов;
 - 2) формирование неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии путем термомагнитной обработки;
 - 3) определение эффективного направления приложенного в плоскости слоев магнитного поля, при котором перемангничивание свободного слоя становится безгистерезисным.

Степень достоверности и апробация результатов

Образцы многослойных наноструктур приготавливались по оптимизированной технологии на высоковакуумной напылительной установке магнетронного напыления MPS-4000-C6 (Ulvac). Номинальная толщина слоев рассчитывалась по времени напыления и экспериментально установленной скорости напыления каждого материала. Минимальный программируемый шаг для времени напыления составлял 0.1 секунды, что для различного типа мишеней соответствует изменению номинальной толщины напыляемого материала на величину менее 0.1 Å.

Скорости напыления материалов определялась путем изготовления калибровочных пленок и измерения их толщины при помощи интерферометра белого света Zygo NewView 7300 с точностью до ± 2 Å при полной толщине пленок (400 – 600) Å.

Для процесса напыления наноструктур использовались магнетронные мишени, химический состав которых был подтвержден сертификатами качества производителей.

Элементный состав приготовленных многослойных образцов контролировался с точностью ± 2 отн. % при помощи рентгеновского микроанализа на базе растрового электронного микроскопа с автоэмиссионным катодом FEI Inspect F и приставкой GENESIS APEX 2 EDS.

Независимый контроль толщины напыляемых слоев проводился по измерению периода многослойной структуры с помощью метрологически аттестованной методики, использующей метод малоугловой рентгеновской дифракции (Свидетельство № 223.13.09.153/2009).

Измерение магнитных и магниторезистивных характеристик образцов проводилось на метрологически аттестованном оборудовании. Относительное изменение сопротивления определялось четырехконтактным методом с точностью ± 0.1 %. Величина намагниченности насыщения образцов определялась с точностью $\pm 3\%$.

Результаты работы докладывались на следующих всероссийских и международных конференциях: Moscow International Symposium on Magnetism (Moscow, 21 – 25 August 2011); 19th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology (Ekaterinburg, Russia, 20–25 June 2011); Recent Trends in Nanomagnetism, Spintronics and their Applications (Ordizia, Basque Country, 1 – 4 June 2011); International Conference "Spin Physics, Spin Chemistry and Spin Technology (Казань, 1-5 ноября, 2011); XVI Международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника» (г. Нижний Новгород, 12-16 марта 2012 г); The 19th International Conference on Magnetism with Strongly Correlated Electron Systems 2012 (Bexco, Busan, Korea, 8-13 июля 2012 г); The 21th International Colloquium On Magnetic films And Surfaces (ICMFS-12),(Шанхай Китай, 24-28 сентября 2012); Nanotechnology 2012: Advanced Materials, CNTs, Particles, Films and Composites (Nanotech Conference & Expo 2012 CA, Santa Clara, California, USA, June 18 - 21, 2012); XXII Международная конференция «Новое в магнетизме и магнитных материалах» (Астрахань, 17-21 сентября 2012 г); XIII Всероссийская школа-семинар по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-13) (Екатеринбург, 7 - 14 ноября 2012 г); XVII Международный симпозиум «Нанофизика и наноэлектроника» (г. Нижний Новгород, 11-15 марта 2013 г.); V Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism": Nanomagnetism (EASTMAG-2013), (Russky Island, Vladivostok, Russia, 15 – 21 September 2013)

Публикации. Материалы диссертации опубликованы в 21 печатной работе: 8 статьях, из них 7 - в рецензируемых журналах, входящих в Перечень ВАК:

1. Ustinov, V.V., Low hysteresis FeMn-based top spin valve/ V.V. Ustinov, T.P. Krinitsina, M.A. Milyaev, L.I. Naumova, V.V. Proglyado // JNN. - 2012. - V. 12. - № 9. - P. 7558- 7561.

2. Устинов, В.В., Высокочувствительный безгистерезисный спиновый клапан с композитным свободным слоем/В.В. Устинов, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Н.С. Банникова, Т.П. Криницина // ФММ. - 2012. - Вып. 113. - № 4. - С. 363-371.
 3. Миляев, М.А., Степень совершенства текстуры $\langle 111 \rangle$ и гистерезис магнитосопротивления в спиновых клапанах на основе MnIr/ М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Т.П. Криницина, Н.С. Банникова, А.М. Бурханов, В.В. Устинов// ФММ. - 2013. - Т. 114, №5. - С. 419–426.
 4. Ustinov, V.V., Top non-collinear spin valves with a composite free layer for hysteresis-free GMR sensors/ V.V. Ustinov, M.A. Milyaev, L.I. Naumova, T.P. Krinitsina, V.V. Proglyado, E.I. Patrakov// Journal of the Korean Physical Society. – 2013. - V. 63. - P. 663-666.
 5. Наумова, Л.И., Безгистерезисное перемагничивание спиновых клапанов с сильным и слабым межслойным взаимодействием/ Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Н.Г. Бебенин, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, Т.П. Криницина, Н. С. Банникова, В. В. Устинов// ФММ. - 2014. - Т. 115, №4. - С. 376–383.
 6. Наумова, Л.И., Безгистерезисные спиновые клапаны с неколлинеарной конфигурацией магнитной анизотропии/ Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, И.Ю. Каменский, В.В. Устинов// ФТТ. - 2014. - Т. 56, №6. - С. 1082–1087.
 7. Naumova , L.I., Sharp Angular Dependence of Free Layer Coercivity in Spin Valves with Ferromagnetic Interlayer Coupling/ L.I.Naumova, M.A. Milyaev, N.G. Bebenin, T.A. Chernyshova, V.V. Proglyado, T.P. Krinitsina, N.S. Bannikova, I.Yu. Kamensky and V.V. Ustinov// Solid State Phenomena. – 2014. – V. 215. – P. 474 – 479.
- а также
8. Ustinov, V.V., Interlayer coupling and magnetic anisotropy as key factors for creation of hysteresis-less spin valves/ V.V. Ustinov, M.A. Milyaev, L.I. Naumova//SPIN. – 2014. – V. 4, No. 1 - P. 1440001-1- 1440001-9.
- и 13 тезисах докладов на всероссийских и международных конференциях:
1. Low Hysteresis Top Spin-Valves with FeMn and IrMn Antiferromagnetic Layers/ Milyaev M., Naumova L., Proglyado V., Krinitsina T., Ustinov V.// Book of Abstracts "Moscow International Symposium on Magnetism", p. 703, Moscow, 21 – 25 August 2011.
 2. FeMn-based top spin valves with composite free layer/ Ustinov V.V., Milyaev M.A., Krinitsina T.P., Naumova L.I.// Proceedings 19th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology", Ekaterinburg, Russia, 20–25 June 2011.
 3. Low Hysteresis Composite Free Layer FeNi/CoFe/Cu/CoFe/FeMn Top Spin Valve/ Ustinov V., Milyaev M., Krinitsina T., Naumova L.// Book of Abstracts "Recent Trends in

- Nanomagnetism, Spintronics and their Applications" (RTNSA), p. 43, Ordizia, Basque Country, 1 – 4 June 2011.
4. Низкогистерезисные металлические спиновые клапаны с композитным свободным слоем. / Миляев М.А., Наумова Л.И., Проглядо В.В., Криницина Т.П., Устинов В.В.// Труды XVI Международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника», г. Нижний Новгород, 12-16 марта 2012 г., т. 1, с. 131-132.
 5. Strong <111> texture and low hysteresis in MnIr-based top spin valve./ Milyaev M., Naumova L., Proglyado V., Krinitsina T., Bannikova N., Ustinov V.// The 19th International Conference on Magnetism with Strongly Correlated Electron Systems 2012, Bexco, Busan, Korea, 8-13 июля 2012 г., List of abstracts, p. 350.
 6. Top composite free layer non-collinear spin valve for hysteresis-free GMR sensors./ Ustinov V.V., Milyaev M.A., Naumova L.I., Krinitsina T.P., Proglyado V.V.// The 19th International Conference on Magnetism with Strongly Correlated Electron Systems 2012, Bexco, Busan, Korea, 8-13 июля 2012 г., List of abstracts, p. 350.
 7. Low-hysteresis spin valves for high sensitive magnetic field sensors/V. V. Ustinov, M. A. Milyaev, L. I. Naumova, V. V. Proglyado, T. P. Krinitsina//List of abstracts The 21th International Colloquium On Magnetic films And Surfaces (ICMFS-12), p. 132, Шанхай Китай, 24-28 сентября 2012.
 8. Hysteresis-free spin valves for GMR sensors./ V.V. Ustinov, M.A. Milyaev, L.I. Naumova, V.V. Proglyado, T.P. Krinitsina//Nanotechnology 2012: Advanced Materials, CNTs, Particles, Films and Composites (Nanotech Conference & Expo 2012 CA), Santa Clara, California, USA, June 18 - 21, 2012, v. 1, p. 745-748.
 9. Корреляция между совершенством текстуры <111> и гистерезисом свободного слоя в спиновых клапанах на основе $\text{Mn}_{75}\text{Ir}_{25}$ /Л.И. Наумова, М.А. Миляев, В.В. Проглядо, Н.С. Банникова, Т.П. Криницина, А.М. Бурханов, В.В. Устинов//Сборник трудов XXII Международной конференции «Новое в магнетизме и магнитных материалах», Астрахань, 17-21 сентября 2012 г., с. 495-498.
 10. Уменьшение гистерезиса магнитосопротивления спиновых клапанов $\text{MnIr}/\text{CoFe}/\text{Cu}/[\text{CoFe}/\text{NiFe}]$ при отжиге в магнитном поле/Т.А. Рябова, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо//Тезисы докладов XIII Всероссийской школы-семинара по проблемам физики конденсированного состояния вещества (СПФКС-13), Екатеринбург, 7 - 14 ноября 2012 г., с. 244.
 11. Низкогистерезисные металлические спиновые клапаны с композитным свободным слоем/Миляев М.А., Наумова Л.И., Проглядо В.В., Криницина Т.П., Устинов В.В.//

Труды XVII Международного симпозиума «Нанозлектроника», т. 1, г. Нижний Новгород, 11-15 марта 2013 г., с. 138-139.

12. Изменение гистерезиса металлических спиновых клапанов на основе MnIr при отжиге в магнитном поле/ Рябова Т.А., Миляев М.А., Наумова Л.И., Проглядо В.В.// Труды XVII Международного симпозиума «Нанозлектроника», т. 1, г. Нижний Новгород, 11-15 марта 2013 г., с. 157-158.
13. Sharp angular dependence of free layer coercivity in spin valves with ferromagnetic interlayer coupling/Naumova L.I., Milyaev M.A., Bebenin N.G., Ryabova T.A., Proglyado V.V., Krinitsina T.P., Bannikova N.S. and Ustinov V.V.// V Euro-Asian Symposium "Trends in MAGnetism": Nanomagnetism (EASTMAG-2013): Abstracts, p. 212, Russky Island, Vladivostok, Russia, 15 – 21 September 2013.

Личный вклад автора

Постановка задач проводилась Л.И. Наумовой совместно с научным руководителем. Автором проведено исследование корреляции между структурой, магнитной анизотропией и гистерезисом перемангничивания спиновых клапанов, а также разработка и практическая апробация методики, позволяющей синтезировать безгистерезисные спиновые клапаны с большой величиной магниторезистивного эффекта. Лично Л.И. Наумовой изготовлены методом магнетронного напыления экспериментальные образцы и проведена их термомагнитная обработка, проведены измерения магнитосопротивления и исследования микроструктуры методами рентгеновской дифрактометрии. Микросенсор (меандр) на основе спинового клапана был изготовлен А.А. Ювченко. Теоретические расчеты проведены совместно с Н.Г. Бебениным. Исследования микроструктуры методами просвечивающей электронной микроскопии проведены Т.П. Кринициной.

Результаты исследований неоднократно докладывались диссертантом на всероссийских и международных конференциях. Обсуждение полученных результатов и подготовка публикаций велась Л.И. Наумовой совместно с В.В. Устиновым и М.А. Миляевым.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений и библиографии. Общий объем диссертации 126 страниц, включая 5 таблиц и 61 рисунок. Библиография включает 92 наименования на 8 страницах.

Работа выполнена в рамках следующих программ и грантов

Программы Президиума УрО РАН (проекты № 09-П-2-1037, № 12-П-2-1051 и № 12-2-2-009_Арктика); РФФИ (проект № 10-02-00590 и 13-02-00749) и проект ОФИ УрО РАН № 11-2-23-НПО и 13-2-021-НПО; грант НШ № 6172.2012.2; договор № 02.G36.31.0004).

1. Литературный обзор

1.1 Эффект гигантского магнитосопротивления

Возникновение эффекта гигантского магнитосопротивления (ГМС) в магнитных многослойных структурах связано с тем, что сопротивление структуры зависит от угла между направлениями намагниченности в соседних слоях. В 1986 году Петер Грюнберг [27] обнаружил осажденной на плоскую подложку трехслойной структуре Fe/Cr/Fe взаимодействие антиферромагнитного типа между слоями железа при толщине слоя Cr примерно 0,8 нм. Взаимодействие между слоями ферромагнетика было названо косвенным обменным (в отличие от прямого обменного взаимодействия, связывающего два соседних, обладающих магнитным моментом, атома в ферромагнитном материале). Если трехслойную структуру Fe/Cr/Fe с антиферромагнитным типом межслойного взаимодействия поместить в магнитное поле, достаточно большое для того чтобы преодолеть обменное взаимодействие между ферромагнитными слоями, то намагниченности слоев будут сонаправлены. В 1988 году Грюнберг обнаружил, что изменение упорядочения сопровождается изменением электросопротивления. Величина гигантского магниторезистивного эффекта обычно оценивается как отношение:

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

Где R_P - сопротивление при параллельном (соответствующем ферромагнитному упорядочению) расположении намагниченностей магнитных слоев и R_{AP} - сопротивление при антипараллельном (соответствующем антиферромагнитному упорядочению) расположении намагниченностей магнитных слоев.

Эффект ГМС может наблюдаться при электрических токах, протекающих вдоль многослойных пленочных структур, в так называемой геометрии «ток в плоскости» и при электрическом токе, направленном перпендикулярно плоскости слоев, то есть в геометрии «ток перпендикулярно плоскости». Практически первую геометрию реализовать значительно проще, и она пригодна для многих технических приложений.

Обычное объяснение ГМС-эффекта – это различие вероятностей спин-зависимого рассеяния для электронов с ориентациями спинов «вверх» и «вниз». Механизм спин-зависимой проводимости можно объяснить, обратившись к зонной структуре ферромагнитного металла (Рисунок 1). Расщепление энергетических уровней, относящихся к ориентации спина «вверх» и «вниз» приводит к тому, что на уровне Ферми электроны находятся в разных состояниях, соответствующих противоположным ориентациям спинов и проявляют разные свойства проводимости [28].

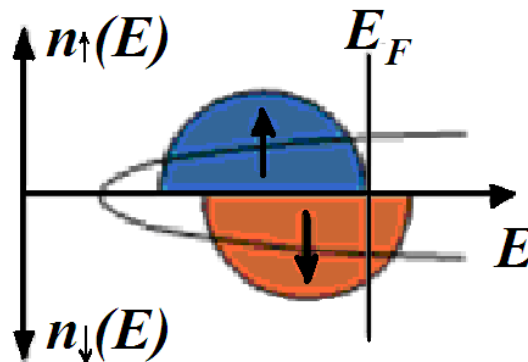


Рисунок 1. Схематическое изображение зонной структуры ферромагнитного металла, отображающее расщепление энергетических зон с учетом ориентации спина [28].

Для электронов со спином параллельным локальной намагниченности (спин «вверх») плотность состояний на уровне Ферми выше, чем для электронов со спином антипараллельным локальной намагниченности (спин «вниз»), $D_{\uparrow}(E_F) > D_{\downarrow}(E_F)$ и, соответственно, сопротивление $\rho_{\uparrow} < \rho_{\downarrow}$. Рассматривая вероятность рассеяния электронов в зависимости от ориентации спинов можно представить полный ток как совокупность двух параллельных токовых каналов (двух токовая модель Мотта), один канал – для электронов со спином «вверх» и другой – со спином «вниз». При помощи двух-токовой модели и разницы сопротивлений $\rho_{\uparrow} < \rho_{\downarrow}$, можно объяснить возникновение ГМС-эффекта в многослойной структуре из ферромагнитных слоев, разделенных немагнитными металлическими слоями (Рисунок 2). Для параллельной конфигурации намагниченностей соседних ферромагнитных слоев условия рассеяния различны для электронов со спином «вверх» и «вниз». Электроны со спином «вверх» (низкая вероятность рассеяния) формируют канал с малым сопротивлением:

$$\rho_{\uparrow\uparrow} = \rho_{\uparrow}\rho_{\downarrow}/(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow}) \quad (1.2)$$

В случае антипараллельного упорядочения намагниченностей соседних ферромагнитных слоев вероятность рассеяния будет одинакова для обоих типов электронов.

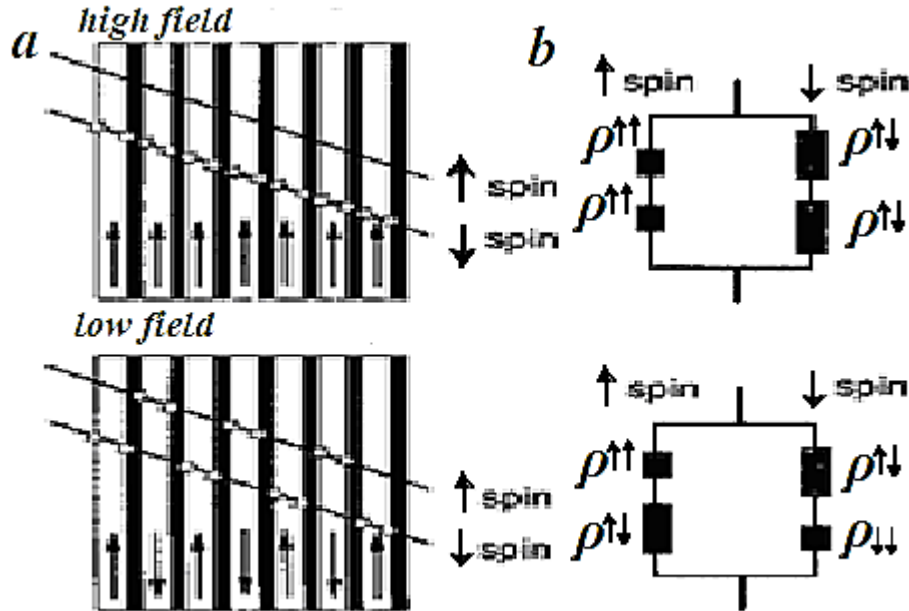


Рисунок 2. (а) Схематическое объяснение ГМС в магнитных многослойных структурах; стрелки в слоях обозначают направление намагниченностей; $\uparrow\uparrow$ - ферромагнитное и $\uparrow\downarrow$ - антиферромагнитное упорядочение; звездочки изображают рассеяние электронов на интерфейсах. (б) состояние с низким сопротивлением реализуется для электронов со спином направленным параллельно локальной намагниченности, а состояние с высоким сопротивлением – для электронов со спином антипараллельным локальной намагниченности [31].

Таким образом, для электронов со спином «вверх» и «вниз» сопротивление каналов записывается как $(\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})/2$, и полное сопротивление равно

$$\rho_{\uparrow\downarrow} = (\rho_{\uparrow} + \rho_{\downarrow})/4. \quad (1.3)$$

Сравнивая выражения для сопротивлений двух магнитных конфигураций, можно оценить изменение сопротивления, происходящее при смене конфигурации от антипараллельной к параллельной как

$$\begin{aligned} \text{GMR} &= \Delta R/R = (R_{\uparrow\downarrow} - R_{\uparrow\uparrow})/R_{\uparrow\uparrow} \\ &= [(\rho_{\downarrow} - \rho_{\uparrow})/(\rho_{\downarrow} + \rho_{\uparrow})]^2 = [(\alpha - 1)/(\alpha + 1)]^2 \end{aligned} \quad (1.4)$$

В данной формуле параметр $\alpha = \rho_{\downarrow}/\rho_{\uparrow}$ характеризует разницу в процессе рассеяния, для электронов с разной ориентацией спина. Однако, благодаря высокой концентрации рассеивающих центров (примеси, дефекты), на интерфейсах тонких слоистых структур, рассеяние электронов в районе интерфейсов дает обычно основной вклад в формирование ГМС-эффекта. Несмотря на то, что спин-зависимое рассеяние электронов, как в объеме, так и на интерфейсах объясняет возникновение ГМС-эффекта на микроскопическом уровне, макроскопические образцы должны удовлетворять еще двум дополнительным условиям. Во-первых, должна существовать некоторая неколлинеарная конфигурация намагниченностей в соседних ферромагнитных слоях, которая может быть изменена внешним магнитным полем. Изменение сопротивления в структуре $F_1/\text{NM}/F_2$ (первый ферромагнитный слой/немагнитный слой/второй ферромагнитный слой) в зависимости от угла φ между направлениями намагниченностей слоев F_1 и F_2 описывается выражением:

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

Таким образом, гигантский магниторезистивный эффект будет максимален для структур, в которых изменение угла φ в магнитном поле происходит от 0 до 180°, то есть конфигурация меняется с параллельной на антипараллельную. Второе требование касается соотношения между толщинами индивидуальных слоев и средней длиной свободного пробега (обычно 10 нм для металлических пленок) для электронов со спинами «вверх» и «вниз». Гигантский магниторезистивный эффект возможен, если электрон пересечет более чем один ферромагнитный слой за длину свободного пробега L . Таким образом, с увеличением толщины немагнитного слоя t_{NM} в структурах $F_1/\text{NM}/F_2$, величина эффекта уменьшается и при $t_{\text{NM}} \geq L$ эффект исчезает. Уменьшение величины ГМР-эффекта при увеличении толщины немагнитного слоя так же происходит из-за эффекта шунтирования. В работе [29] для обладающей ГМС-эффектом наноструктуры «спиновый клапан» получено следующее выражение зависимости ГМС-эффекта от толщины немагнитного слоя t_{NM} :

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

A , a и l_{NM} - феноменологические параметры. Фактор $\exp(-t_{\text{NM}}/l_{\text{NM}})$ характеризует вероятность прохождения электрона через немагнитный слой без рассеяния.

Зависимость величины гигантского магниторезистивного эффекта от толщины магнитных слоев имеет максимум при некоторой оптимальной толщине, и затем ГМС-эффект уменьшается с увеличением толщины ферромагнитных слоев. Форма зависимости определяется следующими двумя факторами. С одной стороны, ферромагнитный слой должен быть достаточно толстым, для уменьшения полного сопротивления, определяемого спин-зависимым рассеянием электронов внутри слоя и рассеянием на границах. С другой стороны, толщина слоя не должна превышать длину свободного пробега для электронов в этом слое. В работе [30] на примере наноструктуры «спиновый клапан» получено выражение, описывающее зависимость ГМС-эффекта от толщины ферромагнитных слоев:

$$\frac{\Delta R}{R} = B \times \frac{(1 - \exp(-t_{F1}/l_F))}{1 + t_{F1}/b}$$

t_{F1} – толщина одного ферромагнитного слоя, B и b – феноменологические параметры, зависящие от толщины немагнитного и второго ферромагнитного слоя.

Однако, даже если толщины магнитных и немагнитных слоев по возможности уменьшены, остаются ограничения на величину максимального магнитосопротивления. Нарушения сплошности немагнитного слоя, то есть существование магнитных «мостиков» между ферромагнитными слоями может разрушить антипараллельное упорядочение намагниченностей и приведет к исчезновению магниторезистивного эффекта. Таким образом, оптимальные толщины магнитных и немагнитных слоев ограничены $0,4 \leq t_F \leq 3 \text{ нм}$ и $0,8 \leq t_{\text{NM}} \leq 3 \text{ нм}$. Конечно, для таких малых толщин влияние структурных дефектов (диффузия и шероховатость на интерфейсах, разрывы в немагнитном слое) на магнитные и магниторезистивные свойства может быть очень сильным [31].

В 1990 году Паркин [4] и в 1988 году Бабич [5] исследовали осциллирующую зависимость сопротивления от толщины немагнитной прослойки в эпитаксиальных сверхрешетках – многослойных периодических структурах Fe/Cr. Осциллирующие изменения сопротивления с изменением толщины немагнитной прослойки были следствием периодического изменения взаимной ориентации намагниченностей ферромагнитных слоев с параллельной на антипараллельную. В 1991 году Паркин [6] обнаружил, что эффект гигантского магнитосопротивления возникает не только в эпитаксиальных сверхрешетках, но может быть получен и в многослойных структурах, приготовленных методом магнетронного напыления. Величина магниторезистивного эффекта в сверхрешетках составляла от 10 до 80% при комнатной температуре, что значительно превышало эффект анизотропного магнитосопротивления (АМС) (2 - 3%), традиционно использовавшийся в сенсорах магнитного

поля. Однако чувствительность АМС-сенсоров была значительно выше, (около 0,8%/Э), чем у сверхрешеток (0,1 %/Э).

1.2 Спиновый клапан

1.2.1 Строение и основные свойства спиновых клапанов

В 1991 году Dieny и соавторами [7] был предложен новый тип многослойных наноструктур «спиновый клапан», обладающий высокими значениями магниторезистивного эффекта и чувствительности в малых магнитных полях. В спиновом клапане, так же как в многослойных периодических структурах, для получения ГМС-эффект возникает при антипараллельной конфигурации намагниченностей ферромагнитных слоев. Особенность спинового клапана заключается в том, что для получения нужной конфигурации намагниченностей используется не осциллирующее обменное взаимодействие в структуре $F_1/NM/F_2$ (первый ферромагнитный слой/немагнитный слой/второй ферромагнитный слой), а явление обменного сдвига, возникающее на границе ферромагнетик (F_2)/антиферромагнетик (AF) в структуре $F_1/NM/F_2/AF$. Простейший спиновый клапан состоит из двух ферромагнитных слоев, разделенных немагнитной прослойкой. Намагниченность одного ферромагнитного слоя пиннигована соседним слоем антиферромагнетика, в то время как намагниченность второго свободно вращается, следуя за направлением приложенного внешнего магнитного поля. Так как взаимодействие между ферромагнитными слоями очень мало, то изменение конфигурации намагниченностей с ферромагнитной на антиферромагнитную происходит в малых полях, что обеспечивает высокую магниторезистивную чувствительность системы.

На Рисунке 3 схематически показана структура трех основных типов спиновых клапанов и составляющие слои: F_f и F_p – свободный и пиннигованный ферромагнитные слои; NM – немагнитный слой; AF – антиферромагнитный слой; буферный слой между подложкой и структурой и верхний защитный слой. Рисунок 3а представляет простой спиновый клапан с верхним расположением антиферромагнетика. Это значит, что пиннигованный и затем

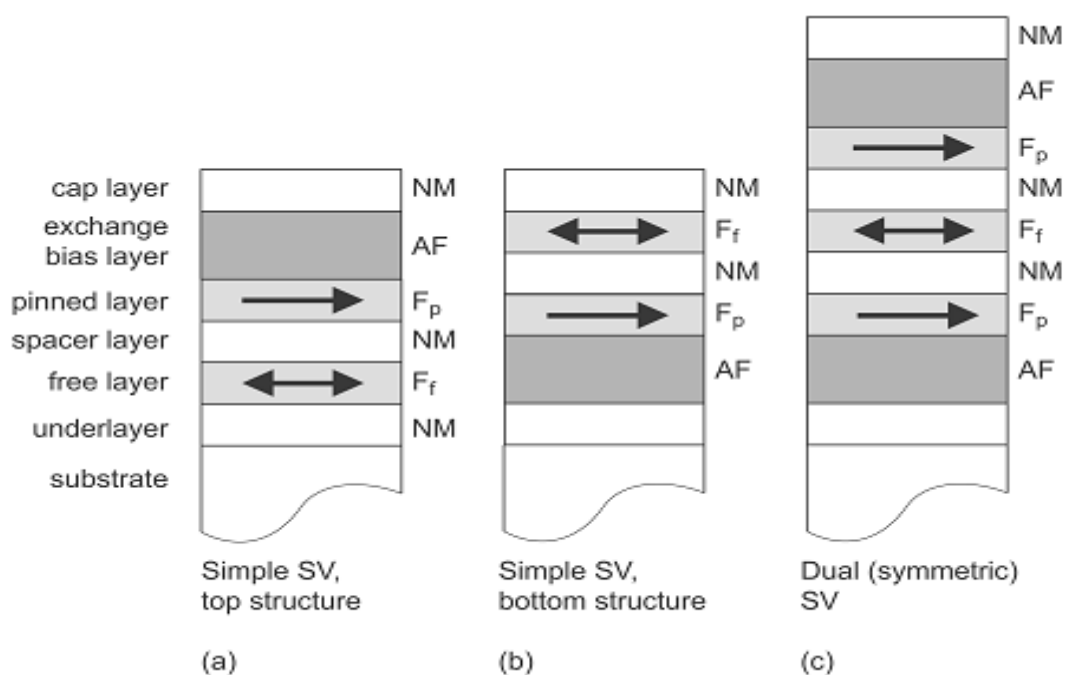


Рисунок 3. Основные слои, составляющие структуру трех простейших типов спиновых клапанов: а) – с верхним расположением антиферромагнетика; б) – с нижним расположением антиферромагнетика; в) – двойной или симметричный спиновый клапан. [12]

антиферромагнитный слой напылялись после свободного и немагнитного слоев и находятся в верхней части слоистой структуры. На рисунке 3б показан простой спиновый клапан с нижним расположением антиферромагнетика, то есть вначале напылялись антиферромагнитный слой и пиннированный а затем немагнитный и свободный, и поэтому антиферромагнетик находится в нижней части слоистой структуры. На рисунке 3в показан двойной или симметричный спиновый клапан с двумя пиннированными ферромагнитными слоями. Очередность формирования слоев (верхнее или нижнее расположение антиферромагнетика) оказывает влияние на микроструктуру слоев, на доменную структуру антиферромагнитного слоя. Однако, основные функции спиновых клапанов с верхним и нижним расположением антиферромагнетика одинаковы.

Намагниченность пиннированного слоя удерживается фиксированной в определенном направлении обменным взаимодействием с антиферромагнитным слоем и при этом формируется обменная однонаправленная анизотропия. Можно сказать, что обменное взаимодействие работает как локальное магнитное поле, так называемое поле обменного сдвига

H_{EX} , действующее на пиннигованный слой. Ось однонаправленной анизотропии, или направление пиннинга, задается направлением магнитного поля при напылении антиферромагнитного слоя на ферромагнитный (для клапанов с верхним расположением антиферромагнетика) или при охлаждении в магнитном поле (для клапанов с нижним и верхним расположения антиферромагнетика). Охлаждению в магнитном поле предшествует нагрев до так называемой температуры блокировки (T_B), при которой разрушается обменное взаимодействие на границе ферромагнетик/антиферромагнетик, и выше которой $H_{EX} = 0$. Буферный слой часто используют для того чтобы сформировать нужную микроструктуру пленок (размер зерна, кристаллографическую текстуру, гладкие интерфейсы). Верхний защитный слой необходим для защиты структуры от окисления.

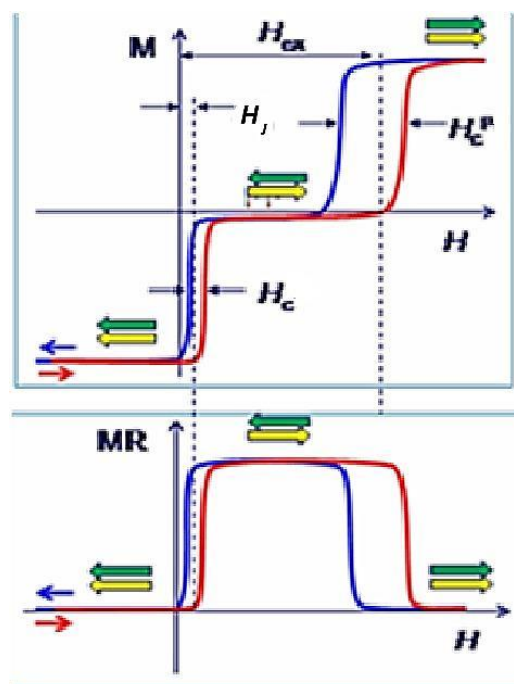


Рисунок 4. Полевые зависимости намагниченности и магнитосопротивления. H_J и H_{ex} – поле межслойного взаимодействия и поле обменного сдвига, соответственно; H_c и H_c^P – гистрезис свободного и пиннигованного слоев, соответственно; MR - магнитосопротивление.

Типичные для спинового клапана полевые зависимости намагниченности и магнитосопротивления представлены на Рисунке 4. Положительное направление магнитного поля противоположно направлению пиннинга. Кривая намагничивания состоит из двух петель. Узкая петля гистерезиса в малых полях соответствует перемагничиванию свободного слоя, а широкая петля гистерезиса соответствует перемагничиванию пиннигованного слоя. Каждое

изменение магнитного состояния структуры сопровождается соответствующим изменением магнитосопротивления. Если в клапан находится в сильном магнитном поле, направление которого противоположно оси H , то векторы намагниченностей свободного и пиннингованного слоев направлены по полю и сонаправлены. При этом сопротивление структуры мало. Если затем поле уменьшается до нуля и меняет направление, то в слабом магнитном поле, вблизи значения H_J перемагничивается свободный слой, а намагниченность пиннингованного слоя удерживается обменным взаимодействием и остается прежней. Намагниченности ферромагнитных слоев теперь антипараллельны и сопротивление структуры резко возрастает. Такое антиферромагнитное упорядочение сохраняется до момента, когда при увеличении поля до значения близкого к H_{EX} перемагничивается пиннингованный слой. Намагниченности ферромагнитных слоев вновь сонаправлены и сопротивление структуры уменьшается. Если затем поле будет уменьшаться, то вначале намагниченность пиннингованного слоя повернется по направлению пиннинга, а затем в слабых полях перемагнитится свободный слой. Значение поля H_J , соответствующее середине низкополевой петли гистерезиса, характеризует взаимодействие ферромагнитных слоев и называется полем межслоевого взаимодействия. В описанной выше геометрии, когда положительное направление магнитного поля противоположно направлению пиннинга, положительная величина поля межслоевого взаимодействия $H_J > 0$ указывает на ферромагнитное упорядочение намагниченностей свободного и пиннингованного слоев при отсутствии внешнего магнитного поля и наоборот отрицательное значение $H_J < 0$ соответствует исходному антиферромагнитному упорядочению намагниченностей. Перемагничивание свободного и пиннингованного слоя сопровождается гистерезисом намагниченности и, соответственно, магнитосопротивления. В качестве величины, характеризующей гистерезис в спиновых клапанах, часто используют полную ширину на полувысоте низкополевой петли H_c для гистерезиса свободного слоя и аналогично для пиннингованного слоя H_c^p – полная ширина на полувысоте соответствующей петли гистерезиса. Широкий интервал полей, в котором реализовано антипараллельное упорядочение намагниченностей $H_J < H < H_{EX}$ и ненулевая ширина петли гистерезиса свободного слоя – важные характеристики спинового клапана для использования его в цифровых приложениях, например в устройствах хранения информации, устройствах магнитной памяти произвольного доступа (MRAM). Для практического использования спиновых клапанов в аналоговых приложениях, например для изготовления сенсоров магнитного поля, необходима безгистерезисная зависимость магнитосопротивления в малых полях, то есть исчезающе малая величина H_c гистерезиса свободного слоя.

1.2.2 Взаимодействие между ферромагнитными слоями

Немагнитный слой в спиновом клапане разделяет свободный и пиннигованный слои, уменьшая магнитное взаимодействие между ними. На практике между этими слоями существует остаточное взаимодействие, энергия которого в феноменологических моделях описывается как

$$E_J = J(1 - \cos \varphi) \quad (1.6)$$

Где φ – угол между векторами намагниченностей свободного и пиннигованного слоев, а J – феноменологическая константа, характеризующая энергию межслоевого взаимодействия.

Согласно [22, 32, 33, 34], взаимодействие между свободным и пиннигованным слоем определяется результатом конкуренции трех видов взаимодействия при доминировании самого сильного из них: 1) дипольного (Неелевского) взаимодействия, зависящего от степени шероховатости интерфейсов; 2) РККИ обменного взаимодействия, периодически изменяющегося с толщиной немагнитной прослойки; и 3) ферромагнитного - в местах нарушения сплошности немагнитного слоя. Неелевская модель описывает магнитостатическое взаимодействие, появляющееся из-за шероховатости магнитных слоев. Шероховатость слоев приводит к формированию магнитных полюсов в пленке ферромагнетика вблизи границы с немагнитным слоем, как показано на Рисунке 5. Магнитные полюса во втором ферромагнитном слое имеют противоположную ориентацию, что и приводит к ферромагнитному взаимодействию свободного и пиннигованного слоя через немагнитный слой. Модель Нееля [35] была использована в обзоре [22] для описания энергии дипольного межслойного взаимодействия в спиновом клапане:

$$J_N = \frac{\pi^2}{2} \times \frac{h^2}{\lambda} \times \mu_0 M M' \exp\left(\frac{-2\pi}{\lambda} \bar{2} t_{Cu}\right) \quad (1.7)$$

где M и M' - намагниченности насыщения двух ферромагнитных пленок; t_{Cu} – толщина немагнитного слоя меди; h и λ – амплитуда и длина волны двумерной синусоидальной шероховатости

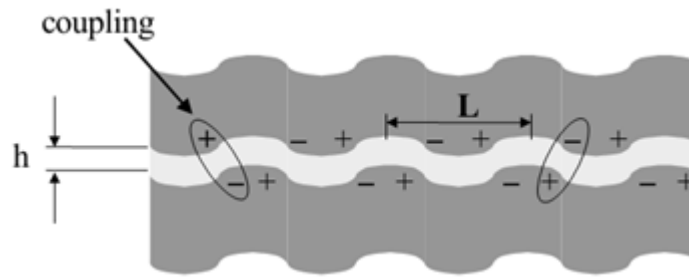


Рисунок 5. Схематическое изображение поперечного сечения структуры ФМ/НМ/ФМ, в которой шероховатость интерфейсов приводит к появлению дипольного магнитостатического взаимодействия. h – толщина немагнитного слоя. [22]

На Рисунке 6 из работы [36] показаны результаты модельных расчётов и экспериментальные точки зависимости феноменологической константы J от толщины немагнитного слоя меди в спиновом клапане $\text{Si}(100)/\text{Ta}(3\text{нм})/\text{NiFe}(8\text{нм})/\text{Cu}(t_{\text{Cu}})/\text{NiFe}(6\text{нм})/\text{FeMn}(8\text{нм})/\text{Ta}(3.5\text{нм})$. На Рисунке 6 экспериментальные результаты для толщины медного слоя $t_{\text{Cu}} > 1.7$ нм аппроксимируются двумя модельными кривыми, построенными для Неелевского и осциллирующего обменного взаимодействия. Штриховой линией показана энергия осциллирующего обменного (РККИ) взаимодействия, вычисленная как

$$J_{\text{РККИ}} = \frac{J_0}{t_{\text{Cu}}^2} \sin\left(\frac{2\pi t_{\text{Cu}}}{\Lambda} + \varphi\right) \quad (1.8),$$

где Λ и φ – период и фаза взаимодействия [34]. Видно, что экспериментальные точки при $t_{\text{Cu}} > 1.7$ нм удовлетворительно описываются при помощи моделей Неелевского и РККИ взаимодействия. Для $t_{\text{Cu}} < 1.7$ нм взаимодействие резко возрастает с уменьшением толщины медной прослойки и энергия взаимодействия значительно больше, чем предсказанная двумя вышеупомянутыми моделями. При таких малых толщинах возможен прямой контакт ферромагнитных материалов через места нарушения сплошности немагнитного слоя, поэтому с уменьшением толщины немагнитной прослойки вклад этого вида взаимодействия становится значительным.

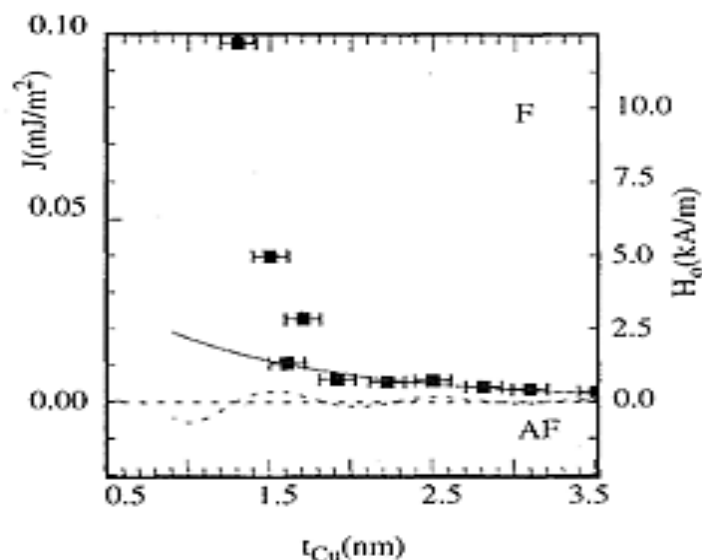


Рисунок 6. Измеренная энергия междоуровневого взаимодействия в зависимости от толщины слоя меди (темные квадраты). Сплошная линия – расчёт по Неелевской модели; штриховая линия – осциллирующее обменное взаимодействие [36].

Энергия дипольного взаимодействия возрастает с увеличением шероховатости интерфейсов и при некотором значении шероховатости превосходит энергию осциллирующего обменного взаимодействия, обуславливая наличие результирующего взаимодействия только ферромагнитного типа. При наличии гладких интерфейсов энергия осциллирующего РККИ взаимодействия может превалировать [37]. В этом случае при некоторой толщине немагнитной прослойки результирующее взаимодействие между ферромагнитными слоями будет антиферромагнитного типа. На Рисунке 7 из работы [32] виден осциллирующий характер междоуровневого взаимодействия и смещения низкополевой петли гистерезиса в зависимости от толщины немагнитной прослойки рутения для спиновых клапанов $\text{Si}/\text{Ru}(150\text{\AA})/\text{MnIr}(150\text{\AA})/\text{Co}(50\text{\AA})/\text{Ru}(t_{\text{Ru}})/\text{NiFe}(50\text{\AA})/\text{Ru}(50\text{\AA})$. Использование прослоек рутения в данных спиновых клапанах обеспечивает высокое совершенство интерфейсов и то, что в данном случае связь между ферромагнитными слоями осуществляется преимущественно за счет осциллирующего РККИ взаимодействия. Междоуровневое взаимодействие ферро- или антиферромагнитного типов в спиновых клапанах приводит к сдвигу низкополевой петли гистерезиса соответственно, в область положительных или отрицательных значений магнитного поля. Величина сдвига, называемая полем междоуровневого взаимодействия в феноменологических моделях перемагничивания спиновых клапанов записывается следующим выражением [22]

$$H_J = \frac{J}{M_{sat}^f t_f}, \quad (1.9)$$

где M_{sat}^f - намагниченность насыщения свободного слоя; t_f - толщина свободного слоя; J – феноменологическая константа, характеризующая межслоевое взаимодействие свободного и пиннированного слоев и имеющая размерность поверхностной плотности энергии эрг/см².

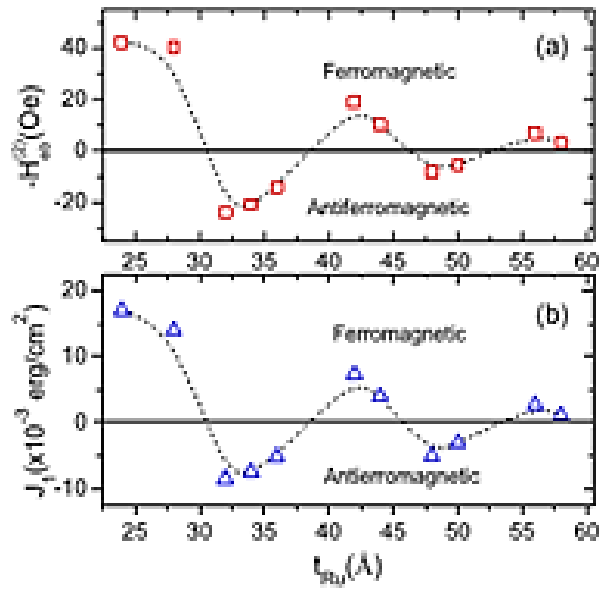


Рисунок 7. а) Сдвиг петли гистерезиса перемагничивания слоя NiFe в зависимости от толщины слоя рутения для спинового клапана Si/Ru(150Å)/MnIr(150Å)/Co(50Å)/Ru(t_{Ru})/NiFe(50Å)/Ru(50Å); б) константа межслоевого взаимодействия как функция t_{Ru} (штриховая линия проведена на глаз) [32]

Константа J принимает положительные или отрицательные значения в соответствии с ферромагнитным или антиферромагнитным упорядочением намагниченностей свободного и пиннированного слоя в нулевом магнитном поле. В работе [31] на примере спиновых клапанов на основе Co/Cu/Co показано, что осцилляции обменного взаимодействия не сопровождаются периодическими изменениями величины максимального магнитосопротивления.

В работе [34] показано, что количественная оценка соотношения вкладов дипольного и РККИ взаимодействий в энергию межслоевого взаимодействия в спиновых клапанах на основе NiFe/CoFe/Cu/CoFe с верхним расположением антиферромагнетика MnIr была может быть

проведена при помощи измерения температурной зависимости поля межслойного взаимодействия. По результатам измерений, проведенных в данной работе, можно сделать вывод, что соотношение вкладов дипольного и РККИ взаимодействий в энергию межслойного взаимодействия может варьироваться в широком диапазоне.

1.2.3 Обменное взаимодействие на границе антиферромагнетик/ферромагнетик

На границе АФ/Ф явление обменного взаимодействия приводит к пиннингу (закреплению) намагниченности ферромагнитного слоя. Обменная энергия, возникающая на поверхности раздела приводит к формированию однонаправленной магнитной анизотропии. Энергия обменной однонаправленной анизотропии может быть феноменологически описана следующим выражением

$$E_{EX} = J_{EX} (1 - \cos(\varphi_P)), \quad (1.10)$$

где J_{EX} - феноменологическая константа, характеризующая энергию обменного взаимодействия антиферромагнитного и пиннированного слоев и имеющая размерность поверхностной плотности энергии эрг/см². Однонаправленная анизотропия приводит к сдвигу петли перемагничивания пиннированного слоя на величину поля обменного сдвига

$$H_{EX} = \frac{J_{EX}}{M_{sat}^P t_p}, \quad (1.11)$$

где M_{sat}^P намагниченность насыщения пиннированного слоя и t_p - толщина пиннированного слоя [22].

Петля гистерезиса, измеренная для одиночной пленки ферромагнетика, обладающей одноосной анизотропией, расположена симметрично по отношению к нулевому магнитному полю. Сформировать однонаправленную анизотропию и сдвиг петли гистерезиса из симметричного положения можно двумя способами: 1) вырастить в магнитном поле на

ферромагнитной пленке пленку антиферромагнетика; 2) подвергнуть двухслойную структуру АФ/Ф термомагнитной обработке. Термомагнитная обработка, или отжиг в магнитном поле включает в себя следующие операции: а) нагрев до температуры, превышающей температуру блокировки; б) приложение внешнего магнитного поля в выбранном направлении; в) охлаждение до температуры ниже температуры блокировки; г) снятие внешнего магнитного поля. Температурой блокировки T_b для границы АФ/Ф называется температура, при которой энергия теплового движения становится достаточно велика для того, чтобы разрушить обменное взаимодействие в приграничной зоне. Температура блокировки близка, но не равна температуре Нееля антиферромагнетика и зависит от толщины и материала антиферромагнитного слоя [38, 39].

1.2.4 Антиферромагнитные материалы, используемые в спиновых клапанах

Наиболее простым в изготовлении является антиферромагнитный сплав $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$. Данный антиферромагнетик обладает невысокой температурой Нееля ($T_N = 217^\circ\text{C}$) и спиновый клапан, изготовленный на его основе, обладает низкой температурной стабильностью. Температура блокировки T_B , при которой исчезает обменный сдвиг петли гистерезиса пиннированного ферромагнитного слоя в системе ФМ/АФМ, в случае использования антиферромагнетика $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ равна $T_B = (120 - 190)^\circ\text{C}$. Значительно более высокой температурой Нееля ($T_N = 427^\circ\text{C}$) обладает антиферромагнетик $\text{Mn}_{75}\text{Ir}_{25}$. Температура блокировки для спиновых клапанов на его основе составляет $T_B = (250 - 300)^\circ\text{C}$ в зависимости от толщины антиферромагнитного слоя. [40]. При использовании сплавов $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ и $\text{Mn}_{75}\text{Ir}_{25}$ в качестве антиферромагнитного слоя обменный сдвиг может быть получен сразу при напылении в магнитном поле [41, 42]. Для получения обменного сдвига в спиновых клапанах на основе антиферромагнетиков MnPt , MnNi , MnPd после напыления необходимы отжиг и охлаждение в магнитном поле [43, 44]. Антиферромагнитное соединение MnPt , получаемое после отжига напыленного клапана в течение 5 – 20 часов при температуре 260°C , позволяет повысить температуру блокировки до $350 - 400^\circ\text{C}$ [45]. Использование оксидных антиферромагнитных материалов (например, NiO , NiCoO , NiO/CoO) позволяет повысить величину гигантского магниторезистивного эффекта, так как, благодаря зеркальному отражению электронов от их

поверхности, уменьшается число слоев, участвующих в формировании гигантского магниторезистивного эффекта. В Таблице 1[46] представлены часто используемые в спиновых клапанах антиферромагнитные материалы, их температуры блокировки, значения поверхностной плотности обменной энергии и критические толщины антиферромагнитного слоя (минимальные толщины, при которых возникает обменный сдвиг петли гистерезиса).

Таблица 1. Температуры блокировки, поверхностная плотность энергии обменного взаимодействия и критическая толщина некоторых используемых в спиновых клапанах антиферромагнитных материалов [46].

Антиферромагнетик	Температура блокировки (°C)	Поверхностная плотность энергии обменного взаимодействия (эрг/см ²)	Критическая толщина слоя (Å)
Ni ₄₅ Mn ₅₅	375	0.24	300
Pt ₄₉ Mn ₅₁	340	0.20	300
α -Fe ₂ O ₃	320	0.10	< 500
Pt ₂₀ Pd ₃₀ Mn ₅₀	300	0.12	250
Cr ₄₀ Mn ₄₀ Pt ₂₀	280	0.90	300
Mn ₈₀ Ir ₂₀	280	0.15	80
Ru ₁₂ Rh ₈ Mn ₈₀	225	0.17	100
Ni ₅₀ O ₅₀	210	0.12	400
Fe ₅₀ Mn ₅₀	180	0.11	110

В данной диссертационной работе для напыления антиферромагнитного слоя использовались антиферромагнитные сплавы: Fe₅₀Mn₅₀ и Mn₇₅Ir₂₅. Антиферромагнитный сплав Fe₅₀Mn₅₀ является наиболее доступным и простым в изготовлении материалом. При напылении в магнитном поле спиновых клапанов с верхним расположением данного антиферромагнетика,

обменный сдвиг возникает без последующего отжига и охлаждения в магнитном поле. Антиферромагнитный сплав $\text{Mn}_{75}\text{Ir}_{25}$ обладает более высокой температурой блокировки, чем приведенная в Таблице 1 для сплава $\text{Mn}_{80}\text{Ir}_{20}$ (подробнее в пункте 3.3). Данный материал широко используется в настоящее время для создания элементов наноспинтроники [1].

1.2.5 Конфигурации магнитной анизотропии в спиновых клапанах

Два вида магнитной анизотропии формируются в спиновом клапане: обменная (однонаправленная), которая возникает на границе раздела между АФМ и ФМ слоями, и одноосная анизотропия свободного слоя. Соответственно, существуют два выделенных направления: ось однонаправленной анизотропии (ООА) и ось легкого намагничивания (ОЛН) свободного слоя. Взаимное расположение ООА и ОЛН определяет ту или иную конфигурацию магнитной анизотропии, сформированную в спиновом клапане. Рассмотрим механизм формирования указанных выделенных направлений. Направление ООА задается направлением внешнего магнитного поля во время охлаждения после отжига или во время роста наноструктуры при напылении в магнитном поле. Когда материалы с границей раздела ферромагнетик/антиферромагнетик нагреваются выше температуры Нееля (T_N) антиферромагнетика и ниже температуры Кюри (T_C) ферромагнетика, а затем охлаждаются в магнитном поле, в ферромагнетике индуцируется обменная анизотропия или «обменный сдвиг» (Рисунок 8). Вследствие обменной анизотропии петля гистерезиса смещается в сторону, противоположную приложенному при охлаждении магнитному полю [47, 48]. Этот вид анизотропии был обнаружен в 1956 году Мейкледжоном и Бином. Майкледжон и Бин обнаружили, что если окислить поверхность частиц металлического кобальта, имеющих диаметр от 100 до 1000 Å, и охладить их в магнитном поле до 77 К, то появится так называемая однонаправленная анизотропия, стремящаяся установить намагниченность по всему объему только в направлении магнитного поля, приложенного при охлаждении. В данном случае при охлаждении до 77 К никакого перехода не происходит, но при температуре Нееля $T_N = 300$ К появляется антиферромагнитное упорядочение в окисле CoO , покрывающем поверхность кобальта, поэтому переход через эту точку в магнитном поле играет важную роль [49, с. 99].

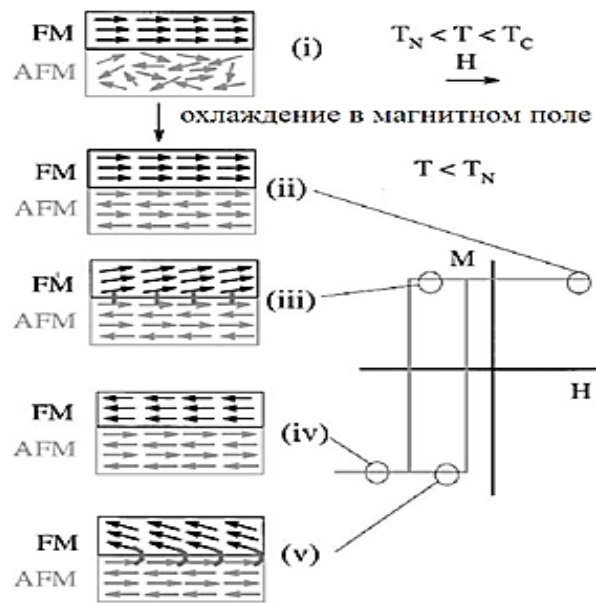


Рисунок 8. Схематическая диаграмма, показывающая расположение спинов в слоях АФМ/ФМ на различных стадиях (i)-(v) перемангничивания. Направления спинов показаны схематически, и не являются точным изображением поворота намагниченностей ФМ и АФМ [47].

Природа эффекта состоит в следующем. При температуре больше температуры Нееля антиферромагнетик, но меньше температуры Кюри ферромагнетик, антиферромагнетик находится в магнитно-разупорядоченном, а ферромагнетик в упорядоченном состоянии (Рисунок 8). При уменьшении температуры ниже T_N в присутствии поля антиферромагнетик упорядочивается, и обменное взаимодействие через интерфейс обеспечивает эффективное магнитное поле. Это магнитное поле смещает петлю гистерезиса. Сдвиг петли обычно называется обменным сдвигом [48].

Одноосная магнитная анизотропия в свободном слое формируется при напылении в магнитном поле или при последующем отжиге и охлаждении в магнитном поле. Этот тип анизотропии возникает в ферромагнитных сплавах в связи с особенностями упорядочения атомов (направленное упорядочение). Физический механизм этого явления состоит в следующем. Если рассматривать энергию взаимодействия отдельной пары соседних атомов в кристаллической решетке ферромагнитного сплава, то эта энергия зависит от угла между локальной намагниченностью и осью, соединяющей атомы. При температурах ниже точки Кюри, но достаточно высоких, чтобы шла интенсивная диффузия атомов, благодаря тепловому

движению магнитные моменты пары соседних атомов будут стремиться ориентироваться так, чтобы их энергия была минимальной (например, чтобы их моменты были направлены вдоль локальной намагниченности). Тепловые флуктуации противодействуют этому направленному упорядочению. С помощью внешнего однородного магнитного поля можно ориентировать все локальные намагниченности вдоль одной оси по всему кристаллу и, следовательно, в нем магнитные моменты всех соседних пар атомов будут ориентированы параллельно. Охлаждением образца можно «заморозить» эту упорядоченную ориентацию и таким образом создать в веществе одноосную магнитную анизотропию. Так при отжиге и охлаждении в магнитном поле формируется ось легкого намагничивания свободного слоя в спиновом клапане. При напылении в магнитном поле аналогичное стремление к минимуму энергии при формировании микроструктуры слоя так же задает выделенное направление и формирует одноосную анизотропию свободного слоя [50, с. 789]. Первые спиновые клапаны обладали так называемой параллельной конфигурацией магнитной анизотропии, то есть ось легкого намагничивания параллельна оси однонаправленной анизотропии, $OLH \parallel OOA$. На Рисунке 9 из

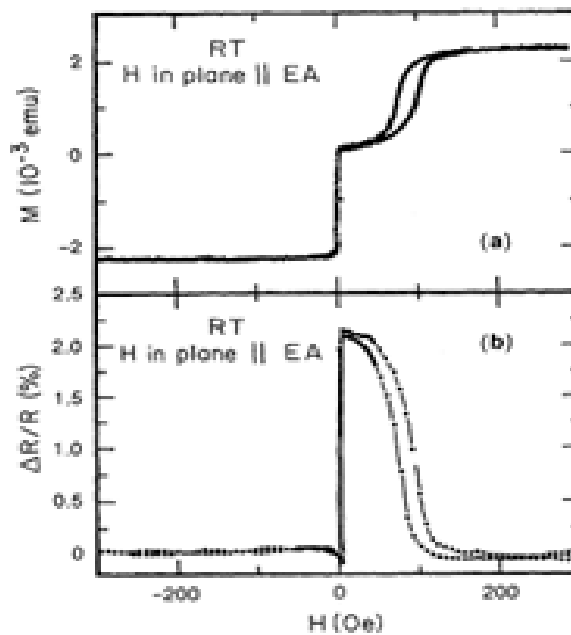


Рисунок 9. Кривая намагничивания (a) и соответствующее изменение магнитосопротивления (b) для спинового клапана $\text{Si}/\text{NiFe}(150\text{\AA})/\text{Cu}(26\text{\AA})/\text{NiFe}(150\text{\AA})\text{FeMn}(100\text{\AA})/\text{Ag}(20\text{\AA})$. Приложенное поле параллельно полю обменной анизотропии. Ток течет перпендикулярно этим направлениям [7].

работы [7], в которой впервые была предложена и реализована идея спинового клапана, показаны кривая намагничивания и полевая зависимость магнитосопротивления для спинового клапана с параллельной конфигурацией магнитной анизотропии. Магнитное поле приложено параллельно оси легкого намагничивания и направлению пиннинга (ООА).

Если ось легкого намагничивания свободного слоя перпендикулярна направлению пиннинга (ОЛН $\perp$ ООА) то в спиновом клапане сформирована скрещенная конфигурация магнитной анизотропии. Впервые такая конфигурация анизотропии была предложена и реализована в работе [51], при этом удалось существенно уменьшить ширину низкополевого петли гистерезиса до 4 Э. На Рисунке 10 представлены соответствующие полевые зависимости

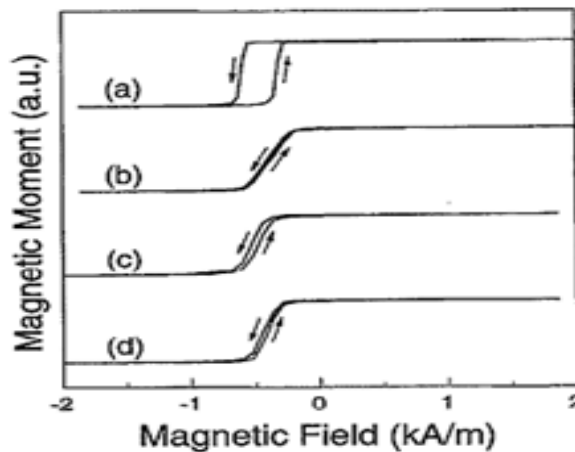


Рисунок 10. Низкополевая петля гистерезиса для спинового клапана $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(80\text{\AA})/\text{Cu}(30\text{\AA})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(60\text{\AA})/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}(80\text{\AA})$ а) параллельная конфигурация магнитной анизотропии; б) скрещенная конфигурация магнитной анизотропии, сформированная во время напыления; в) скрещенная конфигурация магнитной анизотропии, сформированная при отжиге и охлаждении в магнитном поле; г) образец со скрещенной конфигурацией магнитной анизотропии, сформированной во время напыления и затем отожженный и охлажденный в магнитном поле параллельном оси анизотропии пиннингованного слоя [51].

магнитосопротивления, полученные в работе [51]. На Рисунке 11 схематически показано перемагничивание клапанов с параллельной и скрещенной конфигурацией магнитной анизотропии. В последнем случае, если магнитное поле (МП) направлено вдоль оси трудного намагничивания свободного слоя (МП $\parallel$ ООА $\perp$ ОЛН), то при перемагничивании свободного слоя преобладают механизмы обратимого когерентного вращения намагниченности, что и

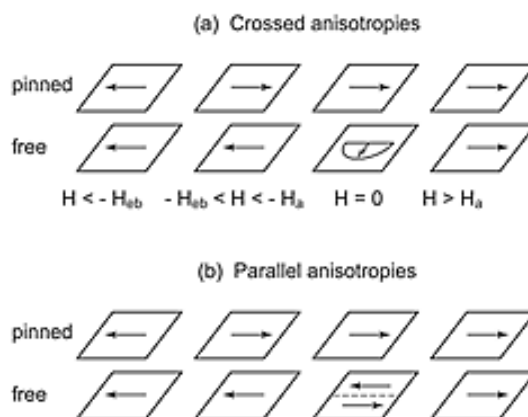


Рисунок 11. Схематическое представление перемагничивания слоев $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ в спиновых клапанах с параллельной и скрещенной анизотропией. H_a и H_{eb} характеризуют наведенную анизотропию свободного слоя и обменную анизотропию соответственно [51].

является причиной резкого уменьшения ширины петли гистерезиса. Однако, согласно [12] и [23], даже в случае общего перпендикулярного расположения ООА и ОЛН всегда существует локальный разброс этих направлений в плоскости пленки, обусловленный особенностями рельефа и микроструктуры. По этой причине практическое получение безгистерезисного перемагничивания в спиновых клапанах со скрещенной конфигурацией анизотропии является маловероятным. В обзоре [12] рассматриваются случаи неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии: «почти параллельная» и «почти скрещенная» конфигурация. Как показано схематически на Рисунке 12, при «почти скрещенной» конфигурации $\text{МП} \perp \text{ОЛН}$ и при этом ООА отклонена на малый угол

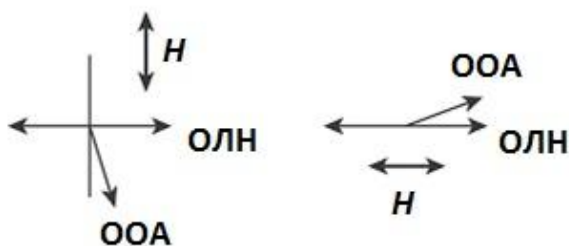


Рисунок 12. а) почти скрещенная конфигурация анизотропии; б) почти параллельная конфигурация анизотропии [12].

от направления магнитного поля, а в случае «почти параллельной» конфигурации МП $\parallel$ ОЛН и ось однонаправленной анизотропии отклонена на малый угол от ОЛН. Данные конфигурации магнитной анизотропии так же позволяют уменьшить гистерезис перемагничивания свободного слоя.

При параллельной конфигурации магнитной анизотропии (МП $\parallel$ ООА $\parallel$ ОЛН) перемагничивание происходит в основном за счет необратимых процессов движения доменных стенок, что приводит к неизбежному гистерезису перемагничивания свободного слоя. Такие структуры используются для цифровых приложений, например, для элементов памяти, где два магнитных состояния спинового клапана соответствуют двум позициям: «0» и «1».

1.3 Использование модели Стонера-Вольфарта для описания процессов перемагничивания в спиновых клапанах

Для феноменологического описания процессов, происходящих в спиновых клапанах, часто [22, 23, 52, 53, 54] используется модель когерентного вращения намагниченности Стонера-Вольфарта, которая дает наиболее близкое описание микромагнетизма реальных систем. Краткое описание модели и ее применения для процессов перемагничивания спинового клапана можно найти в обзоре [12]. Модель предполагает, что спины внутри каждого ферромагнитного слоя остаются параллельными друг другу (однодоменное состояние), и перемагничивание происходит по механизму когерентного вращения намагниченности. Рассмотрим систему, состоящую из n ферромагнитных слоев толщиной t_i ($i = 1 \dots n$) с намагниченностью насыщения $M_{sat,i}$. Ограничимся случаем, когда приложенное поле и намагниченность лежат в плоскости пленки. Магнитное состояние системы полностью описывается углами α_i между направлениями намагниченности каждого слоя и выбранным направлением в плоскости пленки. Приложенное поле отклонено от выбранного направления на угол θ (Рисунок 13). Изменения магнитного состояния системы, которые происходят при изменении внешнего приложенного поля, рассчитываются из полной энергии на единицу площади, $E_{tot}(\alpha_1 \dots \alpha_n, \mathbf{H})$. Энергия E_{tot} является суммой вкладов различных взаимодействий, которые будут рассмотрены ниже. В качестве начального принято состояние системы, в котором намагниченности всех ферромагнитных слоев параллельны бесконечно большому

внешнему магнитному полю. Если затем $\mathbf{H}$ изменяется, углы α_i , описывающие состояние системы, непрерывно меняются так, чтобы при этом система оставалась в равновесии (стабильном или метастабильном). Только если система пришла в состояние, в котором нет локального минимума энергии, она может «соскользнуть» через непрерывные переходы в (мета)стабильное состояние с более низкой энергией. Это состояние определяется при использовании метода пошагового снижения. Такие изменения являются необратимыми и приводят к гистерезису магниторезистивной кривой.



Рисунок 13. Углы θ и α_i отклонения направления внешнего поля и намагниченностей каждого слоя от выбранного в плоскости пленки направления [12].

Равновесная конфигурация в поле $\mathbf{H} = (H_0, \theta_0)$ является решением следующих уравнений:

$$\left. \frac{\partial E_{tot}}{\partial \alpha_i} \right|_{H_0, \theta_0} = 0, \text{ для } i = 1 \dots n. \quad (1.12)$$

Решение является стабильным или метастабильным если все собственные значения матрицы M , определенной как

$$M_{ij} \equiv \left. \frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial \alpha_i \partial \alpha_j} \right|_{H_0, \theta_0}, \quad (1.13)$$

являются положительными. Для одного слоя условием стабильности является

$$\frac{\partial^2 E_{tot}}{\partial \alpha^2} > 0. \quad (1.14)$$

Наиболее значимые компоненты, составляющие полную энергию в спиновом клапане это: энергия обменного взаимодействия между перпендикулярным и антиферромагнитным слоем

(E_{EX}); энергия одноосной анизотропии ферромагнитных слоев (E_A); Зеемановская энергия взаимодействия внешнего магнитного поля и намагниченности каждого ферромагнитного слоя (E_Z) и энергия межслоевого взаимодействия между ферромагнитными слоями через немагнитный слой (E_J). Полная энергия системы тогда запишется как

$$E_{tot} = \sum_{i=1}^n (E_{EX,i} + E_{A,i} + E_{Z,i}) + \sum_{i=2}^n E_{J,i,i-1}, \quad (1.15)$$

где

$$E_{EX,i} = -J_{EX,i} \cos(\alpha_i - \varphi_{AF}), \quad (1.16)$$

$$E_{A,i} = K_i t_i \sin^2(\alpha_i - \varphi_{\alpha,i}), \quad (1.17)$$

$$E_{J,i,i-1} = -J_{i,i-1} \cos(\alpha_i - \alpha_{i-1}) \quad (1.18)$$

$$\text{и } E_{Z,i} = M_{sat,i} H t_i \cos(\theta - \alpha_i) \quad (1.20)$$

Если слой i не соприкасается с антиферромагнитным слоем, то $E_{EX,i} = 0$. Угол φ_{AF} определяет преимущественное направление намагниченности ферромагнитного слоя. Параметр обменного взаимодействия J_{EX} будет, следовательно, по определению положительным. K_i - плотность энергии одноосной анизотропии слоя i с толщиной t_i и углом $\varphi_{\alpha,i}$, определяющим направление легкой оси. Положительный или отрицательный параметр межслоевого взаимодействия J описывает ферромагнитное или антиферромагнитное взаимодействие, соответственно. Как показано в работе [52], возрастание ферромагнитного взаимодействия между свободным и пиннированным слоями приводит к уменьшению ширины плато на магниторезистивной кривой, соответствующего антипараллельному упорядочению намагниченностей ферромагнитных слоев. В работе [52] магниторезистивные кривые для спиновых клапанов композиции $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Cu}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ с разными толщинами меди и, соответственно, разной энергией межслоевого взаимодействия были интерпретированы с помощью модели Стонера-Вольфарта. Полная энергия системы была записана как сумма Зеемановских энергий свободного и пиннированного слоев, энергии обменного взаимодействия между свободным и пиннированным слоем и энергии межслоевого взаимодействия:

$$E_{tot} = -M_{sat1} t_1 H \cos \alpha_1 - M_{sat2} t_2 H \cos \alpha_2 - J_{EX} \cos \alpha_2 - J \cos(\alpha_1 - \alpha_2) \quad (1.21)$$

Анизотропия свободного и пиннированного слоя не учитывалась. Данное рассмотрение позволило оценить критическое значение величины отношения J/J_{EX} при котором происходит изменение способа перемангничивания в спиновом клапане и соответствующее изменение формы магниторезистивной кривой. Если величина J/J_{EX} не превышает критического значения, то перемангничивание свободного слоя сопровождается небольшим поворотом вектора намагниченности пиннированного слоя, который затем возвращается в исходное состояние. Намагниченности свободного и пиннированного слоев остаются антипараллельными, а затем, когда внешнее поле достигает значения близкого

$$H_{EX} = \frac{J_{EX}}{M_{sat}^p t_p}, \quad (1.22)$$

происходит перемангничивание пиннированного слоя, которое, в свою очередь, сопровождается небольшим поворотом намагниченности свободного слоя. При этом магниторезистивная кривая имеет прямоугольную форму с выраженным плоским плато (Рисунок 14). Если величина J/J_{EX} превышает критическое значение, то свободный и пиннированный слои при взаимодействии ведут себя иначе. А именно, при повороте вектора

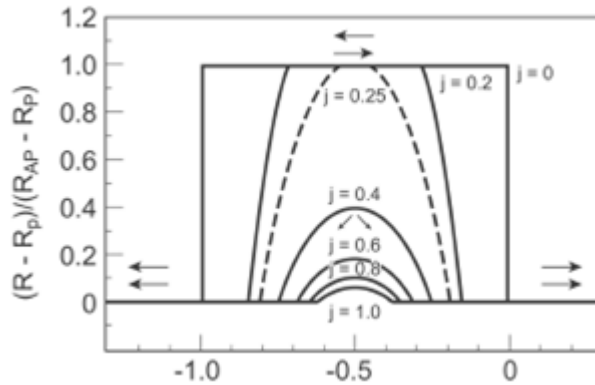


Рисунок 14. Полученные в результате модельных расчетов полевые зависимости нормированного изменения магнитосопротивления для простейшего спинового клапана с одинаковыми толщинами и материалом магнитных слоев. Форма кривой изменяется в зависимости от значения величины $j = \frac{J}{J_{EX}}$ [52].

намагниченности одного слоя, намагниченность второго следует за первым с определенным опозданием. В результате сужается область плато на магниторезистивной кривой, и форма ее становится округлой.

1.4 Использование модели Стонера-Вольфарта для выяснения условий реализации безгистерезисного перемагничивания спиновых клапанов

В работе [23] приближение Стонера-Вольфарта используется для моделирования процессов перемагничивания свободного слоя. Направление вектора намагниченности пиннированного слоя считается неизменным. Межслойное взаимодействие, конфигурация магнитной анизотропии, поле одноосной анизотропии и направление магнитного поля рассматриваются в как факторы, определяющие реализацию того или иного механизма перемагничивания. Авторами на основе вычислений в рамках модели когерентного вращения намагниченности построена магнитная фазовая диаграмма, показывающая области реализации разных мод перемагничивания. Для характеристики межслойного взаимодействия используется сдвиг петли гистерезиса свободного слоя H_J . В зависимости от поля одноосной анизотропии H_A и угла θ отклонения МП от ООА, реализуется одна из трех мод перемагничивания, обозначенных как А, В и С. Моды А и В в рамках используемой модели интерпретируются как «вращение – прыжок – вращение», а мода С как когерентное вращение вектора намагниченности. Таким образом, только мода С соответствует безгистерезисному перемагничиванию свободного слоя. На Рисунках 15а, 15б и 15в показаны диаграммы, иллюстрирующие области реализации А, В или С мод в зависимости от отношения $h_J = H_J / H_A$ и от угла θ между приложенным полем и ООА. Рисунки 15а и 15б относятся к случаям параллельной и скрещенной конфигурации анизотропии, соответственно. Рисунок 15в показывает области реализации мод перемагничивания для неколлинеарной конфигурации анизотропии, когда угол между ОЛН и ООА составляет 80° .

Если МП $\parallel$ ОЛН, то при коллинеарной конфигурации анизотропии безгистерезисное перемагничивание невозможно при любом соотношении H_J и H_A . В случае же скрещенной (ОЛН $\perp$ ООА) конфигурации анизотропии перемагничивание будет безгистерезисным при $|H_J / H_A| > 1$, вне зависимости от направления МП. Однако, как отмечено в обзоре [12], даже в случае общего перпендикулярного расположения ООА и ОЛН всегда существует локальный

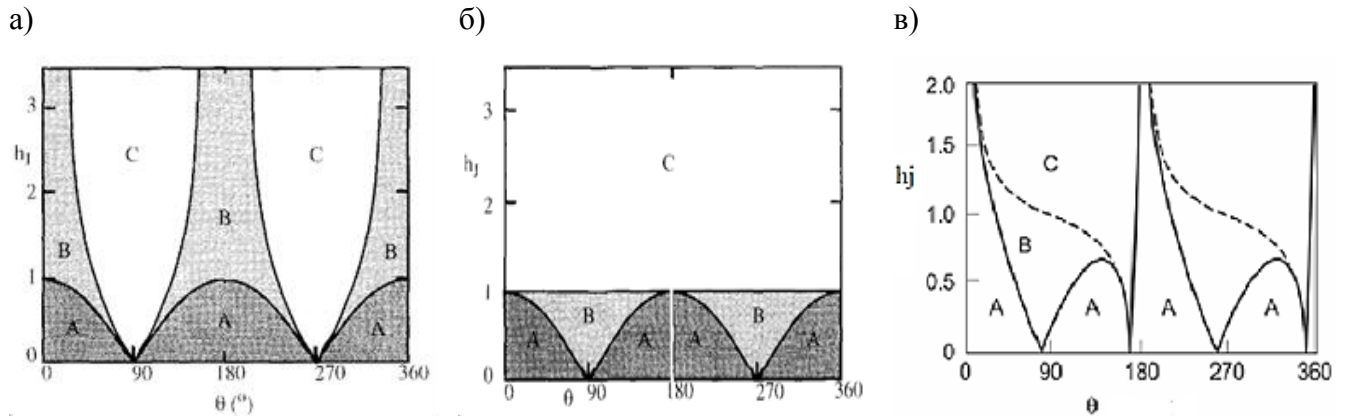


Рисунок 15. Магнитные фазовые диаграммы, показывающие области реализации А, В и С мод перемагничивания для случаев а) параллельной, б) скрещенной и в) неколлинеарной конфигураций магнитной анизотропии [23].

разброс этих направлений в плоскости пленки, обусловленный особенностями рельефа и микроструктуры. По этой причине практическое получение режима безгистерезисного перемагничивания в спиновых клапанах со скрещенной конфигурацией анизотропии является маловероятным. В случае неколлинеарной конфигурации анизотропии, когда угол между ООА и ОЛН больше 0 и меньше 90° , безгистерезисная мода С реализуется в определенном интервале углов между приложенным магнитным полем и ООА.

1.5 Формирование доменной структуры при перемагничивании спиновых клапанов

Магнитные процессы в реальных спиновых клапанах не всегда могут быть исчерпывающе описаны в рамках однодоменной модели. Механизмы формирования доменных стенок в двухслойной структуре Ф/АФ рассматривается в работе [55]. Авторы теоретически предсказывают индуцирование доменных стенок в результате фрустрации обменного взаимодействия на краях атомных ступеней на границе раздела между слоями. Проведенное сравнение с экспериментальными данными подтверждает предложенное модельное представление. Таким образом, существует корреляция между шероховатостью интерфейсов и наличием той или иной доменной структуры в слоях спинового клапана.

Визуальное наблюдение доменной структуры, появления и движения доменных стенок при перемагничивании спиновых клапанов чаще всего осуществляется при помощи и Лоренцевской просвечивающей электронной микроскопии. При прохождении электронного луча через магнитную пленку электроны отклоняются под действием силы Лоренца. Электроны, проходящие через соседние магнитные домены, отклоняются в разные стороны, что приводит к усилению, либо ослаблению интенсивности на экране. Данные по визуализации доменной структуры, возникающей при перемагничивании спиновых клапанов, представлены, например, в работах [56, 57, 58, 59].

В работе [57] представлены результаты визуализации доменной структуры, возникающей при перемагничивании спиновых клапанов с сильным и слабым межслойным взаимодействием и величиной отношения J/J_{EX} превышающего и не превышающего критическое значение (в соответствии с классификацией, предложенной в работе [52]). По наблюдениям авторов, если J/J_{EX} не превышает критическое значение, то перемагничивание осуществляется в основном когерентным вращением намагниченности, однако некоторые элементы доменной структуры все же формируются. Доменная структура выражена еще более явно, если J/J_{EX} превышает критическое значение.

В работе [56] представлены данные по визуализации доменной структуры, возникающей при перемагничивании спиновых клапанов, которое осуществляется по механизмам А, В и С (в терминах классификации предложенной в работе [23]). Модельному представлению о скачкообразном изменении направления вектора намагниченности при реализации механизмов А и В соответствует формирование и эволюция доменов с соответствующим направлением вектора намагниченности. При перемагничивании по механизму С система находится в однодоменном состоянии и доменные стенки отсутствуют на изображении магнитной структуры.

1.6 Влияние кристаллической структуры и текстуры на свойства спиновых клапанов

1.6.1 Микроструктура спиновых клапанов

Микроструктура слоев спиновых клапанов зависит от композиции (верхнее или нижнее расположение антиферромагнетика), материала магнитных и немагнитных слоев и условий приготовления. Для приготовления слоистой структуры спиновых клапанов используют следующие методы: магнетронное напыление на постоянном токе, радиочастотное напыление, ионно-лучевое напыление, молекулярно-лучевая эпитаксия. Перечисленные способы различаются скоростью формирования слоистой структуры, величинами рабочего давления газа и базового давления остаточных газов и, следовательно, энергией и угловым распределением атомов, осаждающихся на подложку.

Оптимальной для спиновых клапанов является микроструктура, которая способствует:

- увеличению длины свободного пробега для электронов с одним направлением спина;
- сильному рассеянию внутри ферромагнитных слоев и на интерфейсах для электронов с направлением спина противоположным локальной намагниченности;
- увеличению термической стабильности [60].

Присутствие дефектов (вакансии, дислокации, междолинные границы) внутри слоев уменьшает длину свободного пробега электронов. Структура интерфейсов так же влияет на длину свободного пробега электронов, а кроме того определяет тип междолинного магнитного взаимодействия (Неелевское или обменное взаимодействие).

Для уменьшения дефектности наноструктуры при напылении слоев спиновых клапанов используют материалы с близкими параметрами кристаллической решетки. Имеющий ГЦК-решетку сплав $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ и используемые в ферромагнитных слоях ГЦК сплавы системы $\text{Fe} - \text{Ni} - \text{Co}$, а так же используемая в немагнитном слое медь имеют близкие параметры кристаллической решетки. В спиновых клапанах на основе этих материалов при использовании подходящего буферного слоя [61, 62, 63] реализуется когерентный рост слоев, текстура $\langle 111 \rangle$ и

столбчатая структура зерен (межзеренная граница проходит сквозь всю слоистую структуру) [64]. Близкие параметры кристаллической решетки приводят к росту слоев с малым количеством дефектов и, следовательно, к увеличению длины свободного пробега электронов. Дефектная структура слоев и интерфейсов приводит не только к уменьшению длины свободного пробега электронов, но и являются причиной не зависимо от спина рассеяния электронов. Таким образом, согласование параметров решеток материалов спинового клапана важно для увеличения эффекта ГМС. Именно по этой причине спиновые клапаны, в которых в качестве немагнитного используется медь, демонстрируют больший магниторезистивный эффект, чем клапаны с немагнитным слоем серебра или золота.

1.6.2 Текстура в спиновых клапанах

Многими авторами показано, что формирование текстуры $\langle 111 \rangle$ в спиновых клапанах на основе ГЦК материалов является предпочтительным по целому ряду причин.

- 1) Опыт изготовления спиновых клапанов, представленный во множестве публикаций [17, 18, 24, 25], указывает на то, что формирование аксиальной текстуры $\langle 111 \rangle$ является необходимым условием для приготовления клапанов, обладающих малым гистерезисом. Применяются различные способы формирования текстуры $\langle 111 \rangle$, включающие: выбор толщины и материала (Ta, NiFeCr) буферного слоя [61, 63]; использование композитного свободного слоя, содержащего дополнительный слой из магнитомягкого материала (NiFe) [17]; выбор оптимальных толщин слоев магнитных и немагнитных материалов [18]; использование послеростового ионного травления [65]; использование многослойной периодической структуры в качестве свободного слоя [24], напыление буферного слоя Ta при пониженном давлении рабочего газа [66]. В работе [67] показано, что при перемагничивании пленки пермаллоя $N_{80}iFe_{20}$, напыленной на танталовый буферный слой и обладающей текстурой $\langle 111 \rangle$, коэрцитивная сила будет значительно меньше, чем при перемагничивании пленки пермаллоя той же толщины, но приготовленной с использованием буферного слоя Cr и не обладающей столь же совершенной текстурой. Корреляция между наличием текстуры $\langle 111 \rangle$ и малой шириной

петли гистерезиса объясняется отсутствием локальных флуктуаций магнитной кристаллической анизотропии в плоскости пленки, если в данном слое ферромагнетика сформирована идеальная текстура $\langle 111 \rangle$ с осью перпендикулярной плоскости пленки. Та же интерпретация использована в [68] для клапанов, полученных ионно-лучевым осаждением. Авторы связывают магнитомягкие свойства свободного слоя с отсутствием магнитной анизотропии в плоскостях (111), так как в этом случае разориентация отдельных кристаллитов в текстурированной поликристаллической пленке не приводит к локальным флуктуациям магнитной анизотропии.

- 2) Формирование текстуры $\langle 111 \rangle$ в клапанах на основе ГЦК-структурированных материалов приводит к уменьшению количества дефектов кристаллической структуры и, следовательно, к увеличению эффекта ГМС [11].
- 3) В спиновых клапанах на основе ГЦК-структурированных антиферромагнетиков, например $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ и $\text{Mn}_{80}\text{Ir}_{20}$, при формировании текстуры $\langle 111 \rangle$ увеличивается поле обменного сдвига [19, 69].
- 4) Корреляция между текстурой $\langle 111 \rangle$ и гистерезисом пиннингованного слоя в туннельных спиновых клапанах на основе антиферромагнетика MnIr отмечена в работе [70]. Авторы на примере двух спиновых клапанов с разными буферными слоями и разным совершенством текстуры показали, что при наличии совершенной текстуры наблюдается столбчатый рост кристаллитов и увеличение шероховатости межслоевых интерфейсов. Несовершенство интерфейсов приводит к пиннингу доменных стенок при перемагничивании и в результате ширина петли гистерезиса при перемагничивании пиннингованного слоя увеличивается.
- 5) Формирование текстуры $\langle 111 \rangle$ приводит к возрастанию межслоевого взаимодействия свободного и пиннингованного ферромагнитных слоев, так как обусловленное совершенной текстурой увеличение шероховатости интерфейсов приводит к возрастанию дипольного (Неелевского) взаимодействия. Данное соотношение между текстурой, шероховатостью интерфейсов и межслоевым взаимодействием в туннельных спиновых клапанах на основе антиферромагнетика MnIr рассматривалось в [20].

Выводы по главе 1

Известен ряд факторов, определяющих магнитный гистерезис в спиновых клапанах. Во-первых, ширина низкополевой петли гистерезиса уменьшается с увеличением взаимодействия между ферромагнитными слоями и, следовательно, зависит от толщины немагнитного слоя [19, 25] и шероховатости магнитных слоев [20]. Во-вторых, важным параметром является одноосная анизотропия. Одноосная анизотропия в спиновом клапане сильно зависит от микроструктуры и кристаллографической текстуры, а так же от толщины и материала свободного слоя. В работе [67] корреляция между магнитным гистерезисом и наличием аксиальной текстуры $\langle 111 \rangle$ в пленке $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ объясняется в терминах магнитной анизотропии. Обладающая аксиальной текстурой $\langle 111 \rangle$ пленка ферромагнитного сплава $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ демонстрирует слабый гистерезис, так как в этом случае разориентация отдельных кристаллитов не приводит к появлению локальных флуктуаций магнитной анизотропии в плоскости пленки. Таким образом, третьим фактором, управляющим гистерезисом в спиновых клапанах является степень совершенства текстуры $\langle 111 \rangle$, которая может быть сформирована различными способами [17, 18, 24, 61, 63, 65, 66]. И последним важнейшим параметром является взаимная ориентация трех направлений в плоскости пленки: оси однонаправленной анизотропии, оси легкого намагничивания свободного слоя и направления приложенного внешнего магнитного поля [23, 53].

Целенаправленное управление перечисленными тремя факторами в процессе приготовления наноструктур было использовано в данной диссертационной работе для получения спиновых клапанов демонстрирующих безгистерезисную полевую зависимость магнитосопротивления.

2. Методика эксперимента

2.1 Выбор объектов исследования

Металлические спиновые клапаны, при сравнительной простоте изготовления демонстрируют достаточную для многих технических приложений величину ГМР-эффекта и высокую магниторезистивную чувствительность в области малых магнитных полей. Кроме того, данные материалы обладают большей, по сравнению с туннельными структурами, стойкостью к внешним механическим воздействиям (ударам, вибрации, деформации).

В качестве объектов исследования были выбраны металлические спиновые клапаны с композитным свободным слоем $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$. Подобные клапанные структуры впервые были предложены в работе [17], где было обнаружено, что использование дополнительной прослойки NiFe в свободном слое способствует формированию текстуры $\langle 111 \rangle$ и уменьшению ширины низкополевой петли гистерезиса. Для формирования антиферромагнитного слоя использовались антиферромагнитные сплавы $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ и $\text{Mn}_{75}\text{Ir}_{25}$. Сплав $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ является сравнительно дешевым и простым в изготовлении материалом. На основе данного антиферромагнетика были приготовлены серии клапанов, предназначенные для проверки и изучения основных зависимостей свойств спинового клапана от технологических параметров напыления, а так же от толщин различных слоев. Температура Нееля для антиферромагнитного сплава $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ составляет $T_N = 217^\circ\text{C}$, и спиновые клапаны, изготовленные на его основе, обладают низкой температурой блокировки ($T_B = 120 - 190^\circ\text{C}$). Антиферромагнитные сплавы на основе MnIr имеют более высокую температуру Нееля. Например, для $\text{Mn}_{75}\text{Ir}_{25}$ температура Нееля $T_N = 427^\circ\text{C}$, и температура блокировки для спиновых клапанов, изготовленных на его основе, составляет ($T_B = 250 - 300^\circ\text{C}$), в зависимости от толщины слоя антиферромагнетика. В качестве немагнитного слоя использовалась медь. В структурном отношении все материалы, формирующие многослойную область, в которой возникает эффект ГМС, а именно, MnIr, FeMn, NiFe, CoFe, Cu обладают ГЦК кристаллографической структурой и близкими параметрами кристаллической решетки. Близость структурных параметров важна для формирования столбчатой структуры, в которой межзеренные границы проходят сквозь все слои поликристаллической многослойной пленки. В качестве буферного слоя использовались тантал и парамагнитный сплав $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$. Согласно [18], слой тантала толщиной более 40Å способствует формированию текстуры $\langle 111 \rangle$ в напыляемых на него материалах с ГЦК структурой.

Сплав $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$ помимо формирования текстуры обладает еще свойством выравнивания интерфейсов и, таким образом, позволяет максимально уменьшить толщину немагнитного слоя Cu.

2.2 Приготовление спиновых клапанов методом магнетронного напыления

2.2.1 Процесс магнетронного распыления

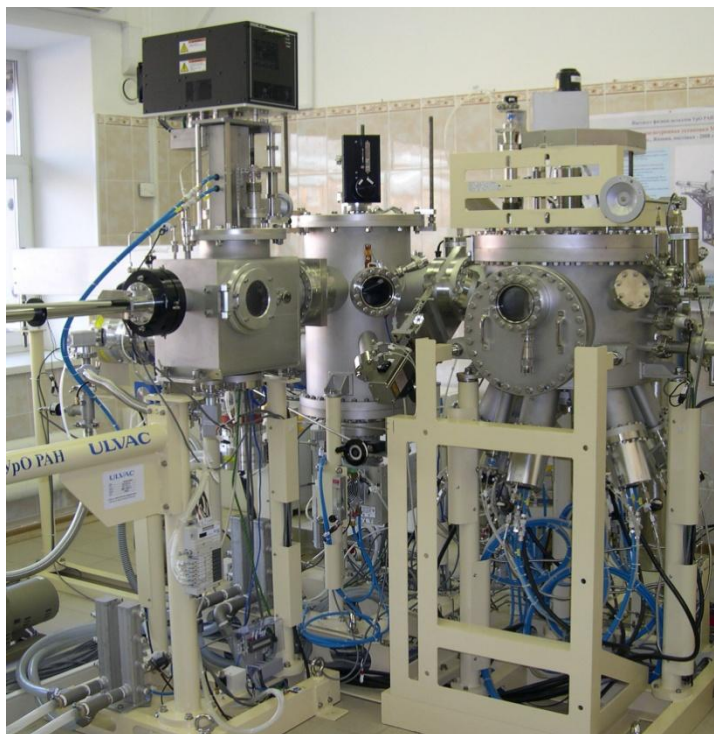


Рисунок 16. Трехкамерная высоковакуумная магнетронная напылительная система MPS-4000 C6.

Спиновые клапаны изготавливались методом магнетронного напыления на постоянном токе с помощью высоковакуумной напылительной магнетронной установки MPS-4000-C6 (Ulvac). Общий вид магнетронной установки приведен на Рисунке 16. Установка состоит из трех вакуумных

камер: 1) камера загрузки, оснащенная радиочастотным магнетроном для очистки поверхности подложек методом обратного распыления; 2) камера напыления диэлектриков, оснащенная радиочастотным магнетроном; 3) камера напыления металлов содержит шесть магнетронных источников на постоянном токе. Базовое давление остаточных газов в камере напыления металлов составляет $(2 - 4) \times 10^{-7}$ Па. Напыление производится в атмосфере особо чистого аргона. Подложка при напылении вращается для обеспечения одинаковой толщины пленки по всей поверхности подложки. Мишени, используемые в камере напыления металлов, представляют собой диски диаметром 50 мм. Толщина мишени зависит от ее материала. Мишени из ферромагнитных материалов (CoFe, NiFe, и др.) имеют толщину не более 1.5 – 2.0 мм. При большей толщине мишеней из магнитного материала конфигурация магнитного поля вблизи мишени изменяется, и возникновение магнетронного разряда происходит нестабильно. Толщина немагнитных мишеней составляет от 2 до 5 мм. Для крепления мишеней используются специальные держатели, в которых кольцевые полосы из меди чередуются с кольцами из магнитного материала. На Рисунке 17 показан держатель, на который при помощи расплавленного индия крепится мишень, а так же показана мишень из тантала, прикрепленная на держателе.

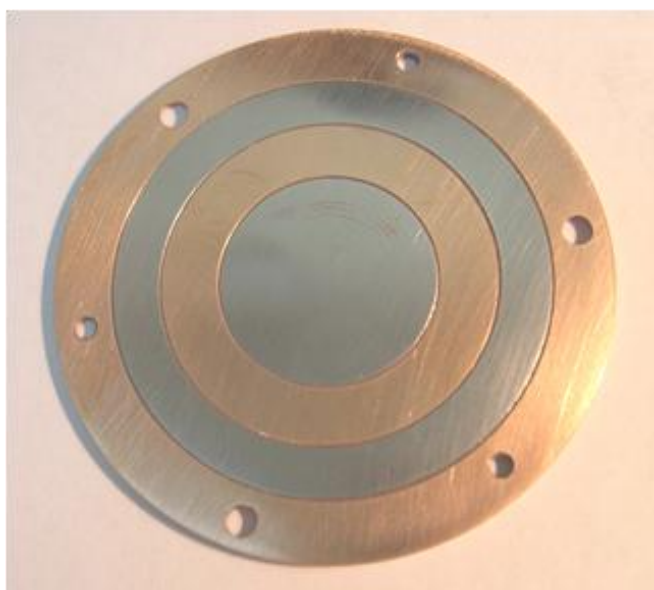


Рисунок 17. Держатель для магнетронной мишени диаметром 50 мм (а) и мишень, прикрепленная к держателю (б)

Держатель с прикрепленной к нему мишенью устанавливается на верхнюю часть магнетрона в камере напыления металлов, как схематически показано на Рисунке 18. При магнетронном напылении используется плазма тлеющего разряда в аргоне при давлении 0.1 Па. В области разряда создано магнитное поле, которое концентрирует плазму на мишени-катоде. Перед началом процесса в камере создается вакуум (давление остаточных газов составляет порядка 10^{-7} Па). Между катодом (мишенью из распыляемого материала) и анодом (большим и малым колпаками над мишенью) прикладывается постоянное напряжение, величина которого превышает потенциал ионизации и напряжения пробоя, поэтому с катода эмитируются электроны. После этого в камеру напускается аргон. Траектории движения электронов располагаются между местами входа и выхода силовых линий магнитного поля. В этих местах и локализуется интенсивное образование плазмы и протекание процессов распыления. Образующиеся ионы аргона бомбардируют мишень и выбивают из нее атомы.

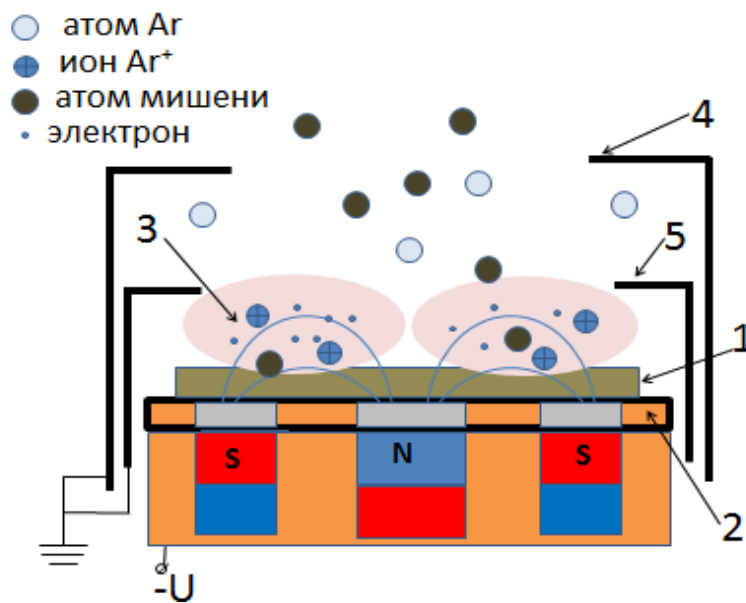


Рисунок 18. Схематическое изображение распыления атомов мишени при магнетронном разряде. 1 – мишень (катод), 2 – держатель мишени (чередующиеся кольцевые полосы из меди и магнитного металла), 3 – плазма магнетронного разряда, 4, 5 – большой и малый колпаки из нержавеющей стали (аноды)

На Рисунке 19 показана фотография внутренней части камеры напыления металлов. В нижней и в правой части рисунка – верхние части магнетронов, на которые устанавливаются прикрепленные к держателям мишени. Для теплового контакта между охлаждаемым водой основанием магнетрона и держателем мишени помещается круг из мятой алюминиевой фольги. В верхней части рисунка показаны установленные мишени. В левой части рисунка показан установленный держатель с мишенью, покрытый колпаком из нержавеющей стали. Колпак является анодом при формировании магнетронного разряда. Катодом является мишень.



Рисунок 19. Внутренняя часть камеры напыления металлов

Скорости напыления для каждого материала определяли при помощи специальной методики, которая будет описана в пункте 2.3. Для получения пленок нужной толщины по измеренной скорости определяли необходимое время напыления. Процесс напыления многослойной наноструктуры контролировался специально составленной программой. Программа задает последовательность напыления слоев, время напыления каждого слоя, время запуска в камеру газообразного аргона, мощность магнетронов, давление аргона, температуру подложки, скорость вращения подложки. Технологические параметры напыления наноструктур:

- мощность магнетронов – 100 Вт;
- давление аргона – 0.1 Па;

- чистота аргона – 99,9998 %;
- частота вращения подложки – 10 об./мин.;
- напряженность магнитного поля приложенного в плоскости подложки – 110 Э;
- температура подложки во время напыления – $(23 \pm 2) ^\circ\text{C}$;
- остаточное давление газов в камере напыления перед запуском аргона – $3 \cdot 10^{-7}$ Па.

2.2.2 Приготовленные для исследования серии образцов

Для напыления наноструктур использовались следующие виды подложек.

- 1) Стекло толщиной 0.19 – 0.25 мм размерами $25 \times 25 \text{ мм}^2$ (фирма-изготовитель Corning, США, тип Cover Glass).
- 2) Пластины монокристаллического сапфира Al_2O_3 ориентации (10-12) размерами $15 \times 15 \text{ мм}^2$.
- 3) Круглые пластины монокристаллического кремния ориентации (100), диаметром 50 мм.

Шероховатость поверхности подложек перед напылением контролировалась при помощи оптической интерферометрии (п. 2.3).

Очистка поверхности стеклянных и сапфировых подложек включала следующие операции:

- промывку дистиллированной воде;
- выдержку пластины в ацетоне (ОСЧ) - 5 мин;
- повторную промывку в ацетоне при температуре $40 ^\circ\text{C}$ с использованием ультразвуковой ванны – 10 мин;
- промывку в струе медицинского спирта или спирта двойной перегонки с последующей ручной протиркой поверхности подложки однонаправленным движением безворсовой салфетки.

Последняя операция применялась непосредственно перед установкой подложки в камеру загрузки магнетронной установки. После откачки камеры загрузки до давления $P = 6 \cdot 10^{-5}$ Па поверхность подложки очищалась методом обратного распыления с помощью магнетрона переменного тока в камере загрузки. Очистка поверхности монокристаллических кремниевых подложек производилась методом обратного магнетронного распыления в камере загрузки в течение двух минут.

С использованием антиферромагнетика $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ были приготовлены спиновые клапаны композиции $\text{Ta}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Ta}$. Для изучения зависимостей магниторезистивных свойств спинового клапана от толщины каждого слоя и получения образцов с нужными для дальнейших исследований параметрами толщины всех магнитных и немагнитных слоев варьировались. На основе антиферромагнетика $\text{Mn}_{75}\text{Ir}_{25}$ были приготовлены спиновые клапаны с верхним расположением антиферромагнетика композиции: Ta или $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Mn}_{75}\text{Ir}_{25}/\text{Ta}$ или $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$. Толщины всех слоев варьировались для оптимизации функциональных характеристик спиновых клапанов и получения образцов с нужными для последующих экспериментов характеристиками.

2.3. Измерение скорости напыления материалов и шероховатости поверхности подложек

Для определения шероховатости подложек и измерения скорости напыления каждого материала использовался оптический профилометр-интерферометр белого света Zygo NewView 7300. Внешний вид прибора показан на Рисунке 20.

Профилометр-интерферометр позволяет бесконтактным способом проводить измерения шероховатости и высоты «ступеньки» на поверхности образца. Изображение рельефа поверхности на экране монитора формируется в процессе анализа и компьютерной обработки интерференционной картины, полученной при сложении световых волн, отраженных исследуемой поверхностью и размещенной внутри объектива тестовой гладкой пластиной. Построчное сканирование измеряемой поверхности позволяет получить профиль

шероховатости, объемное изображение, а так же карту поверхности, где высота каждой точки соотнесена с определенным цветом – от синего до красного. Прибор укомплектован набором сменных объективов, с латеральным увеличением от $\times 1$ до $\times 100$. Особенностью профилометра-интерферометра является то, что, при сравнительно небольшом латеральном увеличении, разрешение вдоль нормали к анализируемой поверхности достигает $1 - 2 \text{ \AA}$. Указанная особенность позволяет при измерениях проводить усреднение по достаточно большой области поверхности. В данном исследовании измерения высоты ступеньки и шероховатости проводились с использованием $20\times$ объектива, при этом размеры анализируемой поверхности составляли $0.35 \text{ мм} \times 0.26 \text{ мм}$.

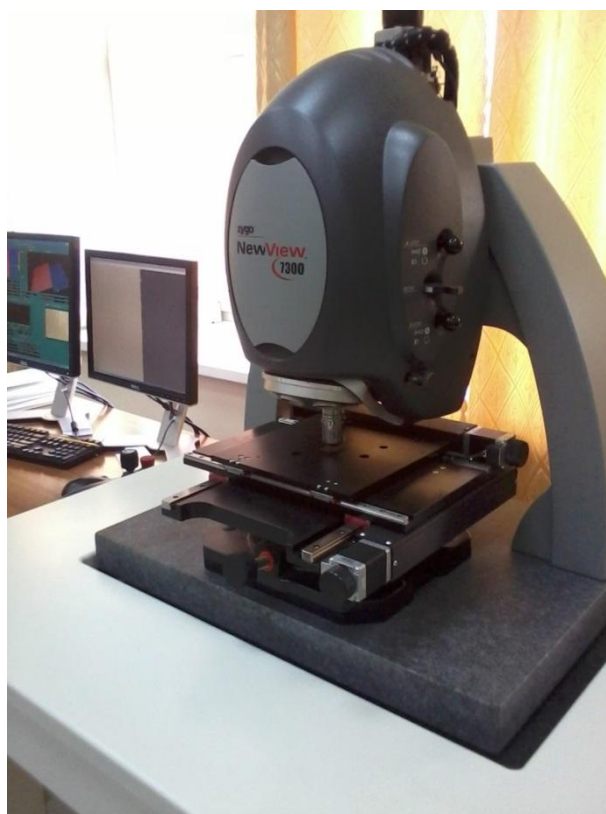


Рисунок 20. Внешний вид оптического профилометра-интерферометра белого света Zygo NewView 7300.

Определение скоростей напыления материалов проводилось по измерению высоты «ступеньки» - толщины напыленной пленки по отношению к поверхности подложки. Для минимизации ошибки измерения высоты «ступеньки», вызванной различием оптических свойств пленки и подложки, каждый материал напылялся дважды. На первом этапе подложка

покрывалась слоем выбранного материала с оценочной толщиной $t = 500 \div 600 \text{ \AA}$. Затем на поверхность полученной пленки наносилась линия специальным фломастером, и на пленку с проведенной линией напылялся второй слой. Слой, напыленный поверх проведенной фломастером линии удалялся с помощью этилового спирта. В результате на поверхности пленки получалась канавка с вертикальными стенками и одинаковым по оптическим свойствам материалом её нижней и верхней части.

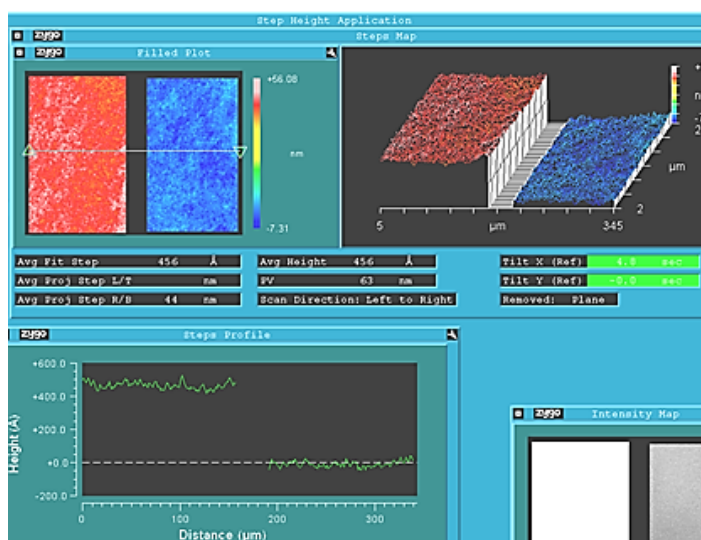


Рисунок 21. Результаты определения высоты «ступеньки» при измерении скорости напыления сплава $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$.

Для измерения высоты ступеньки использовалось специальное приложение программного обеспечения профилометра. Данное приложение позволяет исключить из области измерения границу ступеньки, что минимизирует вклад краевых эффектов в ошибку измерения. Высота ступеньки определяется как разность уровней между двумя областями, одна из которых находится в нижней, а другая – в верхней части ступеньки. При определении уровня усреднение проводится по всей площади измеряемой области (Рисунок 21). По измеренной высоте «ступеньки» и известному времени напыления рассчитывалась скорость напыления выбранного материала. При замене мишеней и установке в камеру напыления мишеней другой толщины измерение скоростей напыления проводилось заново. В Таблице 2 показаны результаты измерения скоростей напыления всех использованных материалов при заданной мощности магнетронов 100 ватт и рабочем давлении аргона 0.1 Па.

Таблица 2. Скорости напыления материалов при мощности магнетронов 100 Вт и рабочем давлении аргона 0.1 Па.

Напыляемый материал	Скорость напыления, Å/мин	Скорость напыления, Å/с
Cu	68.7	1.15
Ni ₈₀ Fe ₂₀	37.9	0.63
Co ₉₀ Fe ₁₀	30.8	0.51
Fe ₅₀ Mn ₅₀	39.4	0.66
Mn ₇₅ Ir ₂₅	32.9	0.55
Ta	31.1	0.52
(Ni ₈₀ Fe ₂₀) ₆₀ Cr ₄₀	34.3	0.57

Для аттестации подложек определялись следующие параметры шероховатости: линейное отклонение R_a и среднеквадратичное отклонение rms . На Рисунке 22 представлено изображение карты поверхности, объемное изображение, профиль вдоль выбранной линии, а так же указаны значения R_a и rms для подложек из стекла, Al₂O₃(10-12) и Si(100).

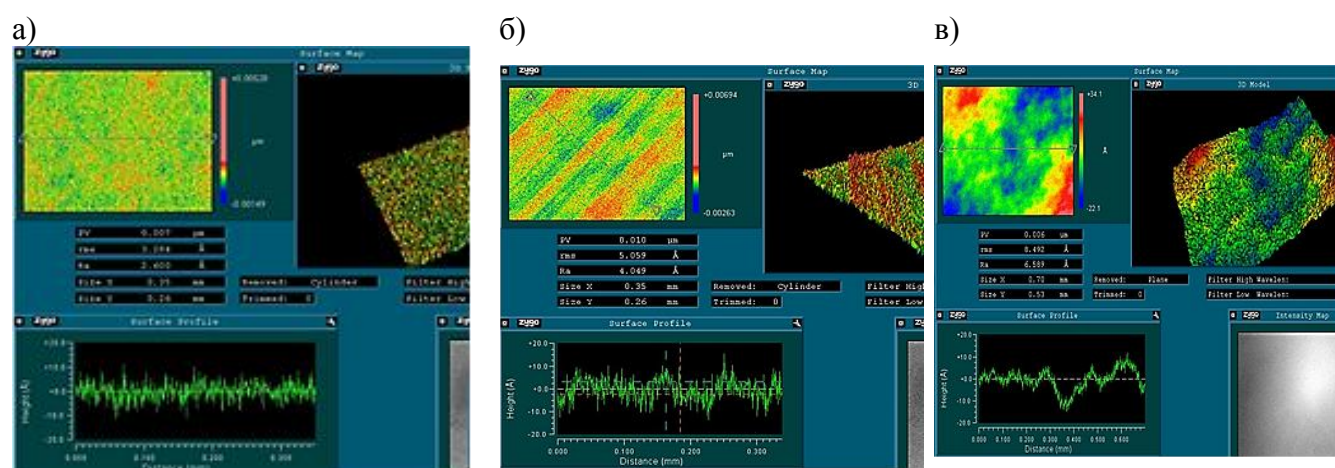


Рисунок 22. Результаты измерения шероховатости поверхности пленки, напыленной на стеклянную подложку (а), шероховатости подложки монокристаллического сапфира Al₂O₃(10-12) (б) и подложки из монокристаллического кремния Si(100) (в).

Среднее значение шероховатости для стекла составляет $R_a = 2 \div 3 \text{ \AA}$, $rms = 3 \div 4 \text{ \AA}$, для монокристаллического сапфира - $R_a = 4 \div 6 \text{ \AA}$, $rms = 5 \div 7 \text{ \AA}$ и для монокристаллического кремния - $R_a = 6 \div 7 \text{ \AA}$, $rms = 7 \div 9 \text{ \AA}$.

2.4. Вакуумный отжиг в магнитном поле

Термомагнитная обработка приготовленных спиновых клапанов использовалась в следующих случаях:

- 1) для формирования неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии в спиновых клапанах с верхним и нижним расположением антиферромагнетика MnIr;
- 2) как способ воздействия на микроструктуру слоев спинового клапана для улучшения его магниторезистивных характеристик.

Установка для вакуумного отжига изготовлена в Институте Физики Металлов на базе откачного поста ВОО EDWARDS. Откачка производится при помощи спирального форвакуумного и турбомолекулярного насоса в автоматическом режиме. Камера для отжига присоединена к откачному посту при помощи фланца с медной прокладкой. Общий вид установки показан на рисунке 23. Отжиг производится при давлении остаточных газов $P = 10^{-5}$ Па. Максимально возможная температура отжига - 450°C . Нагрев осуществляется при помощи теплового контакта с дюральной пластиной, которая соприкасается непосредственно с нагревательным элементом. Нагревательный элемент представляет собой меандр, вырезанный из листа тантала и размещенный между двумя пластинами слюды. Контроль температуры производится при помощи термопары вольфрам - рений. Для отжига в магнитном поле установка укомплектована двумя самарий - кобальтовыми магнитами (температура Кюри $T_K = 750 - 800 \text{ K}$), создающими в области расположения образца однородное магнитное поле напряженностью 1.5 кЭ . На Рисунке 24 показана внутренняя часть вакуумной камеры установки для отжига. Образец размещен на специальной медной подложке между полюсами прямоугольных постоянных магнитов, прикрыт тонкой пластиной слюды и удерживается прижимным фиксатором. Для того чтобы в приготовленном спиновом клапане изменить

направление ООА и сформировать неколлинеарную конфигурацию магнитной анизотропии использовали отжиг в вакуумной печи при температуре 270 °С в течение 10 минут и



Рисунок 23. Общий вид установки для вакуумного отжига в магнитном поле.

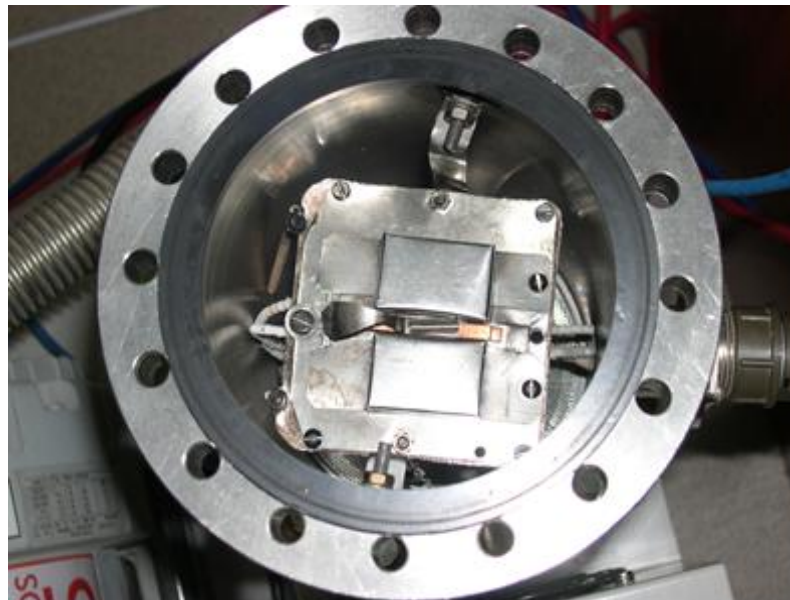


Рисунок 24. Внутренняя часть вакуумной камеры установки для отжига в магнитном поле.

последующее охлаждение в магнитном поле. Магнитное поле создавалось постоянными самарий-кобальтовыми магнитами и было направлено в плоскости пленки под фиксированным углом к ОЛН. Температура и время отжига были определены в результате специальной серии

экспериментов. Выбранная температура 270 °С, превышает температуру блокировки для слоя антиферромагнетика MnI₂ толщиной 60 Å. Более высокая температура и большая продолжительность отжига приводят к структурным изменениям в слоях спинового клапана и межслойной диффузии, а так же к изменению направления ОЛН свободного слоя.

2.5. Методы рентгеновской дифрактометрии

Исследования микроструктуры, текстуры и совершенства слоев и интерфейсов проводились методами рентгеновской дифракции (2θ – и ω – сканы) и рентгеновской рефлектометрии.

Рентгеноструктурный анализ основан на получении и анализе дифракционной картины, возникающей в результате интерференции рентгеновских лучей, рассеянных электронами атомов облучаемого объекта. Если рентгеновские лучи попадают на упорядоченную систему атомов, то волны, рассеянные различными атомами такой системы и распространяющиеся в одном определённом направлении, интерферируют между собой. Каждый кристалл является упорядоченной системой атомов или совокупностью атомных плоскостей. Таким образом, от кристалла любого вещества может быть получена характерная для него рентгеновская дифракционная картина.

При углах падения, удовлетворяющих условию Вульфа-Брегга:

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

происходит образование дифракционной волны большой интенсивности. Здесь λ – длина волны излучения, d – межплоскостное расстояние. В рентгеновском дифрактометре осуществляется регистрация дифракционной картины при помощи счетчика квантов рентгеновского излучения. Зафиксированная таким образом зависимость интенсивности рассеяния от угла дифракции называется дифрактограммой. Области применения рентгеновской дифрактометрии: анализ кристаллической структуры и фазовый анализ; анализ нарушений кристаллической структуры; количественный анализ текстуры.

В данной работе степень совершенства текстуры $\langle 111 \rangle$ оценивалось по измерениям рассеяния текстуры при помощи метода «кривых качания» (ω -скан) [71]. Счетчик дифрактометра устанавливался в положение брегговского угла $2\theta_B$ для плоскостей (111), параллельных поверхности пленки. Далее при неподвижном счетчике образец поворачивали

вокруг вертикальной оси гониометра, выводя в отражающее положение те плоскости $\{111\}$, которые лежат наклонно к поверхности пленки. Зафиксированное при данных измерениях распределение интенсивности называется кривой качания. Полная ширина кривой качания на полувысоте является количественной мерой совершенства текстуры и равна среднему углу отклонения направления $\langle 111 \rangle$ разных кристаллитов пленки от выделенного направления.

Малоугловая рентгеновская дифрактометрия (рентгеновская рефлектометрия) является одним из методов контроля и аттестации тонких пленок, а так же многослойных планарных наноструктур. Метод позволяет получить информацию о толщинах тонких пленок (от 2 до 200 нм), шероховатости поверхности и совершенстве интерфейсов, а так же о средней плотности вещества исследуемой слоистой структуры. Метод рентгеновской рефлектометрии основан на регистрации и анализе дифракционной картины полученной от рентгеновских лучей, отраженных образцом при малых ($\theta = 0.1 - 5^\circ$) углах падения. При углах падения меньше критического $\theta < \theta_k$ происходит полное отражение падающего пучка поверхностью образца. Величина критического угла для большинства материалов $\theta_k < 0.3^\circ$. По величине критического угла можно оценить среднюю плотность ρ вещества образца $\theta_k \sim \rho^{1/2}$. При углах падения больше критического $\theta > \theta_k$ рентгеновское излучение проникает в образец. Лучи, отраженные разными интерфейсами интерферируют, и в результате на дифрактограмме регистрируются осцилляции интенсивности (Кессиговские осцилляции). 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 Кессиговские осцилляции [72].

Измерения выполнялись при помощи модернизированного рентгеновского дифрактометра «Дрон-3М». Элементы модернизации: автоматизация на базе персонального компьютера, использование современного высоковольтного источника питания рентгеновской трубки SPELLMAN DF3, возможность плавной регулировки ширины щелей, ограничивающих горизонтальную расходимость пучка. Использовалась схема фокусировки по Бреггу-Брентано с кремниевым монохроматором на первичном пучке. Для ограничения вертикальной и горизонтальной расходимости пучка использовалась система щелей Соллера и фокусирующие щели. При рефлектометрических измерениях для увеличения углового разрешения и получения оптимального соотношения пик/фон использовались узкие коллимационные щели (0,1 мм). Съемка проводилась в излучении CoK_α .

Полученные в работе дифрактограммы и кривые качания будут показаны на Рисунках 39 и 46. Измеренные рефлектограммы представлены на Рисунках 40 и 44.

2.6 Методика просвечивающей электронной микроскопии

Метод электронно-микроскопических исследований в данной работе является дополняющим к рентгеноструктурному анализу. Основными задачами этих исследований являются: а) определение независимым экспериментальным методом наличие текстуры $\langle 111 \rangle$ в слоях многослойного образца, и б) определение размеров кристаллических зерен, если таковые имеются в образце.

Результаты электронно-микроскопических исследований получаются из рассмотрения процессов рассеяния при прохождении пучка электронов сквозь образец. Упругое рассеяние дает дифракционную картину. Если рассеивающие центры во всем образце расположены упорядоченно, т.е. образец является монокристаллом, такое рассеяние когерентно и дает точечную дифракционную картину, если же образец представляет собой поликристалл, - то дифракционную картину в виде колец. Когда прошедший и рассеянный пучки, при сохранении своих амплитуд и фаз, с помощью электронной оптики сведены в изображение, то в этом случае можно получить непосредственное разрешение (фазовый контраст) плоскостей решетки, на которых происходит дифракция, или изображение отдельных атомов. Дифракционные картины с кольцами могут оказаться полезными для определения присутствия аксиальной текстуры в пленке. Если ориентация зерен в структуре не полностью произвольна, на дифракционной картине появятся не все отражения [73]. Пусть, например, поликристалл с ГЦК-решеткой обладает выраженной $\langle 111 \rangle$ – ориентацией кристаллитов, тогда на дифракционной картине кольца $\langle 111 \rangle$, $\langle 200 \rangle$ и $\langle 311 \rangle$ будут отсутствовать или интенсивность их будет слабее.

Структура многослойных пленок на подложках из Al_2O_3 и стекла исследовалась на просвечивающем электронном микроскопе PHILIPS CM-30. Для изготовления образцов для просвечивающей микроскопии использовалась специальная методика, заключающаяся в скалывании подложки под определенным углом с целью получения кусочка пленки,

выступающего за край подложки. Для определения размера кристаллитов в образцах использовался «метод секущих». Выбор Al_2O_3 в качестве подложки продиктован: 1) особенностями технологии приготовления образцов, достаточно тонких для возможности исследования «на просвет» в электронном микроскопе; 2) удобством использования монокристаллического Al_2O_3 в качестве эталона для определения постоянной прибора $C = \lambda L$ (где λ – длина волны; L – расстояние от образца до фотографической пластины). Качество снимков, полученных от наноструктур, приготовленных на стекле хуже, чем от образцов, напыленных на сапфировую подложку, ввиду сложности приготовления прозрачного для электронного луча образца в случае приготовления структуры на стекле. Электронограммы, полученные в данной работе показаны на Рисунках 38 и 45.

2.7 Измерения намагниченности

Отличительными особенностями исследования магнитных характеристик спиновых клапанов являются: а) малое количество магнитного материала в наноструктуре, что делает необходимым использование высокочувствительного измерительного оборудования, и б) резкое изменение намагниченности в области слабых магнитных полей, напряженностью от нескольких эрстед до десятков эрстед. Последняя особенность накладывает ограничения на использование стандартного оборудования, например сквид-магнитометра MPMS (Quantum Design), в котором наличие остаточного магнитного поля сверхпроводящего соленоида не позволяет проводить точные измерения характеристик в области слабых магнитных полей (± 5 Э). Исследование магнитных характеристик спиновых клапанов было выполнено на разработанном в ИФМ УрО РАН автоматизированном вибрационном магнитометре АВМ-1.

Метод вибрационной магнитометрии основан на измерении амплитуды переменного сигнала с детектирующих катушек, наводимого в них магнитным моментом вибрирующего в магнитном поле образца. При постоянной частоте и амплитуде вибрации образца амплитуда сигнала, идущего от детектирующих катушек, пропорциональна магнитному моменту образца. Для получения магнитных характеристик исследуемых образцов в системных единицах измерения используется эталонный образец с известными магнитными характеристиками. На Рисунке. 25 показан общий вид вибрационного магнитометра.

Технические характеристики вибрационного магнитометра АВМ-1:

- диапазон изменения напряженности магнитного поля [0, 20 кЭ];
- чувствительность 10^{-5} эме;
- масса исследуемого ферромагнитного материала: от $1 \cdot 10^{-6}$ г до 50 мг;
- два диапазона изменения магнитного поля:
 - 1) [0 - 20 кЭ], минимальный шаг 5 Э;
 - 2) [0, 2 кЭ], минимальный шаг 0.5 Э;
- имеется возможность вращения образца в магнитном поле, направленном в плоскости пленки (данная опция позволяет исследовать анизотропию намагниченности в плоскости пленки);
- измерения выполняются только при комнатной температуре;
- измерения проводятся в автоматическом режиме по программе, включая возможность переключения направления магнитного поля.



Рисунок 25. Внешний вид автоматизированного вибрационного магнитометра АВМ-1

На Рисунке 26 показана полевая зависимость намагниченности одного из приготовленных образцов спинового клапана. Перед измерением данной кривой было определено направление оси легкого намагничивания в плоскости пленки. Для этого была

измерена угловая зависимость намагниченности в магнитном поле, превышающем ширину петли гистерезиса перемангничивания свободного слоя. На кривой намагничивания, измеренной вдоль оси легкого намагничивания, присутствуют две петли гистерезиса, относящиеся к перемангничиванию: свободного слоя - в слабых магнитных полях и пиннированного магнитного слоя – в полях напряженностью в сотни эрстед. По форме данной кривой можно определить энергию взаимодействия между ферромагнитными слоями и энергию однонаправленной анизотропии,

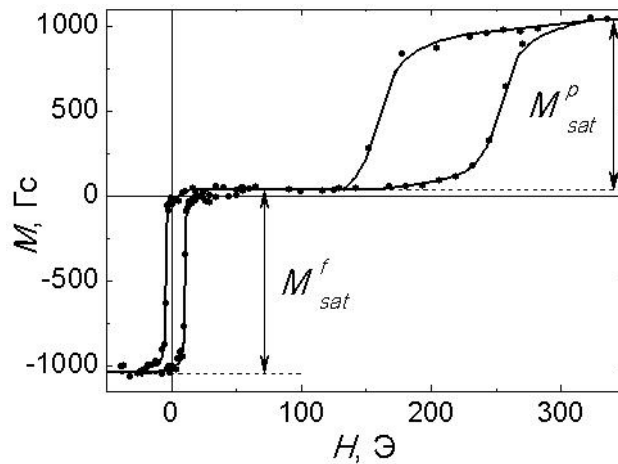


Рисунок 26. Кривая намагничивания для спинового клапана стекло/Ta(20Å)/NiFe(30 Å)/CoFe(15Å)/Cu(24Å)/CoFe(25Å)/MnIr(50Å)/Ta(20Å). M_{sat}^f и M_{sat}^p - поля насыщения для свободного и пиннированного слоя, соответственно.

возникающей на границе между антиферромагнитным и закрепленным слоями. Каждой петле магнитного гистерезиса соответствует своя петля гистерезиса магнитосопротивления с такой же шириной и наклоном, поэтому измерение гистерезисных свойств спиновых клапанов будет проводиться в основном по результатам измерения их магнитосопротивления.

2.8 Методика измерения магнитосопротивления

Для измерения магнитосопротивления была использована методика, реализованная на основе описанного выше вибрационного магнитометра АВМ-1. В нем вместо держателя образца, предназначенного для исследования магнитных свойств пленочных образцов устанавливался держатель, предназначенный для исследования электрических свойств пленок.

В данном держателе реализована конструкция, содержащая четыре упругих иголки из фосфористой бронзы, располагающиеся последовательно на расстоянии друг от друга в порядке: 1.5; 4; 1.5 мм. К иголкам прижимается пленка, приготовленная на подложке. Образец прямоугольной формы с размерами приблизительно 2×8 мм вырезается таким образом, чтобы направление, в котором прикладывалось магнитное поле во время приготовления наноструктуры в магнетронной установке, было параллельно меньшей стороне образца. Магнитное поле при измерении направлено в плоскости пленки и перпендикулярно направлению протекания тока. Конструкция держателя такова, что образец можно вращать вокруг нормали к плоскости пленки, что позволяет изменять угол между приложенным при измерениях внешним магнитным полем и основными осями анизотропии спинового клапана.

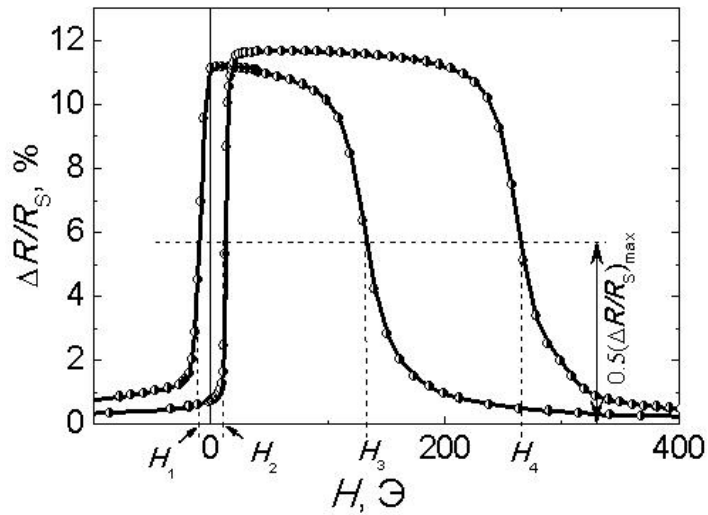


Рисунок 27 Полевая зависимость магнитосопротивления для спинового клапана стекло/Ta(20 Å)/NiFe(30 Å)/CoFe(15 Å)/Cu(24 Å)/CoFe(25 Å)/MnIr(50 Å)/Ta(20 Å). Поля сдвига H_1 , H_2 , H_3 и H_4 обозначены на рисунке.

Типичная полевая зависимость магнитосопротивления одного из приготовленных спиновых клапанов показана на Рисунке 27. Магнитосопротивление определено как $\Delta R/R_s = [(R(H) - R_s)/R_s] \times 100\%$, где $R(H)$ – сопротивление образца в магнитном поле, R_s – сопротивление в поле магнитного насыщения. Сдвиг низкополевой петли, характеризующий поле межслойного взаимодействия и ширина петли определяются, как $H_J = (H_1 + H_2)/2$ и $H_c = H_2 - H_1$, соответственно. Обменный сдвиг петли перемангничивания пиннированного слоя и ширина петли определяются, как $H_{EX} = (H_3 + H_4)/2$ и $H_c^P = H_4 - H_5$ соответственно. В процессе измерения намагниченности и магнитосопротивления не учитывалось и не

компенсировалось магнитное поле Земли, так как ширина петель гистерезиса, в основном измеряемая в данной работе, практически не зависит от наличия Земного магнитного поля. При измерении сдвига низкополевого петли влияние магнитного поля Земли, присутствие остаточной намагниченности сердечника электромагнита, сдвиг вольт-амперной характеристики датчика Холла в измерительной установке – все эти факторы приводят к абсолютной погрешности около 1 Э.

3. Исследование зависимостей основных характеристик спинового клапана от толщин магнитных и немагнитных слоев

3.1 Постановка задачи и выбор образцов для исследования

Спиновые клапаны являются искусственным, синтезируемым материалом, и потому тщательная отработка методики приготовления экспериментальных образцов является необходимым условием для проведения дальнейших исследований физических закономерностей. Зависимости основных характеристик спинового клапана (величины ГМР-эффекта, поля межслойного взаимодействия, ширины низкополевой петли гистерезиса) от толщин магнитных и немагнитных слоев, в настоящее время исследованы и представлены, например, в публикациях [12, 22, 29, 30, 74]. Особенность изготовления наноструктур состоит в том, что характеристики материала задаются не только от структурной формулой, но во многом определяются технологическими особенностями используемой напылительной системы. Так, характер основных зависимостей отражает закономерности физических процессов, происходящих в спиновом клапане, и, при стабильной работе напылительной системы, не зависит от технологических особенностей оборудования. Однако, количественные значения характеристик спинового клапана могут быть существенно улучшены выбором оптимальных именно для данной напылительной системы условий приготовления (давления рабочего газа, температуры и шероховатости подложки, мощности магнетронного разряда, режима ионной очистки поверхности, предваряющей процесс напыления и т. д.). Получение закономерных, подтвержденных литературными данными толщинных зависимостей характеристик спинового клапана является важным этапом, необходимым для обеспечения повторяемости результатов и изготовления образцов, позволяющих изучать физические процессы. Для дальнейшей оптимизации характеристик спинового клапана необходимо, проанализировав толщинные зависимости, выбрать определенное сочетание толщин магнитных и немагнитных слоев и оптимальные для данной напылительной системы режимы приготовления наноструктуры. В результате исследования различных режимов напыления были выбраны следующие условия изготовления образцов: продолжительность ионной очистки поверхности подложки перед напылением – 10 мин. при мощности магнетрона переменного тока – 100 W; мощность магнетронов постоянного тока при напылении – 100 W; рабочее давление аргона – 0.1 Па при скорости натекания 25 мл/мин.; температура подложки - (21 – 25) °C; частота вращения подложки – 10 об./мин. В данной главе не описаны эксперименты по отработке оптимальных

режимов напыления, но основное внимание уделено управлению характеристиками спиновоего клапана при помощи варьирования толщин магнитных и немагнитных слоев и получению образцов, демонстрирующих максимальный ГМР-эффект при минимальной ширине низкополевой петли гистерезиса магнитосопротивления.

Для исследования зависимостей основных характеристик от толщины различных слоев были выбраны спиновые клапаны с верхним расположением антиферромагнетика. В качестве материала антиферромагнитного слоя использовались два антиферромагнитных сплава: $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ и $\text{Mn}_{75}\text{Ir}_{25}$. Была приготовлена серия образцов на основе антиферромагнетика FeMn с композитным свободным слоем $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ и общей структурной формулой $(\text{Si}, \text{Al}_2\text{O}_3, \text{стекло})/\text{Ta}/[\text{NiFe}/\text{CoFe}]/\text{Cu}/\text{CoFe}/(\text{FeMn})/\text{Ta}$. Использование композитного свободного слоя NiFe/CoFe впервые было предложено в работе [17], и в результате было получено существенное уменьшение ширины низкополевой петли гистерезиса и повышение степени совершенства текстуры $\langle 111 \rangle$.

Вторую серию образцов составили спиновые клапаны на основе антиферромагнетика $\text{Mn}_{75}\text{Ir}_{25}$ с композитным свободным слоем $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$ и общей структурной формулой $\text{стекло}/[\text{Ta}, (\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}]/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Mn}_{75}\text{Ir}_{25}/[\text{Ta}, (\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}]$.

3.2 Изменение основных характеристик спиновых клапанов на основе антиферромагнетика FeMn при варьировании толщин антиферромагнитного и немагнитного слоев

Антиферромагнитные пленки на основе сплавов Fe – Mn часто используют в качестве пиннирующего слоя в спиновых клапанах. γ – фаза данного антиферромагнитного сплава обладает ГЦК структурой и существует при концентрации марганца 30 – 55% при комнатной температуре. В пределах указанного изменения концентрации Mn температура Нееля данного антиферромагнитного сплава возрастает от 425 до 525 К. Атомы Mn и Fe беспорядочно занимают места в ГЦК элементарной ячейке. Спины атомов, занимающих узлы $(0, 0, 0)$, $(0, 1/2, 1/2)$, $(1/2, 0, 1/2)$ и $(1/2, 1/2, 0)$, направлены вдоль четырех направлений $\langle 111 \rangle$. При напылении антиферромагнитного слоя FeMn на материал, обладающий ГЦК структурой (например, $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$), полученная наноструктура обладает меньшим гистерезисом, чем в случае обратного порядка напыления [41, 42]. Основными преимуществами данного антиферромагнитного

сплава является сравнительная простота изготовления мишеней для магнетрона, и малая стоимость входящих в его состав компонентов. К сожалению спиновый клапан, изготовленный на основе антиферромагнетика FeMn, обладает низкой температурной стабильностью. Температура блокировки T_B , при которой исчезает обменный сдвиг петли гистерезиса пиннированного ферромагнитного слоя в системе ФМ/АФМ, в случае использования антиферромагнетика $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ составляет, в зависимости от толщины антиферромагнитного слоя, (393 - 463) К.

Для исследования влияния толщины антиферромагнитного слоя на основные характеристики спиновых клапанов были приготовлены образцы композиции $\text{Si}/\text{Ta}(50\text{\AA})/\text{NiFe}(20\text{\AA})/\text{CoFe}(55\text{\AA})/\text{Cu}(24\text{\AA})/\text{CoFe}(55\text{\AA})/\text{FeMn}(t_{\text{FeMn}})/\text{Ta}(20\text{\AA})$ с различными толщинами антиферромагнитного слоя t_{FeMn} . Полевые зависимости магнитосопротивления для образцов с толщинами антиферромагнитного слоя 75, 100, 150, 200 и 250 Å показаны на Рисунке 28. Видно, что при изменении толщины антиферромагнитного слоя изменяется не

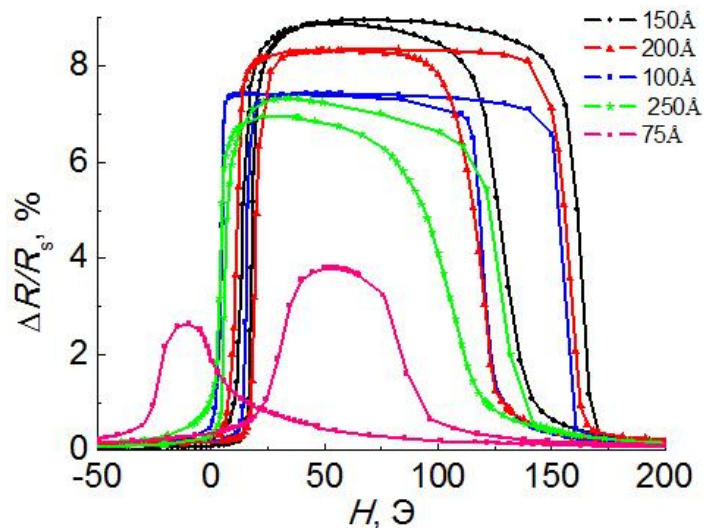


Рисунок 28. Полевые зависимости магнитосопротивления для образцов композиции $\text{Si}/\text{Ta}(50\text{\AA})/\text{NiFe}(20\text{\AA})/\text{CoFe}(55\text{\AA})/\text{Cu}(24\text{\AA})/\text{CoFe}(55\text{\AA})/\text{FeMn}(t_{\text{FeMn}})/\text{Ta}(20\text{\AA})$. Толщины антиферромагнитного слоя t_{FeMn} указаны в правой верхней части рисунка.

только величина максимального магнитосопротивления, но и форма кривой $\Delta R/R_s(H)$. При толщине слоя $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ менее $t_{\text{FeMn}} = 100\text{\AA}$ исчезает характерная для спинового клапана прямоугольная форма магниторезистивной кривой, и зависимость распадается на два максимума магнитосопротивления. Такая форма зависимости появляется потому, что при данной толщине антиферромагнетика характерная магнитная структура с коллинеарным расположением магнитных моментов атомов еще не сформировалась во всем антиферромагнитном слое, что ухудшает его свойство как материала, оказывающего

пиннигующее действие на соседствующий с ним слой ферромагнитного материала. На Рисунке 29 показаны зависимости поля межслойного взаимодействия и ширины низкополевого петли гистерезиса от толщины антиферромагнитного слоя.

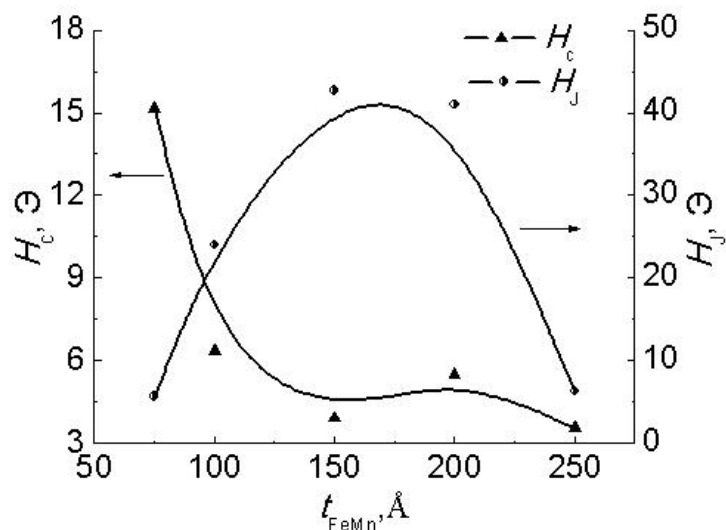


Рисунок 29. Зависимости поля межслойного взаимодействия и ширины низкополевого петли гистерезиса от толщины антиферромагнитного слоя в спиновом клапане Si/Ta(50Å)/NiFe(20Å)/CoFe(55Å)/Cu(24 Å)/CoFe(55Å)/FeMn(t_{FeMn})/Ta(20Å)

Видно, что для спиновых клапанов данной композиции при определенных толщинах антиферромагнитного слоя характеризующий межслойное взаимодействие сдвиг низкополевого петли гистерезиса от симметричного по отношению к $H = 0$ положения будет максимальным. Сочетание малой ширины низкополевого петли гистерезиса магнитосопротивления H_c и максимального межслойного взаимодействия получены при $t_{\text{FeMn}} = 150 \text{ \AA}$. На рисунке 30 показана зависимость величины гигантского магниторезистивного эффекта от толщины слоя антиферромагнетика. Видно, что на зависимости имеется максимум. Максимальная величина магниторезистивного эффекта была получена при толщине слоя $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ $t_{\text{FeMn}} = 150 \text{ \AA}$.

Для получения зависимостей характеристик спинового клапана от толщины немагнитного слоя меди были приготовлены образцы с толщиной антиферромагнетика $150 \text{ \AA}$, при которой был получен максимальный сдвиг и минимальная ширина низкополевого петли гистерезиса, а так же самый большой для данной серии образцов магниторезистивный эффект.

Общая структурная формула приготовленных образцов:
 Si/Ta(50Å)/NiFe(20Å)/CoFe(55Å)/Cu(t_{Cu})/CoFe(55Å)/FeMn(150 Å)/Ta(20Å).

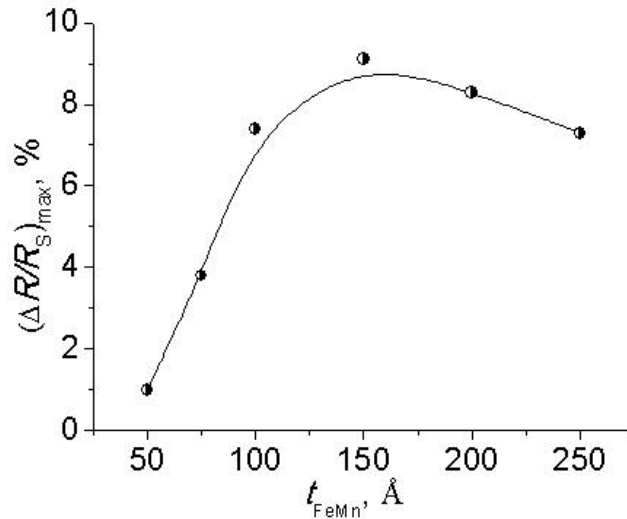


Рисунок 30. Зависимость величины гигантского магниторезистивного эффекта от толщины слоя антиферромагнетика в спиновом клапане Si/Ta(50Å)/NiFe(20Å)/CoFe(55Å)/Cu(24Å)/CoFe(55Å)/FeMn(t_{FeMn})/Ta(20Å).

На Рисунках 31 и 32 показаны зависимости гигантского магниторезистивного эффекта, поля межслойного взаимодействия H_J и ширины низкополевого петли гистерезиса H_c от

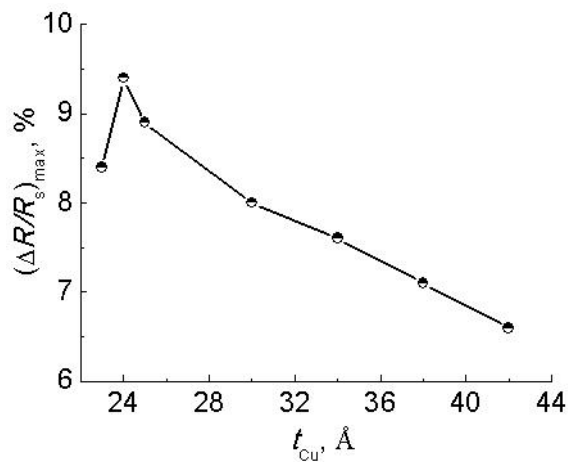


Рисунок 31. Зависимость максимального магнитосопротивления от толщины немагнитного слоя меди в спиновом клапане конфигурации Si/Ta(50Å)/NiFe(20Å)/CoFe(55Å)/Cu(t_{Cu})/CoFe(55Å)/FeMn(150Å)/Ta(20Å).

толщины немагнитного слоя меди t_{Cu} . Измерения показали, что максимальным магниторезистивным эффектом обладает спиновый клапан с толщиной слоя меди $t_{\text{Cu}} = 24 \text{ Å}$ (рис. 31). Увеличение толщины немагнитного слоя, как видно из зависимости, показанной на

рисунке 32, приводит к уменьшению сдвига низкополевой петли гистерезиса от симметричного по отношению к $H = 0$ положения, то есть к уменьшению межслойного взаимодействия. Можно

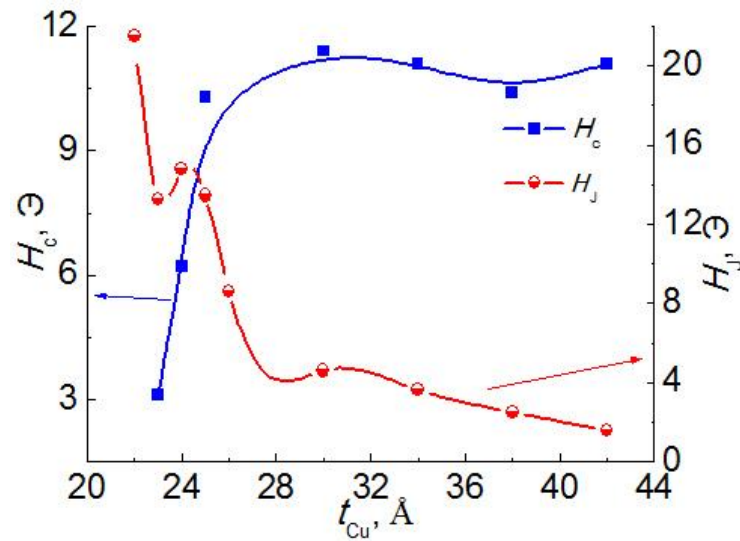


Рисунок 32. Зависимость поля межслойного взаимодействия и ширины низкополевой петли гистерезиса от толщины немагнитного слоя меди в спиновом клапане конфигурации Si/Ta(50Å)/NiFe(20Å)/CoFe(55Å)/Cu(t_{Cu})/CoFe(55Å)/FeMn(150Å)/Ta(20Å).

отметить, что во всех исследуемых образцах сформировалось межслойное взаимодействие ферромагнитного типа, так как петля гистерезиса переманичивания свободного слоя сдвинута в область положительных значений H и величина H_J положительна. При уменьшении толщины немагнитного слоя усиливается ферромагнитное межслойное взаимодействие и, как это видно из рисунка уменьшается ширина низкополевой петли гистерезиса. При толщине слоя меди от $t_{Cu} = 23$ Å на зависимости $H_J(t_{Cu})$ наблюдается локальный минимум, который можно объяснить тем, что именно при этой толщине немагнитного слоя в системе CoFe/Cu реализуется второй антиферромагнитный максимум осциллирующего обменного взаимодействия. В соответствии с формулой (1.9), зависимость величины поля межслойного взаимодействия от толщины слоя меди t_{Cu} описывается следующим выражением:

$$H_J = \frac{J}{M_{sat}^f t_{Cu}}, \quad (3.1)$$

где M_{sat}^f - намагниченность насыщения свободного слоя и J - феноменологическая константа, характеризующая энергию межслойного взаимодействия. Энергия межслойного взаимодействия в спиновом клапане складывается из энергии ферромагнитного Неелевского взаимодействия J_N , которое описывается выражением 1.7 (пункт 1.2.2) и монотонно уменьшается с увеличением толщины немагнитной прослойки и энергии осциллирующего

РККИ взаимодействия $J_{\text{РККУ}}$, которое, в соответствии с выражением 1.8 (пункт 1.2.2) может быть ферромагнитным ($J_{\text{РККУ}} > 0$) или антиферромагнитным ($J_{\text{РККУ}} < 0$). По-видимому, уменьшение величины H_J при $t_{\text{Cu}} = 23 \text{ \AA}$ происходит вследствие того, что при данной толщине медного слоя вклад РККИ взаимодействия является антиферромагнитным.

3.3 Изменение основных характеристик спиновых клапанов на основе антиферромагнетика MnIr посредством варьирования толщин слоя меди и буферного слоя тантала

Преимуществом антиферромагнитных сплавов MnIr с содержанием Ir от 20 до 25% является высокая температура Нееля и соответственно высокая температура блокировки спинового клапана, изготовленного на основе MnIr. В разупорядоченной ГЦК γ – фазе, существующей при концентрации Mn от 10 до 30 ат.%, температура Нееля изменяется соответственно от 600 до 750 К [75]. В настоящее время данный антиферромагнетик широко используется, например, при разработке элементов магнитной памяти (MRAM) [76, 77].

На Рисунке 33 показаны полевые зависимости магнитосопротивления для спиновых клапанов композиции Стекло/Ta(20Å)/[NiFe(30Å)/CoFe(15Å)]/Cu(t_{Cu})/CoFe(25Å)/Mn₇₅Ir₂₅(50Å)/Ta(20Å), с толщинами немагнитного слоя меди $t_{\text{Cu}} = 20, 22$ и $24 \text{ \AA}$.

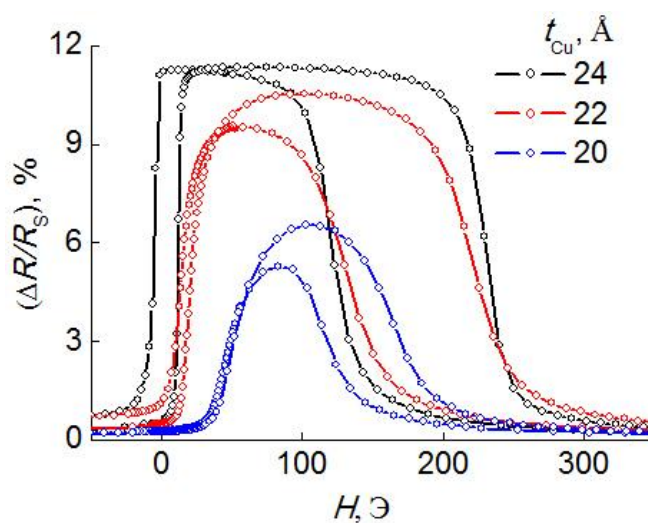


Рисунок 33. Полевые зависимости магнитосопротивления для спиновых клапанов Стекло/Ta(20Å)/[NiFe(30Å)/CoFe(15Å)]/Cu(t_{Cu})/CoFe(25Å)/MnIr(50Å)/Ta(20Å), с толщинами немагнитного слоя меди $t_{\text{Cu}} = 20, 22$ и $24 \text{ \AA}$.

Видно, что с уменьшением толщины слоя меди, разделяющего свободный и пиннигованный ферромагнитные слои, уменьшается ширина низкополевой петли гистерезиса магнитосопротивления, и увеличивается сдвиг этой петли от симметричного по отношению к $H=0$ положения. Иными словами, возрастает межслойное взаимодействие и уменьшается гистерезис премагничивания свободного слоя. Полевая зависимость магнитосопротивления спинового клапана с $t_{\text{Cu}} = 22 \text{ \AA}$ имеет ширину петли перемагничивания свободного слоя $H_c = 10.1 \text{ Э}$ при $(\Delta R/R_s)_{\text{max}} = 11\%$. Дальнейшее уменьшение толщины слоя Cu до $t_{\text{Cu}} = 20 \text{ \AA}$ приводит к значительному уменьшению чувствительности и величины магниторезистивного эффекта. Следует отметить, что при уменьшении толщины слоя меди от $t_{\text{Cu}} = 24 \text{ \AA}$ до $t_{\text{Cu}} = 22 \text{ \AA}$ изменяется форма полевой зависимости магнитосопротивления (Рисунок 33), и чувствительность в малых магнитных полях уменьшается почти в три раза. Для повышения чувствительности в спиновом клапане с $t_{\text{Cu}} = 22 \text{ \AA}$ была увеличена толщина буферного слоя Ta. Известно, что использование тантала в качестве буферного слоя с последующим слоем пермаллоя способствует формированию текстуры $\langle 111 \rangle$, увеличению среднего размера зерна [78] в слоях Ta/NiFe и уменьшению ширины петли гистерезиса слоя NiFe [70] или композитного свободного слоя NiFe/CoFe [16]. Как видно из Рисунка 34, после увеличения толщины буферного слоя Ta с $20 \text{ \AA}$ до $50 \text{ \AA}$ ширина петли гистерезиса свободного слоя уменьшилась с 10.1 до 8.6 Э , а чувствительность возросла с 0.5 до $1.7\%/Э$ (среднее значение для восходящей и нисходящей ветвей петли гистерезиса).

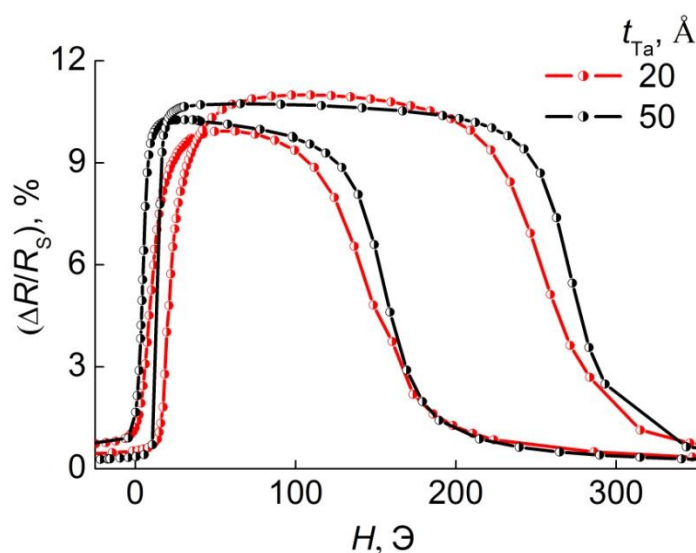


Рисунок 34. Полевые зависимости магнитосопротивления для спиновых клапанов композиции Стекло/Ta(t_{Ta})/[NiFe($30 \text{ \AA}$)/CoFe($15 \text{ \AA}$)]/Cu($22 \text{ \AA}$)/CoFe($25 \text{ \AA}$)/MnIr($50 \text{ \AA}$)/Ta($20 \text{ \AA}$), с толщами буферного слоя тантала $t_{\text{Ta}} = 20$ и $50 \text{ \AA}$ (красная и черная линии соответственно).

Подробное изучение основных зависимостей характеристик спинового клапана от толщины медной прослойки было проведено на образцах композиции стекло/(Ni₈₀Fe₂₀)₆₀Cr₄₀/Ni₈₀Fe₂₀/Co₉₀Fe₁₀/Cu/Co₉₀Fe₁₀/Mn₇₅Ir₂₅/(Ni₈₀Fe₂₀)₆₀Cr₄₀. В качестве буферного и защитного слоя в данной серии образцов использовали парамагнитный сплав (Ni₈₀Fe₂₀)₆₀Cr₄₀. Использование данного сплава в качестве буферного слоя в спиновых клапанах способствует формированию текстуры <111> в слоях NiFe, CoFe и MnIr и уменьшению ширины петли перемагничивания свободного слоя [79, 80]. Кристаллическая структура сплава (Ni₈₀Fe₂₀)₆₀Cr₄₀ близка к кристаллической структуре NiFe, что способствует формированию гладких интерфейсов при напылении NiFe на буферный слой NiFeCr. На Рисунке 35 показаны полевые зависимости магнитосопротивления для спиновых клапанов композиции стекло/NiFeCr(30Å)/[NiFe(30Å)/CoFe(20Å)]/Cu(*t*_{Cu})/CoFe(25Å)/MnIr(60Å)/NiFeCr(10Å), с различными толщинами немагнитного слоя меди.

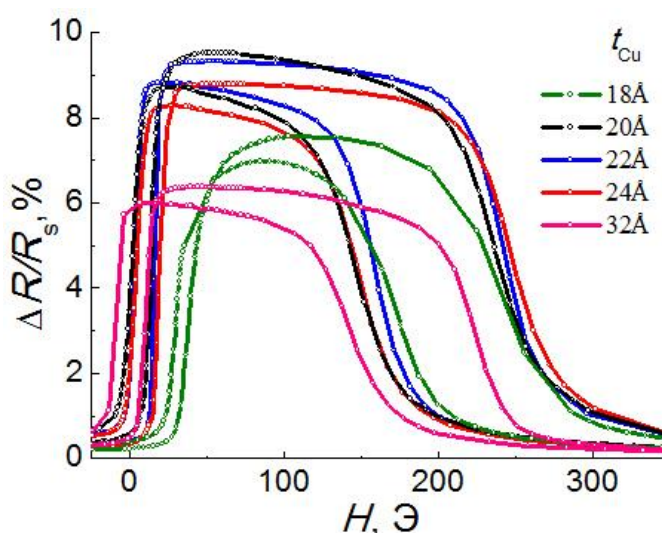


Рисунок 35. Полевые зависимости магнитосопротивления для спиновых клапанов композиции стекло/NiFeCr(30Å)/[NiFe(30Å)/CoFe(20Å)]/Cu(*t*_{Cu})/CoFe(25Å)/MnIr(60Å)/NiFeCr(10Å). Толщины слоя меди указаны на рисунке.

Как видно из Рисунка 35, увеличение толщины слоя меди приводит к изменению формы магниторезистивной кривой. При $t_{Cu} = 18 \text{ Å}$ зависимость $\Delta R/R_s(t_{Cu})$ имеет округлую форму, а при увеличении толщины слоя меди поле межслойного взаимодействия уменьшается и зависимость $\Delta R/R_s(t_{Cu})$ приобретает характерную для спинового клапана прямоугольную форму. Полученные результаты хорошо согласуются с опубликованными в [52], где в рамках модели когерентного вращения намагниченности показано, что возрастание ферромагнитного взаимодействия между свободным и пиннированным слоями приводит к уменьшению ширины

плато на магниторезистивной кривой, соответствующего антипараллельному упорядочению намагниченностей ферромагнитных слоев.

На Рисунке 36 показаны зависимости поля межслойного взаимодействия и ширины низкополевого петли гистерезиса от толщины слоя меди. Увеличение толщины немагнитной прослойки, разделяющей свободный и пиннигованный слои в спиновом клапане приводит к уменьшению межслойного взаимодействия и увеличению ширины петли перемagnetивания свободного слоя.

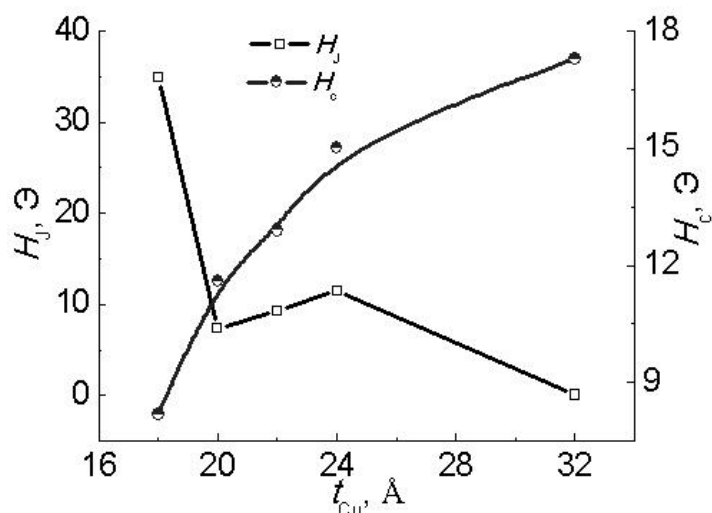


Рисунок 36. Зависимости поля межслойного взаимодействия и ширины низкополевого петли гистерезиса от толщины слоя меди в спиновых клапанах композиции стекло/NiFeCr(30Å)/[NiFe(30Å)/CoFe(20Å)]/Cu(t_{Cu})/CoFe(25Å)/ MnIr(60Å)/ NiFeCr (10Å).

Зависимость величины магниторезистивного эффекта от толщины слоя меди показана на Рисунке 37. Так же как и для спиновых клапанов на основе антиферромагнетика FeMn, на зависимости $(\Delta R/R_s)_{\max}(t_{Cu})$ имеется один максимум, то есть при определенной толщине медной прослойки реализуется максимальная величина магниторезистивного эффекта. При меньших толщинах меди сильное ферромагнитное межслойное взаимодействие препятствует антиферромагнитному упорядочению намагниченностей свободного и пиннигованного слоев, а при больших толщинах возрастает шунтирующий эффект.

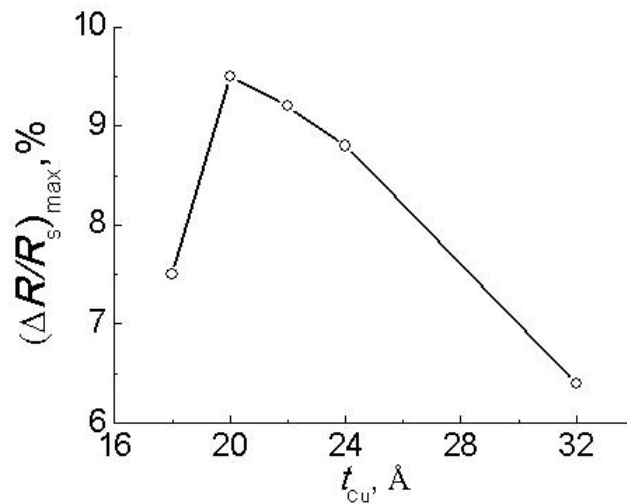


Рисунок 37. Зависимость величины магниторезистивного эффекта от толщины слоя меди в спиновых клапанах композиции стекло/NiFeCr(30Å)/[NiFe(30Å)/CoFe(20Å)]/Cu(t_{Cu})/CoFe(25Å)/ MnIr(60Å)/ NiFeCr (10Å).

Выводы по главе 3

Проведенные исследования показали, что варьированием толщины немагнитной прослойки меди и антиферромагнитного слоя можно целенаправленно изменять величину межслойного взаимодействия и ширину низкополевого петли гистерезиса. Характер полученных зависимостей совпадает с результатами опубликованными, например, в [12, 20, 23] и хорошо интерпретируется на качественном уровне в рамках модели когерентного вращения намагниченности Стонера-Вольфарта. Полученные результаты свидетельствуют о том, что используемая методика приготовления образцов обеспечивает хорошую повторяемость результатов и позволяет получать для дальнейших исследований серии спиновых клапанов, обладающих нужным набором характеристик.

Результаты, изложенные в данной главе опубликованы в работах [25, 26, 81].

4. Совершенство текстуры <111> и гистерезис магнитосопротивления в спиновых клапанах на основе антиферромагнетика MnIr

4.1 Постановка задачи и выбор объектов исследования

Корреляция между формированием в слоях спинового клапана аксиальной текстуры <111> и уменьшением ширины низкополевой петли гистерезиса магнитосопротивления отмечается во многих публикациях. Однако, в опубликованных статьях отсутствует информация о систематическом исследовании зависимости гистерезиса перемангничивания свободного слоя от степени совершенства текстуры. В данной главе приводятся результаты исследования зависимости ширины низкополевой петли гистерезиса H_c от степени совершенства текстуры <111> в спиновых клапанах на основе [NiFe/CoFe]/Cu/CoFe с верхним расположением антиферромагнетика MnIr.

Для выявления количественной связи между совершенством текстуры <111> и H_c была приготовлена серия спиновых клапанов композиции стекло/(Ta или NiFeCr)/[NiFe/CoFe]/Cu/CoFe/MnIr/Ta, из которой для дальнейших исследований были выбраны восемь образцов наноструктур, композиционные формулы которых приведены в Таблице 3. В формулах образцов толщины слоев указаны в ангстремах в круглых скобках после символа химического элемента. Выбор образцов сделан таким образом, чтобы был охвачен максимально широкий диапазон изменения степени совершенства текстуры.

Степень совершенства текстуры оценивалась по измерениям угла рассеяния текстуры (γ) при помощи метода кривых качания (ω – скан) [71]. Величина γ является средним углом отклонения ориентировки части кристаллитов от преимущественной ориентации и экспериментально определяется как полная ширина кривой качания на полувысоте. Образцы пронумерованы и расположены в таблице в порядке увеличения угла рассеяния текстуры. В Таблицу 3 также включены значения максимального магнитосопротивления $(\Delta R/R_s)_{\max}$ и значения поля межслойного взаимодействия H_J . Поле H_J является полем сдвига низкополевой петли гистерезиса относительно значения $H = 0$. Важно отметить, что у выбранных образцов нет систематического изменения толщины отдельных слоев и величины

максимального магнитосопротивления. В них неизменной остается только толщина верхнего защитного слоя Ta(20Å). В образце № 5 в качестве буферного слоя вместо тантала используется парамагнитный сплав $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$. В сравнении с образцами № (1 - 7) образец № 8 имеет значительно более толстые слои CoFe(55Å) и MnIr(150 Å) и обладает максимальным рассеянием текстуры среди всех приготовленных образцов, т.е. текстура в нем практически отсутствует. Выбор таких образцов, различных по толщине слоев, типу материала буферного слоя и отличающихся величиной магнитосопротивления, имел своей целью выделить наиболее отчетливо зависимость ширины низкополевой петли гистерезиса именно от угла рассеяния текстуры $\langle 111 \rangle$.

Таблица 3. Композиционные формулы спиновых клапанов. Толщины слоев указаны в круглых скобках в ангстремах. В колонках указаны: $(\Delta R/R_s)_{\max}$ – максимальная величина магнитосопротивления, H_J – поле межслойного взаимодействия и γ – угол рассеяния текстуры.

№	Формула наноструктуры	$(\Delta R/R_s)_{\max}$, %	H_J , Э	γ , град
1	Ta(50)/NiFe(30)/CoFe(20)/Cu(22)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20)	10.6	12.0	3.35
2	Ta(20)/NiFe(30)/CoFe(15)/Cu(22)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20)	10.7	16.6	3.65
3	Ta(20)/NiFe(30)/CoFe(15)/Cu(20)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20)	7.3	52.6	4.10
4	Ta(20)/NiFe(35)/CoFe(10)/Cu(24)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20)	9.4	14.5	4.70
5	NiFeCr(30)/NiFe(30)/CoFe(15)/Cu(22)/CoFe(20)/MnIr(50)/Ta(20)	9.7	6.0	4.85
6	Ta(20)/NiFe(30)/CoFe(15)/Cu(24)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20)	11.6	-0.9	5.45
7	Ta(20)/NiFe(25)/CoFe(20)/Cu(24)/CoFe(25)/MnIr(50)/Ta(20)	11.6	-1.3	6.30
8	Ta(50)/NiFe(20)/CoFe(55)/Cu(24)/CoFe(55)/MnIr(150)/Ta(20)	5.0	4.5	19.30

4.2 Электронографические исследования

Для электронографических исследований были приготовлены два образца на подложках Al_2O_3 композиции: $\text{Ta}(20\text{\AA})/\text{NiFe}(t_{\text{NiFe}})/\text{CoFe}(20\text{\AA})/\text{Cu}(24\text{\AA})/\text{CoFe}(25\text{\AA})/\text{MnIr}(50\text{\AA})/\text{Ta}(20\text{\AA})$, с разными толщинами пермаллоя $t_{\text{NiFe}} = 30\text{\AA}$ и $t_{\text{NiFe}} = 15\text{\AA}$. Выбор Al_2O_3 в качестве подложки продиктован: 1) особенностями технологии приготовления образцов, достаточно тонких для возможности исследования «на просвет» в электронном микроскопе; 2) удобством использования монокристаллического Al_2O_3 в качестве эталона для определения постоянной прибора $C = \lambda L$ (где λ – длина волны; L – расстояние от образца до фотографической пластины). Образец с большей толщиной пермаллоя обладал меньшим гистерезисом свободного слоя: $H_c = 14,6\text{ Э}$ и $H_c = 23,1\text{ Э}$ для $t_{\text{NiFe}} = 30\text{\AA}$ и $t_{\text{NiFe}} = 15\text{\AA}$, соответственно. На Рисунке 38

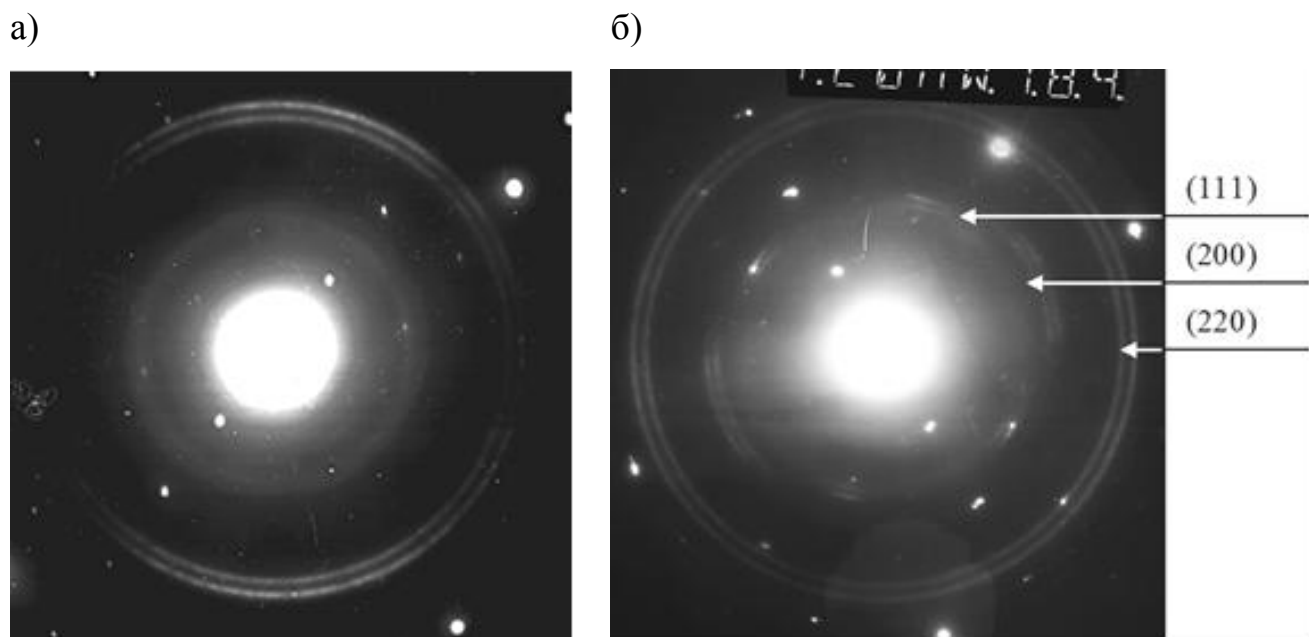


Рисунок 38. Электронограммы, полученные для спиновых клапанов

$\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Ta}(20\text{\AA})/\text{NiFe}(t_{\text{NiFe}})/\text{CoFe}(20\text{\AA})/\text{Cu}(24\text{\AA})/\text{CoFe}(25\text{\AA})/\text{MnIr}(50\text{\AA})/\text{Ta}(20\text{\AA})$ с разной толщиной слоя пермаллоя: а) $t_{\text{NiFe}} = 30\text{\AA}$ и б) $t_{\text{NiFe}} = 15\text{\AA}$.

представлены электронограммы для вышеназванных двух образцов. На электронограммах видны дебаевские кольца от трех семейств плоскостей ГЦК решетки: (111), (200) и (220).

Каждое семейство плоскостей представлено двумя кольцами: ближнее к центральному рефлексу кольцо относится к MnIr, а второе кольцо является общим для CoFe, NiFe и Cu из-за близости параметров кристаллической решетки ГЦК-структуры указанных материалов.

Распределение колец по интенсивности не соответствует ГЦК решетке с беспорядочно ориентированной кристаллической микроструктурой. Яркие кольца $\{220\}$ при отсутствующем или слабом кольце $\{111\}$ свидетельствуют о наличии аксиальной текстуры $\langle 111 \rangle$ в слоях MnIr, NiFe, CoFe и Cu. На Рисунке 24(б) кольцо $\{111\}$ выражено слабо, а на рисунке 24(а) кольцо $\{111\}$ практически отсутствует, что, возможно, обусловлено более совершенной текстурой в образце с большей толщиной пермаллоя. Таким образом, в обеих исследованных наноструктурах присутствует аксиальная текстура $\langle 111 \rangle$, ось которой нормальна к плоскости пленки.

4.3 Дифрактометрические исследования

Одним из методов анализа аксиальных текстур в тонких поликристаллических пленках является метод кривых качания, который дает количественную информацию о рассеянии текстуры. На рисунке 39 для сравнения показаны дифрактограммы для образцов №1 и №7. Видны два интенсивных структурных пика. Левый относится к $(111)\text{MnIr}$, а правый – общий для $(111)\text{CoFe}$, $(111)\text{NiFe}$ и $(111)\text{Cu}$. Отсутствие структурных пиков (200) и (220) ГЦК решеток MnIr, CoFe, NiFe и Cu обусловлено наличием текстуры $\langle 111 \rangle$ в слоях MnIr и NiFe/CoFe/Cu/CoFe. На вставке Рисунка 39 показаны кривые качания, полученные на общем пике (111) для CoFe, NiFe и Cu. Кривые качания были аппроксимированы функцией Гаусса для определения γ - ширины пика на полувысоте. Измерения показали, что наиболее совершенной текстурой обладает образец №1, в котором рассеяние текстуры составляет $\gamma = 3.35^\circ$. В целом диапазон изменения величины γ исследованных образцов является типичным для спиновых клапанов, приготовленных методом магнетронного напыления на постоянном токе [82,83]. Более совершенная текстура ($\gamma = 2.5^\circ$) в спиновых клапанах была получена авторами работы [83] при использовании высокочастотного магнетронного напыления в комбинации с напылением на постоянном токе.

Качество межслойных границ приготовленных наноструктур оценивалось при помощи рентгеновской рефлектометрии. На Рисунке 40 представлены экспериментальные данные всех

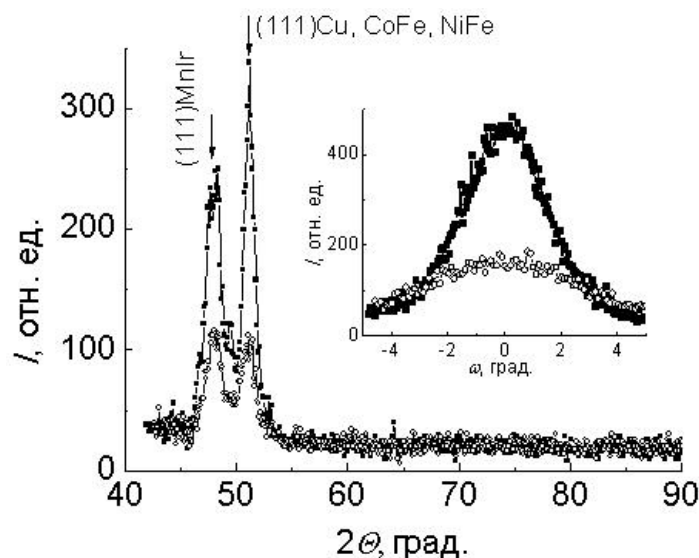


Рисунок 39. Дифрактограммы, измеренные для спиновых клапанов стекло/Ta(50 Å)/NiFe(30 Å)/CoFe(20 Å)/Cu(22 Å)/CoFe(25 Å)/MnIr(50 Å)/Ta(20 Å) (заполненные символы) и стекло/Ta(20 Å)/NiFe(25 Å)/CoFe(20 Å)/Cu(24 Å)/CoFe(25 Å)/MnIr(50 Å)/Ta(20 Å) (пустые символы). Вставка – кривые качания для общего пика (111) для CoFe, NiFe и Cu.

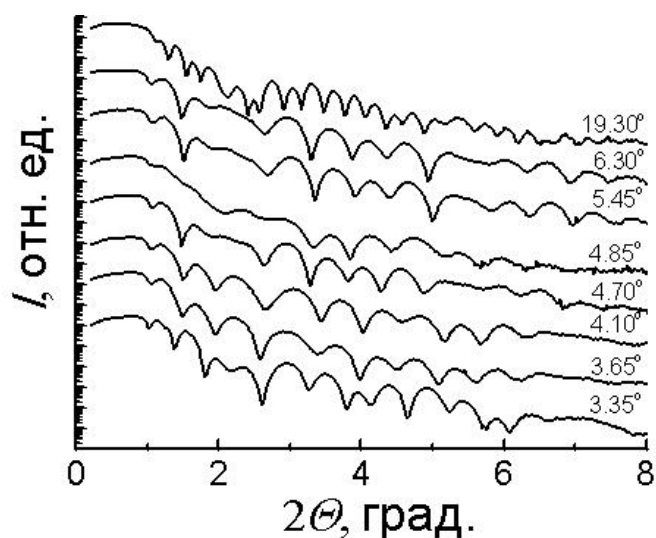


Рисунок 40. Расположенные в порядке уменьшения γ рентгеновские рефлектограммы для включенных в Таблицу 3 спиновых клапанов. Цифрами у каждой кривой обозначен угол рассеяния текстуры.

образцов, перечисленных в Таблице 3. Наличие выраженных Кессиговских осцилляций свидетельствует о малой шероховатости интерфейсов слоистой структуры. По мере увеличения рассеяния текстуры от первого образца к последнему заметна тенденция к повышению совершенства слоистой структуры, так как осцилляции наблюдаются в большем интервале углов 2θ .

4.4 Текстура и магнитные свойства

Полевые зависимости магнитосопротивления для образцов №1 и №7, обладающих, соответственно, большей и меньшей степенью совершенства текстуры, представлены на Рисунке 41.

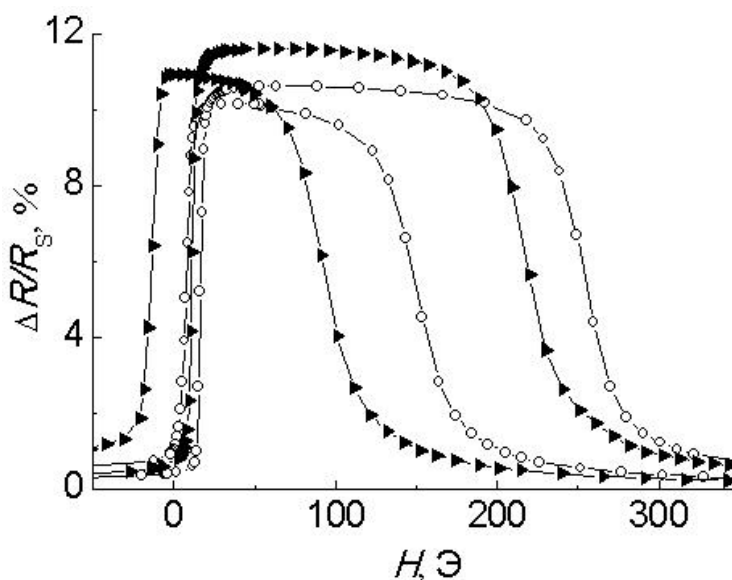


Рисунок 41. Полевые зависимости магнитосопротивления для спиновых клапанов
 $\text{Ta}(50\text{\AA})/\text{NiFe}(30\text{\AA})/\text{CoFe}(20\text{\AA})/\text{Cu}(22\text{\AA})/\text{CoFe}(25\text{\AA})/\text{MnIr}(50\text{\AA})/\text{Ta}(20\text{\AA})$ и
 $\text{Ta}(20\text{\AA})/\text{NiFe}(25\text{\AA})/\text{CoFe}(20\text{\AA})/\text{Cu}(24\text{\AA})/\text{CoFe}(25\text{\AA})/\text{MnIr}(50\text{\AA})/\text{Ta}(20\text{\AA})$.

Для образца №1 величина H_c значительно меньше, чем для образца №7, и петля гистерезиса смещена в сторону положительных значений магнитного поля. Характерная для спиновых клапанов кривая намагничивания, измеренная для образца №7, в качестве примера представлена на Рисунке 42. На ней видны две петли гистерезиса: вертикальная - в малых полях и наклонная - больших полях, относящиеся к перемагничиванию свободного и пиннированного слоев, соответственно. Сдвиг низкополевой петли гистерезиса в область положительных или отрицательных значений магнитного поля обусловлен преобладанием

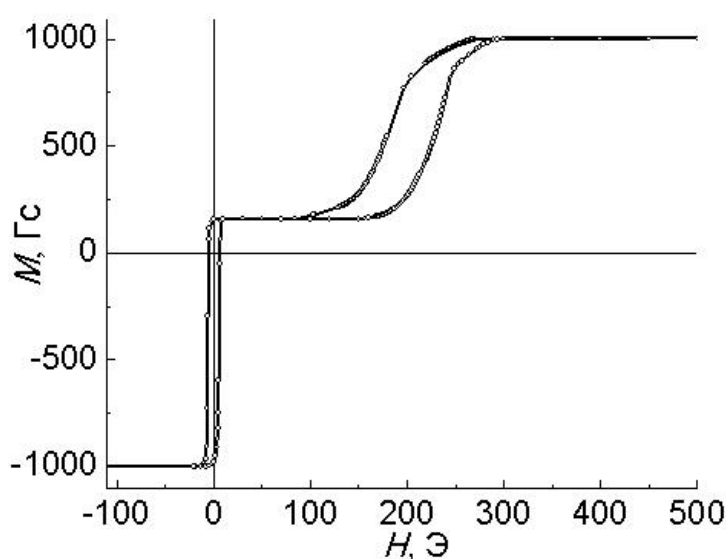


Рисунок 42. Полевая зависимость намагниченности для образца №7, Ta(20 Å)/NiFe(25 Å)/CoFe(20 Å)/Cu(24 Å)/CoFe(25 Å)/MnIr(50 Å)/Ta(20 Å).

ферромагнитного или антиферромагнитного типа межслойного взаимодействия в спиновом клапане. В таблице 3 приведены значения магнитного поля H_J , характеризующего результирующее взаимодействие между свободным и пиннированными слоями. При измерениях магнитосопротивления направление вектора напряженности магнитного поля было противоположно направлению магнитного поля во время нанесения слоев, поэтому отрицательные значения H_J указывают на наличие межслойного взаимодействия антиферромагнитного типа. У большей части исследованных наноструктур (образцы № (1-5) и № 8) петля гистерезиса свободного слоя смещена в область положительных значений

магнитного поля ($H_J > 0$), что соответствует наличию взаимодействия ферромагнитного типа. Взаимодействие антиферромагнитного типа ($H_J < 0$) обнаружено у образцов №6 и №7, которые обладают низким совершенством текстуры и, согласно результатам рентгеновской рефлектометрии, – малой шероховатостью интерфейсов. Подобная, как у образцов №6 и №7, корреляция между совершенством текстуры, качеством интерфейсов и типом упорядочения магнитных слоев анализировалась, например, в [20] для спиновых клапанов на основе MnIr обладающих туннельным магнитосопротивлением. А именно, при совершенной текстуре $\langle 111 \rangle$ поликристаллическая пленка представляет собой столбчатую, «колонарную» структуру с проращением границ зерен сквозь все слои спинового клапана. При этом возрастает несовершенство межслойных границ. Шероховатость слоев приводит к формированию магнитных полюсов в пленке ферромагнетика вблизи границы с немагнитным слоем. Энергия дипольного взаимодействия возрастает с увеличением шероховатости интерфейсов и при некотором значении шероховатости превосходит энергию осциллирующего обменного взаимодействия, обуславливая наличие результирующего взаимодействия только ферромагнитного типа.

На Рисунке 43 представлена зависимость ширины петли гистерезиса свободного слоя H_c

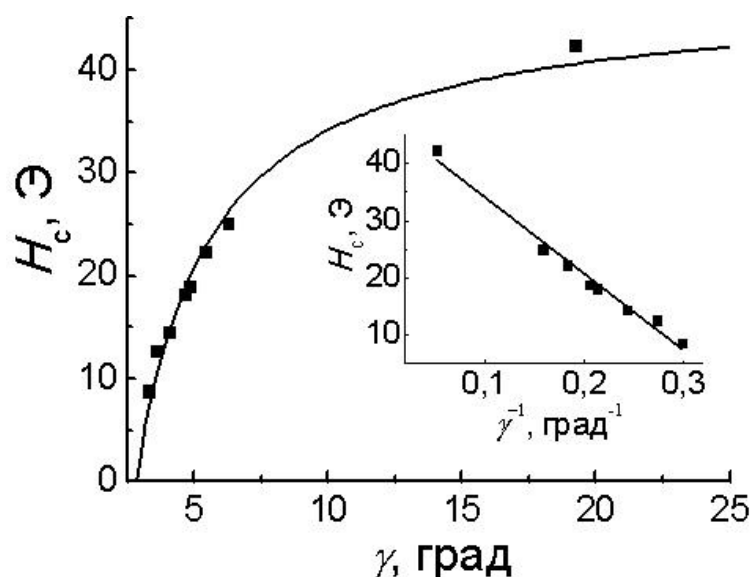


Рисунок 43. Зависимость ширины низкополевой петли гистерезиса H_c от угла рассеяния текстуры γ . Сплошная линия получена аппроксимацией (см. текст). Вставка – зависимость H_c от величины обратной углу рассеяния текстуры.

от угла рассеяния текстуры для наноструктур, перечисленных в Таблице 3. Данный график показывает, что существует корреляция между H_c и рассеянием текстуры $\langle 111 \rangle$, характеризуемым величиной γ . Следует отметить, что экспериментальные данные, представленные на рисунке 43, получены на различных спиновых клапанах без систематического изменения состава и толщины слоев наноструктуры от образца к образцу, что указывает на универсальность выявленной зависимости. Для проверки закономерности положения последней, соответствующей наибольшему значению параметра γ , точки на кривой, та же зависимость была построена от величины γ^{-1} (вставка на рисунке 43). В результате линейной аппроксимации $H_c(\gamma^{-1})$ было получено выражение

$$H_c = 47.5 - \frac{133.6}{\gamma}, \quad (4.1)$$

описывающее зависимость гистерезиса свободного слоя от угла рассеяния текстуры в исследованных спиновых клапанах. На вставке Рисунка 43 видно, что все точки, соответствующие спиновым клапанам, как с совершенной, так и с почти отсутствующей текстурой, хорошо укладываются на одну прямую.

4.5 Интерпретация зависимости гистерезиса от угла рассеяния текстуры

Для объяснения полученной зависимости $H_c(\gamma)$ следует предположить, что свободный слой в спиновом клапане находится в однодоменном состоянии, и перемагничивание его происходит за счет когерентного вращения намагниченности. Известно, что в этом случае максимальная ширина петли гистерезиса наблюдается при направлении магнитного поля вдоль оси легкого намагничивания, а при увеличении угла между осью легкого намагничивания и направлением магнитного поля ширина петли гистерезиса уменьшается [23, 53]. Ось текстуры $\langle 111 \rangle$ совпадает с нормалью к поверхности пленки. Симметрия гранецентрированной кубической решетки такова, что из пучка узловых прямых $\langle 111 \rangle$ одна ориентирована перпендикулярно плоскости (111), а остальные три находятся под углом 19.5° к этой плоскости

и, следовательно, к поверхности пленки. Для поликристаллического материала, обладающего совершенной текстурой, направления $\langle 111 \rangle$ различных кристаллитов, находящиеся под углом 19.5° к поверхности пленки, суммарно образуют коническую поверхность, при этом ни одно из них не лежит в плоскости пленки. Следовательно, оси легкого намагничивания $\langle 111 \rangle$ для монокристаллических зерен отклонены от направления приложенного магнитного поля на угол 90° (в случае направления $[111]$) или на угол более чем 19.5° (например, в случае направления $[11\bar{1}]$). Увеличение рассеяния текстуры подразумевает, что для части кристаллитов угол между осью легкого намагничивания и направлением магнитного поля, приложенного в плоскости пленки, уменьшается. При большом рассеянии текстуры $\gamma \geq 19.5^\circ$ оси легкого намагничивания некоторых кристаллитов в образце могут находиться в плоскости пленки и располагаться параллельно приложенному магнитному полю. Такие кристаллиты, как указывалось выше, обладают максимально широкой собственной петлей гистерезиса и их наличие приводит к увеличению ширины результирующей петли гистерезиса образца.

Данная интерпретация не противоречит объяснению [67] корреляции между наличием текстуры $\langle 111 \rangle$ и малым гистерезисом в пленке пермаллоя. Авторами [67] было показано, что для магнитных монокристаллов кубической симметрии энергия магнитокристаллической анизотропии в плоскости (111) слабо изменяется от направления. Это приводит к тому, что в пленке таких материалов с аксиальной текстурой $\langle 111 \rangle$ практически отсутствуют локальные флуктуации магнитной анизотропии в плоскости (111), что обуславливает малый гистерезис процессов перемагничивания, протекающих путем когерентного вращения намагниченности. В нашем случае возрастание рассеяния текстуры γ приводит к увеличению флуктуаций магнитной анизотропии и, следовательно, гистерезиса, что на качественном уровне объясняет вид зависимости $H_c(\gamma)$.

Выводы по главе 4

На примере спиновых клапанов композиции стекло/(Ta или $(\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}$)/ $[\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}]$ /Cu/ $\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Mn}_{75}\text{Ir}_{25}$ /Ta с различными толщинами магнитных и немагнитных слоев, обладающих разной степенью совершенства текстуры, выявлена линейная зависимость

ширины низкополевой петли гистерезиса от величины обратной углу рассеяния текстуры $\langle 111 \rangle$. Показано, что спиновый клапан с наиболее совершенной текстурой обладает минимальным гистерезисом, в то время как образец с почти отсутствующей текстурой имеет максимальную ширину петли гистерезиса. Зависимость $H_c(\gamma)$ имеет признаки универсальности, так как экспериментальные точки на ней относятся к образцам, отличающимся толщинами отдельных слоев, типом межслойного взаимодействия (ферромагнитным или антиферромагнитным, а также величиной гигантского магниторезистивного эффекта).

Зависимость ширины низкополевой петли гистерезиса от степени совершенства текстуры $\langle 111 \rangle$, полученная для случая конфигурации МП $\parallel$ ОЛН $\parallel$ ООА, показывает как микроструктура слоев спинового клапана определяет гистерезис перемагничивания. С другой стороны, совершенство текстуры, а так же материал и толщина свободного слоя определяют величину поля анизотропии свободного слоя. Согласно [20, 70], шероховатость магнитных слоев и, следовательно, Неелевское межслойное взаимодействие увеличиваются с возрастанием совершенства текстуры $\langle 111 \rangle$. Таким образом, задачей следующей главы является исследовать гистерезисное поведение спиновых клапанов, принимая во внимание величины поля анизотропии свободного слоя H_A , поля межслойного взаимодействия H_J и угла отклонения приложенного магнитного поля от основных осей анизотропии в спиновом клапане: ООА и ОЛН.

Результаты, изложенные в данной главе, опубликованы в работе [84]

5. Гистерезис при перемагничивании спиновых клапанов с сильным и слабым межслойным взаимодействием

5.1 Постановка задачи и выбор образцов для исследования

В данной главе показаны результаты исследования зависимости гистерезиса магнитосопротивления от угла между приложенным в плоскости слоев магнитным полем и осью легкого намагничивания для спиновых клапанов композиции $[\text{Ta}, (\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}]/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Mn}_{75}\text{Ir}_{25}/\text{Ta}$ с параллельной конфигурацией магнитной анизотропии. Гистерезис магнитосопротивления в спиновых клапанах зависит от взаимного расположения трех направлений: оси однонаправленной анизотропии, оси легкого намагничивания свободного слоя и приложенного магнитного поля, а так же от поля анизотропии свободного слоя и от межслойного взаимодействия [23]. Межслойное взаимодействие, конфигурация магнитной анизотропии, поле одноосной анизотропии и направление приложенного магнитного поля рассматриваются в работе [23] как факторы, определяющие реализацию того или иного механизма перемагничивания. Авторами на основе вычислений в рамках модели когерентного вращения намагниченности Стонера-Вольфарта построена магнитная фазовая диаграмма, показывающая области реализации разных мод перемагничивания. В зависимости от поля межслойного взаимодействия H_J , поля одноосной анизотропии H_A и угла θ отклонения магнитного поля ООА, реализуется одна из трех мод перемагничивания, обозначенных как А, В и С. Моды А и В в рамках используемой модели интерпретируются как «вращение – прыжок – вращение», а мода С как чистое вращение вектора намагниченности. В работе [56] на основе результатов визуализации доменной структуры показано, что моды А и В являются комбинацией когерентного вращения намагниченности и движения доменных границ, а в случае моды С домены не формируются, и перемагничивание происходит только за счет когерентного вращения намагниченности. Таким образом, только мода С соответствует безгистерезисному перемагничиванию. В работе [23] магнитная фазовая диаграмма построена для случаев коллинеарной (ОЛН $\parallel$ ООА) и неколлинеарной (ОЛН отклонена от ООА на ненулевой угол) конфигурации магнитной анизотропии. Если МП $\parallel$ ООА, то в случае коллинеарной конфигурации анизотропии,

безгистерезисная мода перемангничивания невозможна как в случае сильного ($|H_J/H_A| > 1$), так и в случае слабого ($|H_J/H_A| < 1$) межслойного взаимодействия (Рисунок 15а). При скрещенной (ОЛН $\perp$ ООА) конфигурации анизотропии перемангничивание будет безгистерезисным независимо от направления МП при условии, что $|H_J/H_A| > 1$ (Рисунок 15б).

В данной главе рассматривается изменение гистерезиса магнитосопротивления при отклонении магнитного поля от оси легкого намагничивания и переход к безгистерезисному перемангничиванию свободного слоя в спиновых клапанах с различным (сильным и слабым, ферромагнитным и антиферромагнитным) межслойным взаимодействием. Экспериментальные данные позволили сопоставить величины углов, при которых происходит смена механизма перемангничивания, с положением границ между модами А, В и С на теоретически построенной [23] магнитной фазовой диаграмме.

Образцы спиновых клапанов были приготовлены методом магнетронного напыления в магнитном поле на подложках из стекла. Толщины слоев и характеристики выбранных для исследования спиновых клапанов представлены в Таблице 4.

Таблица 4. Толщины слоев исследуемых спиновых клапанов, величины магниторезистивного эффекта, поля межслойного взаимодействия и отношения поля межслойного взаимодействия к полю анизотропии свободного слоя.

№	Толщины слоев (Å), начиная от подложки									$\left(\frac{\Delta R}{R_s}\right)_{\max}$ [%]	H_J , Э	$\left \frac{H_J}{H_A}\right $
	t_{Ta}	t_{NiFeCr}	t_{NiFe}	t_{CoFe}	t_{Cu}	t_{CoFe}	t_{MnIr}	t_{Ta}	t_{NiFeCr}			
1	20	-	30	15	24	25	50	20	-	11.6	-1.6	~0.2
2	20	-	25	20	24	25	50	20	-	11.7	-4.4	0.2
3	50	-	30	20	32	25	60	20	-	7.3	-0.7	~0.1
4	50	-	20	55	24	55	150	20	-	5.0	2.6	0.3
5	-	30	30	20	20	25	60	-	10	9.5	7.3	0.9
6	50	-	30	20	22	25	50	20	-	10.6	10.0	1.3
7	20	-	30	15	22	25	50	20	-	10.7	16.5	1.7
8	-	30	30	20	18	25	60	-	10	8.1	31.7	4.0

Выбор образцов для исследования был сделан таким образом, что бы охватить как можно более широкий диапазон изменения поля межслойного взаимодействия: от сильного ферромагнитного (образец № 8) до слабого антиферромагнитного (образцы № 1, 2 и 3).

5.2 Рентгеновские и электронно-микроскопические исследования

Для контроля совершенства слоистой структуры и интерфейсов была использована рентгеновская рефлектометрия. На Рисунке 44 показаны рентгеновские рефлектограммы для

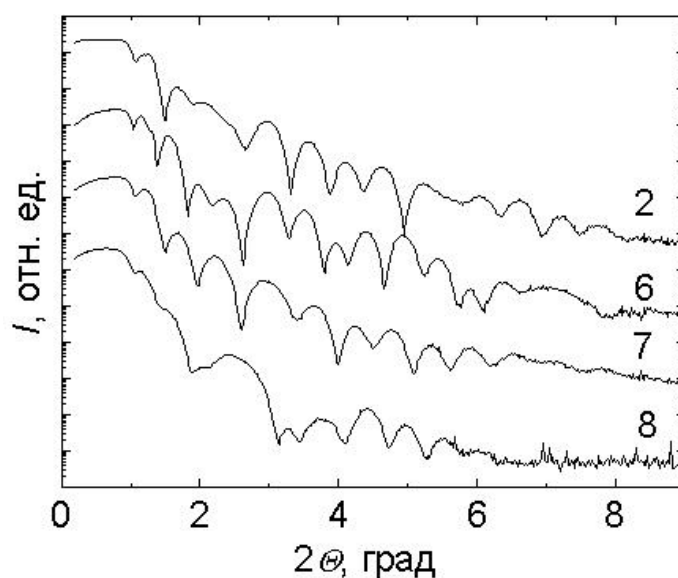


Рисунок 44. Рентгеновские рефлектограммы для образцов № 2, 6, 7 и 8.

образцов № 2, 6, 7 и 8. (Таблица 4). Выраженные Кессиговские осцилляции указывают на хорошее качество слоистой структуры. На рефлектограмме образца № 2 осцилляции присутствуют в наибольшем интервале углов и, следовательно, в данном спиновом клапане сформированы самые совершенные для данной серии образцов интерфейсы. Если шероховатость магнитных слоев мала, следовательно, осциллирующее обменное взаимодействие может преобладать над Неелевским. Толщина немагнитного слоя ($t_{\text{Cu}} = 24 \text{ \AA}$) в данном спиновом клапане близка ко второму антиферромагнитному максимуму для

осциллирующего обменного взаимодействия, и в результате, слабое антиферромагнитное межслойное взаимодействие сформировалось в этом образце. Для образца № 8 исчезновение Кессиговских осцилляций при $2\Theta > 6.5^\circ$ свидетельствует о том, что совершенство межслойных границ в данном образце ниже, чем в образце № 2, и присутствует определенная «волнистость» магнитных слоев. Этот факт, а так же малая толщина немагнитного слоя ($t_{Cu} = 24 \text{ \AA}$) привели к тому, что в данном спиновом клапане сформировано сильное Неелевское межслойное взаимодействие ферромагнитного типа.

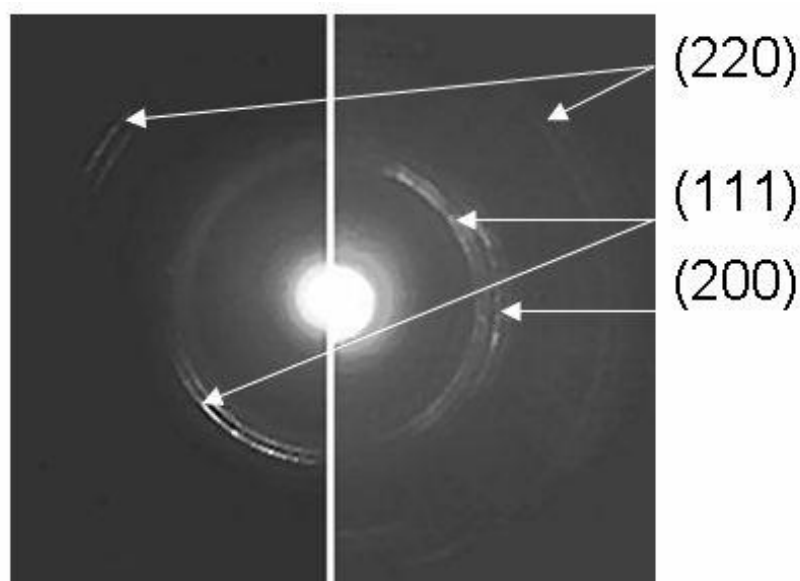


Рисунок 45. Данные просвечивающей электронной микроскопии для образцов № 4 и 6 (правая и левая часть рисунка, соответственно).

Структурные исследования, выполненные при помощи электронной просвечивающей микроскопии и рентгеновской дифрактометрии, показали, что все образцы обладают поликристаллической ГЦК структурой. Размеры кристаллитов варьируются от 15 до 25 нм. Текстура $\langle 111 \rangle$ разной степени совершенства от совершенной до практически отсутствующей была обнаружена в каждом спиновом клапане.

Исследование микроструктуры методом просвечивающей электронной микроскопии было выполнено на образцах № 6 и 4 (Таблица 4). На Рисунке 45 показаны электронограммы, полученные от образца с наибольшей (левая часть рисунка) и наименьшей (правая часть рисунка) степенью совершенства текстуры. В правой части рисунка распределение интенсивностей Дебаевских колец соответствует ГЦК структуре с беспорядочно

ориентированными кристаллитами. В левой части рисунка появление кольца (220), отсутствие кольца (200) и слабость кольца (111) свидетельствует о наличии аксиальной текстуры $\langle 111 \rangle$, ось которой совпадают с нормалью к поверхности пленки.

На Рисунке 46 показаны дифрактограммы, полученные для образцов, обладающих

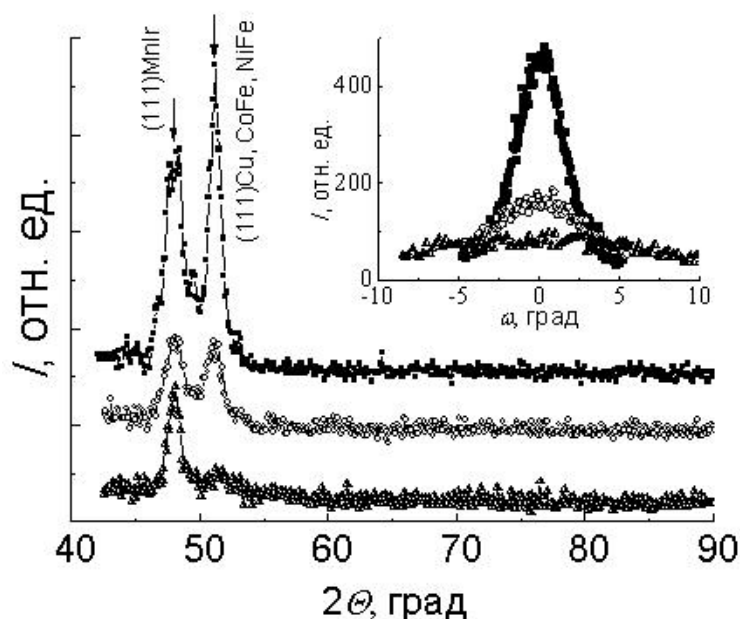


Рисунок 46. Дифрактограммы образцов № 4 (треугольники), 2 (пустые кружки) и 6 (заполненные квадраты) (Таблица 4). Вставка – соответствующие кривые качания (ω -скан).

текстурой $\langle 111 \rangle$ разной степени совершенства. На всех дифрактограммах присутствуют два структурных пика: (111) MnIr и (111) Cu, CoFe и NiFe. Второй пик - общий для слоев Cu, CoFe и NiFe из-за близости параметров ГЦК-решетки данных материалов. Отсутствие остальных пиков ГЦК структуры свидетельствует о наличии текстуры $\langle 111 \rangle$. На вставке представлены кривые качания (Θ – скан) вокруг общего пика (111) Cu, CoFe и NiFe. Хорошо видно, что общий пик (111) Cu, CoFe и NiFe является самым интенсивным для образца № 6, обладающего самой совершенной текстурой ($\gamma = 3.4^\circ$). Для образцов № 2 и 4 со слабой ($\gamma = 6.3^\circ$) и практически отсутствующей ($\gamma = 19.3^\circ$) текстурой интенсивность общего пика, соответственно, меньше.

5.3 Измерения намагниченности и магнитосопротивления

Для определения величин H_J , H_A и H_c , а так же величины максимального магнитосопротивления $(\Delta R/R_s)_{\max}$, были измерены петли магнитного гистерезиса и полевые зависимости магнитосопротивления. На Рисунке 47 показана петля гистерезиса

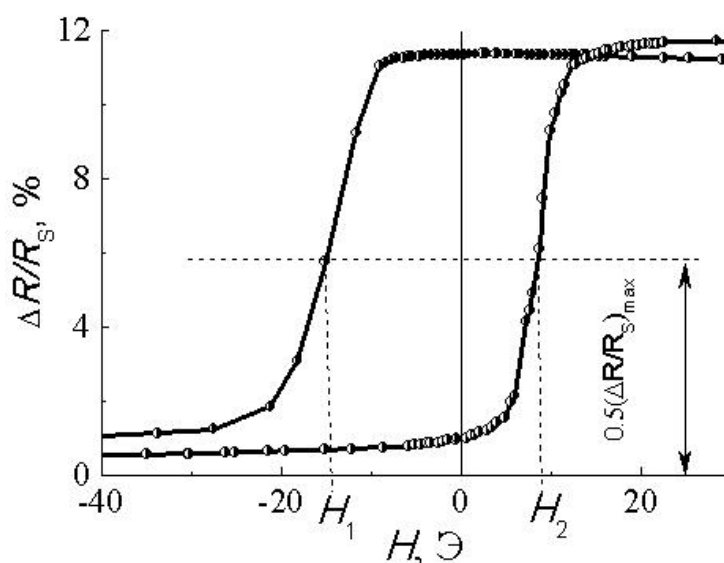


Рисунок 47. Петля гистерезиса магнитосопротивления соответствующая перемангничиванию свободного слоя образца №2 (Таблица 4).

магнитосопротивления, соответствующая перемангничиванию свободного слоя образца №2 (Таблица 4). Измеряемые величины - поля сдвига H_1 и H_2 а так же $(\Delta R/R_s)_{\max}$ - обозначены. Сдвиг петли, характеризующий поле межслойного взаимодействия, и ширина петли определяются, как $H_J = (H_1 + H_2)/2$ и $H_c = H_2 - H_1$, соответственно.

Для определения поля одноосной анизотропии были дополнительно приготовлены образцы композиции $[\text{Ta}, (\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20})_{60}\text{Cr}_{40}]/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Ta}$, повторяющие буферный слой, композитный свободный слой NiFe/CoFe для каждого из образцов (1 – 8) и покрытые защитным слоем татнала. Петли магнитного гистерезиса были измерены в поле, приложенном

последовательно вдоль оси легкого и трудного намагничивания. Величина поля анизотропии H_A определялась как поле, в котором смыкаются петли гистерезиса измеренные в магнитном поле, приложенном

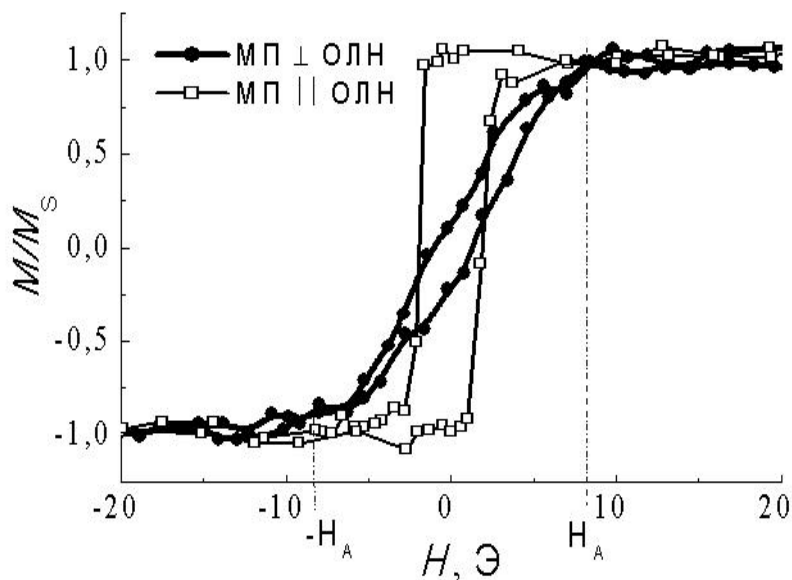


Рисунок 48. Петли магнитного гистерезиса измеренные при МП $\parallel$ ОЛН и МП $\perp$ ОЛН для образца Ta(50Å)/NiFe(30Å)/CoFe(20Å)/Ta(50Å).

вдоль осей легкого и трудного намагничивания. На Рисунке 48 показаны петли гистерезиса измеренные при МП $\parallel$ ОЛН и МП $\perp$ ОЛН для образца Ta(50Å)/NiFe(30Å)/CoFe(20Å)/Ta(50Å), толщина и материал ферромагнитных слоев которого совпадают с композитным свободным слоем образцов № 3, 5, 6 и 8 (Таблица 4). Величины H_A и $-H_A$ обозначены на рисунке. Таким образом, для вариантов свободного слоя NiFe(20)/CoFe(55), NiFe(25)/CoFe(20), NiFe(30)/CoFe(15) и NiFe(30)/CoFe(20) были получены величины поля анизотропии 10, 25, 10 и 8 Э. Малые величины полей анизотропии объясняются наличием текстуры $\langle 111 \rangle$ как в спиновых клапанах, так и в отдельно приготовленных образцах свободного слоя. Для образца №6, обладающего самой совершенной текстурой, получена самая малая величина поля анизотропии.

Величина H_J определялась по сдвигу низкополевой петли, измеренному при МП $\parallel$ ОЛН. На Рисунке 49 показана низкополевая часть магниторезистивной кривой, измеренная для образца № 2 при различных малых углах α отклонения приложенного магнитного поля от оси

легкого намагничивания. Видно, что отклонение приложенного магнитного поля от ОЛН на малые углы приводит не только к изменению ширины низкополевой петли, но и к резкому изменению величины поля сдвига H_J . Эта особенность была выявлена для всех образцов.

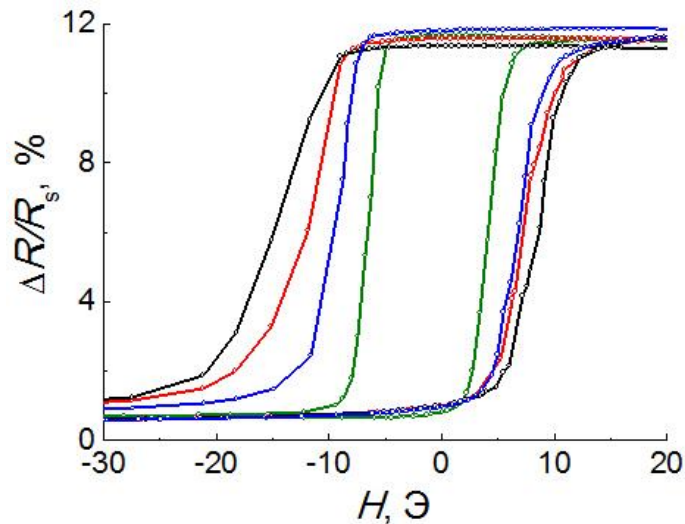


Рисунок 49. Низкополевые петли гистерезиса измеренные для образца № 2 при $\alpha = 0, 3, 6$ и 20° (черная, красная, синяя и зеленая линии, соответственно)

На Рисунке 50 показаны зависимости $H_J(\alpha)$, полученные для образцов № 4 и № 6 (Таблица 4) со слабым ($|H_J/H_A| < 1$) и сильным ($|H_J/H_A| > 1$) межслойным взаимодействием. Видно, что в случае сильного и слабого межслойного взаимодействия малое отклонение магнитного поля от оси легкого намагничивания ($\alpha \approx 3^\circ$) сопровождается резким сдвигом низкополевой петли гистерезиса. Для точного определения поля H_J , характеризующего межслойное взаимодействие, зависимости $H_J(\alpha)$ были построены для всех образцов и принято, что $H_J = H_J(0)$. Данный способ измерения позволяет с достаточной точностью определить H_J для спиновых клапанов с сильным межслойным взаимодействием. В случае слабого межслойного взаимодействия точное определение H_J проблематично из-за сложности выполнения измерений вблизи $H = 0$. Влияние магнитного поля Земли, присутствие остаточной намагниченности сердечника электромагнита, наличие сдвига вольт-амперной характеристики датчика Холла в измерительной установке – эти факторы приводят к абсолютной погрешности

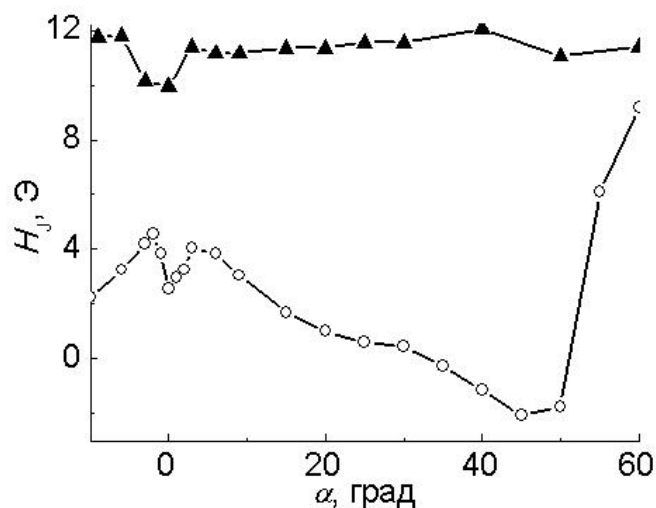


Рисунок 50. Зависимости $H_J(\alpha)$, полученные для спиновых клапанов с сильным (заполненные символы) и слабым (пустые символы) межслойным взаимодействием.

измерений поля H_J равной примерно 1 Э. Таким образом, для образцов с малой (< 4 Э) величиной межслойного взаимодействия достоверно можно говорить лишь о тенденции в изменении величин H_J и H_J/H_A .

5.4 Измерения угловых зависимостей гистерезиса свободного слоя

Для получения зависимостей $H_c(\alpha)$ магниторезистивные кривые были измерены для каждого образца при различных фиксированных углах α между приложенным магнитным полем и ОЛН. На Рисунке 51 на примере образца № 8 с самым сильным межслойным взаимодействием показано как изменяется форма магниторезистивной кривой и ширина низкополевой петли гистерезиса, если приложенное магнитное поле отклоняется от ОЛН на различные углы α . Видно, что при отклонении магнитного поля на угол $\alpha = 9^\circ$, ширина низкополевой петли H_c значительно меньше, чем при $\alpha = 0$, когда МП $\parallel$ ОЛН.

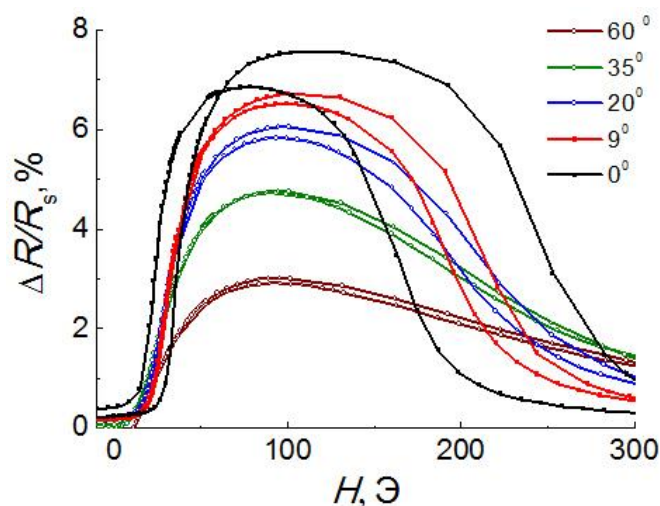


Рисунок 51. Полевые зависимости магнитосопротивления для образца №8, измеренные при разных углах отклонения МП от ОЛН. Величины углов отклонения α указаны в правой верхней части рисунка.

Были исследованы спиновые клапаны с разными величинами отношения $|H_J/H_A|$. Некоторые экспериментальные кривые показаны на Рисунке 52 и Рисунке 53, где представлен в увеличенном масштабе фрагмент Рисунка 52. На вставке показана схема измерения. Угол $\theta = \alpha + 180^\circ$ характеризует отклонение магнитного поля от ООА. Экспериментальная кривая, для образца № 7 близка к зависимостям, полученным для образцов № 6 и 8, и поэтому не показана. Характер зависимостей, для спиновых клапанов с сильным (заполненные символы) и слабым (пустые и наполовину заполненные символы) межслойным взаимодействием различен. Для клапанов с сильным межслойным взаимодействием увеличение угла α от 0° до 5° приводит к падению H_c на 70 – 95% и далее следует плавный переход к безгистерезисному перемагничиванию при некотором угле $\alpha = \alpha_0$. С учетом погрешности измерения, будем считать перемагничивание свободного слоя безгистерезисным, если $H_c < 0.2$ Э. Согласно [23], плавный переход к безгистерезисному перемагничиванию может быть интерпретирован как переход от моды В к моде С. Полученные углы α_0 отмечены на магнитной фазовой диаграмме заполненными кружками (Рисунок 54). Экспериментальные точки близки к границе между областями реализации В и С мод перемагничивания.

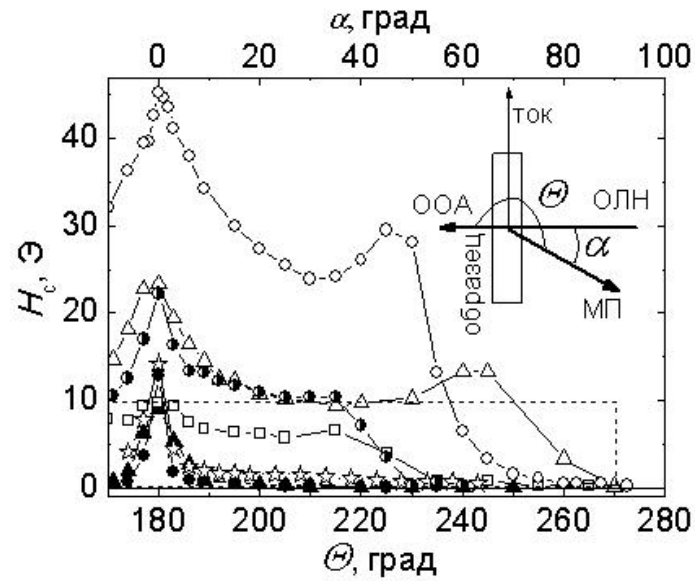


Рисунок 52. Зависимость ширины петли гистерезиса магнитосопротивления от угла отклонения МП от ОЛН. Заполненные треугольники и кружки – относятся к образцам № 6 и 8 соответственно. Пустые кружки, треугольники, квадраты звезды – относятся к образцам №4, 2, 3 и 5 соответственно. Наполовину заполненные кружки – к образцу № 1.

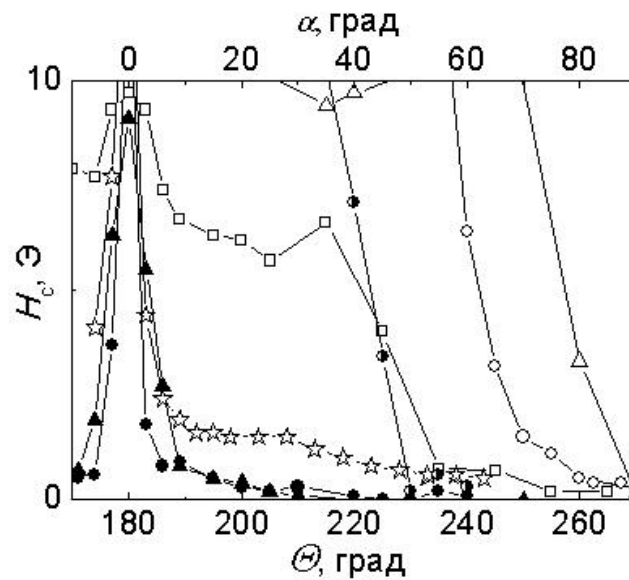


Рисунок 53. Фрагмент, выделенный прямоугольником на Рисунке 52

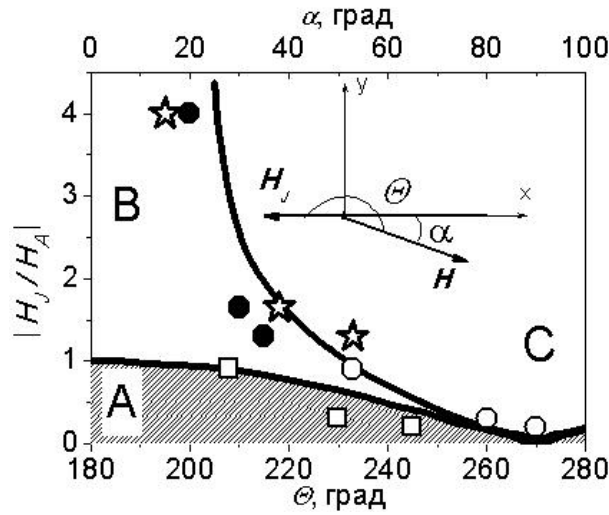


Рисунок 54. Фрагмент магнитной фазовой диаграммы, на которой отмечены точки перехода А – В (квадраты) и перехода В – С (кружки и звезды),

Воспользуемся моделью Стонера-Вольфарта для того чтобы оценить угол α_0 , при котором ширина низкополевого петли гистерезиса становится равной нулю. Будем считать, что свободный слой находится в однодоменном состоянии, и перемагничивание осуществляется только по механизму когерентного вращения намагниченности. Выберем систему координат, в которой оси X и Y лежат в плоскости образца, ось X противоположна OOA и при $\alpha = 0$ направление МП совпадает с направлением оси X (как показано на вставке Рисунка 54). Суммарное поле $\mathbf{H}_\Sigma$, действующее на свободный слой спинного клапана, равно сумме приложенного внешнего поля $\mathbf{H}$ и поля межслойного взаимодействия $\mathbf{H}_J$:

$$\mathbf{H}_\Sigma = \mathbf{H} + \mathbf{H}_J. \quad (5.1)$$

Перемагничивание будет безгистерезисным, если суммарное поле, действующее на свободный слой, больше поля анизотропии свободного слоя. H_A . Тогда угол α_0 можно оценить исходя из условия

$$H_\Sigma \geq H_A \quad (5.2)$$

Или (см. вставку Рисунка 54)

$$(H \cos \alpha - H_J)^2 + H^2 \sin^2 \alpha \geq H_A^2. \quad (5.3)$$

Это выражение справедливо для любых H при фиксированном α . Из условия

$$\frac{\partial(H_{\Sigma}^2)}{\partial H} = 0 \quad (5.4)$$

получаем

$$H = H_J \cos \alpha \quad (5.5)$$

И после подстановки (5.5) в (5.3):

$$\sin^2 \alpha \geq H_A/H_J \quad (5.6)$$

Таким образом, перемагничивание будет безгистерезисным, если $\alpha > \alpha_0$ и

$$\sin \alpha_0 = |H_A/H_J|, \quad (5.7)$$

причем H_J должно быть больше, чем H_A . Вычисленные углы В – С перехода α_0 отмечены на Рисунке 54 звездами.

Для образцов № 1, 2 и 3 с антиферромагнитным типом межслойного взаимодействия и № 4 и 5 – с ферромагнитным типом - выполняется условие $|H_J/H_A| < 1$. Данные спиновые клапаны со слабым межслойным взаимодействием демонстрируют принципиально иной характер угловой зависимости H_c (пустые и наполовину заполненные символы на Рисунках 52 и 53). При отклонении МП от ОЛН и ООА ширина низкополевой петли гистерезиса вначале уменьшается, а при дальнейшем увеличении угла α на кривой появляется плато. Дальнейший ход зависимости интересен тем, что на всех кривых при определенном $\alpha = \alpha_b$ появляется излом, после которого следует практически линейное уменьшение H_c до нуля. Описанное поведение для образцов №1, 2, 3 и 4 заметно на рисунке 52, а для образца № 5 – на рисунке 53, где в увеличенном масштабе представлен фрагмент, выделенный на рисунке 52 штриховым прямоугольником. Излом на кривой $H_c(\alpha)$ совпадает по угловому положению с изломом на зависимостях $H_J(\alpha)$. Дальнейшее увеличение α приводит к быстрому возрастанию сдвига и сужению петли гистерезиса магнитосопротивления (Рисунки 50, 52 и 53). На соответствующих зависимостях для образцов с сильным межслойным взаимодействием такой излом отсутствует. Из изложенного ясно, что изменение моды перемагничивания при увеличении угла α происходит, по крайней мере, два раза: при $\alpha = \alpha_b$ и при $\alpha = \alpha_0$. Тогда, согласно магнитной фазовой диаграмме при $0^\circ < \alpha < \alpha_b$ реализуется мода перемагничивания А. Излом на кривой ($\alpha = \alpha_b$) соответствует переходу А – В. Плавный переход к безгистерезисному перемагничиванию

при $\alpha = \alpha_0$ соответствует переходу В – С. Среди образцов со слабым межслойным взаимодействием только у спиновых клапанов № 2, 4 и 5 (Таблица 4) поле межслойного взаимодействия имеет величину достаточно большую, для достоверного определения величины H_J . Углы α_b и α_0 определенные по зависимостям $H_c(\alpha)$ (Рисунки 52, 53) для данных образцов были нанесены на магнитную фазовую диаграмму пустыми квадратами и кружками (Рисунок 54). Видно, что нанесенные экспериментальные точки близки к границам между соответствующими областями реализации мод перемангничивания. Важно заметить, что хотя для спиновых клапанов с малым межслойным взаимодействием углы перехода к безгистерезисному перемангничиванию α_0 гораздо больше, чем для сильно связанных клапанов, однако общая тенденция остается прежней: чем больше отношение $|H_J/H_A|$, тем меньше угол α_0 .

Резкое уменьшение ширины низкополевой петли гистерезиса магнитосопротивления при малом отклонении приложенного магнитного поля от ОЛН $\parallel$ ООА является важным свойством спиновых клапанов именно со слабым межслойным взаимодействием. Следует отметить, что уменьшение ширины петли до величин менее 1 Э происходит при отклонении магнитного поля на угол значительно меньший чем α_0 . Затем при увеличении угла отклонения α уменьшение H_c происходит не так быстро и при $\alpha = \alpha_0$ перемангничивание становится безгистерезисным. Аналогичный эффект был обнаружен и для спиновых клапанов на основе антиферромагнетика $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$. На Рисунке 55 показана угловая зависимость ширины низкополевой петли

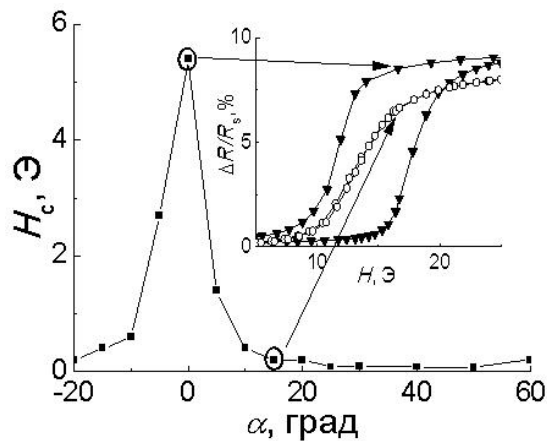


Рисунок 55. Зависимость ширины низкополевой петли гистерезиса от угла между МП и ОЛН для спинового клапана $\text{Ta}(50\text{\AA})/\text{NiFe}(20\text{\AA})/\text{CoFe}(55\text{\AA})/\text{Cu}(24\text{\AA})/\text{CoFe}(55\text{\AA})/\text{FeMn}(150\text{\AA})/\text{Ta}(20\text{\AA})$. На вставке – низкополевая часть магниторезистивной кривой при $\alpha=0$ и $\alpha=15^\circ$.

гистерезиса для приготовленного на монокристаллической подложке Si (100) спинового клапана композиции Ta(50Å)/NiFe(20Å)/CoFe(55Å)/Cu(24Å)/CoFe(55Å)/FeMn(150Å)/Ta(20Å). При изменении угла α от 0 до 15° величина H_c уменьшается от 5.4 до 0.2 Э. На вставке Рисунка 55 показана низкополевая петля гистерезиса магнитосопротивления при МП || ОЛН || ООА и при отклонении МП от основных осей анизотропии на $\alpha = 15^\circ$.

Выводы по главе 5

Переход к безгистерезисному перемагничиванию с увеличением угла отклонения приложенного внешнего поля от оси легкого намагничивания свободного слоя исследован для спиновых клапанов с параллельной конфигурацией анизотропии и разным межслойным взаимодействием. Выявлены существенные различия в угловой зависимости $H_c(\alpha)$ для спиновых клапанов с сильным $|H_J/H_A| > 1$ и слабым $|H_J/H_A| < 1$ межслойным взаимодействием. В рамках модели Стонера-Вольфарта получено выражение $\sin \alpha_0 = H_A/H_J$, позволяющее для спиновых клапанов с сильным межслойным взаимодействием оценить угол, при достижении которого перемагничивание становится безгистерезисным. При слабом межслойном взаимодействии $|H_J/H_A| < 1$ данное выражение неприменимо, однако наблюдается та же общая тенденция: чем больше величина $|H_J/H_A|$, тем меньше угол α_0 , при котором происходит переход к безгистерезисному перемагничиванию. Экспериментально определенные величины углов, при которых происходит смена моды перемагничивания, демонстрируют удовлетворительное совпадение с соответствующими границами на магнитной фазовой диаграмме, построенной в рамках модели когерентного вращения намагниченности в работе [23].

Результаты, изложенные в данной главе, опубликованы в работах [85, 86]

6. Гистерезис при перемангничивании спиновых клапанов с неколлинеарной конфигурацией магнитной анизотропии

6.1 Постановка задачи и выбор образцов

В экспериментах, описанных в предыдущей главе, были определены углы отклонения магнитного поля от основных осей анизотропии, при которых наблюдается переход от гистерезисного к безгистерезисному перемангничиванию свободного слоя. Отметим, что исследование проводилось для спиновых клапанов с параллельной конфигурацией магнитной анизотропии, поэтому отклонение магнитного поля от ООА было эквивалентно отклонению от ОЛН. В главе 6 представлены результаты экспериментов, объектами которых были спиновые клапаны с неколлинеарной конфигурацией магнитной анизотропии, когда ООА отклонена от ОЛН на ненулевой угол. При таком взаимном расположении осей анизотропии появляется возможность определить экспериментально: отклонение от какого из направлений - ООА или ОЛН – является главной причиной уменьшения H_c . Для ответа на этот вопрос в спиновых клапанах необходимо сформировать неколлинеарную конфигурацию магнитной анизотропии с отклонением ООА от ОЛН на угол, равный углу α_0 , измеренному в экспериментах, описанных в предыдущей главе. Такая конфигурация анизотропии позволяет отклонять магнитное поле на угол α_0 последовательно: вначале от ООА а затем от ОЛН. Для этих исследований из образцов, перечисленных в Таблице 4, были выбраны четыре спиновых клапана с различным межслойным взаимодействием:

Ta(20Å)/NiFe(30Å)/CoFe(15Å)/Cu(24Å)/CoFe(25Å)/MnIr(50Å)/Ta(20Å) (образец №1);

Ta(20Å)/NiFe(25Å)/CoFe(20Å)/Cu(24Å)/CoFe(25Å)/MnIr(50Å)/Ta(20Å) (образец №2);

Ta(50Å)/NiFe(30Å)/CoFe(20Å)/Cu(22Å)/CoFe(25Å)/MnIr(50Å)/Ta(20Å) (образец №6) и

NiFeCr(30Å)/NiFe(30Å)/CoFe(20Å)/Cu(18Å)/CoFe(25Å)/MnIr(60Å)/NiFeCr(10Å) (образец №8).

В Таблице 5 приведены измеренные характеристики выбранных образцов. Для образца №1 сдвиг низкополевой петли гистерезиса очень мал, поэтому и точность определения H_J невелика, однако не вызывает сомнения, что $|H_J/H_A| < 1$ и $H_J < 0$, то есть в данном спиновом клапане так же, как в образце № 2, сформировалось слабое межслойное взаимодействие антиферромагнитного типа. Для образцов №6 и 8 выполняется соотношение $H_J/H_A > 1$, следовательно, в данных спиновых клапанах имеет место сильное межслойное

Таблица 5. Величины магниторезистивного эффекта, поля межслойного взаимодействия и поля одноосной анизотропии свободного слоя для исследуемых образцов

№	$(\Delta R/R_s)_{max}, \%$	H_J, Oe	H_A, Oe	$ H_J / H_A $
1	11.6	- 1.6	10	~ 0.2
2	11.7	- 4.4	25	0.2
6	10.6	10.0	8	1.3
8	8.1	31.7	8	4.0

взаимодействие ферромагнитного типа. Отметим, что для каждого образца существует критический угол α_0 , такой, что при $\alpha > \alpha_0$ перемангничивание становится безгистерезисным. Воспользуемся показанными на Рисунках 52 и 53 зависимостями $H_c(\alpha)$, для того чтобы оценить величины углов α_0 . Для образцов № 1 и 2 со слабым межслойным взаимодействием минимальный угол α_0 , при котором перемангничивание становится безгистерезисным, составляет 50 и 90°, соответственно.

Для спиновых клапанов с сильным межслойным взаимодействием угол α_0 можно вычислить при помощи выражения (5.7). В соответствии с данной оценкой, для образцов № 6 и 8 угол α_0 составляет 50 и 15°, соответственно. Однако, как видно из Рисунков 52 и 53, для данных спиновых клапанов H_c резко уменьшается до величин менее 1 Ое при отклонении магнитного поля от ОЛН на 5 – 10°. Дальнейшее увеличение угла α сопровождается постепенным уменьшением ширины петли и переходом к безгистерезисному перемангничиванию при $\alpha = \alpha_0$, причем α_0 значительно больше, чем 5 – 10°.

6.2 Безгистерезисное перемангничивание спиновых клапанов с неколлинеарной конфигурацией магнитной анизотропии

Для того чтобы в спиновом клапане сформировать неколлинеарную конфигурацию магнитной анизотропии использовали отжиг в вакуумной печи при температуре, превышающей температуру блокировки T_B и последующее охлаждение в магнитном поле, отклоненном от ОЛН на фиксированный угол. В образцах № 1 и 2 при формировании неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии ООА была отклонена от ОЛН на углы 50 и 90°, соответственно. В образцах с сильным межслойным взаимодействием эффективное уменьшение H_c до величин менее 1 Ое происходит в интервале углов α от 0 до 10°, поэтому при

формировании неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии в образцах № 6 и 8 ООА была при помощи процедуры отжига отклонена от ОЛН на 10° .

На Рисунке 56 показана полевая зависимость магнитосопротивления, измеренная для спинового клапана с сильным межслойным взаимодействием и сформированной

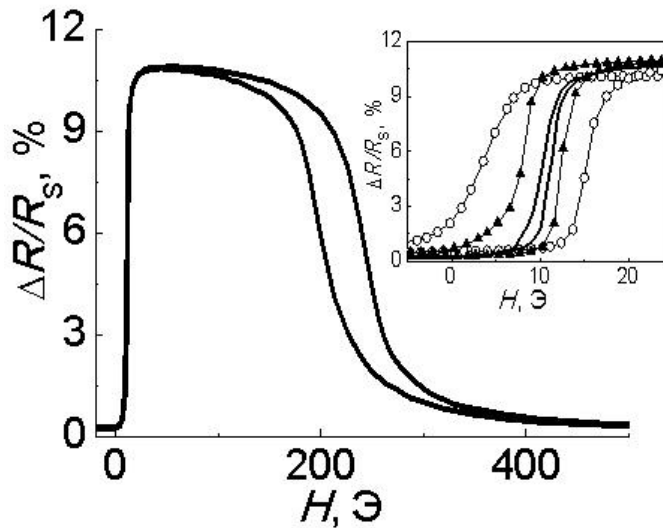


Рисунок 56. Полевая зависимость магнитосопротивления, полученная для образца №6. На вставке показана низкополевая часть магниторезистивной кривой, измеренная для случая параллельной конфигурации (пустые символы) и неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии при приложении магнитного поля вдоль ООА (заполненные треугольники) и вдоль ОЛН (линия).

неколлинеарной конфигурацией магнитной анизотропии (отожженный образец №6). Магнитное поле приложено вдоль ОЛН. Величина H_c уменьшилось на 92 % по сравнению с неотожженным образцом с параллельной конфигурацией магнитной анизотропии. Ширина петли гистерезиса составляет $H_c = 0.9$ Ое, гигантский магниторезистивный эффект равен 10.9 % при чувствительности 2.9 %/Ое. На вставке показана низкополевая часть магниторезистивной кривой, измеренная для образца с параллельной, а так же с неколлинеарной конфигурацией магнитной анизотропии при приложении магнитного поля вдоль ООА и вдоль ОЛН. Видно, что наименьшая ширина петли гистерезиса получена при приложении магнитного поля вдоль ОЛН. Полученные результаты указывают на то, что сужение петли гистерезиса происходит как при отклонении приложенного магнитного поля от ОЛН, так и при отклонении поля от ООА, однако, в последнем случае низкополевая петля сужается значительно больше.

На Рисунке 57 показаны полевые зависимости магнитосопротивления полученные для спинового клапана с наибольшей величиной межслойного взаимодействия (образец №8).

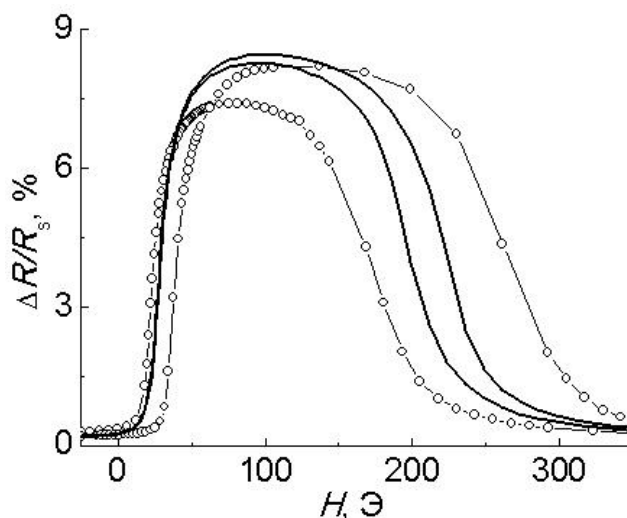


Рисунок 57. Полевая зависимость магнитосопротивления образца №8, измеренная для случая параллельной конфигурации (пустые символы) и неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии при приложении магнитного поля вдоль ОЛН (линия).

Приложенное при измерении магнитное поле параллельно оси легкого намагничивания. Незаполненными символами показана зависимость, полученная для образца с параллельной конфигурацией анизотропии, а линией – для образца, отожденного и охлажденного в магнитном поле. В результате формирования неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии (ось однонаправленной анизотропии отклонена от оси легкого намагничивания на 10 град) величина H_c была эффективно уменьшена на 98 %, а именно с 15.0 до 0.3 Э.

В спиновых клапанах со слабым межслойным взаимодействием при терромагнитной обработке ООА была отклонена от ОЛН на углы 50 и 90° для образцов № 1 и 2, соответственно. В результате формирования неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии в образце №1 величина H_c уменьшилась до 9.4 Ое, если магнитное поле при измерении было приложено вдоль ООА, и до $H_c = 1$ Ое при приложении магнитного поля вдоль ОЛН. Важно отметить, что в последнем случае уменьшение ширины петли гистерезиса сопровождалось значительным снижением магниторезистивного эффекта и чувствительности.

Особенностью образца №2 является то, что в процессе его терромагнитной обработки магнитное поле было направлено под углом 90° к ОЛН. В идеальном случае, такая терромагнитная обработка приводит к формированию скрещенной конфигурации магнитной

анизотропии (ОЛН $\perp$ ООА). Однако получить идеальный случай скрещенной конфигурации на практике очень сложно, так как, даже в случае общего перпендикулярного расположения ООА и ОЛН всегда существует локальный разброс этих направлений в плоскости пленки, обусловленный особенностями рельефа и микроструктуры. Характер зависимости $H_c(\theta)$, полученной для образца №2 после терромагнитной обработки (Рис. 58), позволяет предположить, что угол между ООА и ОЛН близок, но не равен 90° . Для интерпретации зависимости $H_c(\theta)$, воспользуемся магнитной фазовой диаграммой, полученной в работе [23] для случая отклонения ОЛН от ООА на 80° (Рис. 59). На диаграмме показаны области реализации различных механизмов перемагничивания: суперпозиции когерентного вращения намагниченности и смещения доменных стенок (области А и В), и когерентного вращения намагниченности (область С). В исследуемом образце угол между основными осями магнитной анизотропии превышает 80° , но не достигает 90° , поэтому ограничимся интерпретацией на качественном уровне. Схема измерения и углы θ и α показаны на вставке Рисунка 59. На диаграмму (Рисунок 59) нанесена стрелка. Длина стрелки соответствует интервалу углов θ , в котором исследовался гистерезис для образца №2 после терромагнитной обработки.

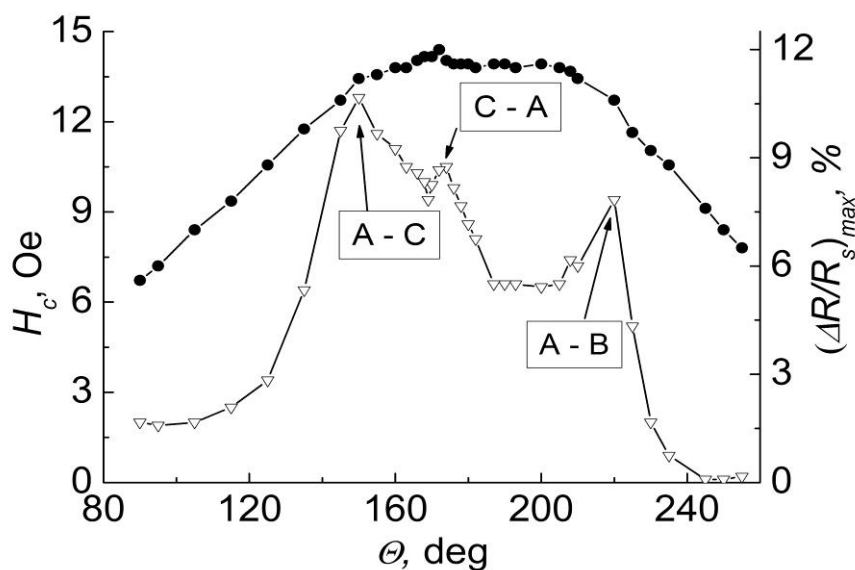


Рисунок 58. Зависимости $(\Delta R/R_s)_{max}$ (пустые символы) и ширины низкополевой петли гистерезиса (заполненные символы) от угла θ между приложенным магнитным полем и ООА, полученные для образца №2 после терромагнитной обработки.

Расположение стрелки относительно вертикальной оси соответствует $|H_J/H_A| = 0.2$, то есть соотношению между полем межслойного взаимодействия и полем одноосной анизотропии, полученному для данного образца.

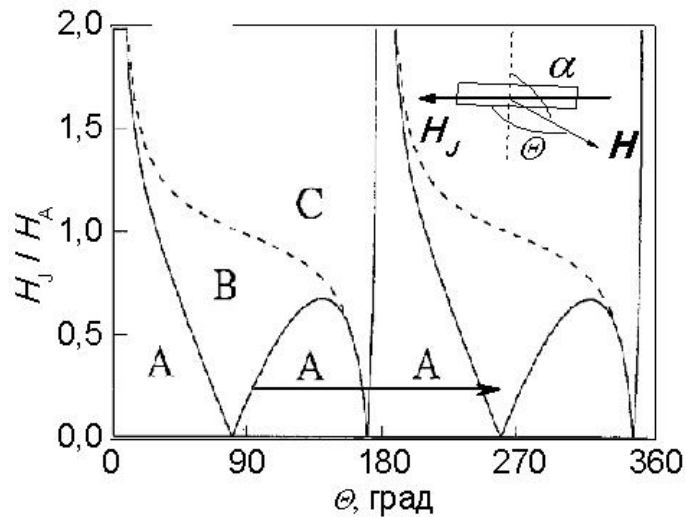


Рисунок 59. Магнитная фазовая диаграмма [23]. На вставке показана схема измерения для образца №2 после термомагнитной обработки. ОЛН обозначена штриховой линией. Направление вектора H_J совпадает с ООА.

Видно, что если $|H_J/H_A| = 0.2$, то при изменении угла θ от 90 до 235 град изменение моды перемангничивания происходит три раза: А – С, С – А и А – В. Соответственно, на зависимости $H_c(\theta)$ (Рисунок 58) наблюдаются три особенности в виде пиков, угловое положение которых близко к соответствующим межфазным границам на диаграмме. Величина H_c уменьшается до величины менее 1 Ое при $\theta > 235^\circ$, когда направление приложенного магнитного поля приближается к ОЛН, но при таком отклонении приложенного поля от ООА магниторезистивный эффект уменьшается, и полевая зависимость магнитосопротивления теряет характерную для спинового клапана форму. При этом существует диапазон углов θ от 186 до 205°, внутри которого величины $(\Delta R/R_s)_{max}$, H_c и магниторезистивной чувствительности не изменяются и составляют 11.5 %, 5.5 Ое и 4.3 %/Ое, соответственно. Из Рисунка 59 видно, что если $|H_J/H_A| = 0.2$, то безгистерезисная мода перемангничивания С реализуется в малом интервале углов вблизи $\theta = 180^\circ$. На экспериментальной кривой $H_c(\theta)$ в данном интервале углов присутствует излом, однако величина H_c существенно отличается от 0. Вероятная причина этого отличия состоит в том, что интервал углов, в котором реализуется мода С, узок (Рисунок 59), и локальный разброс направлений ОЛН и ООА в плоскости образца не допускает реализации безгистерезисной моды перемангничивания одновременно во всех участках пленки. В таком случае уменьшение геометрических размеров образца позволило бы при определенном фиксированном угле отклонения МП от ООА получить безгистерезисную полевую зависимость магнитосопротивления. Для проверки этого предположения следующая серия экспериментов была проведена на образце микроскопических размеров.

6.3 Оптимизация функциональных характеристик микросенсора, изготовленного на основе спинового клапана

При переходе от миллиметровых к микронным размерам пленки спинового клапана возникает ряд дополнительных факторов, которые влияют на перемангничивание спинового клапана и его магниторезистивные характеристики. Как было показано в работах [87, 88] переход от макроскопических к микроскопическим размерам образца приводит к изменению формы полевой зависимости магнитосопротивления и основных характеристик спинового клапана. В работах [89, 90] для микрообъектов, приготовленных при помощи фотолитографии в форме меандров, показано, что поле анизотропии свободного слоя, гистерезис и величина магниторезистивного эффекта зависят от ширины ветвей меандра. Полученные зависимости интерпретируются с точки зрения анизотропии формы. Еще одним следствием уменьшения геометрических размеров образца до микроскопического масштаба является то, что малая площадь пленки уменьшает амплитуду локальных флуктуаций направлений ООА и ОЛН в различных участках пленки. Таким образом, если приготовить образец спинового клапана микронных размеров, то определенный фиксированный угол между направлениями ООА, ОЛН и МП может быть сформирован в большей части площади пленки, по которой протекает ток

Меандр с шириной полос 20 мкм и электросопротивлением 6.8 кОм был изготовлен в отделе наноспинтроники ИФМ УрО РАН при помощи электронной микролитографии из пленки спинового клапана $\text{Ta}(50\text{\AA})/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}(30\text{\AA})/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(15\text{\AA})/\text{Cu}(28\text{\AA})/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}(20\text{\AA})/\text{Mn}_{75}\text{Ir}_{25}(50\text{\AA})/\text{Ta}(20\text{\AA})$, напыленной на подложке из монокристаллического кремния $\text{Si}(100)$, покрытого слоем окисла SiO_2 . Для данного спинового клапана выполняется соотношение $|H_J/H_A| < 1$, то есть межслойное взаимодействие является слабым. Микрофотография меандра с контактными площадками показана на вставке Рисунка 44. Такие меандры с электросопротивлением 5 – 10 кОм можно использовать в качестве составных элементов в мостовых схемах датчиков магнитного поля и тока. Меандр был изготовлен из пленки спинового клапана с параллельной конфигурацией магнитной анизотропии. При помощи вакуумного отжига и охлаждения в магнитном поле в образце микроскопических размеров была сформирована неколлинеарная конфигурация магнитной анизотропии с отклонением ООА от ОЛН на угол 85° . Процедура термомагнитной обработки была аналогична той, которую использовали для формирования неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии в образцах макроскопических размеров. На Рисунке 60 показана зависимость ширины низкополевой петли гистерезиса и величины максимального

магнитосопротивления от угла θ , полученная для меандра. Угловые диапазоны, в которых реализуются моды перемагничивания А, В, и С, показаны штриховкой. Видно, что для образца микронных размеров существуют углы θ отклонения МП от ООА, при которых перемагничивание является безгистерезисным, и величина магниторезистивного эффекта практически не изменяется. На Рисунке 61 темными символами показана низкополевая часть магниторезистивной кривой, измеренной для образца микронных размеров после термомагнитной обработки при отклонении МП от ООА на угол $\theta = 165^\circ$. Светлыми символами показана магниторезистивная кривая, измеренная для меандра до термомагнитной обработки в конфигурации МП $\parallel$ ОЛН $\parallel$ ООА. В результате формирования неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии в образце микронных размеров величина H_c уменьшилась от 16,3 до 1 Э при сохранении величины магниторезистивного эффекта 8.5%.

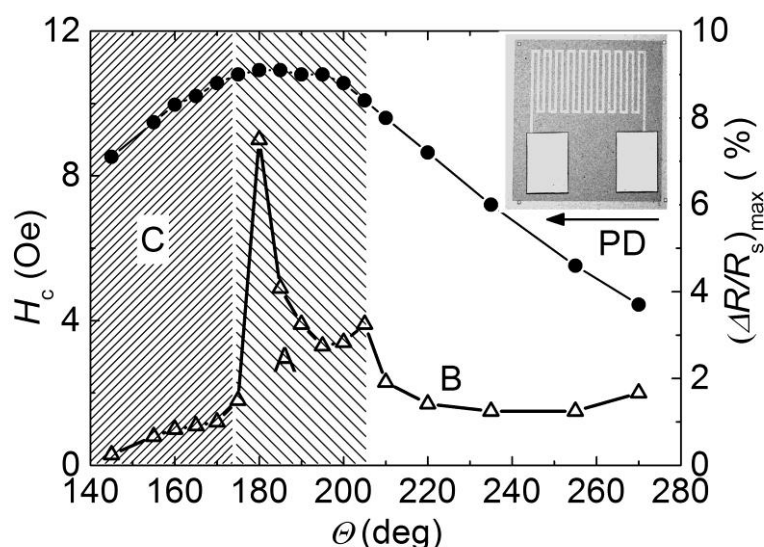


Рисунок 60. Зависимость ширины низкополевой петли гистерезиса и величины максимального магнитосопротивления от угла θ , полученная для меандра после термомагнитной обработки. Вставка – микрофотография образца.

Важной особенностью зависимости $\Delta R/R_s(H)$ является наличие линейного участка в интервале полей от 0 до 12 Э. Устройство с такими характеристиками хорошо подходит для разработки на его основе датчиков магнитного поля. Для сравнения отметим, что при формировании скрещенной конфигурации магнитной анизотропии в образце с такой же структурной формулой, но макроскопическими размерами (2×8 мм), величина H_c была эффективно уменьшена с 11.6 до 4.9 Э. Однако, последующее отклонение приложенного при

измерениях магнитного поля от ООА привело к уменьшению H_c до десятых долей эрстеда только при $\theta = 135^\circ$, и при этом магниторезистивный эффект существенно уменьшился.

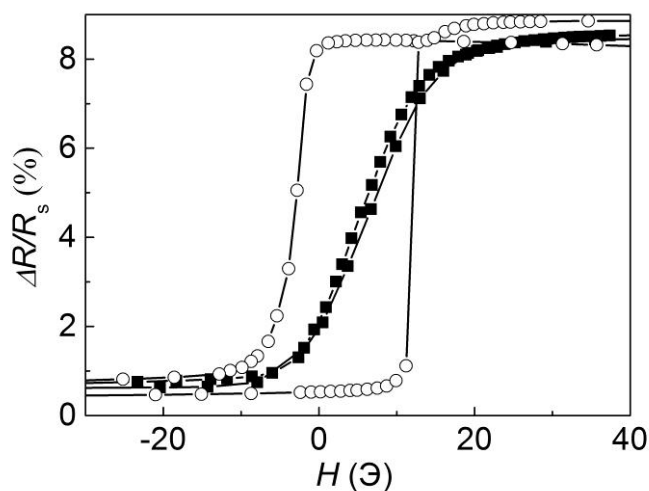


Рисунок 61. Низкополевая часть магниторезистивной кривой для образца микронных размеров до и после термоманитной обработки (светлые и темные символы, соответственно).

Таким образом, по результатам эксперимента, для образцов миллиметровых размеров со слабым межслойным взаимодействием формирование неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии не позволяет получить безгистерезисный характер перемагничивания свободного слоя при сохранении гигантского магниторезистивного эффекта и чувствительности. В случае микронных размеров образца при определенном фиксированном угле отклонения МП от ООА безгистерезисное перемагничивание возможно получить и для спиновых клапанов со слабым межслойным взаимодействием.

Выводы по главе 6

Проведено экспериментальное исследование перехода от гистерезисного перемангничивания к безгистерезисному путем формирования неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии в спиновых клапанах с сильным и слабым межслойным взаимодействием.

Установлено, что сужение петли гистерезиса происходит как при отклонении приложенного магнитного поля от ОЛН, так и при отклонении поля от ООА, однако, в последнем случае низкополевая петля сужается значительно больше.

В спиновых клапанах со слабым межслойным взаимодействием в случае макроскопических размеров образца получить безгистерезисную полевую зависимость магнитосопротивления возможно только при значительном отклонении приложенного магнитного поля от оси однонаправленной анизотропии. При этом неизбежно уменьшается величина максимального магнитосопротивления и магниторезистивная чувствительность. Для образцов микронных размеров существует определенная взаимная ориентация ОЛН, ООА и приложенного магнитного поля, при которой перемангничивание свободного слоя является безгистерезисным, и эффект гигантского магнитосопротивления не уменьшается.

В спиновых клапанах с сильным межслойным взаимодействием отклонение приложенного магнитного поля от оси однонаправленной анизотропии на малый угол, приводит к резкому уменьшению H_c и позволяет получить безгистерезисный характер перемангничивания свободного слоя при сохранении магниторезистивного эффекта и чувствительности.

Результаты, представленные в данной главе опубликованы в работе [91, 92].

Заключение

Для спиновых клапанов Ta/Fe₂₀Ni₈₀/Co₉₀Fe₁₀/Cu/Co₉₀Fe₁₀/Mn₇₅Ir₂₅/Ta экспериментально установлен линейный тип зависимости ширины низкополевой петли гистерезиса от величины обратной углу рассеяния текстуры <111>.

Для спиновых клапанов с сильным межслойным взаимодействием обнаружено резкое уменьшение ширины низкополевой петли гистерезиса при малом отклонении приложенного магнитного поля от оси однонаправленной анизотропии. Получено выражение, на основе которого можно оценить угол α_0 отклонения магнитного поля от оси однонаправленной анизотропии, при котором перемангничивание свободного слоя становится безгистерезисным.

Общей тенденцией для спиновых клапанов как с сильным, так и со слабым межслойным взаимодействием, является следующее: чем больше величина отношения поля межслойного взаимодействия к полю анизотропии, тем меньше угол перехода к безгистерезисному перемангничиванию свободного слоя.

Показано, что расчетная фазовая диаграмма, построенная ранее на основе модели когерентного вращения намагниченности для обменно-связанных спиновых клапанов, качественно описывает экспериментальные данные для спиновых клапанов на основе антиферромагнетика Mn₇₅Ir₂₅ с сильным межслойным взаимодействием. Для случая слабого межслойного взаимодействия наблюдается и количественное согласие между расчетной и экспериментальной фазовой диаграммой, определяющей области реализации гистерезисных и безгистерезисной мод перемангничивания свободного слоя в зависимости от направления приложенного магнитного поля относительно оси однонаправленной анизотропии.

Разработана лабораторная технология изготовления многослойных наноструктур типа «спиновый клапан» с перспективными для практических приложений функциональными характеристиками – величиной ГМР эффекта (8–12) %, высокой магниторезистивной чувствительностью (1 – 3) %/Э и гистерезисом магнитосопротивления в десятые доли эрстеда, измеряемым в области слабых магнитных полей в (5 – 15) эрстед.

Проведенные исследования позволяют сформулировать последовательность операций, направленных на получение безгистерезисных спиновых клапанов, обладающих большой величиной магниторезистивного эффекта и чувствительности:

- 1) формирование совершенной текстуры <111> и сильного межслойного взаимодействия путем нахождения оптимальных толщин слоев магнитных и немагнитных материалов;

2) формирование неколлинеарной конфигурации магнитной анизотропии путем термомагнитной обработки;

3) определение эффективного направления приложенного в плоскости слоев магнитного поля, при котором переманчивание свободного слоя становится безгистерезисным.

Показано, что способы уменьшения гистерезиса, найденные для прямоугольных (2×8) мм образцов пленок спиновых клапанов, так же эффективны и для объектов микронных размеров и сложной формы (меандров), изготовленных на основе спиновых клапанов.

Таким образом, проведено исследование корреляции между структурой, магнитной анизотропией и гистерезисом переманчивания спиновых клапанов на основе антиферромагнетиков FeMn и MnIr. Результаты проведенного исследования использованы для разработки и апробации научно обоснованной методики, позволяющей синтезировать безгистерезисные спиновые клапаны с большой величиной магниторезистивного эффекта.

Список сокращений и условных обозначений

ОЛН – ось легкого намагничивания

ООА – ось однонаправленной анизотропии

МП – магнитное поле

ГМР-эффект – гигантский магниторезистивный эффект

АМР – анизотропное магнитосопротивление

ГМС – гигантское магнитосопротивление

MRAM – магнитная память произвольного доступа

РККИ - взаимодействие - Рудермана — Киттеля — Касуя — Иосиды — косвенное обменное взаимодействие

АФ – антиферромагнетик

Ф – ферромагнетик

ГЦК – гранецентрированная кубическая

Благодарности

Автор выражает самую искреннюю и сердечную благодарность и признательность научному руководителю Михаилу Анатольевичу Миляеву за постоянную помощь на всех этапах работы и, особенно, за моральную поддержку и уверенность в успехе этой деятельности. Автор сердечно благодарит Николая Георгиевича Бебенина за обсуждение результатов и исключительно полезные и познавательные беседы. Огромное спасибо Татьяне Павловне Криницыной за исследования методами электронной микроскопии и интересное обсуждение результатов. Спасибо Альберту Мозгаровичу Бурханову за искусное приготовление образцов для электронной микроскопии. Большое спасибо Татьяне Александровне Чернышовой и Наталье Сергеевне Банниковой за помощь в проведении магнитных измерений, Александру Алексеевичу Ювченко - за изготовление меандра, а так же всем членам нашей замечательной рабочей группы: Патракову Е.И., Проглядо В.В., Благодаткову Д.В., Рябухиной М.В., Каменскому И.Ю., Лебедеву Н.О., Максимовой И.К., Якуниной Е.М., которые всегда готовы были подсказать, помочь, починить и просто порадовать. И, конечно, огромное спасибо Владимиру Васильевичу Устинову за правильные и нужные советы, необходимую помощь и доверие.

Список литературы

- 1 Freitas, P. P, Magnetoresistive sensors/ P. P Freitas, R Ferreira, S Cardoso and F Cardoso// J. Phys.: Condens. Matter. – 2007. – V.19 – P. 1 – 21.
- 2 Грюнберг, П.А., От спиновых волн к гигантскому манетосопротивлению и далее/ П.А. Грюнберг// Успехи физических наук – 2008. – т. 178. - №12. – С. 1349-1358.
- 3 Binasch, G., Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange/ G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn// Phys. Rev. B.- 1989.- Vol. 39. - No. 7. – P. 4828-4830.
- 4 Baibich, M. N. 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. – Vol. 61.- Issue 21.- P.2472-2475.
- 5 Parkin, S. S. P., Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/Ru, Co/Cr, and Fe/Cr / S. S. P. Parkin, N. More, and K. P. Roche //Phys. Rev. Lett. – 1990.- Vol. 64. - P. 2304–2307.
- 6 Parkin, S.S.P., Giant magnetoresistance in antiferromagnetic Co/Cu multilayers/ S. S. P. Parkin, Z.G. Li and D. J. Smith// Appt. Phys. Lett. – 1991. – V. 58. - No. 23. – P. 2710-2712.
- 7 Dieny, B. 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. - Vol. 43. - № 1.- P. 1297–1300.
- 8 Lee, Y.M. Effect of electrode composition on the tunnel magnetoresistance of pseudo-spin-valve magnetic tunnel junction with a MgO tunnel barrier/ Y.M. Lee, J. Hayakawa, S. Ikeda, F. Matsukura, H. Ohno // Appl. Phys. Letters. - 2007. - V. 90.- № 21. - P. 212507-1–212507-3.
- 9 Ikeda, S. Tunnel magnetoresistance of 604 % at 300 K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature/ S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y.M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, H. Ohno // Appl. Phys. Letters. - 2008. - V. 93. - № 8. - P. 082508-1–082508-3.
- 10 Jiang, L. Large Tunnel Magnetoresistance of 1056 % at Room Temperature in MgO Based Double Barrier Magnetic Tunnel Junction/ L. Jiang, H. Naganuma, M. Oogane, Y. Ando // Appl. Phys. Express. - 2009. - V. 2. - № 8. - P. 083002-1–083002-3.
- 11 Dieny, B., Magnetotransport properties of magnetically soft spin-valve structures/ B. Dieny, V.S. Speriosu, S. Metin, S.S.P. Parkin, B.A. Gurney, B. Baumgart, D.R. Wilhoit // J. Appl. Phys. - 1991. - V. 69. - № 8. - P. 4774–4779.

- 12 Coehoorn, R., Giant Magnetoresistance and Magnetic Interactions in Exchange-Biased Spin-Valves, in: K.H.J. Buschow (Ed.), Handbook of magnetic materials, - V. 15. - Elsevier B.V., Amsterdam, 2003, PP. 1 – 199.
- 13 Shimazawa, K., Enhanced GMR ratio of dual spin valve with monolayer pinned structure/ K. Shimazawa, Y. Tsuchiya, K. Inage, Y. Sawada, K. Tanaka, T. Machita, N. Takahashi, T. Shimizu, Y. Antoku, H. Kiyono, K. Terunuma, A. Kobayashi // IEEE Trans. on Magn. - 2006. - V. 42 - № 2. - P. 120–125.
- 14 Sakakima, H., Large MR ratios in spin valves bounded with insulating antiferromagnets/H. Sakakima, Y. Sugita, M. Satomi, Kawawake. // J. Magn. Magn. Mat. - 1999. - V. 198–199. - P. 9–11.
- 15 Egelhoff, W.F. Jr., Optimizing the giant magnetoresistance of symmetric and bottom spin valves/ W.F. Jr. Egelhoff, P.J. Chen, C.J. Powell, M.D. Stiles, R.D. McMichael, C.-L. Lin, J.M. Sivertsen, J.H. Judy, K. Takano, A.E. Berkowitz, T.C. Anthony, J.A. Brug // J. Appl. Phys. - 1996. - V. 79. - № 8. - P. 5277–5281.
- 16 Egelhoff, W.F. Jr. The trade-off between large magnetoresistance and small coercivity in symmetric spin valves/ W.F. Jr. Egelhoff, P.J. Chen, C.J. Powell, M.D. Stiles, R.D. McMichael, C.-L. Lin, J.M. Sivertsen, J.H. Judy, K. Takano, A.E. Berkowitz, T.C. Anthony, J.A. Brug // J. Appl. Phys. - 1996. - V. 79. - № 11. - P. 8603-8606.
- 17 Kanai, H., Spin-valve read heads with NiFe/Co90Fe10 layers for 5 Gbit/in² density recording / H. Kanai, K. Yamada, K. Aoshima, Y. Ohtsuka, J. Kane, M. Kanamine, J. Toda, Y. Mizoshita // IEEE Trans. on Magn. - 1996. - V. 32.- № 5. - P. 3368-3373.
- 18 Öksüzöğlü, R. M., Effect of Ta buffer and NiFe seed layers on pulsed-DC magnetron sputtered Ir20Mn80/Co90Fe10 exchange bias/ R. M. Öksüzöğlü, M. Yıldırım, H. Çınar, E. Hildebrandt, L. Alff // J. Magn. Magn. Mater. - 2011. - V. 323. - P. 1827-1834.
- 19 Nishioka, K., Hysteresis and Interaction Between The Magnetic Layers in Spin Valves/ K. Nishioka, S. Gangopadhyay, H. Fujiwara, M. Parker // IEEE Trans. on Magn. - 1995. - V. 31. - № 6. - P. 3949-3951.
- 20 Kanak, J., The influence of the texture on properties of IrMn spin valve magnetic tunnel junctions with MgO barrier and CoFeB electrodes/ J. Kanak, T. Stobiecki, V. Drewello, J. Schmalhorst, and G. Reiss // Phys. stat. sol. (a) -2007 – V. 204. – P. 3942.
- 21 Rijks, Th. G.S.M., Magnetoresistance in Ni80Fe20/Ni80Fe20/Fe50Mn50 spin valves with low coercivity and ultrahigh sensitivity/ Th. G.S.M. Rijks, W.J.M. de Jonge, W. Folkerts, J.C.S. Kools, R. Coehoorn // Appl. Phys. Letters. - 1994. - V. 65. - № 7. - P. 916.
- 22 Kools, J.C.S., Exchange-Biased Spin-Valves for Magnetic Storage/ J.C.S. Kools // IEEE Trans. on Magn. - 1996. - V. 32. - № 4. - P. 3165–3184.

- 23 Labrune, M., Magnetization rotation in spin-valve multilayers/M. Labrune, J.C.S. Kools, A. Thiaville // J. Magn. Magn. Mater. - 1997. - V. 171. - № 1-2. - P. 1–15.
- 24 Nishioka, K., GMR properties of spin valves using multilayered Co₉₀Fe₁₀ for free magnetic layer/ K. Nishioka, T. Iseki, H. Fujiwara, M. R. Parker // J. Appl. Phys. - 1996. - V. 79. - № 8. - P. 4970-4972.
- 25 Устинов, В.В., Высокочувствительный безгистерезисный спиновый клапан с композитным свободным слоем/В.В. Устинов, М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Н.С. Банникова, Т.П. Криницина // ФММ. - 2012. - Вып. 113. - № 4. - С. 363- 371.
- 26 Ustinov, V.V., Low hysteresis FeMn-based top spin valve/ V.V. Ustinov, T.P. Krinitsina, M.A. Milyaev, L.I. Naumova, V.V. Proglyado // JNN. - 2012. - V. 12. - № 9. - P. 7558- 7561.
- 27 Binasch, G., 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.
- 28 Ферт, А., Происхождение, развитие и перспективы спинтроники/ А. Ферт// Успехи физических наук – 2008. – т. 178. - №12. – С. 1336-1348.
- 29 Speriosu, V.S., Nonoscillatory magnetoresistance in Co/Cu/Co layered structures with oscillatory coupling/ V.S Speriosu, B. Dieny, P. Humbert, B.A. Gyrney, and H. Lefakis // Phys. Rev. B. – 1991. – V. 44. - № 10. – P. 5358-5361.
- 30 Dieny, B., Giant magnetoresistance of magnetically soft sandwiches: Dependence of temperature and layer thicknesses/ B. Dieny, P. Humbert, V.S. Speriosu, B.A. Gurney, P. Baumgart, and H. Lefakis// Phys. Rev. B - 1992. - V. 45. - P. 806 - 814.
- 31 Stobiecki, F., Multilayer structures with giant magnetoresistance/ F. Stobiecki and T. Stobiecki// Acta Physica Polonica A. – 2002. - V. 102. - №1 - P. 95 - 108.
- 32 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.
- 33 Margulies, D. T., 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. - № 1. - P. 91-93.
- 34 Lee, C.-L., 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. - № 10. - P. 7113-7115.
- 35 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.

-
- 36 Kools, J. C. S, On the ferromagnetic interlayer coupling in exchange-biased spin-valve multilayers/ J. C. S. Kools, Th. G. S. M. Rijks, A. E. M. De Veirman, and R. Coehoorn// IEEE Trans. Magn. - 1995. - V. 31. - P. 3918-3920.
 - 37 Leal , J. L., Oscillatory interlayer exchange coupling in $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Cu}/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ spin valves/ J. L. Leal and M. H. Kryder // J. Appl. Phys. - 1996. – V.79. - № 5. – P. 2801-2803.
 - 38 Fujikata, J., Thermal fluctuation aftereffect of exchange coupled films for spin valve devices/ J. Fujikata, K. Hayashi, H. Yamamoto, and M. Nakada// J. Appl. Phys. – 1998. - V. 83. - No. 11. – P. 7210-7212.
 - 39 Sang, H., Exchange coupling in $\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}/\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ bilayer: Dependence on antiferromagnetic layer thickness/ H. Sang, Y. W. Du, C. L. Chien // J. Appl. Phys. – 1999. - V. 85. - No. 8. – P. 4931-4933.
 - 40 Fuke, H., Influence of crystal structure and oxygen content on exchange-coupling properties of IrMn/CoFe spin-valve films/H. Fuke, K. Saito, M. Yoshikawa, H. Iwasaki, M. Sahashi // J. Appl. Phys. - 2002. - V. 91. - № 10. - P. 7113-7115.
 - 41 Umbayashi, H., Antiferromagnetism of γ Fe-Mn Alloys/ H. Umbayashi and Y. Ishikawa // J. Phys. Soc. Japan. – 1966. – V. 21. – P. 1281-1283.
 - 42 Berkowitz, A.E., Exchange anisotropy - a review/ A.E. Berkowitz, K. Takano// J. Magn. Magn. Mat. – 1999. – V. 200. – P. 552-570.
 - 43 Toney, / M. F., Thickness dependence of exchange bias and structure in MnPt and MnNi spin valves/ M. F. Toney and M. G. Samant// Appl. Phys. Lett. – 2002. - V. 81. - No. 24. – P. 4565-4567.
 - 44 Лякишев, Н.П. Диаграммы состояния двойных металлических систем. Справочник в трех томах/ Н.П. Лякишев. – М.: Машиностроение, 2001. – 872с.
 - 45 Saito, M., PtMn single and dual spin valves with synthetic ferrimagnet pinned layers/ M. Saito, N. Hasegawa, F. Koike, H. Seki, and T. Kuriyama// J. Appl. Phys.-1999. - V. 85. - No. 8. – P. 4928-4930.
 - 46 Mallinson, J.C., Magneto-Resistive and SpinValveHeads. Fundamentals and applications/ J.C. Mallinson// ACADEMIC PRESS. - A Harcourt Science and Technology Company San Diego New York Boston London Sydney Tokyo Toronto. – 2001. – 184 P.
 - 47 Nogues, J., Exchange bias/ J. Nogues, I. K. Schuller// J. Magn. Magn. Mat. – 1999. – V. 192. - P. 203-232
 - 48 Nogués, J., Exchange bias in nanostructures/ J. Nogués, J. Sort, V. Langlais, V. Skumryev, S. Suriñach, J.S. Muñoz, M.D. Baró// Physics Reports. – 2005. – V. 422 . – P. 65 – 117.
 - 49 Тикадзуми, С. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения/ С. Тикадзуми. – М.: Мир, 1987. – 420 с.

-
- 50 Вонсовский, С.В. Магнетизм/ С.В. Вонсовский. – М.: Наука, 1971. – 1032 с.
 - 51 Rijks, Th. G. S. M., Magnetoresistance in $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Cu}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ spin valves with low coercivity and ultrahigh sensitivity/ Th. G. S. M. Rijks, W. J. M. de Jonge, W. Folkerts, J. C. S. Kools, and R. Coehoorn // *Appl. Phys. Lett.* - 1994. – V. 65 – No. 7. – P. 916 - 918
 - 52 Rijks, Th. G. S. M., Interplay between exchange biasing and interlayer exchange coupling in $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Cu}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$ layered systems/ Th. G. S. M. Rijks, R. Coehoorn, J. T. F. Daemen and W. J. M. de Jonge// *J. Appl. Phys.* - 1994. - V. 76. - №2. - P. 1092 – 1099.
 - 53 Marrows, C.H., Angular dependence of characteristic fields in spin-valves/ C.H. Marrows, F.E. Stanley, B.J. Hickey// *Sensors and Actuators.* – 2000 – V. 81. – P. 49–52.
 - 54 Czapkiewicz, M., Hysteresis loops of magnetically coupled multilayers – experiment and calculations/ M. Czapkiewicz, T. Stobiecki, R. Rak, J. Wrona and C. G. Kim// *Journal of Magnetism.* – 2004. – V. 9. –No. 2. – P. 60 – 64.
 - 55 Морозов, А. И., Магнитная фазовая диаграмма спин-вентильной структуры с антиферромагнитным оксидным слоем/ И. А. Морозов, А. И. Морозов // *ФТТ.* – 2011. – V. 53. - №1. - С. 58 – 65.
 - 56 King, J. P., On the free layer reversal mechanism of FeMn-biased spin-valves with parallel anisotropy/ J. P. King, J. N. Chapman, J. C. S. Kools and M. F. Gillies// *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1999 – V. 32. – P. 1087–1096.
 - 57 Rijks, Th. G. S. M., Switching field interval of the sensitive magnetic layer in exchange-biased spin valves/ Th. G. S. M. Rijks, R. F. O. Reneerkens, R. Coehoorn, J. C. S. Kools, M. F. Gillies, J. N. Chapman and W. J. M. de Jonge// *J. Appl. Phys.* – 1997. – V. 82. – No. 7. – P. 3442 – 3451.
 - 58 Morais, A., Spin valve structures with artificial antiferromagnets/A. de Morais and A. K. Petford-Long// *J. Appl. Phys.* – 2000. - V. 87. - No. 9. – P. 6977-6979.
 - 59 McCord, J., Kerr observations of asymmetric magnetization reversal processes in CoFe/IrMn bilayer systems/ J. McCord, R. Schafer, R. Mattheis and K. U. Barholz// *J. Appl. Phys.* – 2003. - V. 93. - No. 9. – P. 5491-5497.
 - 60 Sugita, Y., Thermal stability of PtMn based synthetic spin valves using thin oxide layer/ Y. Sugita, Y. Kawawake, M. Satomi, and H. Sakakima// *J. Appl. Phys.* – 2001. - V. 89. - No. 11. - 6919-6922.
 - 61 Lee, C.-L., Seed layer characterization for PtMn bottom spin-filter spin valves/ C.-L. Lee, A. Devasahayam, M. Mao, J. Kools, P. Cox, K. Masaryk, D. Mahenthiran, and J. Munson// *J. Appl. Phys.* – 2003. - V. 93. - No. 10. - P. 8406 – 8408.

- 62 Kamiguchi, Y., Giant magnetoresistance and soft magnetic properties of Co₉₀Fe₁₀/Cu spin-valve structures/ Y. Kamiguchi, K. Saito, H. Iwasaki, and M. Sahashi, M. Ouse and S. Nakamura// J. Appl. Phys. – 1996. – V.79. – No. 8. – P. 6399 – 6401.
- 63 Peng, X., Effect of material selection and background impurity on interface property and resulted CIP-GMR performance/ X. Peng, A. Morrone, K. Nikolaev, M. Kief, M. Ostrowski J. Magn. Magn. Mat. – 2009. – V. 321. - P. 2902-2910.
- 64 Maesaka, A., Influence of microstructure on thermal stability of spin-valve multilayers/ A. Maesaka, N. Sugawara, A. Okabe, and M. Itabashi// J. Appl. Phys. -1998. - V. 83. - No. 12. – P. 7628-7634.
- 65 Liu, H.R., High-sensitivity GMR with low coercivity in top-IrMn spin-valves/ H.R. Liu, B.J. Qu, T.L. Ren, L.T. Liu, H.L. Xie, C.X. Li, W.J. Ku // J. Magn. Magn. Mater. - 2003. - V. 267. - P. 386-390.
- 66 Lu, Z.Q., Giant magnetoresistive spin valves with a strong exchange bias field and a weak interlayer coupling field/ Z. Q. Lu and W.Y. Lai// J. Appl. Phys. – 1999. - V. 86. - No. 6. – P. 3285-3289.
- 67 Jérôme, R., Correlation Between Magnetic and Structural Properties of Ni₈₀Fe₂₀ Sputtered Thin Films Deposited on Cr and Ta Buffer Layers/ R. Jérôme, T. Valet, P. Galtier // IEEE Trans. on Magn. - 1994. - V. 30. - № 6. - P. 4878-4880.
- 68 Gehanno, B., Ion Beam Deposition of Mn-Ir Spin Valves/ B. Gehanno, P.P. Freitas, A.Veloso, J. Ferreira, B. Almeida, J.B. Sousa, A. Kling, J.C. Soares, M.F. da Silva // IEEE Trans. on Magn. – 1999. - V. 35. - № 5. - P. 4361-4367.
- 69 Driel, J., Exchange biasing by Ir₁₉Mn₈₁: Dependence on temperature, microstructure and antiferromagnetic layer thickness / J. van Driel, F. R. de Boer, K.-M. H. Lenssen and R. Coehoorn// J. Appl. Phys. – 2000. - V. 88. - No. 2. – P. 975-982.
- 70 Wisniowski, P., Influence of buffer layer texture on magnetic and electrical properties of IrMn spin valve magnetic tunnel junctions/ P. Wisniowski, T. Stobiecki, J. Kanak, G. Reiss, H. Brucki// J. Appl. Phys. – 2006. - V. 100. - No.1. – P.013906.
- 71 Горелик, С.С. Рентгенографический и электронно-оптический анализ/ С.С. Горелик, Ю.А. Скаков, Л.Н. Расторгуев// М.: МИСИС, 1994. – 328 с.
- 72 Stoev, K., Recent theoretical models in grazing incidence X-ray reflectometry/ K. Stoev, K. Sakurai// The Rigaku Journal. – 1997. - V. 14. – No. 2. – P. 22-37.
- 73 Уманский, Я.С. – Кристаллография, рентгенография и электронная микроскопия. Я.С. Уманский, Ю.А. Скаков, А.Н. Иванов, Л.Н. Расторгуев// М.: Металлургия, 1982. – 632 с.

- 74 Teixeira, J.M., Interlayer Coupling and Magnetoresistance of MnIr-Based Spin Valves: Dependencies on Deposition Rate, Spacer Thickness, and Temperature/ J.M. Teixeira, J.O. Ventura, R.P. Fermento, J.P. Araujo, J.B. Sousa, S.C. Freitas, P.J. Freitas// IEEE Trans. on Magn. – 2007. - V. 43. - № 5. - P. 3143-3145.
- 75 Yamaoka, T., Neutron Diffraction Study of γ -Phase Mn-Ir Single Crystals/ T. Yamaoka, M. Mekata and H. Takaki// J. Phys. Soc. Jpn. – 1974. - V.36. - P. 438-444.
- 76 Dieny, B., Spin-transfer effect and its use in spintronic components/ B. Dieny, R.C. Sousa, J. Hérault, C. Papusoi, G. Prenat, U. Ebels, D. Houssameddine, B. Rodmacq, S. Auffret, L.D Buda-Prejbeanu, M.C Cyrille., B. Delaët, O. Redon, C. Ducruet, J-P. Nozières, I.L Prejbeanu // Int. J. Nanotechnology. - 2010. - V. 7. - № 4/5/6/7/8. P. 591–614.
- 77 Freitas, P.P., Magnetoresistive sensors/ P.P. Freitas, R. Ferreira, S. Cardoso, F. Cardoso // J. Phys.: Condens. Matt. - 2007. - V. 19. - № 16. P. 165221-1–21.
- 78 Liu, H.R. , The optimization of Ta buffer layer in magnetron sputtering MnIr top spin valve/ H.R. Liu, T.L. Ren, B.J. Qu, L.T. Liu, W.J. Ku, W. Li// Thin Solid Films. – 2003. – V. 441. – P. 111-114.
- 79 Vasko, V. A., Effect of grain size on the properties of the CoFe–NiFe/NiMn top spin valve/ V. A. Vasko and M. T. Kief // J. Appl. Phys. – 2003. – V. 93. – P. 8409.
- 80 Yang, X., Microstructure and AMR Properties of Permalloy Films Sputtered on $(\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19})_{0.66}\text{Cr}_{0.34}$ Buffer/ X.Yang, Z. Peng, H. Liao, Z. Li// Journal of Wuhan University of Technology - Mater. Sci. Ed. Mar. – 2004. - V. 19. - No. 1. - P.23 – 25.
- 81 Ustinov, V.V., Top non-collinear spin valves with a composite free layer for hysteresis-free GMR sensors/ V.V. Ustinov, M.A. Milyaev, L.I. Naumova, T.P. Krinitsina, V.V. Proglyado, E.I. Patrakov// Journal of the Korean Physical Society. – 2013. - V. 63. - P. 663-666.
- 82 Jedryka, E., Investigation of ion beam deposited spin valve interface structure by Co nuclear magnetic resonance/ E. Jedryka, W. E. Bailey, M. Wójcik, S. Nadolski, S.X. Wang // J. Appl. Phys. - 1999. - V. 85. - № 8. - P. 4439–4441.
- 83 Langer, J., Microstructure and magnetic properties of sputtered spin valve systems/J. Langer, R. Mattheis, B. Ocker, W. Maaß, S. Senz, D. Hesse, J. Kräußlich // J. Appl. Phys. - 2001. - V. 90. - № 10. - P. 5126–5134.
- 84 Миляев, М.А., Степень совершенства текстуры $\langle 111 \rangle$ и гистерезис магнитосопротивления в спиновых клапанах на основе MnIr/ М.А. Миляев, Л.И. Наумова, В.В. Проглядо, Т.П. Криницина, Н.С. Банникова, А.М. Бурханов, В.В. Устинов// ФММ. - 2013. - Т. 114, №5. - С. 419–426.

-
- 85 Наумова, Л.И., Безгистерезисное перемангничивание спиновых клапанов с сильным и слабым межслойным взаимодействием/ Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Н.Г. Бебенин, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, Т.П. Криницина, Н. С. Банникова, В. В. Устинов// ФММ. - 2014. - Т. 115, №4. - С. 376–383.
- 86 Naumova , L.I., Sharp Angular Dependence of Free Layer Coercivity in Spin Valves with Ferromagnetic Interlayer Coupling/ L.I.Naumova, M.A. Milyaev, N.G. Bebenin, T.A. Chernyshova, V.V. Proglyado, T.P. Krinitsina, N.S. Bannikova, I.Yu. Kamensky and V.V. Ustinov// Solid State Phenomena. – 2014. – V. 215. – P. 474 – 479.
- 87 Freitas, P. P., Annealing Effect on Spin-Valve Sensor Transfer Curves/ O. Redon, G. B. Albuquerque, L. M. Rodrigues, F. I. Silva, and P. P. Freitas// IEEE Trans. on Magn. – 1998. - V. 34. - № 2. - P. 562-567.
- 88 Schäfer, R., Magnetization Processes in Spin-Valve Meanders for Sensor Applications/ R. Schäfer, D. Chumakov, O. Haas, L. Schultz, W. Maass, K-U. Barholz, and R. Mattheis // IEEE Trans. on Magn. – 2003. - V. 39. - № 4. - P. 2089-2097.
- 89 Sun, Y., The Linewidth Dependence of GMR Properties in Patterned Spin Valve Resistors/ Y. Sun, Z. Qian, R. Bai and J. Zhu// J. of Physics: Conference Series. – 2011. - V. 263. – P. 1 – 5.
- 90 Qian, Z., Effective anisotropy field in the free layer of patterned spin-valve resistors/ Z. Qian, R. Bai, C. Yang, Q. Li, Y. Sun, D. Huo, L. Li, H. Zhan, Y. Li, and J. Zhu// J. Appl. Phys. - 2011. - V. 109. - P. 104904-1–103904-5.
- 91 Наумова, Л.И., Безгистерезисные спиновые клапаны с неколлинеарной конфигурацией магнитной анизотропии/ Л.И. Наумова, М.А. Миляев, Т.А. Чернышова, В.В. Проглядо, И.Ю. Каменский, В.В. Устинов// ФТТ. - 2014. - Т. 56, №6. - С. 1082–1087.
- 92 Ustinov, V.V., Interlayer coupling and magnetic anisotropy as key factors for creation of hysteresis-less spin valves/ V.V. Ustinov, M.A. Milyaev, L.I. Naumova//SPIN. – 2014. – V. 4, No. 1 - P. 1440001-1- 1440001-9.