

Федеральное Государственное Автономное Образовательное
Учреждение Высшего Образования
«Балтийский Федеральный Университет им. И. Канта»

Институт Физико-Математических Наук и
Информационных Технологий

На правах рукописи

Гриценко Кристина Александровна

**Особенности процессов перемагничивания
магнитостатически- и обменно- связанных
тонкопленочных структур на основе пермаллоев**

01.04.11 - физика магнитных явлений

Диссертация
на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук,
Родионова Валерия Викторовна

Калининград - 2018

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	4
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ. ОСОБЕННОСТИ ОБМЕННОГО СМЕЩЕНИЯ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ.....	10
1.1. Обменное смещение. Анизотропия магнитных свойств тонкопленочных структур с обменным смещением	10
1.2. Современные теоретические модели, описывающие эффект обменного смещения в тонкопленочных структурах.....	14
1.3. Связь ферромагнитных слоев обменно-связанных систем посредством магнитостатического взаимодействия.....	29
1.4. Практическое использование эффекта обменного смещения.....	33
1.5. Обзор материалов для изготовления обменно-связанных структур.....	34
1.6. Особенности обменного смещения в тонкопленочных структурах на основе сплавов NiFe и IrMn . Зависимость от толщины слоев и порядка их осаждения.....	36
1.7. Заключение к литературному обзору	45
ГЛАВА 2. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ И ИХ ПАРАМЕТРЫ, МЕТОДЫ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ И ИССЛЕДОВАНИЯ	47
2.1. Метод магнетронного напыления для создания тонкопленочных структур с однонаправленной анизотропией.....	47
2.2. Параметры изготовленных образцов.....	50
2.3. Атомная силовая микроскопия для исследования морфологии поверхностей тонких пленок	51
2.4. Методы рентгеноструктурного анализа для исследования тонкопленочных структур.....	51
2.5. Просвечивающая электронная микроскопия для исследования тонкопленочных структур.....	54
2.6. Вибрационная магнитометрия для исследования магнитных свойств тонкопленочных структур с однонаправленной анизотропией.....	58

ГЛАВА 3. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ СВОЙСТВ ОБМЕННО-СВЯЗАННЫХ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ВЫСОКО - ИЛИ НИЗКОНИКЕЛЕВОГО ПЕРМАЛЛОЯ	61
3.1. Структурные свойства.....	61
3.2. Магнитные свойства двухслойных тонкопленочных структур с различным порядком осаждения ферромагнитного и антиферромагнитного слоев в зависимости от толщины антиферромагнитного слоя.....	67
3.3. Магнитные свойства трёхслойных тонкопленочных структур NiFe/IrMn/NiFe на основе высоко- и низконикелевого пермаллоев в зависимости от толщины антиферромагнитного слоя	80
3.4. Магнитные свойства трёхслойных тонкопленочных структур NiFe/IrMn/NiFe на основе высоко- и низконикелевого пермаллоя в зависимости от температуры.....	101
3.5. Магнитные свойства двухслойных структур HNiFe/IrMn в зависимости от неоднородности внешнего магнитного поля, приложенного при напылении ..	109
3.6. Заключение.....	114
ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ.....	118
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.....	120

ВВЕДЕНИЕ

Эффект обменного смещения петель гистерезиса активно применяется в приложениях магнитной сенсорики, в том числе для изготовления датчиков на основе гигантского магнитного импеданса и гигантского магнитосопротивления, а также системах памяти (например, [1]). Тем не менее, разработка надежных и простых в управлении функциональных элементов, основанных на эффекте обменного смещения, требует более глубокого понимания фундаментальных аспектов данного явления, которое зависит не только от выбора материалов, но и от методов и технологических параметров изготовления (например, [1, 2]). Прогнозировать магнитные свойства, механизм процесса перемагничивания обменно-связанной системы для новой комбинации материалов ферромагнетик-антиферромагнетик сложно в силу существования большого количества факторов, влияющих на параметры эффекта (например, [3, 4]). Это значительно мотивирует исследования как в области поиска новых материалов с усиленным эффектом обменного смещения, так и в области построения новых теоретических и феноменологических моделей, описывающих эффект обменного смещения в различных структурах (например, [2]). Тенденция к миниатюризации высокотехнологических устройств обуславливает не прекращающийся поиск новых типов материалов, на основе которых может быть реализован эффект обменного смещения с оптимальными параметрами для конкретного приложения на меньших размерах.

Таким образом, тема данной диссертационной работы, в которой исследуются особенности процессов перемагничивания и механизмы формирования свойств обменно-связанных тонкопленочных структур на основе пермаллоев различного состава и их связь с параметрами структуры и роста, – актуальна, а сформулированные в ней задачи своевременны.

Цель работы заключается в установлении механизмов формирования магнитных свойств тонкопленочных обменно-связанных структур на основе высоко- и низконикелевого пермаллоев.

Для достижения поставленной цели были сформулированы и решены следующие **задачи**:

1) Исследовать морфологические особенности интерфейса ферромагнетик-антиферромагнетик в зависимости от последовательности осаждения слоев и состава пермаллоя.

2) Исследовать, определить и проанализировать связь магнитных свойств образцов с последовательностью осаждения слоев, их количеством, толщиной антиферромагнитного слоя и составом пермаллоя.

3) Установить факторы, определяющие особенности процессов перемагничивания магнитостатически- и обменно- связанных тонкопленочных структур, в зависимости от выбора состава пермаллоя.

4) Исследовать магнитные свойства образцов, содержащих два обменно-связанных интерфейса, в диапазоне температур от 80 К до 420 К для выявления роли магнитостатической связи ферромагнитных слоев.

5) Определить влияние неоднородности и величины внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости пленки во время ее напыления, на магнитные характеристики структуры.

Научная новизна работы.

Проведенные исследования расширяют существующие представления о механизмах перемагничивания и магнитных свойствах обменно-связанных тонкопленочных систем, а именно:

- впервые проведен сравнительный анализ изменения механизмов перемагничивания двухслойных и трехслойных структур NiFe/IrMn, IrMn/NiFe и NiFe/IrMn/NiFe в зависимости от толщины антиферромагнитного слоя для образцов на основе высоко- и низконикелевого пермаллоев, предложена феноменологическая модель, объясняющая обнаруженные особенности;

- впервые приведены экспериментальные данные по изучению магнитных свойств обменно-связанных структур, изготовленных методом магнетронного осаждения в неоднородном магнитном поле, приложенном в плоскости пленки во время ее изготовления, и продемонстрирована возможность получения ступенчатой петли гистерезиса таким образом на двухслойных образцах NiFe/IrMn.

Практическая значимость работы.

Результаты в части исследования процессов перемагничивания в тонкопленочных структурах с одним интерфейсом, особенности которых проявляются в виде изгибов на восходящей и нисходящей ветвей петли гистерезиса для образцов, изготовленных в сильно градиентном магнитном поле, могут быть использованы для повышения чувствительности и увеличения степени надежности пассивных магнитных меток. Для указанного приложения важна возможность управления и простота контроля процессов перемагничивания магнитно-многофазных структур. В работе показан простой и дешевый путь использования неоднородного магнитного поля, приложенного в процессе роста двухслойной структуры ферромагнетик-антиферромагнетик, для формирования свойств, характеризующихся ступенчатой формой петли гистерезиса, что приведет к обогащению спектра гармоник сигнала, индуцируемого в приемных катушках при перемагничивании этого образца.

Другим практически значимым результатом можно выделить установленные особенности процессов перемагничивания двух ферромагнитных слоев, разделенных слоем антиферромагнетика, и определенные тенденции изменения их магнитных свойств в зависимости от толщины антиферромагнитного слоя. Понимание влияния этих особенностей на эффект обменного смещения в обменно-связанных структурах с двумя интерфейсами позволит выбирать состав пермаллоя и оптимальную толщину антиферромагнетика для прогнозирования и достижения оптимальных магнитных свойств, которые отличаются для различных приложений, использующих эффект обменного смещения.

Положения, выносимые на защиту.

1) Состав пермаллоя определяет последовательность осаждения слоев двухслойной структуры IrMn-NiFe, при которой наблюдается увеличение межфазной обменной связи.

2) В обменно-связанных структурах с двумя интерфейсами антиферромагнетик-ферромагнетик, изменение механизма перемагничивания образцов, в том числе, последовательности перемагничивания ферромагнитных слоев структуры, в зависимости от толщины антиферромагнитного слоя происходит разным образом для образцов на основе высоко- и низконикелевого пермаллоя вследствие различия природы взаимодействия ферромагнитных слоев указанных структур.

3) Механизм и особенности перемагничивания структуры NiFe/IrMn определяются неоднородностью внешнего магнитного поля, приложенного в плоскости пленки во время магнетронного осаждения, что связано с формированием в ней областей с различным направлением осей однонаправленной анизотропии.

Достоверность результатов.

Достоверность полученных соискателем результатов достигается путем применения современных технологий и методов для изготовления тонкопленочных структур, использования современного высокоточного научного оборудования для характеристики их структурных и морфологических свойств, исследования магнитных свойств. Кроме того, достоверность обеспечивалась набором взаимодополняющих экспериментальных методик, воспроизводимостью результатов и согласованием получаемых результатов с имеющимися в литературе данными других научных групп. Численное моделирование было проведено с помощью лицензированной программы Comsol Multiphysics. Математическое моделирование – в лицензированной программе MATLAB. Представленные в диссертации результаты опубликованы в индексируемых изданиях, неоднократно обсуждались на научных семинарах и докладывались на специализированных конференциях.

Личный вклад автора.

Постановка цели и задач диссертационного исследования, построение плана проведения экспериментальных работ были выполнены совместно с научным руководителем. Частично исследуемые образцы обменно-связанных тонкопленочных структур были изготовлены непосредственно автором. Изготовление образцов проводилось в рамках стажировок автора диссертации в НИИЯФ МГУ имени М.В. Ломоносова (г. Москва) под руководством д.ф.-м.н., проф. Чеченина Николая Гавриловича. Исследование структурных свойств образцов с помощью просвечивающей электронной микроскопии было выполнено при непосредственном участии автора в ходе выполнения работ по проектам, поддержанных Российским Фондом Фундаментальных Исследований (РФФИ), в Национальном исследовательском технологическом университете «МИСиС» (г. Москва) под руководством к.т.н. Горшенкова Михаила Владимировича. Исследования структурных и морфологических свойств образцов с помощью атомно-силовой микроскопии и рентгеновской дифракции были проведены на базе НТП «Фабрика» ФГАОУ ВО «БФУ им. И. Канта», при участии автора диссертационной работы в организации проведения экспериментальных работ, подготовке образцов, обработке и анализе экспериментальных данных. Лично автором, на базе Лаборатории новых магнитных материалов ИФМНиИТ ФГАОУ ВО «БФУ им. И. Канта» (г. Калининград), проведены исследования магнитных свойств всех образцов тонкопленочных структур методом вибрационной магнитометрии, обработаны и проанализированы полученные результаты. Математическое моделирование проводилось лично соискателем по выбранной по литературным данным модели, численное моделирование – при непосредственном участии в качестве научного руководителя бакалаврской дипломной работы.

Апробация результатов и публикации.

Результаты диссертации были представлены лично автором в виде устных и стендовых докладов на следующих международных конференциях: 2018 IEEE 8th International Conference on Nanomaterials: Applications & Properties (NAP-2018,

Zatoka, Odessa region, 2018); 9 th Joint European Magnetic Symposia (JEMS-2018, Mainz, Germany, 2018); 8th International Advances in Applied Physics and Materials Science Congress & Exhibition (Oludeniz, Turkey, 2018); International Baltic Conference on Magnetism 2017 (IBCM, Svetlogorsk, Russia, 2017); Moscow International Symposium on Magnetism (MISM, Moscow, Russia, 2017); The International Joint School "Smart Nanomaterials and X-ray Optics 2016: Modeling, Synthesis and Diagnostics" (Kaliningrad, Russia, 2016); International Baltic conference on magnetism: focus on biomedical aspects (IBCM, Svetlogorsk, Russia, 2015); The 20-th International Conference on Magnetism (ICM, Barcelona, Spain, 2015); The International Joint School: Smart nanomaterials and X-ray Optics (Kaliningrad, Russia, 2014).

Исследования по теме диссертации были поддержаны из средств субсидии, выделенной на реализацию Программы повышения конкурентоспособности ФГАОУ ВО «БФУ им. И. Канта», а также грантами Российского Фонда Фундаментальных Исследований (№17-32-50170 и №16- 32- 50098), что также свидетельствует об актуальности темы, ее востребованности.

Список публикаций автора, содержащих представляемые к защите результаты исследований, приведен в конце автореферата. Он содержит 12 работ, в том числе, 4 – статьи в журналах, входящих в базы данных WoSc и Scopus, входящих в рекомендованный перечень ВАК.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка используемой литературы, которые изложены на 143 страницах. В тексте диссертации содержится 52 рисунка и 3 таблицы. Список цитируемой литературы содержит 198 статей.

ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ. ОСОБЕННОСТИ ОБМЕННОГО СМЕЩЕНИЯ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ

1.1. Обменное смещение. Анизотропия магнитных свойств тонкопленочных структур с обменным смещением

Обменное смещение – это сдвиг петли гистерезиса вдоль оси магнитного поля, возникающий при перемагничивании материала, содержащего границу раздела ферромагнитной (ФМ) и антиферромагнитной (АФМ) сред. Данный эффект является следствием обменного взаимодействия между ферромагнетиком и антиферромагнетиком, при условии присутствия наведенной однонаправленной анизотропии и нахождения системы в состоянии ниже температуры Нееля (однако, формально, при температуре выше температуры Нееля, антиферромагнетик таковым не является, становясь парамагнетиком). Феномен обменного смещения был открыт в середине XX столетия. В статье Мейкледжона и Бина 1957 года [5] впервые была продемонстрирована смещенная петля гистерезиса для ферромагнитных кобальтовых частиц, покрытых антиферромагнитным слоем оксида кобальта. С тех пор эффект обменного смещения стал неотъемлемой частью фундаментальных и прикладных научных исследований современного магнетизма. Теоретические исследования обменного смещения зачастую сводятся к разработке теоретической модели, которая была бы способна как можно более детально и точно описать механизм данного феномена и предсказать его величину и особенности для конкретных материалов и их комбинаций. С прикладной точки зрения основной целью является управление свойствами структур с обменным смещением для разработки материалов с необходимой величиной эффекта, широким диапазоном рабочих температур, а также хорошей коррозионной стойкостью. В любом случае, ключевым является рассмотрение процессов, происходящих на так называемом магнитном интерфейсе - границе раздела ФМ/АФМ. Здесь, для описания эффекта, вводится понятие «поле обменного смещения», которое обозначается через H_{EX} (нижний индекс «EX» возникает как сокращение от англ. «exchange» - обменный)

и зависит от силы обменного взаимодействия между ферромагнетиком и антиферромагнетиком. Понимание спиновой конфигурации интерфейса в материалах с обменным смещением важно для построения теоретической модели.

Однако, как показывает экспериментальный опыт, на эффект обменного смещения оказывают влияние различные параметры, как внутренние характеристики материала (элементный состав, размеры, кристаллическая структура, морфология поверхностей), так и внешние (температура, давление и другие). Сложность же описания обменного смещения связана с неоднозначностью оказываемого эффекта вышеописанными параметрами на систему, а также с их взаимной зависимостью друг от друга. Например, при увеличении толщины антиферромагнитного слоя в некотором диапазоне значений в системе ФМ/АФМ, эффект обменного смещения может как ослабевать, так и усиливаться. Это приводит к затруднению создания единой теоретической модели описания обменного смещения.

Другая сложность исследования эффекта обменного смещения заключается в том, что интерфейс между ферромагнитным и антиферромагнитным слоями имеет небольшой объем (порядка единиц нанометров), и поэтому возникает техническая трудность экспериментального изучения его свойств, т.к. существует лишь несколько методик, способных выявить напрямую некоторые из основных магнитных свойств интерфейса. Это, например, поляризованное рассеяние нейтронов или рассеяние мягкого рентгеновского излучения. Однако и эти методики не используются широко в силу своей ресурсозатратности.

В тонкопленочных структурах с обменным смещением особо важными к рассмотрению являются следующие виды анизотропии:

а) Одноосная магнитная анизотропия. Одним из способов наведения такого вида анизотропии является приложение магнитного поля в процессе синтеза тонкой пленки. Как правило, магнитное поле прикладывается параллельно плоскости пленки, что способствует закреплению спонтанной намагниченности ферромагнитного слоя в плоскости пленки вне зависимости от ее толщины. Существует и другой способ создания одноосной магнитной анизотропии в

тонкой ферромагнитной пленке, - это использование процедуры нагрева и последующего охлаждения в присутствии магнитного поля.

Полная магнитная энергия на единицу объема для тонкой ферромагнитной пленки с одноосной анизотропией в плоскости пленки может быть представлена следующим выражением:

$$E_V = -\mu_0 H M_F \cos(\theta - \beta) + K_F \sin^2(\beta), \quad (1)$$

где первый член представляет собой энергию Зеемана, а второй – магнитную кристаллографическую анизотропию, которая здесь имеет одноосную симметрию; здесь H обозначает наведенное магнитное поле, M_F – намагниченности ферромагнетика, а K_F – константа анизотропии ферромагнетика; угол между направлениями H и K_F обозначен через θ , а между K_F и M_F через β . На рис. 1.1. схематически изображены вектора и углы, использующиеся в (1) и во многих моделях описания обменного смещения.

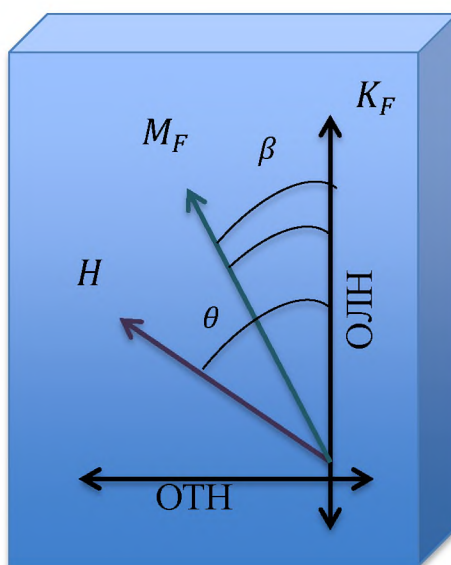


Рис. 1.1. Схематическое изображение тонкой ферромагнитной плёнки с наведенной одноосной анизотропией.

Таким образом, оси легкого и трудного намагничивания являются осями одноосной магнитной анизотропии, при этом петли гистерезиса, отображающие перемагничивание вдоль двух направлений для каждой из осей будут одинаковыми. В результате, для ферромагнитной пленки с одноосной анизотропией схематично можно представить две характерные петли гистерезиса:

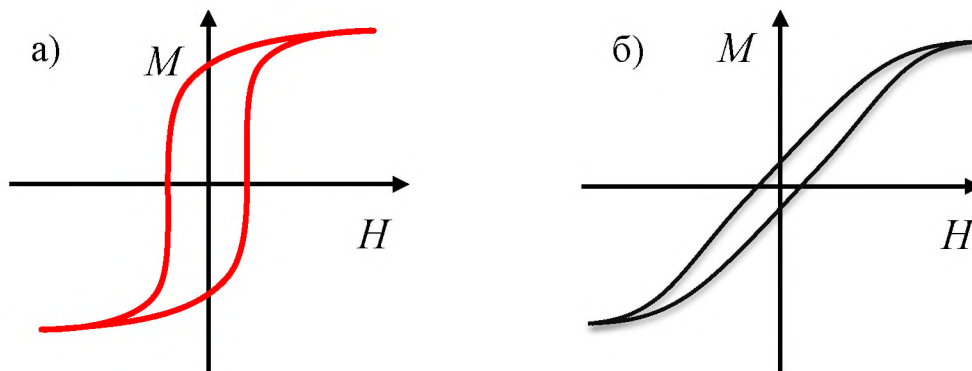


Рис. 1.2. Схематичное изображение петель гистерезиса ферромагнитной тонкой пленки с наведенной одноосной анизотропией:
а) вдоль ОЛH; б) вдоль ОТH.

б) Однонаправленная магнитная анизотропия. Понятие однонаправленной магнитной анизотропии непосредственно связано с самим эффектом обменного смещения и, по сути, отражает характер его проявления. Для простоты и наглядности, рассмотрим тонкую пленку, состоящую из ферромагнитного и антиферромагнитного слоев, с наведенной анизотропией в плоскости пленки, как показано на рис. 1.3. Пусть начальное внешнее магнитное поле, необходимое для намагничивания тонкой пленки до состояния насыщения, направлено в сторону 1, как показано на рисунке.

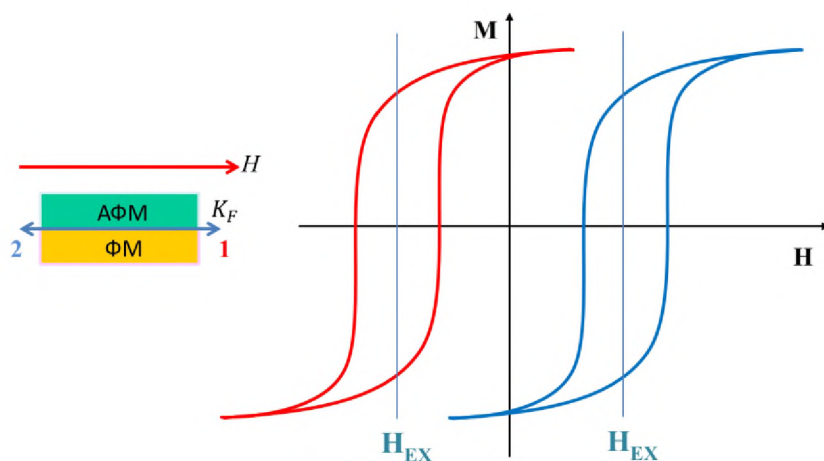


Рис. 1.3. Схематические петли гистерезиса двухслойной структуры ФМ/АФМ, соответствующие перемагничиванию системы в направлениях 1 и 2 так, что начальное направление магнитного поля фиксировано.

Тогда петли гистерезиса, полученные при перемагничивании вдоль двух

направлений 1 и 2, не будут совпадать друг с другом. Чтобы получить более полное представление об однонаправленной анизотропии, необходимо обратиться к эксперименту, проведенному авторами работ [5], [6]. Они использовали торк-магнитометр для измерения угловой зависимости крутящего момента образца, помещенного в магнитное поле. Выражение для крутящего момента принимает следующий вид:

$$T = -\frac{\partial E(\theta)}{\partial \theta}, \quad (2)$$

где θ – угол между конкретными кристаллографическими осями и магнитным полем, а $E(\theta)$ – магнитокристаллическая энергия. На примере частиц кобальта, покрытых слоем оксида кобальта, было показано, что только при определенном значении угла θ функция энергии $E(\theta)$ может соответствовать состоянию равновесия частиц. Т.е. при вращении образца под любым углом, магнитный момент пытается вернуться в исходное положение (не в два равносильных как в случае одноосной анизотропии). Таким образом, можно наблюдать проявление однонаправленной анизотропии.

1.2. Современные теоретические модели, описывающие эффект обменного смещения в тонкопленочных структурах

Феноменологическое описание обменного смещения, следуя оригинальной работе [6], можно провести следующим образом. Рассмотрим систему, состоящую из ферромагнитного и антиферромагнитного слоев. Макроскопическое наблюдение смещения петли гистерезиса такой системы может быть качественно описано с помощью анализа микромагнитного состояния интерфейса ФМ/АФМ. При этом ферромагнитный слой находится в непосредственном контакте с антиферромагнитным. Также состояние системы должно удовлетворять условию: $T_C < T_N$, где T_C – это температура Кюри для ферромагнитного слоя, а T_N – температура Нееля для антиферромагнитного. При температуре $T_C < T < T_N$ и наведенной одноосной анизотропии ферромагнетика, вследствие обменного взаимодействия на интерфейсе, ближайšie к ферромагнетику спины

антиферромагнетика выстраиваются параллельно или антипараллельно первому. Соответственно, следующий слой спинов антиферромагнетика выстроится антипараллельно предыдущему, по принципу антиферромагнитного упорядочения, и т.д. В данной модели принимается допущение, что спины антиферромагнетика некомпенсированы, что приводит к ненулевому значению его намагниченности на интерфейсе. Также в данной упрощенной модели подразумевается, что ферромагнетик и антиферромагнетик находятся в однодоменном состоянии. Таким образом, при перемагничивании системы спины ферромагнитного слоя будут пытаться повернуться в направлении внешнего поля, и, вследствие их обменного взаимодействия со спинами антиферромагнетика для этого потребуется больше энергии. Иными словами, для перемагничивания ферромагнетика, связанного антиферромагнетиком, потребуется более сильное магнитное поле, чем то, которое потребовалось бы для перемагничивания отдельного слоя ферромагнетика. Далее, если начать перемагничивание данной системы в обратном направлении, то процесс будет проходить по-другому. Здесь ферромагнетику потребуется меньше энергии внешнего магнитного поля для того, чтобы его спины повернулись в обратную сторону. Таким образом, можно наблюдать разницу в значениях коэрцитивной силы, необходимой для последовательного перемагничивания ферромагнетика сначала в одном, а затем в другом направлении. Графически это выглядит как смещение петли гистерезиса относительно оси магнитного поля, как было показано выше. Также следует отметить, что в данной упрощенной модели спины антиферромагнетика считаются фиксированными во время всего процесса перемагничивания.

Основываясь на своих экспериментальных наблюдениях однонаправленной анизотропии, Мейкледжон и Бин [6] предложили модель для расчета величины смещения петли гистерезиса. Для этого были сделаны следующие допущения:

- а) ферромагнитный слой перемагничивается целиком;
- б) ферромагнитный и антиферромагнитный слои находятся в однодоменном состоянии;
- в) на атомарном уровне интерфейс ФМ/АФМ является гладким;

г) слой антиферромагнетика является магнитно-жестким, что означает, что его спины остаются неизменными во время вращения спинов ферромагнетика;

д) спины антиферромагнетика на интерфейсе не скомпенсированы, т.е. существует ненулевой магнитный момент;

е) между ферромагнетиком и антиферромагнетиком на интерфейсе существует обменное взаимодействие;

ж) параметром, заданным для этого взаимодействия, является энергия межфазной обменной связи на единицу площади, которая обозначается J_{EB} ;

з) слой АФМ обладает одноосной магнитной анизотропией в плоскости пленки.

В общем случае для описания когерентного вращения вектора намагниченности используется модель Стонера-Вольфарта [7]. Таким образом, к векторам, используемым для описания состояния системы, см. рис. 1.1., добавляется вектор одноосной анизотропии антиферромагнетика K_{AF} , который сонаправлен с K_F . Полагается, что эти два вектора направлены вдоль наведенной анизотропии. Тогда в рамках этой модели энергия системы может быть записана в следующем виде:

$$E_V = -\mu_0 H M_F t_F \cos(-\beta) + K_F t_F \sin^2(-\beta) - J_{EB} \cos(\beta), \quad (3)$$

где β - угол между вектором намагниченности ФМ слоя и направлением его анизотропии K_F , M_F - намагниченность насыщения ферромагнитного слоя, t_F - толщина ферромагнитного слоя. Используя формулу (3), можно написать выражения для полей перемагничивания в двух взаимно противоположных направлениях:

$$H_{C_1} = -\frac{2K_F t_F + J_{EB}}{\mu_0 M_F t_F}, \quad (4)$$

$$H_{C_2} = \frac{2K_F t_F - J_{EB}}{\mu_0 M_F t_F}, \quad (5)$$

Используя два последних выражения, можно написать формулы для вычисления коэрцитивной силы петли гистерезиса и ее смещения:

$$H_C = \frac{-H_{C_1} + H_{C_2}}{2} = \frac{2K_F}{\mu_0 M_F}, \quad (6)$$

$$H_{EB} = \frac{H_{C_1} + H_{C_2}}{2} = -\frac{J_{EB}}{\mu_0 M_F t_F}, \quad (7)$$

Последние две формулы дают ожидаемые характеристики петли гистерезиса для идеального случая (когда ферромагнетик перемагничивается поворотом векторов магнитных моментов, а спиновая конфигурация АФМ-слоя строго фиксирована в направлении наведенной анизотропии), в частности линейную зависимость от обменной энергии J_{EB} и обратную зависимость от толщины ферромагнитного слоя. J_{EB} вычисляется по следующей формуле:

$$J_{EB} = -H_{EB}\mu_0 M_F t_F, \quad (8)$$

В силу того, что данные расчетные формулы соответствуют идеальному случаю, в большинстве случаев они не дают результатов, соответствующих наблюдаемым экспериментально. Одна из самых сложных проблем – это вычисление реального значения константы обменного взаимодействия. Также сложность вычисления заключается в том, что реальные интерфейсы не бывают атомарно гладкими, что было допущено выше. Несовпадение наблюдаемых значений обменного смещения и коэрцитивной силы тем, которые получены при расчетах, мотивирует на рассмотрение дополнительных механизмов и факторов, определяющих эффект обменного смещения.

Для более реального описания эффекта обменного смещения в работе [5] была введена дополнительная степень свободы для спинов антиферромагнетика, они так же оставались магнитожесткими, но могли немного все вместе поворачиваться во время перемагничивания ферромагнетика. Таким образом, образуется следующее условие для спинов антиферромагнетика: $\alpha \neq 0$, где α – угол между намагниченностью подрешетки антиферромагнетика и осью анизотропии антиферромагнетика. Учитывая такое допущение, уравнение (3) примет вид:

$$E_V = -\mu_0 H M_F t_F \cos(\theta - \beta) + K_F t_F \sin^2(\beta) + K_{AF} t_{AF} \sin^2(\alpha) - J_{EB} \cos(\beta - \alpha), \quad (9)$$

где t_{AF} обозначает толщину антиферромагнитного слоя.

Анализируя последнюю формулу, можно отметить, что обменное смещение наблюдается только тогда, когда энергия анизотропии антиферромагнетика больше, чем обменная энергия. Таким образом, согласно данной модели, эффект

обменного смещения определяется свойствами антиферромагнетика. Как было показано в некоторых работах [8], данная идеальная модель Мейкледжона и Бина хорошо подходит для описания двухслойных тонкопленочных систем $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Fe}_{50}\text{Mn}_{50}$. При высоких толщинах слоя АФМ петля гистерезиса сдвигается, а коэрцитивность почти равна нулю, тогда как при уменьшенной толщине АФМ наблюдается сильное увеличение коэрцитивного поля вместе с резким уменьшением обменного смещения.

Обе вышеописанные модели обменного смещения, с жестко-фиксированными и жестко-вращающимися спинами антиферромагнетика, налагают то ограничение на состояние спинов АФМ, что во время перемагничивания антиферромагнитный порядок сохраняется. Такое ограничение подразумевает, что обменное взаимодействие выражается в петле гистерезиса либо как сдвиг петли, либо как коэрцитивность. Экспериментально, однако, размер обменного смещения не согласуется с ожидаемым значением, а на несколько порядков ниже прогнозируемого. Чтобы объяснить потери энергии, можно предположить, что в слое антиферромагнетика во время перемагничивания возникает частичная доменная стенка. Эта концепция была предложена Неелем [9]. В ней рассматривается обменное взаимодействие между ферромагнетиком и антиферромагнетиком с низкой анизотропией. Доменная стенка в антиферромагнетике будет сохранять часть энергии обменного взаимодействия, таким образом уменьшая сдвиг петли гистерезиса. Неель вычислил ориентацию намагниченности каждого слоя через дифференциальное уравнение. Слабое обменное взаимодействие согласуется с идеей частичной доменной стенки в АФМ, которая параллельна интерфейсу. Его модель предсказывает, что для получения сдвига петли гистерезиса требуется минимальная толщина слоя антиферромагнетика. Что еще более важно, концепция частичной доменной стенки составляет основу для дальнейших моделей, которые включают либо стенку Нееля, либо блоховскую стенку, как способ уменьшить наблюдаемую величину обменного смещения.

В 1987 году Малозёмов предложил новый механизм обменной анизотропии,

который постулировал случайную природу обменных взаимодействий на интерфейсе ФМ/АФМ [10–12]. Он предположил, что химическая шероховатость или легирование на интерфейсе для любой двухслойной системы вызывают продольные вариации поля обменного взаимодействия между ферро- и антиферромагнетиком. Результирующее случайное поле заставляет АФМ разбиваться на домены для минимизации энергии. В отличие от других теорий, где однонаправленная анизотропия описывается как микроскопически [13, 14], [15] так и макроскопически [6, 16], подход Малоземова относится к моделям мезоскопическим. Согласно этой модели, общая идея оценки обменной анизотропии может быть описана с помощью существования доменной стенки в слое ферромагнетика с одноосной анизотропией, рис. 4.1., приводимой в движение с помощью магнитного поля \vec{H} , приложенного в плоскости слоя.



Рис. 1.4. Схематическое изображение двухслойной системы с интерфейсом ФМ/АФМ с доменной стенкой в ферромагнитном слое. σ_1 и σ_2 обозначают домены с противоположно направленными намагниченностями.

Предполагая, что межслойная обменная энергия домена σ_1 отличается от межслойной обменной энергии σ_2 , то поле обменного смещения можно оценить по условию равновесия между энергиями приложенного поля $2HM_F t_F$ и поля обменного взаимодействия $\Delta\sigma$:

$$H_{EB} = \frac{\Delta\sigma}{2HM_F t_F}, \quad (10)$$

где M_F и t_F , соответственно, намагниченность и толщина ферромагнетика. При идеально скомпенсированном интерфейсе обменное смещение равно нулю. С

другой стороны, если интерфейс ФМ/АФМ идеально не скомпенсирован, то обменная энергия будет иметь вид

$$\Delta\sigma = \frac{2J_i}{a^2}, \quad (11)$$

где J_i – константа обменного взаимодействия через интерфейс, а a – параметр решетки простой кубической решетки АФМ слоя. Тогда формула обменного смещения (10) примет вид $H_{EB} = J_i/a^2 M_F t_F$, учитывая, что энергия взаимодействия пары двух соседних спинов k и l $E_{kl} = -J_{kl} \mathbf{S}_k \mathbf{S}_l$. Схематично скомпенсированный и нескомпенсированный интерфейсы можно изобразить следующим образом (рис. 5.1. а), б)). Стрелками условно обозначены спины.

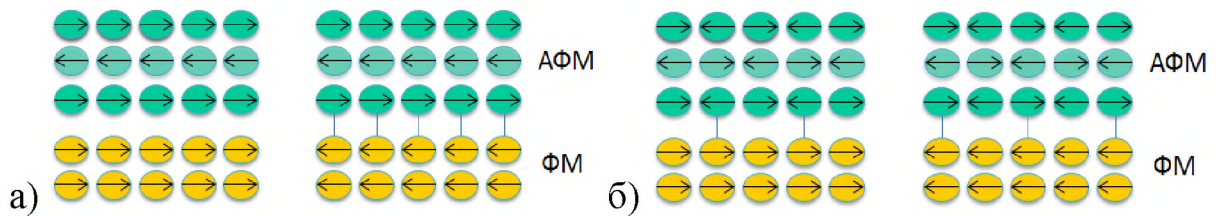


Рис. 1.5. Схематическое изображение возможных спиновых конфигураций на интерфейсах: а) нескомпенсированные интерфейсы ФМ/АФМ; б) скомпенсированные интерфейсы ФМ/АФМ. Вертикальными прямыми линиями условно обозначены фрустрированные связи между двумя соседними спинами.

Численная оценка размера поля обменного смещения с использованием вышеприведенных уравнений для идеально нескомпенсированного интерфейса приводит к расхождению на несколько порядков по сравнению с экспериментальным наблюдением. Поэтому предлагается новый механизм, основанный на возникновении случайного поля на интерфейсе, действующего на слой АФМ, которое призвано уменьшить величину обменного смещения. Это случайное магнитное поле, обеспеченное шероховатостью интерфейса, при условии однодоменного состояния ферромагнитного слоя, становится причиной того, что антиферромагнетик разбивается на домены. Здесь наиболее энергетически выгодно возникновение перпендикулярной доменной стенки в слое АФМ. Необходимо понимать различия между перпендикулярной доменной стенкой и параллельной интерфейсу. Последняя, согласно модели Маури [16], возникает временно в процессе перемагничивания слоя ФМ.

Используя эту модель, теоретически было предсказано значение обменного смещения 487 Э для CoO/Co двухслойных систем. Экспериментальное значение равно 557 Э. Это можно считать хорошим результатом и апробацией данной модели. Тем не менее, расхождение в теории и эксперименте заключается в том, что экспериментально доменные стенки в антиферромагнетике могут возникать и изменять размер и направление сразу после начала перемагничивания, в то время как в рамках теории Малоземова предполагается, что домены в антиферромагнетике образуются во время наведения одноосной анизотропии.

В своих работах Малоземов описал, как шероховатость интерфейса на атомарном уровне скомпенсированного антиферромагнетика может привести к появлению нескомпенсированного интерфейса, и, таким образом, к обменному смещению. В другой модели, предложенной Новаком и его коллегами [17], [18], [19], [20], [21], [22], факторами, влияющими на обменное смещение, являются не только процессы, происходящие на интерфейсе ФМ/АФМ, но и процессы, происходящие в объеме антиферромагнитного слоя. Так, в данной модели антиферромагнетик считается разбавленным и в присутствии внешнего магнитного поля описывается с помощью модели Изинга. В слабом поле и в области низких температур антиферромагнетик с дальнедействующим магнитным порядком стабилен в трёх направлениях. При увеличении поля в тех же низких температурах в разбавленном АФМ образуются домены по типу спинового стекла, вследствие нарушенного статистического баланса количества примесей двух антиферромагнитных подрешеток внутри конечной области. Это образование доменов может уменьшать энергию всей системы, что скажется на величине обменного смещения.

В рамках предложенной модели ферромагнетик описывается в рамках формализма Гейзенберга, а антиферромагнетик, как отмечалось выше, с помощью модели Изинга для магнитно-разбавленного АФМ. Для антиферромагнитного ось анизотропии полагается параллельной оси легкого намагничивания ФМ. Гамильтониан такой системы будет иметь вид:

$$\begin{aligned}
H = & J_F \sum_{\langle i,j \rangle \in F} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j - \sum_{i \in F} (d_z S_{iz}^2 + d_x S_{ix}^2 \mu B S_i) - \\
& - J_{AF} \sum_{\langle i,j \rangle \in AF} \epsilon_i \epsilon_j \boldsymbol{\sigma}_i \boldsymbol{\sigma}_j - \sum_{i \in AF} \mu B_z S \epsilon_i \sigma_i - \\
& - J_{INT} \sum_{\langle i \in AF, j \in F \rangle} \epsilon_i \sigma_i S_{jz}, \tag{12}
\end{aligned}$$

где \mathbf{S}_i и $\boldsymbol{\sigma}_i$ - операторы спина для i -ой позиции для ферромагнетика и антиферромагнетика, соответственно. Первые два члена формулы содержат ферромагнитный вклад, а третий и четвертый описывают разбавленный антиферромагнитный слой. Последний член данного выражения выражает обменное взаимодействие ФМ и АФМ на интерфейсе. При этом подразумевается, что АФМ спины на интерфейсе взаимодействуют с z -компонентой спинов ФМ. Используя формулу (12), была оценена величина обменного смещения для данной системы:

$$l \mu H_{EB} = J_{INT} m_{INT}, \tag{13}$$

где l - это число ферромагнитных слоев, а m_{INT} - намагниченность антиферромагнетика на интерфейсе на единицу спина. В рамках модели Новака [19] m_{INT} заменяется на m_{IDS} , что обозначает необратимое состояние АФМ-намагниченности в условия вышеописанной доменной структуры. Эта замена позволяет получить значения обменного смещения, согласующиеся с экспериментальными.

Также, в работе [18] было показано, что поле обменного смещения также зависит от свойств всего объема слоя антиферромагнетика. АФМ слой был разбавлен магнием в объёмной части антиферромагнетика вдали от интерфейса. Экспериментально было продемонстрировано влияние такого разбавления на эффект обменного смещения, как функцию концентрации немагнитной примеси магния. Так, без добавления примеси обменное смещение имело некое конечно значение. Далее, с увеличением концентрации примеси, обменное смещение увеличивалось и достигало пикового значения, после которого с последующим

увеличением концентрации примеси величина обменного смещения уменьшалась. Такая модель хорошо согласуется с экспериментом за исключением того момента, когда она предсказывает нулевое значение обменного смещения при нулевой концентрации примесей в слое АФМ: в действительности наблюдаются конечные значения обменного смещения. Такое исчезновение обменного смещения при низких концентрациях примесей объясняется тем, что домены в антиферромагнетике не могут формироваться, т.к. это потребовало бы энергий, превышающих энергию антиферромагнитной связи. Это несоответствие, как полагается в работах [19, 23], объясняется другими несовершенствами, такими как границы зерен в АФМ, что сходно с разбавлением примесями и что может также уменьшать энергию доменной стенки, и, таким образом, приводить к образованию доменной структуры и обменному смещению даже без разбавления объема антиферромагнетика.

В общем и целом, считается, что сильная поддержка данной модели доменной структуры выражается экспериментальными наблюдениями, в которых немагнитные примеси систематически и контролируемо добавляются к АФМ-слою [18, 23–27]. Также хорошее соответствие теории эксперименту было продемонстрировано в работе [28], где была проанализирована зависимость обменного смещения от толщины антиферромагнитного слоя и температуры для системы IrMn/Co. В статьях Бекмэна [20, 29] была показана зависимость асимметрии процесса перемагничивания от угла между ОЛН ферромагнетика и так называемой осью легкого намагничивания вышеописанного разбавленного антиферромагнетика. В них была продемонстрирована возможность перемагничивания ферромагнетика как когерентным вращением спинов, так и движением доменных границ, при различных ориентациях осей анизотропии ФМ и АФМ слоев.

Следующая модель обменного смещения, которую необходимо описать, это модель Маури [16]. В ней он отказывается от положения о магнитной жесткости спинов АФМ. Напротив, предлагается возникновение доменной стенки, параллельной интерфейсу, в слое антиферромагнетика. Причиной выдвигения

такой гипотезы стало, как и в предыдущей модели, стремление объяснить уменьшенное значение поля обменного смещения по сравнению с предсказанным ранее в феноменологической теории Мейкледжона и Бина. В целом, в теории Маури сделаны следующие предположения:

- а) ФМ и АФМ изначально находятся в однодоменном состоянии;
- б) ферромагнитный слой перемагничивается целиком;
- в) в слое антиферромагнетика возникает доменная стена, параллельная интерфейсу между ФМ и АФМ (во время перемагничивания);
- г) антиферромагнетик на интерфейсе имеет нескомпенсированную спиновую конфигурацию (или полностью скомпенсированную);
- д) у антиферромагнитного слоя сформирована одноосная анизотропия;
- е) магнитное поле, в котором охлаждается система, параллельно оси анизотропии АФМ;
- ж) спины ферро- и антиферромагнетика вращаются когерентно, таким образом, система описывается с помощью модели Стонера-Вольфарта.

Во время измерения петли гистерезиса спины ферромагнетика вращаются когерентно. При этом ближайший к интерфейсу монослой антиферромагнетика ориентируется так, что образует угол α с направлением поля охлаждения (направлением наведенной одноосной анизотропии в АФМ). Следующие монослои антиферромагнетика ориентируются от предыдущего слоя АФМ так, что формируется доменная стенка, параллельная интерфейсу. С учетом модели Стонера-Вольфарта полная магнитная энергия системы может быть записана в виде:

$$E = -\mu_0 H M_F t_F \cos(\theta - \beta) + K_F t_F \sin^2(\beta) - J_{EB} \cos(\beta - \alpha) - 2\sqrt{A_{AF} K_{AF}} (1 - \cos \alpha), \quad (14)$$

где первый член данного выражения соответствует энергии Зеемана ферромагнетика в присутствии внешнего магнитного поля, второй включает фактор анизотропии ФМ слоя, третий член выражает межфазное (ФМ/АФМ) обменное взаимодействие на интерфейсе, а в последнем четвертом слагаемом описывается энергия частичной доменной стенки. Новый введенный параметр в

последнем уравнении A_{AF} - это так называемая обменная жесткость антиферромагнетика. Как и в модели Мейкледжона и Бина, параметр обменной энергии на интерфейсе на единицу площади снова не определен. Полагая энергию 90-градусной доменной стенки слоя АФМ на единицу площади равной $2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}$, полную энергию можно записать в виде:

$$e = k(1 - \cos \beta) + \mu (\cos(\beta))^2 + \lambda[1 - \cos(\alpha - \beta)] + (1 - \cos \alpha), \quad (15)$$

где $\lambda = J_{EB}/2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}$ выражает обменную энергию на интерфейсе (J_{EB} зависит от толщины интерфейса), $\mu = K_F t_F / 2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}$ – это уменьшенная анизотропия ферромагнетика, а $k = \mu_0 H M_F t_F / 2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}$ – уменьшенная энергия внешнего магнитного поля. На интерфейсе обменная жесткость равна A_{12} и тогда в двух предельных случаях для λ выражение для обменного смещения примет вид:

$$H_{EB} = \begin{cases} -\frac{A_{12}}{\xi} / \mu_0 M_F t_F & \text{при } \lambda \ll 1 \\ -2\sqrt{A_{AF}K_{AF}} / \mu_0 M_F t_F & \text{при } \lambda \gg 1 \end{cases}, \quad (16)$$

где ξ есть толщина интерфейса. В пределе сильного обменного взаимодействия на интерфейсе, т.е. при $\lambda \ll 1$ обменное смещение получается такое же, что и в модели Мейкледжона и Бина. При слабом обменном взаимодействии на границе раздела ФМ/АФМ ($\lambda \gg 1$) дает уменьшенные значения обменного смещения, которое фактически не зависит от межфазной обменной энергии, а зависит от энергии доменной стенки и от параметров ферромагнитного слоя. В любом случае, как видно из формулы (16), обменное смещение имеет обратную зависимость от толщины ферромагнитного слоя.

Концепции Нееля и Маури были расширены в работах Кима и Стампа [30–35], где используется модель частичной доменной стенки в слое АФМ, с помощью которой описывается и сам эффект смещения петли гистерезиса. Эта теория применима при описании скомпенсированных, частично скомпенсированных и нескомпенсированных интерфейсов. В рамках этой модели асимметрия петли гистерезиса интерпретируется в терминах закрепленной доменной стенки в антиферромагнетике с помощью магнитных дефектов. Это объяснение, похоже,

согласуется с недавними работами Никитенко и Горнакова, где было проведено исследование структур NiFe/FeMn [36, 37], в которых также для объяснения формы петель гистерезиса необходимо присутствие доменной стенки в антиферромагнетике на интерфейсе.

Чтобы обойти теоретические трудности в объяснении взаимосвязи обменного смещения и коэрцитивности, в работах [38, 39] рассматривается разупорядоченное магнитное состояние интерфейса между ФМ и АФМ, подобное спиновому стеклу. Положения данной модели следующие:

- 1) интерфейс между ферро- и антиферромагнетиком является фрустрированной спиновой системой (похожей на спиновое стекло);
- 2) нескомпенсированные спины АФМ являются фиксированными и отвечают за обменное смещение, т.е. именно они вызывают сдвиг петли гистерезиса;
- 3) свой вклад в величину коэрцитивности вносит низкая анизотропия антиферромагнитного слоя на интерфейсе.

Схематическое изображение данной модели представлено на рисунке 6.1.

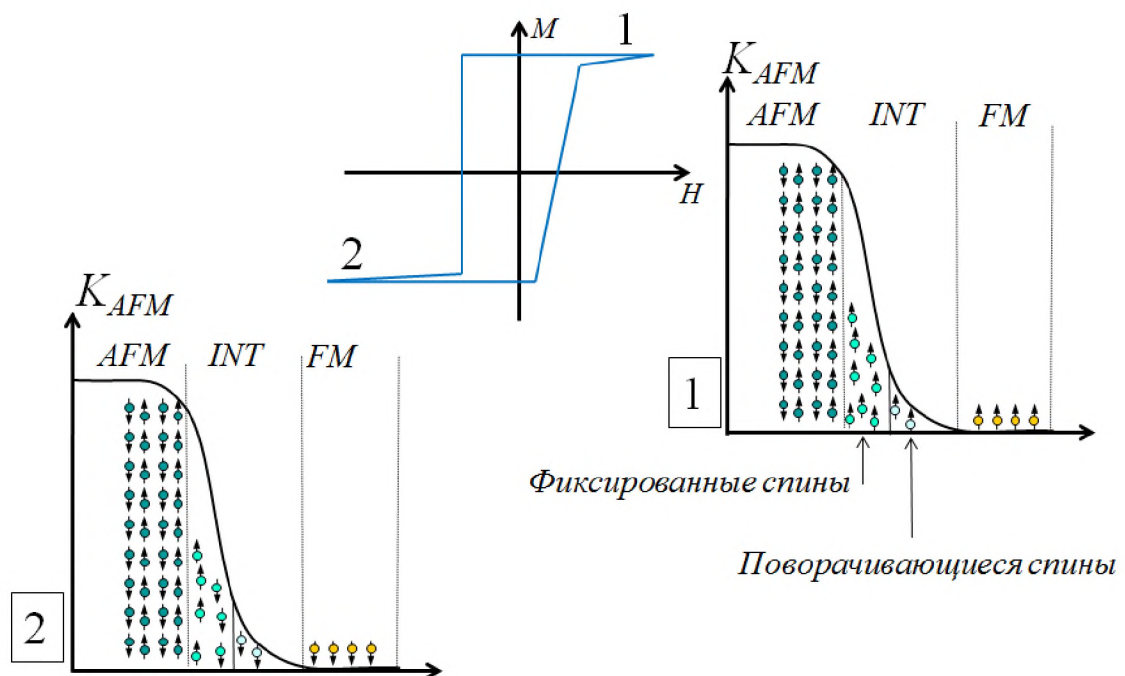


Рисунок 1.6. Схематическое изображение модели спинового стекла для обменного смещения. Здесь INT обозначает зону интерфейса между слоями ферро-(FM) и антиферромагнетика(AFM).

Предполагается, что в рамках этой модели слой АФМ содержит, в первом приближении, два типа состояний. Одна часть имеет большую анизотропию с ориентацией, управляемой спинами антиферромагнетика (благодаря антиферромагнитной связи), а другая часть с более слабой анизотропией, которая позволяет некоторым спином вращаться вместе со спинами ФМ-слоя. Эта межфазная часть антиферромагнетика является фрустрированной областью (подобной спиновому стеклу) и вызывает увеличение коэрцитивности. Наличие области с низкой анизотропией может быть рационализировано следующим образом: интерфейс между слоями ферро- и антиферромагнетика никогда не бывает идеальным, поэтому в этой области можно предположить химическое перемешивание, отклонения от стехиометрии, структурные неоднородности, низкую координацию и т. д. Это приводит к образованию переходной области из чистого АФМ-состояния в чистое ФМ-состояние. В среднем анизотропия такой межфазной области уменьшается. Кроме того, структурная и магнитная шероховатость может обеспечить слабую область антиферромагнитного слоя на интерфейсе. Поэтому предполагается, что часть фрустрированных межфазных спинов вращается почти в фазе со спинами ферромагнетика и что они опосредуют увеличение коэрцитивного поля. Такое фрустрированное состояние описывается с помощью одноосной анизотропии, которая обозначается K_{SG}^{EFF1} .

Как правило, можно представить систему спинового стекла [40, 41] в виде набора спинов, который остается в замороженном неупорядоченном состоянии даже при низких температурах. Для достижения такого состояния необходимо два условия: а) между различными взаимодействиями между моментами должна быть конкуренция в том смысле, что ни одна конфигурация спинов однозначно не благоприятствует всем взаимодействиям (т.е. фрустрация спинов); б) эти взаимодействия должны быть хотя бы частично случайными. Это частичное случайное состояние будет введено также и в модели Мейкледжона и Бина как эффективная одноосная анизотропия, добавляя которую в получаем выражение

¹ Нижний индекс «SG» от англ. «spin glass» - спиновое стекло. Верхний индекс «EFF» от англ. «effective» - эффективный.

для свободной энергии в виде:

$$E = -\mu_0 H M_F t_F \cos(\theta - \beta) + K_F t_F \sin^2(\beta) + K_{AF}(t_{AF}) t_{AF} \sin^2(\alpha) + K_{SG}^{EFF} \sin^2(\beta - \gamma) - J_{EB}^{EFF} \cos(\beta - \alpha), \quad (17)$$

где K_{SG}^{EFF} является эффективной одноосной анизотропией, связанной с фрустрированными спинами антиферромагнетика с уменьшенной анизотропией на интерфейсе; J_{EB}^{EFF} – уменьшенная энергия межслойного обменного взаимодействия; γ – средний угол эффективной анизотропии фрустрированного состояния. $K_{AF}(t_{AF})$ – константа анизотропии антиферромагнитного слоя, зависящая от его толщины.

Идею уменьшения межфазной анизотропии на границе раздела можно проследить также в слабом ферромагнетизме Нееля на поверхности антиферромагнитных частиц [42]. Позднее Шленкер [43] предположил, что последовательный разворот вектора намагниченности ФМ может приводить к изменению намагниченности нескомпенсированного АФМ-слоя на интерфейсе и, следовательно, обеспечивать средства перехода от одного основного состояния к другому. Такие конфигурации интерфейса подобны системе спинового стекла. Интерфейс между ФМ и АФМ со структурой спинового стекла обсуждается другими авторами [44–50].

Межфазное магнитное разупорядочение наблюдалось через расширение петли гистерезиса ниже критической температуры в работе [51]. Фрустрированное состояние также наблюдалось для интерфейса АФМ/ФМ в остаточном состоянии [52] и даже при насыщении [53, 54]. Фиксированные спины на интерфейсе также наблюдались с помощью магнитной силовой микроскопии (МФМ) [55].

Используя специальные методики, такие как рентгеновский магнитный круговой дихроизм (XMCD) и рентгеновское магнитное резонансное рассеяние (XRMS), могут быть изучены как фиксированные, так и вращающиеся спины антиферромагнетика [56–60]. «Замороженные», т.е. фиксированные спины проявляются как сдвиг петли гистерезиса вдоль оси намагничивания, тогда как вращающиеся спины АФМ-слоя определяют коэрцитивность.

Более того, данные о модели спинового стекла в обменно-связанных системах

недавно были продемонстрированы для тонких пленок [61] и антиферромагнитных наночастиц [62]. Поэтому можно считать, что имеется достаточное количество экспериментальных данных, чтобы рассматривать интерфейс между слоями ферро- и антиферромагнетика как неупорядоченное состояние, которое ведет себя подобно системе спинового стекла.

1.3. Связь ферромагнитных слоев обменно-связанных систем посредством магнитостатического взаимодействия

Таким образом, в предыдущем пункте был проведен анализ моделей, с помощью которых можно описать магнитные свойства систем с обменным смещением, предсказать величину эффекта и коэрцитивной силы. Эти модели, в частности, описывали свойства двухслойных структур. Однако в них не рассматривается взаимодействие между двумя ферромагнитными слоями, разделенными антиферромагнитным слоем.

В данном пункте такое взаимодействие рассматривается наряду с другими механизмами межслойного взаимодействия между двумя ферромагнитными слоями, разделенным промежуточным слоем. Описание механизмов магнитного межслойного взаимодействия коррелирует также с моделями обменного смещения, описанными в предыдущем пункте.

Магнитные многослойные системы, содержащие антиферромагнетик в качестве прослойки, следует отличать от других структур, где в качестве промежуточного слоя выступают диа- или парамагнитные слои. Межслойная связь первых не может быть описана без учета магнитного состояния антиферромагнитного слоя и proximity-эффектов на границах раздела. По мере уменьшения размера системы так называемые «магнитные полюса», возникающие на поверхностях слоев, влияют на взаимодействия внутри слоя и между двумя ферромагнитными слоями. Такое поле рассеяние довольно быстро растет с уменьшением толщины разделительного слоя.

Если промежуточный слой между двумя ферромагнитными является

антиферромагнитным, таким как, например, Cr или Mn, его уже нельзя считать «пассивной» средой, передающей косвенную обменную связь, как в случае, например, квантовой ямы, где прослойкой служит диамагнетик. В случаях антиферромагнитной прослойки следует учитывать обменную связь антиферромагнетика с ферромагнетиком на границах раздела, а также внутреннюю обменную связь в антиферромагнетике. Решающее различие между антиферромагнетиком и благородным металлом в качестве промежуточного слоя состоит в том, что для антиферромагнитного материала каждый атом имеет магнитный момент, который связан с другими атомами антиферромагнетика, и, через интерфейс, с ферромагнетиком. Трудность в понимании свойств систем ФМ/АФМ обусловлена тем, что конкуренция между обменным взаимодействием внутри слоя и межфазным взаимодействием ФМ/АФМ может привести к магнитной фрустрации, когда не все спины ближайшего соседа могут находиться в локальной конфигурации минимальной энергии.

Пример таких фрустраций приведен в работе [63], где вследствие неровностей интерфейсов возникают фрустрации спинов АФМ, либо ФМ, и возникают доменные стенки, также, либо в АФМ-слое, либо в ФМ-слое. Возникновение доменной стенки в антиферромагнетике, параллельной интерфейсу, приводит к уменьшению межфазного обменного взаимодействия в системе ФМ/АФМ/ФМ. Межслойная связь между двумя слоями ФМ через идеальный промежуточный слой АФМ (в отсутствие шероховатости интерфейсов) будет иметь тенденцию либо к параллельной (ферромагнитной), либо антипараллельной (антиферромагнитной) связи. Однако, когда на границе присутствует шероховатость, не все спины будут в их предпочтительном состоянии в антиферромагнетике, в ферромагнетике, а также на интерфейсе. Некоторые пары спинов обязательно будут находиться не в их минимальной энергетической конфигурации, т. е. спин-спиновая связь будет «фрустрированной» [64, 65].

В реальных промежуточных слоях флуктуации толщины будут действовать в области, определяемой длиной поперечного отклика магнитного слоя, для усреднения вкладов связи из боковых областей разной толщины. Когда среднее

билинейное взаимодействие J_1 становится достаточно малым, как результат флуктуации толщины промежуточного слоя, состояние с наименьшей энергией для многослойной системы обнаруживается, когда магнитные моменты магнитных слоев перпендикулярны друг другу. Это является основой модели, предложенной Слончевским [66], в которой учитываются флуктуации $\Delta J_1(n)$ в билинейной связи, так как связь $J_1(n)$ меняет знак одного дискретного слоя к следующему.

Другим механизмом межслойного взаимодействия двух ФМ-слоев является магнитостатическое взаимодействие. Неель впервые изучил магнитостатическое взаимодействие, возникающее между двумя магнитными слоями, с намагниченностями, направленными в плоскостях пленок, разделенными немагнитным слоем [67]. Это так называемое “orange-peel” взаимодействие является ферромагнитным, когда интерфейсы имеют одинаковую коррелированную волнистость, и экспоненциально уменьшается с толщиной разделительного слоя.

Оно довольно часто наблюдается в магнитных многослойных системах и особенно в спиновых вентилях [68]. Наблюдение осциллирующей межслойной связи типа РККИ, связанное с колебаниями в гигантском магнитосопротивлении в магнитных многослойных структурах, вызвало очень большой научный интерес. Такое взаимодействие также было показано для систем FeCoV/NiO/FeCoV [69, 70].

Похожий механизм магнитостатического взаимодействия был предложен в работе Маури [16], где предполагается, что шероховатость слоев приводит к образованию скомпенсированных или нескомпенсированных областей на интерфейсе, вследствие чего на интерфейсе возбуждаются поля. Энергия магнитостатического взаимодействия этих полей, а также анизотропия АФМ-слоя могут приводить к образованию доменов в антиферромагнитном слое. В свою очередь движение этих доменных стенок в процессе перемагничивания образца может уменьшать величину эффекта обменного смещения. Такая модель хорошо работает для монокристаллического антиферромагнетика, а для

поликристаллического АФМ-слоя ситуация будет складываться более сложным образом, также зависят и от кристаллической структуры антиферромагнетика.

В случае магнитных пленок с конечными боковыми размерами генерация «магнитных полюсов» вблизи концов приводит к появлению магнитного поля, называемого размагничивающим полем. Сила этого поля зависит от геометрии и намагниченности ФМ-слоя.

Простейшая форма магнитостатического взаимодействия между двумя ферромагнитными пленками - это взаимодействие посредством полей рассеяния. Оно возникает из-за того, что каждый ферромагнитный слой помещается в магнитостатическом поле рассеяния другого. Эти две пленки будут иметь тенденцию ориентировать свои намагничивания антипараллельно, чтобы получить замкнутый магнитный поток. Результатом этого является уменьшение энергии Зеемана. В отличие от опосредованной межслойной связи, магнитостатическая связь сильно неоднородна по площади интерфейса. Хотя она приблизительно равномерна в центральной области, но расходится/отклоняется вблизи краев образца. Для устройств с субмикронными боковыми размерами поля рассеяния на краях могут вызвать значительное взаимодействие [71].

Таким образом, в имеющейся научной литературе выделяют несколько механизмов межслойного взаимодействия между двумя ферромагнитными слоями, разделенными антиферромагнитным. Также отмечается присутствие магнитостатического взаимодействия внутри структур. Однако необходимо отметить определенную сложность описания вклада магнитостатического взаимодействия в полную магнитную энергию системы вследствие затрудненного выделения его среди обменных взаимодействий в тонкопленочных структурах с обменным смещением.

Еще один метод, позволяющий продемонстрировать влияние магнитостатического взаимодействия на форму петли гистерезиса описан в работе [72] и основан на рассмотрении полей взаимодействия и распределении полей переключения образца.

1.4. Практическое использование эффекта обменного смещения.

Увеличенная коэрцитивная сила окисленных частиц обеспечивает первое потенциальное технологическое применение обменного смещения для изготовления постоянных магнитов [73, 74] и носителей записи высокой плотности [75, 76]. Некоторые неоднородные материалы (например, Co-CoO) также были предложены в качестве кандидатов для магнитных носителей с перпендикулярной магнитной записью [77, 78]. Однако, большинство промышленных применений, основанных на обменном смещении, реализуются в тонкопленочной форме [79–81]. Первое предлагаемое применение обменного смещения в двухслойных структурах было средой для магнитной записи. Небольшие области двухслойных структур с интерфейсом ФМ/АФМ нагревались в присутствии магнитного поля, противоположного полю обменного взаимодействия, и, таким образом, формировали области с обратным намагничиванием [82].

Другое предлагаемое применение обменного смещения - это стабилизатор доменов в записывающих головках на основе анизотропного магнитосопротивления. АФМ-слой осаждается на краях ФМ-слоя, чтобы избежать замыкающих доменов, и, таким образом, уменьшить шум Баркгаузена в устройстве [83–86].

Немного позднее обменное смещение стало частью нового класса устройств, называемых «спиновыми вентилями», основанных на феномене гигантского магнитосопротивления (GMR) [87–89]. Этот тип устройства состоит обычно из двух ферромагнитных слоев, разделенных немагнитным слоем (Рис. 7). Один из слоев ФМ имеет интерфейс с антиферромагнитным слоем и называется «закрепленным». Таким образом, данный закрепленный слой ферромагнетика обменно-связан с антиферромагнитным слоем, однако другой ФМ-слой, «свободный», имеет обычную, не смещенную петлю гистерезиса. Таким образом, существует некий диапазон магнитного поля, в котором ФМ-слои могут иметь антипараллельные направления векторов намагниченности. Из-за спин-

зависимого рассеяния, когда намагниченности в слоях параллельны, сопротивление слабое, но когда они антипараллельны, сопротивление принимает большие значения.



Рис. 1.7. Схематическое изображение структуры спинового вентиля. Сплошная стрелка обозначает условное направление намагниченности в закреплённом слое ферромагнетика. Штриховые стрелки обозначают альтернативные направления вектора намагниченности в свободном ферромагнитном слое.

Что делает эти устройства привлекательными для приложений, так это то, что изменения от слабого до высокого сопротивления происходят при довольно небольших магнитных полях [90]. С момента открытия эффекта гигантского магнитосопротивления в спин-вентильных структурах с обменным смещением были созданы и предложены различные устройства, такие как считывающие головки [91–93], магнитные датчики [94–96] или магниторезистивные запоминающие устройства [97]. Приложение эффекта обменного смещения для реализации GMR и до сих пор остается активно развивающейся отраслью, как и фундаментальных, так и прикладных исследований [98–102]. Это обусловлено в первую очередь техническим прогрессом в области технологий, основанных на данном феномене. Одной из главных задач стоит миниатюризация устройств, повышение эффективности их работы.

1.5. Обзор материалов для изготовления обменно-связанных структур

Материалы с обменным смещением в тонкопленочной форме являются наиболее широко изученным типом систем с обменным смещением. С фундаментальной точки зрения в этих структурах интерфейс можно эффективно

контролировать и характеризовать [39, 103]. С прикладной точки зрения большинство устройств, основанных на обменном смещении, находятся в тонкопленочной форме. Кроме того, материалы в тонкопленочной форме были основой многих интересных исследований, связанных с обменным смещением, таких как изучение влияния толщины антиферромагнитного слоя на обменное смещение [104–106], влияния разупорядоченности интерфейса [47, 107–110] или изучение анизотропных свойств обменного смещения [32, 111, 112].

Среди слоистых систем наиболее широко исследованы структуры с типом интерфейса АФМ/ФМ (когда антиферромагнитный слой напыляется до ферромагнитного), однако также изучались такие системы, как ферримагнетик/ФМ [113, 114], АФМ/ферримагнетик [114], ферримагнетик/ферри магнетик [115]. Группа систем с интерфейсом АФМ/ФМ может быть разделена на три основные категории в зависимости от типа используемого антиферромагнетика.

Первоначально обменное смещение было открыто на структурах с антиферромагнетиком в виде оксида кобальта [6]. Поэтому в последующих работах по изучению обменного смещения в тонких пленках также использовались оксидные антиферромагнитные слои CoO [116–118], NiO [119, 120], FeO [121, 122] и др. Исследования обменного смещения с данными АФМ материалами не прекратился и в последнее десятилетие [108, 123–127]. Это, в первую очередь, связано с развитием методов и технологий изучения свойств материалов, что позволяет более качественно и количественно точнее описать эффект обменного смещения.

Вторая основная группа используемых для обменного смещения антиферромагнетиков – это металлические АФМ-материалы. В 1965 г. была опубликована первая работа по обменному смещению с использованием полностью металлических двухслойных пленок $\text{Fe}_{20}\text{Ni}_{80}/\text{Mn}$, в которых вследствие нагрева произошла диффузия и появился антиферромагнитный слой $\text{Fe}_x\text{Ni}_y\text{Mn}_{1-x-y}$ [128]. С тех пор FeMn стал одним из самых часто исследуемых материалов в качестве антиферромагнетика для обменного смещения. Он широко

использовался [129, 130] и до сих пор используется [131–133] для реализации GMR эффекта в спин-вентильных структурах. Однако существенным недостатком FeMn в качестве антиферромагнитного слоя является его высокая способность к окислению [134–136] по сравнению с другими материалами, например, NiMn [84, 137, 138].

Перспективное применение эффекта обменного смещения в спин-вентильных структурах стало стимулом к дальнейшим исследованиям данного феномена и поиску новых материалов и композитов с обменным смещением. В частности, актуальным стало изучение обменного смещения с использованием металлических антиферромагнетиков, таких как $\text{Cr}_x\text{Mn}_y\text{M}_{1-x-y}$, где $\text{M}=\text{Pt, Rh, Cu, Pd, Ir, Ni, Co, Ti}$ [139, 140], $\text{Pd}_x\text{Pt}_y\text{Mn}_{1-x-y}$ [141], Cr_xMn_x [142, 143], $\text{Fe}_x\text{Mn}_y\text{Rh}_{1-x-y}$ [144], $\text{Cr}_x\text{Al}_{1-x}$ [145]. Также используются антиферромагнетики, такие как чистый Cr [146], Mn [147].

Другие, неметаллические или не оксидные антиферромагнетики для обменного смещения - сульфиды, фториды и нитриды. Первым из таких АФМ был сульфид железа FeS [148, 149]. Исследования этой системы проводились путем сульфатирования поверхности пленки Fe. Как и в окисленных пленках, его трудно сравнивать с другими системами, поскольку детали структуры не ясны. Фторид железа FeF_2 [150, 151] и MnF [152] были также детально изучены. Благодаря их простой спиновой структуре эти системы, безусловно, подходят для изучения основных свойств обменного смещения. Другая система, изученная из-за ее высокой температуры блокировки и коррозионной стойкости, - это CrN [153].

1.6. Особенности обменного смещения в тонкопленочных структурах на основе сплавов NiFe и IrMn.

Зависимость от толщины слоев и порядка их осаждения

В данном пункте проводится обзор научных исследований эффекта обменного смещения в тонкопленочных структурах на основе сплавов NiFe и IrMn с различными типами интерфейсов (АФМ/ФМ, ФМ/АФМ, ФМ/АФМ/ФМ).

Антиферромагнитный сплав IrMn может иметь две кристаллографические фазы, - упорядоченную и неупорядоченную [154]. Неупорядоченная фаза γ -IrMn₃ с гранецентрированной кубической решеткой, в которой атомы Ir и Mn не имеют конкретных положений в кристаллической решетке. Термический отжиг выше 700 К может индуцировать атомный порядок типа Cu₃Au с незначительным изменением параметра решетки, где атомы Mn занимают центры граней. Температура Нееля для упорядоченной и неупорядоченной фаз, соответственно, имеет значения 730 К и 1000 К. Данные значения достаточно высоки, что является преимуществом сплава IrMn перед другим антиферромагнитными материалами, с точки зрения практического использования. Химически неупорядоченные сплавы Ir_xMn_{1-x} (0,15 < x < 0,25) имеют технологическое значение, широко используются в устройствах хранения информации из-за большого поля обменного смещения и термической стабильности. Для химически неупорядоченного антиферромагнетика γ -IrMn₃ магнитная структура имеет кубическую симметрию, хотя микромагнитная структура не была показана экспериментально.

Как было показано в работе [155], при комнатной температуре для структур NiFe/IrMn обменное смещение проявляется при концентрациях Ir в сплаве IrMn 20-46%. При этом с увеличением концентрации Ir увеличивался дифракционный пик ориентации (111), которая, как показывают экспериментальные данные, присутствует и для всех случаев слоя NiFe в структурах обменным смещением.

Пермаллой – ферромагнитные сплавы железа с никелем с содержанием последнего от 40% до 80%. В зависимости от концентрации меняются характерные особенности пермаллоев: начальная проницаемость, константа анизотропии, намагниченность насыщения, магнитострикция и другие. На рис. 8 представлены графики зависимостей данных характеристик. Максимальная проницаемость наблюдается для состава Ni₈₀Fe₂₀. Увеличение процентного содержания атомов железа приводит к увеличению намагниченности, поскольку магнитный момент железа составляет 2,2 μ_B (магнетоны Бора) на один атом, а никеля – 0,6 μ_B на один атом.

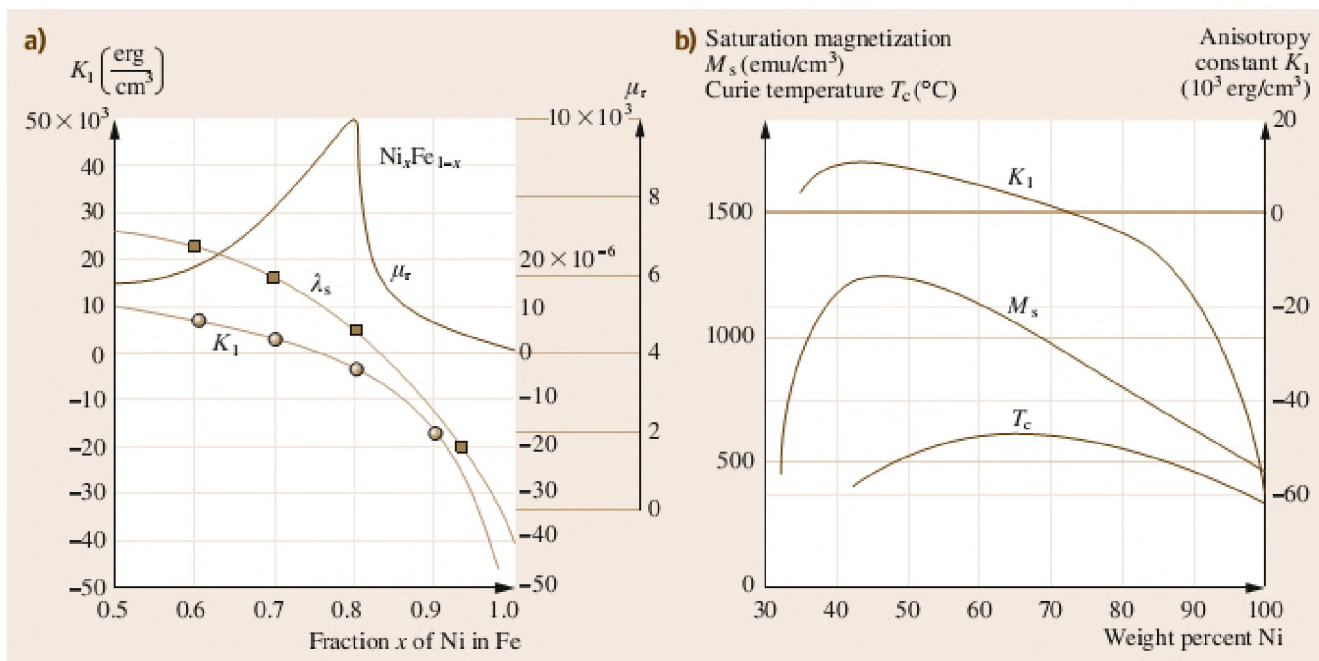


Рис. 1.8 [2]. (а) Магнитные свойства сплавов $\text{Ni}_x\text{Fe}_{1-x}$, включая начальную проницаемость, кристаллическую анизотропию и магнитоstriction. (б) Намагниченность, температура Кюри и кристаллическая анизотропия сплавов $\text{Ni}_x\text{Fe}_{100-x}$, согласно [156].

Также, как видно из последнего рисунка, константа анизотропии для пермаллоя $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ принимает отрицательные значения около $-3 \cdot 10^3$ эрг/см³. При этом намагниченность насыщения для данного состава пермаллоя равна 800 emu/см³.

Низконикелевый пермаллой, как можно судить из Рис. 8 имеет положительную константу анизотропии с величиной, более чем в три раза превышающей константу анизотропии для высоконикелевого пермаллоя. Также у данного типа пермаллоя наблюдается высокое значение намагниченности насыщения, около 1100 emu/см³. Таким образом, вполне логично ожидать для структур с обменным смещением, с использованием низконикелевого пермаллоя, эффектов, отличных от тех, которые проявляются в структурах на основе классического пермаллоя $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$.

В статье [157] представлено подробное описание феномена обменного смещения в тонкопленочной структуре $\text{IrMn}(10 \text{ нм})/\text{NiFe}(5 \text{ нм})$ и в массивах квадратных точек с разным размером (1000, 500 и 300 нм), в котором разъясняется температурная зависимость обменного смещения и коэрцитивности, однако не представлены результаты, касающиеся свойств перемагничивания

данных структур. Касательно интерфейса с обменным смещением между IrMn и NiFe, было показано, что между этими двумя слоями возник промежуточный слой аморфной фазы, что, по мнению авторов, стало причиной формирования интерфейса по типу спинового стекла. Таким образом, авторы предлагают описание модели температурной зависимости магнитных свойств с обменным смещением в указанных структурах на основе модели спинового стекла.

Авторы работы [158] представляют численный анализ обменного смещения и коэрцитивной силы в зависимости от толщины антиферромагнитного слоя, где выводится абсолютная величина усредненной константы анизотропии антиферромагнетика. Показано, что анизотропия IrMn проявляет эффекты конечных размеров в зависимости от толщины. Разупорядоченность спинов на интерфейсе дополнительно подтверждается наблюдением двойственного поведения межфазных нескомпенсированных спинов. Используя мягкую рентгеновскую резонансную магнитную рефлектометрию, авторы заметили, что антиферромагнитные нескомпенсированные спины преимущественно фиксированы практически без вращающихся спинов из-за химического перемешивания на интерфейсе.

Расхождение между сдвигом петли гистерезиса и динамически полученной силой обменного смещения в работе [159] объясняется асимметричными вкладами анизотропии с различными временами релаксации в антиферромагнитном слое. Зависимая от времени релаксация непосредственно подтверждается наблюдениями магнитных доменов. Авторы указанной работы делают вывод, что в слое IrMn существует частичное переключение, даже при сильном обменном смещении. Увеличение коэрцитивности возрастает исключительно из-за вклада анизотропии.

В статье [160] отражено исследование магнитотермического поведения антиферромагнитных слоев IrMn различной толщины (3, 6, 10 нм), используя обменную связь с ферромагнитным слоем NiFe толщиной 5 нм. Предложена методика измерения намагниченности двухслойных структур NiFe/IrMn в зависимости от температуры и времени при разных значениях внешнего

магнитного поля, направленного антипараллельно однонаправленной обменной анизотропии. Этот анализ позволили авторам данной работы исследовать эффективное распределение энергетических барьеров анизотропии антиферромагнитной фазы, определяемое ферромагнитным слоем. При температуре $T < 100$ К спины IrMn на интерфейсе фиксируются по типу спинового стекла и совместно участвуют в обменной связи с спинами NiFe. При $T \sim 100$ К происходит распад коллективного состояния спинов; таким образом, выше этой температуры эффективно участвуют в обменном взаимодействии с ферромагнетиком только те спины IrMn на интерфейсе, которые плотно закреплены зёрнами IrMn, образуя основную часть слоя. В связи с этим при $T > 100$ К обменное взаимодействие управляется энергетическими барьерами анизотропии объемных зерен IrMn, т.е. толщиной слоя. Тепловая эволюция обменного смещения и коэрцитивности в трех образцах когерентно объясняется в рамках этого описания динамического магнитного поведения фазы IrMn.

В статье [161] представлено наблюдение двухступенчатых петель гистерезиса в двухслойных структурах IrMn/NiFe. Данные тонкопленочные структуры были изготовлены с использованием системы вакуумного магнетронного распыления с высоким вакуумом. Петли гистерезиса осажденных образцов *as-prepared* (термин используется для обозначения состояния образцов, не подвергнутых дополнительным тепловым и иным обработкам после их создания) показывают двухступенчатость гистерезиса для слоёв NiFe толщиной 5 нм и 6 нм, тогда как толщина слоя IrMn поддерживалась постоянной при 15 нм. Результаты были интерпретированы как вклад как положительных, так и отрицательных полей обменного смещения. Авторы предполагают, что это явление происходит из-за обменного взаимодействия ферромагнитного слоя с антиферромагнитным в двух разных направлениях намагничивания. Ферромагнитная связь интерфейсных спинов в некоторых областях пленки генерирует сдвиг петли гистерезиса в сторону отрицательных полей, а антиферромагнитная связь к положительным полям в других областях. Двухступенчатые смещенные петли гистерезиса исчезли после отжига образцов в магнитном поле выше температуры Нееля АФМ-слоя.

XRD-спектры образца показывают рост рентгеновских пиков IrMn (111), необходимых для развития поля обменного смещения в таких системах. Также в данной работе показана динамика доменов в процессе перемагничивания как для образцов as-prepared, так и для образцов, охлажденных в магнитном поле. Результаты показывают, что образование большего числа доменов в антиферромагнитном слое с различными направлениями намагниченности отвечало за положительные и отрицательные поля обменного смещения в двухслойных образцах IrMn / NiFe.

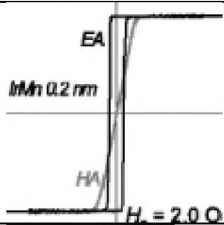
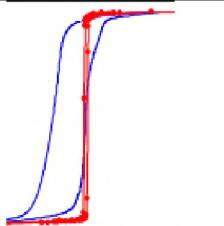
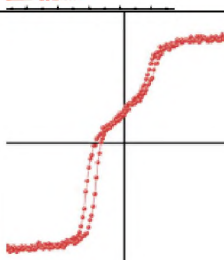
В работе [162] был исследован эффект обменного смещения в зависимости от частоты ферромагнитного резонанса мягких магнитных тонких пленок NiFe/IrMn/NiFe и от толщин слое ферро- и антиферромагнетика. При малых толщинах антиферромагнитного слоя обменное смещение отсутствует, а при больших толщинах (более 1,67 нм) слоя IrMn обменное смещение наблюдается. Также авторами данной работы были найдены две резонансные частоты спектра магнитной проницаемости, которые были отнесены к наличию двух обменно-связанных интерфейсов. Резонансные частоты увеличивались с увеличением толщины ФМ-слоя.

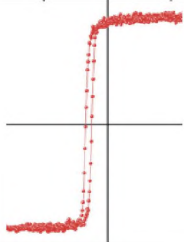
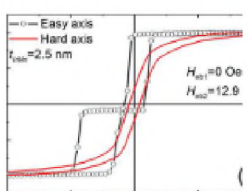
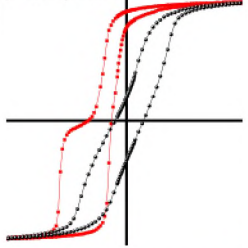
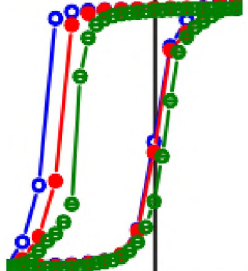
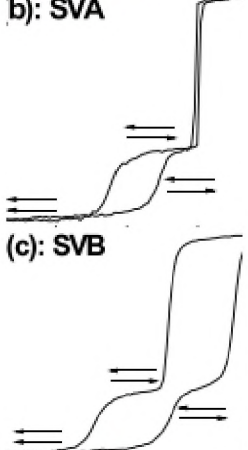
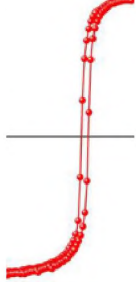
В работе [163] были изучены магнитные свойства осажденных тонкоплёночных структур NiFe/IrMn/Co, выращенных на разных буферных слоях (Cu или Ta), на кремниевой подложке. Свойства образцов изучались с помощью магнитометрии и ферромагнитного резонанса. Обменное смещение было изучено в зависимости от толщины антиферромагнитного слоя. Также было показано, что использование различных буферных слоев также влияет на магнитные свойства образцов в частотности на кристаллическую структуру и текстуру слоев. Результаты исследования были объяснены с помощью различий констант анизотропии различных слоев.

Касательно последовательности осаждения слоев NiFe и IrMn, например, в работе [164] было показано, что в двухслойных структурах, где NiFe напылен сверху IrMn, обменное смещение больше, чем в двухслойных структурах с альтернативным порядком осаждения этих двух слоев.

В таблице 1 приведены систематизированные данные о результатах исследования обменного смещения в структурах на основе NiFe и IrMn. В данной таблице отражены данные структурных характеристик и параметров образцов, влиянию которых на магнитные свойства обменно-связанных структур посвящены соответствующие публикации. В последнем столбце также приведены иллюстрации типичных петель гистерезиса, по которым можно судить о перемагничивании образцов, исследованных в приведенных статьях, где указано, какие параметры и свойства были исследованы.

Таблица 1. Сводная таблица данных из научной литературы по результатам исследования обменного смещения в тонкопленочных структурах на основе NiFe и IrMn.

Журнал, год издания, ссылка	Структура интерфейса t, x (нм)	Состав АФМ и ФМ	Определенные структурные особенности	Max(H _{EX}) (Э)	Характерная петля гистерезиса
JMMM (2006)	NiFe(t)/IrMn(10) t = 3, 4, 5, 7, 10, 20	-	-	550	-
PRB (2015)	IrMn(10)/NiFe(5) -	Ir ₂₅ Mn ₇₅ Ni ₈₀ Fe ₂₀	Толщины слоев, присутствие аморфного слоя на интерфейсе; ориентация (111) для IrMn	50	-
PRB (2010)	NiFe(7,5)/IrMn(t) t=1;1.5;2.0;2.5;3.5	Ir ₂₀ Mn ₈₀ Ni ₈₁ Fe ₁₉	Элементное распределение на интерфейсе	275	-
PRB (2004)	NiFe(40)/IrMn(t) t= 0.2..9	Ir ₂₂ Mn ₇₈ Ni ₈₁ Fe ₁₉	Размер зерен IrMn=15 нм	25	
J. Phys.: Condens. Matter (2013)	NiFe(5)/IrMn(t) t= 3, 6, 10	Ir ₂₅ Mn ₇₅ Ni ₈₀ Fe ₂₀	Размер зерен IrMn=10 нм	190	
Thin Solid Films (2010)	IrMn(15)/NiFe(t) t= 4..7	-	XRD пики (111) для NiFe и IrMn	250	

					
IEEE TRANS. O N MAGN. (2011)	NiFe(t)/IrMn(x)/NiFe(t) t=50 нм, x= 0..5; t=15..75, x=1,25	Ir ₂₅ Mn ₇₅ Ni ₈₀ Fe ₂₀	-	25	
JAP (2013)	NiFe(20)/IrMn(t) t=4..20	Ir ₈₀ Mn ₂₀ Ni ₈₀ Fe ₂₀	XRD пики (111) для NiFe и IrMn, шероховатость для слоев NiFe $\sigma = 1 \text{ nm}$, для слоев IrMn $\sigma = 14,7 \text{ нм}$; 12,5 нм	60	
PRL (2009)	NiFe(20)/IrMn(t) -	Ir ₂₀ Mn ₈₀ Ni ₈₁ Fe ₁₉	-	200	
JAP (2015)	Si/Cu(5)/ IrMn(t ₁)/NiFe(5)/Cu(5)/N iFe(5)/IrMn(t ₂) t ₁ =10, t ₂ =0; t ₁ =10, t ₂ =6	Ir ₂₅ Mn ₇₅ Ni ₈₀ Fe ₂₀	-	-	
JAP (2018)	NiFe(7,5)/IrMn(t) t= 5, 10, 35	Ir ₂₀ Mn ₈₀ Ni ₈₁ Fe ₁₉		110	

Nanoscale Res Lett (2009)	NiFe(5)/IrMn(t) t= 1.5, 3, 6, 9, 11, 15	$\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$ $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$	Текстура слоев	120	
Phys.: Condens. Matter (2011)	CoFe(2)/IrMn(5)/NiFe(5) -	$\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$ $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$	-	200	-
PRB (2008)	NiFe(20)/IrMn(t) t= 0-9	$\text{Ir}_{23}\text{Mn}_{77}$ $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$	XRD пики (111) для NiFe и IrMn; размер зерен АФМ	40	
AIP ADVANCE S (2018)	[NiFe(t)/IrMn(20)]n t=20, 60, 80 n= 10, 5, 4	$\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$	-	130	
JMMM (2015)	[NiFe(t)/IrMn(20)/Ta(1)]*20 t=10, 20, 40	$\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$ $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$	XRD пики (111) для NiFe и IrMn	140	
NATURE MATERIAL S (2011)	NiFe(10)/IrMn(t) t= 0, 1.3, 3	$\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$ $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$	-	-	-
PRB (2003)	NiFe(10)/IrMn(t); Py(10)/IrMn(t)/Py(5); t=2,5..17,5	$\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$ $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$	текстура интерфейсов	-	
JAP (2005)	Py(10)/IrMn(t)/Py(5); Py(10)/IrMn(t)/Co(5) t=2,5..24	$\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$ $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$	Текстура слоев (111)	-	-

Как видно из приведенной выше таблицы, не во всех научных исследованиях рассматривается вопрос влияния текстуры слоев, размеров зерен слоев, шероховатости слоев на магнитные свойства структур. Однако, это интересно и необходимо, т.к., во-первых, приведет к улучшенному пониманию механизмов эффекта обменного смещения, а во-вторых, это является важным аспектом прикладных исследований, что позволит расширить область использования эффекта обменного смещения. Поэтому, вследствие недостатка данных, сравнение результатов исследования и выявление закономерностей влияния структурных свойств материалов на их магнитные свойства, в частности, на

эффект обменного смещения, представляет собой определенную сложность. Также необходимо отметить, что в описанных работах не приводится детальное рассмотрение механизмов процессов перемагничивания в зависимости от толщин слоев или других параметров систем. Необходимость в систематизированном изучении влияния структурных параметров обменно-связанных систем на их магнитные свойства и процессов перемагничивания подтверждает актуальность темы диссертационного исследования.

1.7. Заключение к литературному обзору

В литературном обзоре описаны основные, актуальные на данный момент феноменологические, математические, микромагнитные модели описания эффекта обменного смещения. По данным литературы можно сделать вывод, что модели выбираются для описания конкретной обменно-связанной структуры с учетом известных параметров и характеристик образца, и не носят предсказательного характера. Поэтому работы по формированию новых моделей и адаптации известных активно ведутся и в настоящее время, что позволит приблизиться к возможности создания модели описания эффекта обменного смещения с учетом структурных особенностей образца, носящей предсказательный характер. Изучение механизмов перемагничивания обменно-связанных структур в зависимости от особенностей роста слоев и формирования интерфейса позволит уточнить имеющиеся модели и, в дальнейшем, обобщить их.

В рассмотренной научной литературе имеется достаточно большое количество работ по изучению эффекта обменного смещения в тонкопленочных структурах на основе сплавов пермаллоя и IrMn. Это обусловлено высоким прикладным научным интересом к исследованию обменного смещения именно в данных структурах в силу их широкого применения в современных технологиях магнитной записи, а также в устройствах датчиков магнитного поля. Поэтому, в научных базах данных сейчас есть большое количество информации о зависимостях обменного смещения и коэрцитивности в структурах данного типа

от толщин слоев, температуры и других параметров, контроль которых необходимым для успешного использования структур на основе NiFe и IrMn в приложениях. Однако, как было показано, в большинстве работ не приведен анализ связи механизмов перемагничивания образцов с их структурными и иными особенностями. В том числе, практически отсутствует информация о последовательном изменении формы петель гистерезиса для структур с одним или более обменно-связанными интерфейсами при последовательном изменении одного из параметров образцов при фиксированных остальных. Основной целью часто является поиск путей усиления эффекта обменного смещения, что необходимо для увеличения эффективности работы приложений, упомянутых выше. Однако, необходимо отметить, что в некоторых приложениях, например, датчиках на основе магнитоимпедансного эффекта, важен лишь сам факт наличия эффекта и относительно большая толщина структуры. Пассивные магнитные метки требуют наличия особенностей перемагничивания структуры в виде дополнительных изгибов и ступеней на ветвях петли гистерезиса. Таким образом, для некоторых приложений важен определенный набор характеристик структуры, в том числе, параметров петли гистерезиса. То есть важно наличие возможности предсказать определенные свойства обменно-связанной структуры и сформировать их, в том числе, речь идет о возможности изменения механизмов перемагничивания обменно-связанной структуры.

В результате проведенного анализа литературы была сформулирована цель данного диссертационного исследования и поставлены задачи для ее достижения.

ГЛАВА 2. ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ И ИХ ПАРАМЕТРЫ, МЕТОДЫ ХАРАКТЕРИЗАЦИИ И ИССЛЕДОВАНИЯ

1.8. Метод магнетронного напыления для создания тонкопленочных структур с однонаправленной анизотропией

Магнетронное напыление – это метод создания пленочных материалов и покрытий. Принципиальная идея заключается в следующем: атомы исходного материала отрываются от него и затем осаждаются на подложку, обычно в присутствии инертного газа. В данной работе все исследуемые образцы были созданы с помощью установки ATC & ATC ORION SERIES SPUTTERING SYSTEMS фирмы AJA INTERNATIONAL. Установку можно разделить на три основные части : (1) камера для напыления, в данном случае ORION 5 - UHV SP UP CHAMBER RS, (2) блок электроники и (3) управляющий компьютер. Камера для напыления может одновременно содержать 5 мишеней – слитков исходного материала, с которых происходит распыление вещества.

В камеру помещается держатель (Рис. 2.1) для подложки, на которую производится напыление материала. В качестве инертного газа использовался аргон. Отрицательный заряд подается на мишень. Свободные электроны от мишени сталкиваются с электронами с внешней электронной оболочки атомов аргона, «выбивая» их из атомов. Таким образом, атомы аргона становятся положительно заряженными ионами, которые затем притягиваются к отрицательно заряженной мишени с очень большой скоростью, что приводит к распылению атомов или мелких частиц материала мишени. Эти частицы пересекают камеру и попадают на подложку, таким образом формируя тонких напыленный слой материала.

Магнетронное напыление отличается от других видов напыления тем, что содержит магниты за отрицательным катодом для улавливания электронов над отрицательно заряженным материалом мишени, поэтому они не могут свободно бомбардировать подложку, что обеспечивает более высокую скорость осаждения.

Как отмечалось выше, одним из способов наведения одноосной анизотропии в тонких пленках является их напыление в присутствии внешнего магнитного поля. Этот метод и был использован для создания образцов в данной работе [165]. В качестве источников постоянного магнитного поля были использованы два постоянных магнита NdFeB искривленной формы, изображенные на рис. 2.2. Эти магниты были помещены в камеру для напыления так, что во время напыления они оставались неподвижными относительно подложки.

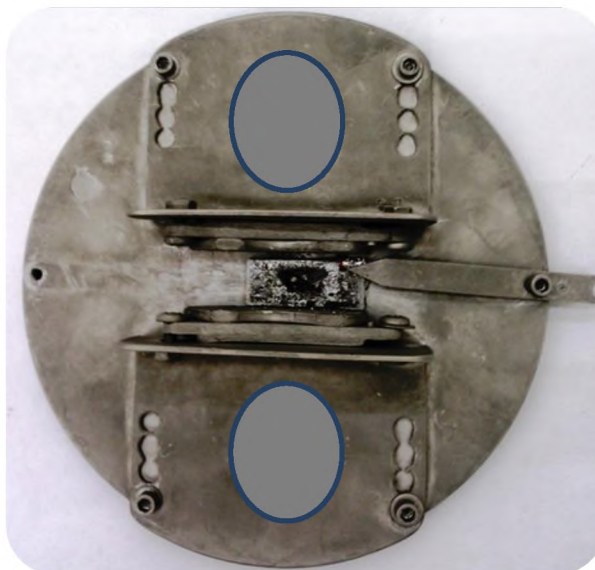


Рис. 2.1. Держатель подложки с закрепленными магнитами. Вид сверху. Магниты располагались друг напротив друга так, что северный полюс одного из магнитов находился напротив южного полюса другого магнита.



Рис. 2.2. Держатель подложки с закрепленным магнитом. Вид сбоку.

Конфигурация магнитного поля показана схематично на Рис. 2.3 слева с обозначением направления магнитного поля вдоль линии, соединяющей полюса магнита. Величина магнитного поля между магнитами была измерена поточечно с шагом 2 мм с помощью магнитометра Холла РШ-1-10. Результаты представлены в на Рис. 2.3 справа. Значения величины магнитного поля представлены в Эрстедах (Э) для каждой и областей, условно обозначенных пунктирными линиями. Таким образом, можно наблюдать неоднородность магнитного поля между магнитами вдоль различных направлений.

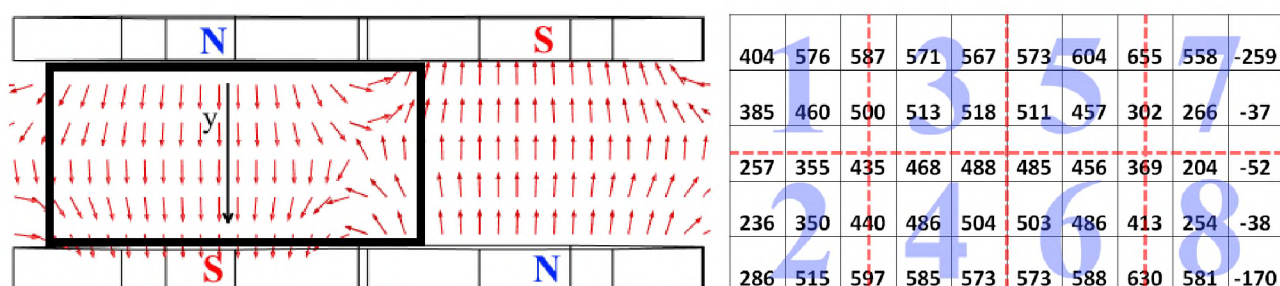


Рис. 2.3. Неоднородное магнитное поле между постоянными магнитами, полученное с помощью *Comsol Multiphysics* (слева); Таблица значений величин магнитного поля между постоянными магнитами, измеренное с помощью датчика Холла (справа).

Образцы Ta/NiFe/IrMn/Ta, Ta/IrMn/NiFe/Ta и Ta/NiFe/IrMn/NiFe/Ta были получены осаждением в магнитном поле. Благодаря тому, что магнитное поле было приложено в плоскости пленки, в образца сформировалась одноосная анизотропия ферромагнетика. Образцы из область №3 были выбраны для исследования зависимости магнитных свойств указанных структур от толщины антиферромагнитного слоя, т.к. в ней магнитное поле однородно. Косой чертой обозначено разделение слоев, а их очередность записью материалов слева направо. Тантал, никель и железо распылялись из отдельных мишеней чистых веществ. Таким образом, слои пермаллоя напылялись одновременным соосаждением никеля и железа с двух мишеней. Напротив, слои IrMn напылялись с одной сплавной мишени Ir и Mn. Газообразный аргон с давлением $3 \cdot 10^{-3}$ Торр был использован в вакуумной камере магнетрона во время напыления образцов. Толщины слоев были оценены, исходя из скоростей напыления материалов,

полученных с помощью метода Резерфорда обратного рассеяния. Сплав IrMn содержит 45%Ir и 55%Mn. Что касается пермаллоя, было создано 2 серии образцов с высоконикелевым и низконикелевым типами сплава NiFe.

Толщина антиферромагнитного слоя IrMn варьировалась в образцах с низконикелевым пермаллоем от 2 до 50 нм, а в образцах с высоконикелевым пермаллоем от 2 до 10 нм. Толщина ферромагнитных слоев во всех структурах составляла 10 нм, а толщины слое в тантала 30 нм.

2.1. Параметры изготовленных образцов

В данном пункте представлено систематизированное описание всех образцов, изготовленных по технологии, описанной в пункте 2.1. В Таблице 2 представлено описание всех изготовленных образцов, структурные и магнитные свойства которых исследовались в зависимости от толщины антиферромагнитного слоя IrMn в данной диссертационной работе.

Таблица 2. Перечень образцов, изготовленных магнетронным осаждением в области №5.

№ п/п	Структура образца без подложки и слоев Та	Тип пермаллоя	Толщина АФМ-слоя (нм)
1	NiFe/IrMn	LNiPy	4,8
		HNiPy	2,4,5,6,8,10,15
2	IrMn/NiFe	LNiPy	4,8
		HNiPy	2,4,5,6,8,10,15
3	NiFe/IrMn/NiFe	LNiPy	2,4,6,8,10,12,15,17,20,30,40,50
		HNiPy	2,4,6,8,10

Далее, для исследования влияния конфигурации и величины магнитного поля, приложенного при напылении, были приготовлены образцы, напыленные в областях с первой по восьмую, как показано на Рис. 2.3, с составом HNiPy(10 нм)/IrMn(20 нм).

2.2. Атомная силовая микроскопия для исследования морфологии поверхностей тонких пленок

В данной работе метод атомной силовой микроскопии (АСМ) был использован для исследования морфологии поверхностей тонких пленок с целью получения информации о шероховатостях поверхностей отдельных пленок ферромагнетика NiFe и отдельных пленок антиферромагнетика IrMn. Эксперименты были проведены с помощью установки полностью автоматизированного сканирующего зондового микроскопа Smart SPM фирмы Aist-NT в Научно-технологическом Парке «Фабрика» БФУ им. И. Канта (г. Калининград). Данная установка позволяет проводить исследования поверхностей различных объектов с нанометровым пространственным разрешением в воздушной среде с высокой скоростью сканирования. Максимальный размер области сканирования на данной установке 100x100x15 мкм с возможностью проводить автоматизированные измерения.

Исследования морфологии поверхностей тонких пленок были проведены в АС-режиме с кантилевером 190 мкм на частоте 270 кГц. Эксперименты проводились для тонкопленочных образцов Ta/NiFe и Ta/IrMn.

Также с помощью данной установки были проведены эксперименты по методике магнитной силовой микроскопии (МСМ) для исследования микромагнитной структуры образцов с целью получения информации об их доменной структуре.

2.3. Методы рентгеноструктурного анализа для исследования тонкопленочных структур

В данной работе одним из методов исследования структурных свойств тонкопленочных образцов, где в каждом образце насчитывалось 4 или 5 слоев, был метод рентгеновской дифракции.

Метод рентгеновской дифракции исследования кристаллической структуры основан на явлении дифракции рентгеновских лучей от плоскостей кристаллической решетки исследуемых образцов.

Основным преимуществом данного метода является то, что он позволяет получать информацию об неизменном состоянии образца и результатом анализа является непосредственно определение вещества или его составляющих. Рентгеновские лучи проникают в кристалл, т.е. само соединение; более того, в случае полиморфных тел рентгеновские лучи дают возможность различить отдельные модификации, свойственные данному веществу.

Эксперименты были выполнены на установке D8 DISCOVER фирмы Bruker AXS в Научно-технологическом Парке «Фабрика» БФУ им. И. Канта (г. Калининград). Данная установка позволяет проводить рентгенодифракционные исследования материалов, в том числе методами дифрактометрии высокого и низкого разрешения, дифрактометрии высокого разрешения под скользящими углами, построения карт обратного пространства, рефлектометрии, а также исследования текстуры и напряжений в автоматическом режиме.

В результате проведения экспериментов на данной установке возможно: провести фазовый и структурный анализ твердых тел (порошков, поликристаллов); исследовать морфологии межслойных границ в многослойных структурах, с толщинами слоев вплоть до нескольких моно слоёв; изучать особенности морфологии поверхности и приповерхностных слоев по глубине (от десятых долей нанометра).

Исследования методом рентгеновской дифракции были проведены с помощью рентгеновского пучка излучения Cu-K α 1:CuK α 2 2:1 с сечением 1*0,2 мм. В качестве детектора был использован детектор Linxeye с угловым разрешением 2,125°.

Измерения проводились с шагом 0,096 град в пределах углов от 10° до 100°. Также для определения шероховатостей и толщиной слоев были проведены эксперименты в геометрии скользящего пучка. Также для определения морфологии интерфейсов в образцах были проведены эксперименты

рентгеновской рефлектометрии, результаты которых представлены на Рис. 2.4. Результаты подобных исследований были показаны, например, в работах [125, 164, 166].

Вследствие того, что плотности пермаллоя и IrMn близки по значению, эти слои с помощью данной методики трудноразличимы, поэтому полученные результаты не соответствуют действительности, т.е. получившиеся толщины, плотности и шероховатости слоев сильно разнятся с другими экспериментальными фактами. В частности, как будет показано ниже, результаты экспериментов с помощью ПЭМ подтвердили величины толщин слоев в образцах, оцененные предварительно по методу обратного резерфордовского рассеяния.

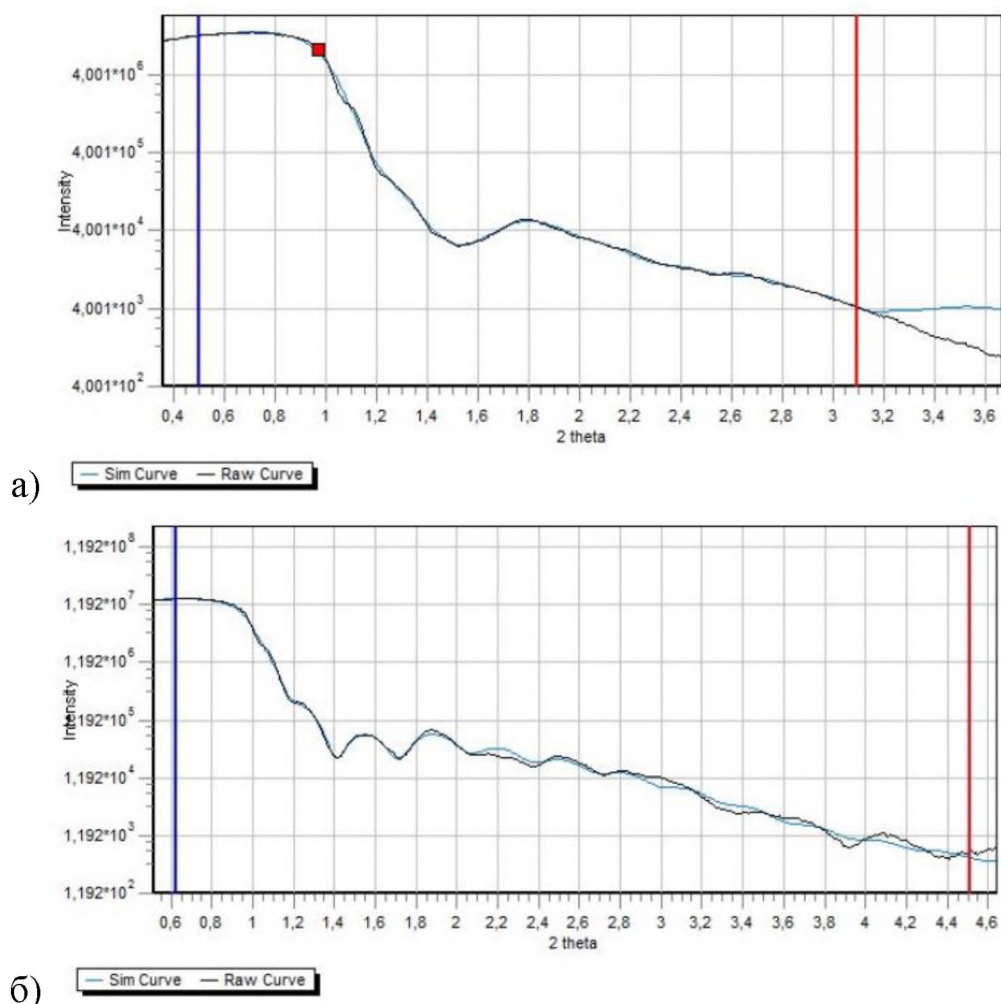


Рис. 2.4. XRR-спектры для образцов с низконикелевым пермаллоем:
 а) LNiPy(10 нм)/IrMn(8 нм)/ LNiPy(10 нм);
 б) LNiPy(10 нм)/IrMn(6 нм)/ LNiPy(10 нм).

2.4. Просвечивающая электронная микроскопия для исследования тонкоплёночных структур

Просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ) – это прямой метод изучения строения и свойств материалов вплоть до атомарного уровня. Принцип методики основан на взаимодействии пучка электронов с объектом исследования, а точнее, проходящих через него. Прошедшие сквозь образец электроны попадают на устройство формирования изображения. Преимуществом ПЭМ можно отметить то, что благодаря длине волны электронов, меньшей, чем у света, с помощью просвечивающей электронной микроскопии возможно получать изображения с разрешением, на несколько порядков превосходящим разрешение самого современного светового микроскопа. Именно поэтому ПЭМ – незаменимая методика во многих исследованиях как в физике, так в химии и биологии. Еще одним важным преимуществом данного метода является возможность изучения исследуемого объекта не только в реальном пространстве, но и возможность получения дифракционной картины от образца. Это возможность ПЭМ делает ее уникальным инструментом исследований в материаловедении.

С помощью метода просвечивающей электронной микроскопии можно определять: фазовое состояние образца (аморфность, кристалличность и т.д.), параметр решетки, ориентационные соотношения между фазой и матрицей, наличие/отсутствие зернистости и размеры зерен, кристаллографическую ориентацию отдельных зерен, шероховатость поверхностей, а также др. свойства веществ и материалов.

На рис. 2.5 изображен ПЭМ модели HT7700 фирмы Hitachi. Такой микроскоп использовался для исследования всех образцов в данной диссертационной работе. В нем функции обычного флуоресцентного экрана и бинокля полностью оцифровываются с помощью программного обеспечения.



Рис. 2.5. Просвечивающий электронный микроскоп. Слева изображен непосредственно сам микроскоп, справа управляющий компьютер [167].

Принципиальная схема просвечивающего электронного микроскопа приведена на Рис. 2.6. В электронной пушке происходит излучение электронов. За перемещение электронного пучка, его яркость и размер области наблюдения отвечает система освещения. В системе визуализации увеличивается изображение или электронная дифрактограмма. В фотокамере можно наблюдать увеличенное изображение или электронную дифрактограмму.

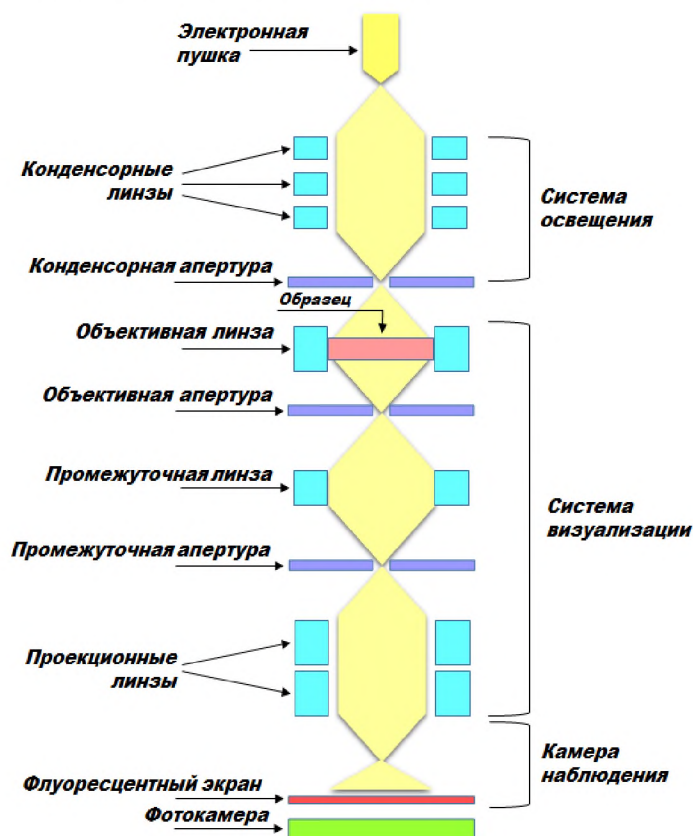


Рис. 2.6. Принципиальная схема устройства ПЭМ.

Для изучения образцов в данном диссертационном исследовании был использован режим светлого поля, при котором исследуемый образец рассеивает и поглощает электроны, за счёт чего получается контраст. Поэтому области образца с большим атомным номером и большей толщиной выглядят темнее, области без образца в пучке электронов – светлыми. Данный режим позволяет наглядно определять наличие, форму и размер зерен в образце.

В данной работе с помощью ПЭМ были проведены исследования тонкопленочных образцов, при этом использовалась особая методика их подготовки, - приготовление тонкого слоя поперечного сечения образца (В англоязычной литературе используется стандартное название такой методики - «cross-section»). Такой способ приготовления образца для исследований является ключевым фактором для получения качественных и высокоинформативных ПЭМ-изображений. В данной работе для получения тонких слоев поперечного сечения образцов использовался Фокусированный Ионный Пучок (ФИП). Принцип метода, следующий: фокусированный пучок ионов падает на образец и, если кинетической энергии ионов достаточно, то они буквально выбивают атомы материала из образца. Чем больше энергия падающего ионного пучка, тем больше атомов он из образца он сможет выбить. Современные ФИП способны работать с разрешением около 5 нм.

В данной работе использовалась установка FB2100 фирмы Hitachi. Общий вид системы изображен на рис. 2.7. Он также может быть использован для подготовки образцов для ПЭМ твердых и мягких материалов и их комбинации, полезных для инженеров, физиков, а также для изготовления образцов для ПЭМ, содержащих различные типы тканей, например, ткани имплантатов.

Данное оборудование способно создавать ускоряющее напряжение от 10 до 40 kV с разрешением до 6 нм и менее, а также увеличением до 200 000 раз. Источник ионов служит жидкометаллический галлий. Т.к. в установке находится лишь ионная пушка, то верхний слой каждого образца был покрыт слоем германия 200-300 нм. Данный процесс был выполнен с помощью установки термического вакуумного напыления. Поскольку германий легко распыляется, его

образовавшиеся слои находились в аморфной фазе. Также при вакууме в камере установки термического напыления порядка 10^{-5} Торр германий частично окисляется. Это повышает сопротивляемость его пленки к разрушению под ионным пучком и такой слой дает меньший контраст на ПЭМ изображениях, чем чистый Ge.



Рис. 2.7. Установка ФИП (справа) с управляющим компьютером (слева) [168].

Весь процесс приготовления образца для ПЭМ можно разбить на несколько этапов:

- 1) Осаждение защитной вольфрамовой маски;
- 2) Травление ионным пучком;
- 3) Выделение ламели из массива;
- 4) Закрепление ламели на полукольце-держателе для ПЭМ;
- 5) Утонение ламели.

Рассмотрим поэтапно каждый процесс. Вначале выбирается необходимая для исследования область и размер образца. Затем выполняется осаждение защитного слоя вольфрама под пучком малой интенсивности. Толщина получившегося слоя составляет порядка 1 мкм. После этого с трех сторон от получившейся маски вырезаются канавки под клин глубиной порядка 5-6 μm . Далее производится наклон образца на 60° и подрезается его нижняя часть. После этой операции образец возвращается в исходное положение. Следующий этап – это крепление

ламели к полукольцу держателю. Образец крепится к боковой стенке выступа держателя вольфрамовой маской и затем отрезается микроманипулятор. Завершающий этап подготовки образца – это его утонение. В данной работе для возможности получить контрастные ПЭМ изображения были выполнены утонения образцов до 50 нм.

2.5. Вибрационная магнитометрия для исследования магнитных свойств тонкопленочных структур с однонаправленной анизотропией

Вибрационная магнитометрия – это метод, позволяющий исследовать магнитные свойства образца, колеблющегося во внешнем однородном магнитном поле, создаваемым установкой, называемой вибрационный магнитометр. Данный тип магнитометров появился в 60-х гг. XX столетия. Принцип действия основан на измерении электродвижущей силы (ЭДС), которая наводится в катушках индуктивности, принимающих сигналы от вибрирующего исследуемого образца.

В данном диссертационном исследовании для изучения свойств всех образцов был использован вибрационный магнитометр модели Series 7400 фирмы Lake Shore. Он состоит из трёх основных частей: (1) 2 электромагнита, расположенных друг на против друга так, что между ними образуется воздушное пространство, в котором наведенное магнитное поле является однородным; (2) блок вибратора, непосредственно отвечающего за вертикальные колебания образца, а также за его угловые вращения; (3) блок электроники с управляющим компьютером, а также блоком питания электромагнита.

На рис. 2.8 представлена схема рабочей области установки, которая включает электромагнит, приемные катушки и шток. Образец, закрепленный на штоке, приводится в колебательные движения. Четыре принимающих катушки попарно расположены на полюсах электромагнита, создающего магнитное поле. Ось колебаний образца параллельная плоскостям пар принимающих катушек индуктивности. Магнитный момент образца, индуцированный внешним магнитным полем, перпендикулярен плоскости катушек. Каждая пара катушек,

расположенная на одном полюсе электромагнита, соединена «последовательно», а пары верхняя-верхняя и нижняя-нижняя между собой – «встречно». При движении образца вверх увеличивается магнитный поток в верхних катушках. Т.к. они соединены встречно, то возникающие в них с разными знаками ЭДС, складываются. Подобная ситуация возникает и при движении образца вниз. В то же время изменения однородного магнитного поля электромагнита создают взаимно компенсирующиеся сигналы в приемных катушках. Поэтому от образца выделяется полезный сигнал, а также происходит минимизация сигналов от внешних полей.

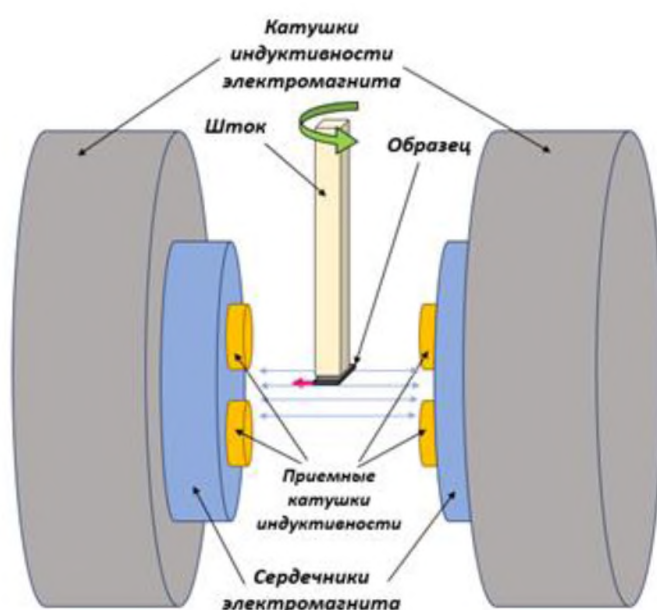


Рис. 2.8. Схематичное изображение приемного узла вибрационного магнитометра. Образец тонкой пленки с наведенной однонаправленной анизотропией (розовая стрелка), помещен во внешнее магнитное поле (параллельные голубые стрелки), создаваемое электромагнитами вибрационного магнитометра.

ЭДС в катушках наводится путем потокосцепления с образцом, поэтому зависит не только от магнитного момента образца, но и от его геометрии, а также от формы катушек. В силу этого прямое измерение абсолютного значения магнитного момента затруднено. Поэтому все экспериментальные данные сравниваются с эталонными. Эталонный образец имеет размеры, близкие к экспериментальному образцу, а также известные магнитные характеристики. При

выполнении данного диссертационного исследования эталонным образцом служила никелевая сфера, которая во внешнем магнитном поле $H = 5 \text{ кЭ}$ имеет магнитный момент $m = 6.92 \text{ етл}$ (или $m = 6.92 * 10^{-3} \text{ А/м}^2$).

В данной работе для всех образцов были получены петли гистерезиса в in-plane геометрии и при различных ориентациях магнитного поля магнитометра относительно направления того поля, в котором напылялись образцы из области № 3, (см. п. 2.1.). Это позволило исследовать и сравнивать свойства одноосной и однонаправленной анизотропии в образцах и получить угловые зависимости обменного смещения и коэрцитивной силы. Каждая из петель гистерезиса в Главе 3 представлена в виде, нормированном на максимальный магнитный момент. Это сделано для того, чтобы можно было сравнивать магнитные свойства всех образцов.

ГЛАВА 3. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ СВОЙСТВ ОБМЕННО-СВЯЗАННЫХ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ВЫСОКО- ИЛИ НИЗКОНИКЕЛЕВОГО ПЕРМАЛЛОЯ

В данной главе будут представлены результаты исследования структурных и магнитных свойств тонкопленочных структур, отличающихся количеством обменно-связанных интерфейсов (то есть количеством ферромагнитных слоев системы – 1 или 2), толщиной антиферромагнитного слоя, порядком осаждения антиферромагнитного и ферромагнитного слоев для двухслойных структур. Для удобства анализа в первом пункте представлены морфологические и структурные свойства, полученные методом атомной силовой микроскопии, просвечивающей электронной микроскопии и рентгеноструктурной дифрактометрии. В следующих пунктах главы рассматриваются и анализируются механизмы и особенности процессов перемагничивания трёхслойных структур с одним или двумя обменно-связанными интерфейсами на основе высоко- или низконикелевого пермаллоя. Здесь и далее низконикелевый и высоконикелевый пермаллои, соответственно, будут обозначены как LNiPy и HNiPy.

3.1. Структурные свойства

В данном пункте представлены результаты изучения морфологии поверхностей одиночных ферромагнитного и антиферромагнитного слоев методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Далее показаны результаты рентгеноструктурного анализа тонкопленочных образцов, а также изображения, полученные с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), демонстрирующие структуры поперечных сечений исследуемых тонкопленочных слоистых образцов.

Исследования морфологии тонких пленок Si/Ta(30 nm)/HNiFe(7 nm) и Si/Ta(30 nm)/IrMn(15 nm) показали, что поверхности пленок имеют зернистую структуру с различными значениями шероховатости (Рис. 3.1), при этом, слой

IrMn имеет более гладкую поверхность, чем слой NiFe [169]. Изучение морфологии поверхностей отдельных слоев необходимо для анализа морфологии обменно-связанных интерфейсов АФМ/ФМ и ФМ/АФМ. Для слоя NiFe шероховатость составила 2 нм, для слоя IrMn шероховатость равна 1 нм. Белые пики на изображении – это артефакты, которые не учитываются при анализе поверхностей пленок.

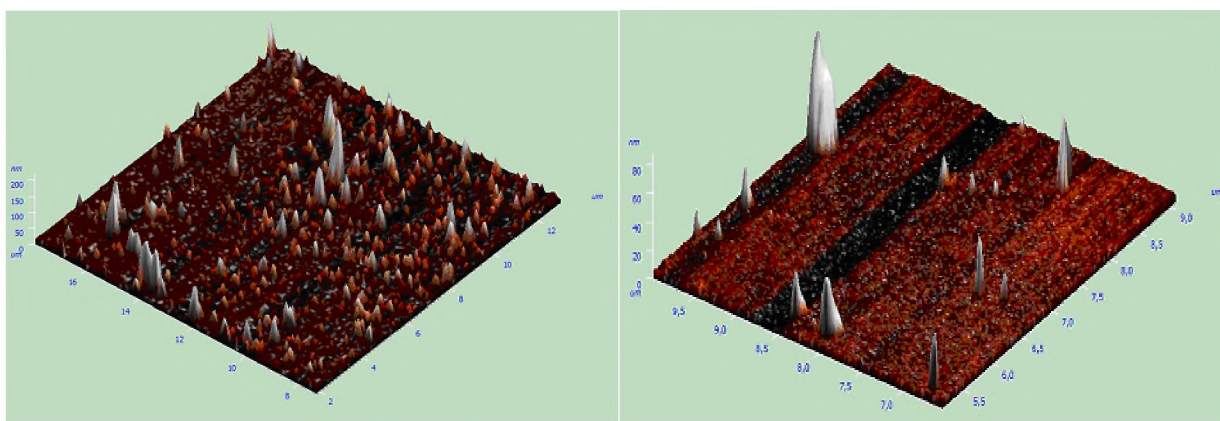


Рис. 3.1. АСМ-изображения поверхностей тонких пленок: NiFe (слева); IrMn (справа).

Для исследования кристаллической структуры образцов были получены XRD-спектры. На Рис. 3.2 представлены спектры для двухслойных структур с разным порядком осаждения слоев NiFe и IrMn. На всех XRD-спектрах видны четкие пики от тантала с ориентацией (200). Пик, соответствующий ориентации (111) для слоя IrMn присутствует на спектрах для образцов с интерфейсом NiFe/IrMn (Рис. 3.2 а), в)) и отсутствует на спектре для образца с интерфейсом IrMn/NiFe (Рис. 3.2 б). Пики, соответствующие ориентации (111) слоя NiFe присутствуют на всех спектрах. Похожая ситуация описана, например, в статье [170], где дифракционные пики (111) наблюдаются для структуры с интерфейсом NiFe(20 нм)/IrMn(45 нм) и отсутствуют для структуры IrMn(45 нм)/NiFe(20 нм). Исходя из этого, авторы данной работы делают вывод о том, что в структуре с интерфейсом IrMn/NiFe ориентация (111) слоев NiFe и IrMn не формируется, что является причиной отсутствия обменного смещения. Однако в данной работе обменное смещение наблюдается для двух типов интерфейсов.

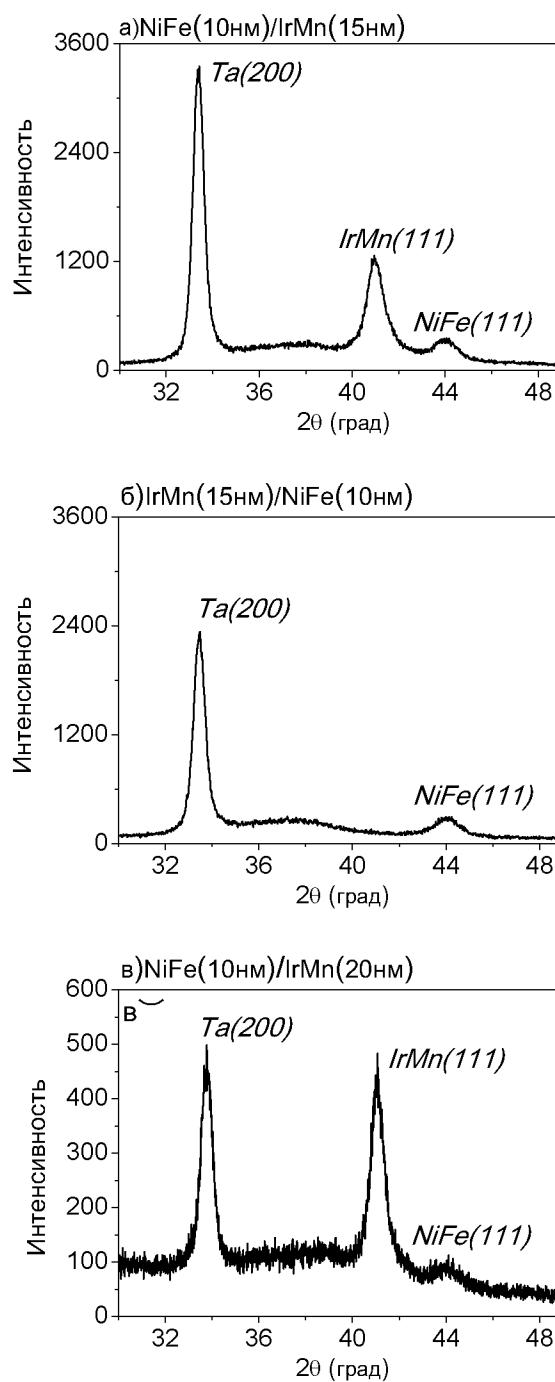


Рис. 3.2. Типичные XRD-спектры образцов. В скобках указаны толщины слоев.

Исследование образцов с помощью ПЭМ показали, что с учетом погрешности эксперимента, заявленные толщины слоев тонкопленочных структур совпадают с фактическими толщинами с учетом эффектов перемешивания слоев на интерфейсах (эффект и его влияние будут описаны ниже). Для всех структур наблюдаются следующие общие свойства: толщина оксида кремния (на подложке) в каждом образце составляет 2 нм; в каждом образце верхний слой

тантала имеет оксидный слой 2-4 нм, что составляет в среднем 10 % от толщины каждого слоя тантала в 30 нм, таким образом, данный слой выполняет свою функцию, т.е. предотвращает функциональные слои IrMn и NiFe от окисления; слои Ta, NiFe и IrMn – поликристаллические.

На Рис. 3.3, в качестве примера типичных изображений поперечного сечения структур, показаны ПЭМ-изображения трехслойных обменно-связанных образцов LNiPy(10 нм)/IrMn(10 нм)/LNiPy(10 нм) (Рис. 22 а) и HNiPy(10 нм)/IrMn(5 нм)/HNiPy(10 нм) (Рис. 22 б)). Согласно общепринятой терминологии [164, 168, 169], слой пермаллоя, который находится ближе к подложке, называется нижним (bottom), а второй - верхним (top). Исходя из этого вводятся обозначения для интерфейсов, нижний – «bot», находящийся ближе к подложке, верхний – «top», дальше от нее.

Для структур с LNiPy нижние интерфейсы оказались более шероховатыми, чем нижние интерфейсы в структурах с HNiPy, поскольку стехиометрическое соотношение в сплавах NiFe влияет на размер зерна и шероховатость пленок NiFe. Как было показано, например, в [173, 174], с увеличением концентрации Ni в сплаве NiFe размер зерна и шероховатость пленок NiFe уменьшается. Между остальными слоями интерфейс резкий, без признаков перемешивания, а именно: интерфейс между верхним слое LNiPy и IrMn, а также интерфейс между верхним и нижним слоями HNiPy и IrMn являются гладкими. Увеличение размера зерна пермаллоя, обусловленное уменьшением содержания Ni, приводит к появлению промежутков (зазоров) между зернами (единицы нм), которые заполняются существенно более мелкими зернами AFM-слоя (1 нм). Область перемешивания таким образом слоев обозначена на Рис. 3.3 а) белыми пунктирными линиями. С учетом ее размеров, толщина нижнего ферромагнитного слоя в структурах с низконикелевым пермаллоем становится меньше толщины верхнего ферромагнитного слоя. Причиной же гладких верхних интерфейсов для образцов с двумя типами пермаллоя является низкий размер зерна IrMn [36].

На Рис. 3.3 б) также наблюдаются хорошо различимые слои для структуры с высоконикелевым пермаллоем. Боковой размер кристаллита NiFe колеблется от

5 нм до 7 нм. На данном изображении можно наблюдать темные участки столбчатой структуры, проходящие сквозь нижний слой NiFe, IrMn и верхний слой NiFe. Такая структура и ранее наблюдалась при исследованиях (например, [4, 173]). Обнаруженную особенность можно интерпретировать как наследование ориентации предшествующих слоев последующими, что также ранее наблюдалось и использовалось для управления свойствами обменно-связанных тонкопленочных структур [175–177].

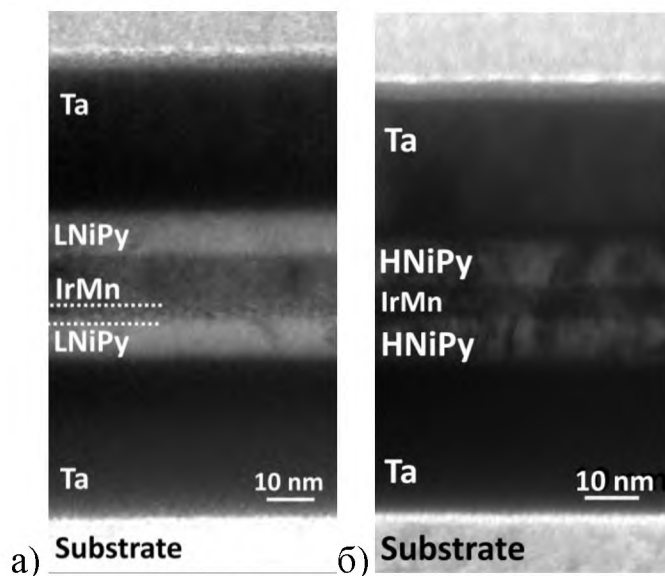


Рис. 3.3. ПЭМ-изображения поперечного сечения образцов:
 а) LNiPy(10 нм)/IrMn(10 нм)/LNiPy(10 нм);
 б) HNiPy(10 нм)/IrMn(5 нм)/HNiPy(10 нм).

Аналогичная структура и особенности морфологии слоев наблюдаются для двухслойных образцов с высоконикелевым пермаллоем с интерфейсами NiFe/IrMn и IrMn/NiFe. На рисунке 3.4 приведены типичные ПЭМ-изображения двухслойных структур на примере образцов с разными толщинами антиферромагнитного слоя. Интерфейс между слоями NiFe и IrMn резкий, без признаков перемешивания вне зависимости от последовательности осаждения слоев. Кроме того, для слоев наблюдается взаимное наследование столбчатой структуры, также вне зависимости от последовательности осаждения слоев: последующий слой наследует структурный мотив предыдущего слоя, что отражается в виде темных косых полос, которые проходят сквозь всю структуру.

Также необходимо отметить, что между слоями на интерфейсе IrMn/NiFe (Рис. 3.3 б)) можно наблюдать промежуточный слой порядка 2 нм с контрастом, который светлее, чем контрасты каждого из слоев. Данный эффект можно интерпретировать как наличие на интерфейсе промежуточной фазы между ферро- и антиферромагнетиками. Исходя из того, что контраст данной фазы светлее, можно предположить аморфность его состояния. Такие же наблюдения были сделаны в работе [157], где на интерфейсе IrMn/NiFe был обнаружен промежуточный слой аморфной фазы. По мнению авторов статьи, наличие такого аморфного слоя на интерфейсе АФМ/ФМ приводит к усилению эффекта обменного смещения при пониженных температурах за счет формирования магнитной структуры «спиновое стекло» в аморфном слое.

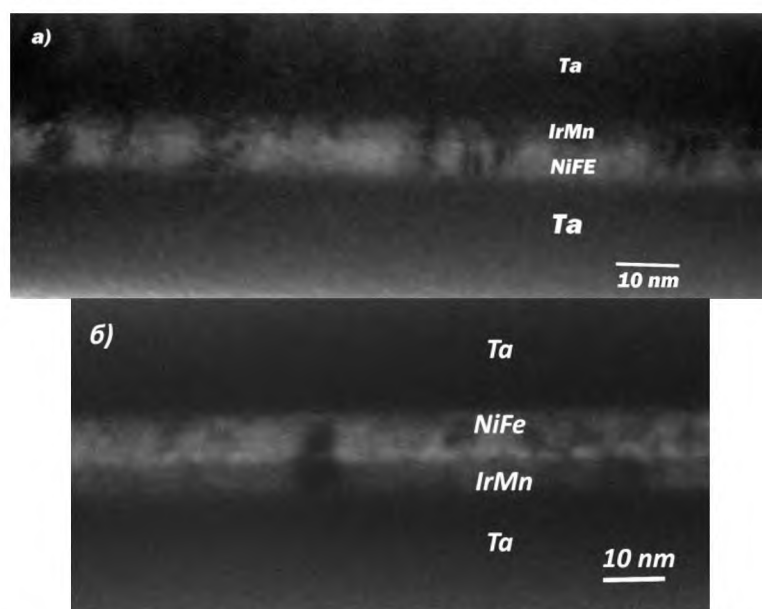


Рис. 3.4. ПЭМ-изображения для двухслойных образцов с высоконикелевым пермаллоем с различной последовательностью осажденных слоев:

а) NiFe/IrMn; б) IrMn/NiFe.

На верхнем интерфейсе трехслойных структур на основе высоконикелевого пермаллоя не обнаружено образования дополнительной аморфной фазы, что может быть следствием влияния сформированной текстуры нижнего ферромагнитного слоя на верхний опосредовано через антиферромагнитную фазу. Как видно из рисунков 3.3 б) и 3.4, плотность участков с наследованной структурой выше для трехслойных образцов, чем для двухслойных обменно-связанных структур.

3.2. Магнитные свойства двухслойных тонкопленочных структур с различным порядком осаждения ферромагнитного и антиферромагнитного слоев в зависимости от толщины антиферромагнитного слоя

В данном пункте представлены результаты исследования влияния выбора высоко- или низконикелевого пермаллоя на магнитные свойства двухслойных тонкопленочных структур NiFe/IrMn и IrMn/NiFe в зависимости от толщины антиферромагнитного слоя. Для удобства анализа петель гистерезиса (изменения их формы и коэрцитивности), все зависимости магнитного момента от величины внешнего поля представлены в нормированном на магнитный момент в поле насыщения виде.

На рис. 3.5 представлены петли гистерезиса для одиночных тонких пленок LNiPy(10 нм) (Рис. 3.5 а)) и HNiPy(10 нм) (Рис. 3.5 б)), вдоль и перпендикулярно оси легкого намагничивания (ОЛН). Образцы были измерены в двух взаимно перпендикулярных направлениях в плоскости пленки. Как можно видеть, у образца низконикелевого пермаллоя коэрцитивная сила выше, она составляет 11 Э против 2 Э у образца высоконикелевого пермаллоя. Такое отличие величин коэрцитивности ожидаемо и соответствует данным литературы [173], а также данным исследования с помощью АСМ, представленным в пункте 3.1. диссертации. Коэрцитивная сила для низконикелевого пермаллоя больше, чем для высоконикелевого в силу того, что константа магнитокристаллической анизотропии $K_1(\text{LNiPy}) > K_1(\text{HNiPy})$, что в совокупности с увеличением константы магнитострикции и изменением других параметров [2] приводит, как отмечалось в пункте 3.1, к росту зерна. С ростом зерна ферромагнетика его коэрцитивная сила увеличивается. Изотропность низконикелевого пермаллоя в плоскости пленки также можно объяснить увеличенным размером зерна, что приводит к формированию магнитокристаллографической оси легкого намагничивания отдельных зерен в направлении, отличном от направления внешнего магнитного поля, приложенного во время роста пленки. Косвенным подтверждением выхода магнитного момента из плоскости пленки может служить факт разделения петли

гистерезиса на два участка: быстрое перемагничивание пленки в полях до 40 Э и медленный гистерезисный доворот магнитного момента в полях от 40 Э до полей насыщения.

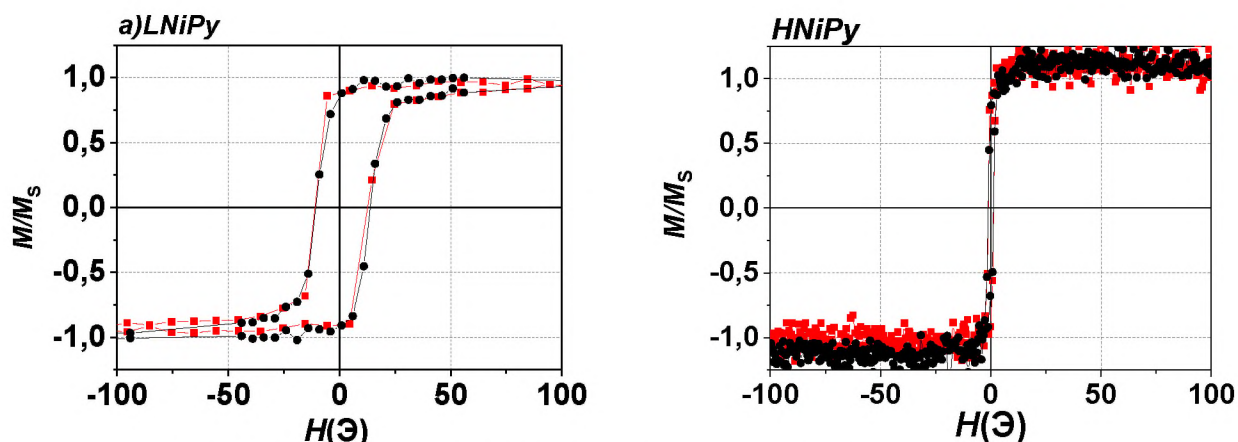


Рис. 3.5. Петли гистерезиса, полученные при перемагничивании вдоль (красные линии) и перпендикулярно (черные линии) оси легкого намагничивания для пленок пермаллоя толщиной 10 нм: а) LNiPy; б) HNiPy.

На рис. 3.6 представлены петли гистерезиса для образцов NiFe/IrMn с LNiPy (Рис. 3.6 а)) и HNiPy (Рис. 3.6 б)) и толщиной антиферромагнитного слоя $t(\text{IrMn}) = 4$ нм. Для каждого образца также были получены две петли гистерезиса: вдоль и перпендикулярно оси однонаправленной анизотропии. Для образца с низконикелевым пермаллоем коэрцитивная сила равна 35 Э, а для образца с HNiPy – 19 Э. Увеличение коэрцитивной силы в данном случае может быть связано с закреплением доменной стенки в слое антиферромагнетика вследствие присутствия магнитных дефектов [178, 179]. Иными словами, энергия доменных стенок, образовавшихся в АФМ-слое, служит энергетическим барьером для процессов, которые обуславливают коэрцитивную силу.

Обменное смещение для образца с низконикелевым пермаллоем равно 7 Э, а для образца с высоконикелевым обменное смещение отсутствует. Это значит, что 4 нм-слоя IrMn в случае с обменным взаимодействием с LNiPy достаточно для активации обменного смещения, т.е. энергии анизотропии слоя IrMn достаточно для формирования обменного смещения при осаждении антиферромагнитного слоя на ферромагнитный слой LNiPy. Этой энергии еще не достаточно для того, чтобы обеспечить существенное смещение петли гистерезиса, но уже достаточно,

чтобы обеспечить анизотропность свойств: петли гистерезиса, измеренные перпендикулярно оси однонаправленной анизотропии обладают существенно меньшими коэрцитивностью и остаточным магнитным моментом, что характерно для перемангничивания образца вдоль более трудного направления. Перегибы на петлях гистерезиса для образцов на основе как низконикелевого, так и высоконикелевого пермаллоев, измеренных вдоль легкого и трудного направлений, также свидетельствуют о слабой энергии однонаправленной анизотропии.

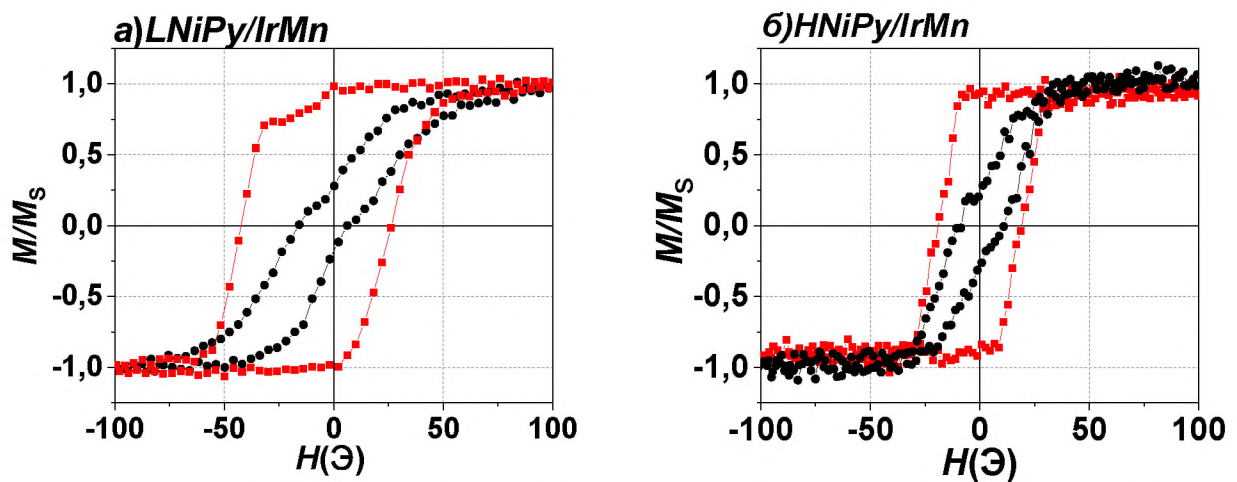


Рис. 3.6. Петли гистерезиса, полученные при перемангничивании вдоль (красные линии) и перпендикулярно (черные линии) оси однонаправленной анизотропии для тонкопленочных структур: а) LNiPy/IrMn(4нм); б) HNiPy/IrMn(4нм).

На Рис. 3.7 изображены петли гистерезиса для образцов с обратным интерфейсом, то есть с альтернативным порядком осаждения ферромагнитного и антиферромагнитного слоев: IrMn/LNiPy (Рис. 3.7 а)) и IrMn/HNiPy (Рис. 3.7 б)) с толщиной антиферромагнитного слоя 4 нм. В случае низконикелевого пермаллоя коэрцитивная сила $H_c = 6$ Э, а для высоконикелевого – 4 Э. Обменное смещение в двух представленных на данных графиках случаях – нулевое.

Изотропность свойств двухслойных структур на основе LNiPy в случае осаждения антиферромагнитного слоя перед ферромагнитным, как и отсутствие эффекта обменного смещения на них, объясняется тем, что энергия антиферромагнитного слоя меньше энергии магнитокристаллографической анизотропии ферромагнетика, что, с учетом формирования в нем больших зерен,

приводит к распределению легких осей анизотропии последнего. Перемагничивание, как для образца низконикелевого пермаллоя, так и для образца NiFe/IrMn на его основе, условно можно разделить на две области. Поскольку энергия анизотропии слоя HNiPy меньше, чем слоя LNiPy, на двухслойном образце с высоконикелевым пермаллоем можно наблюдать анизотропность свойств: энергии анизотропии антиферромагнетика в этом случае достаточно для того, чтобы сформировать ось легкого намагничивания в плоскости пленки вдоль направления приложенного во время напыления образца магнитного поля. Обменная межфазная связь, сформированная в это случае, существенно больше, поскольку вдоль оси трудного намагничивания образца петля гистерезиса имеет близкую к нулю коэрцитивность и малый остаточный магнитный момент.

Кроме того, можно предположить существенное влияние аморфного слоя, который был обнаружен на интерфейсах типа IrMn/HNiPy, на процесс перемагничивания: обращает на себя внимание, что процесс перемагничивания образца в данном случае происходит в два этапа (в отличие от перемагничивания одиночной пленки и двухслойной структуры с альтернативным порядком осаждения). Причем, первый – в полях, существенно меньших полей переключения при альтернативном порядке осаждения.

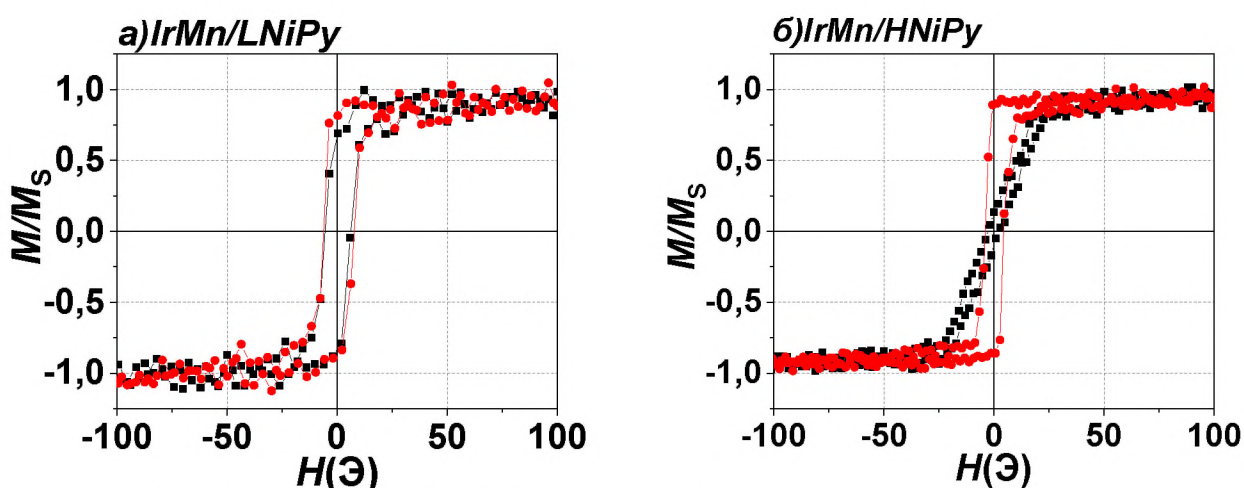


Рис. 3.7. Петли гистерезиса, полученные при перемагничивании вдоль (красные линии) и перпендикулярно (черные линии) оси однонаправленной анизотропии для тонкопленочных структур: а) IrMn(4нм)/LNiPy; б) IrMn(4нм)/HNiPy.

Далее, на Рис. 3.8 представлены петли гистерезиса для двухслойных структур NiFe/IrMn с толщиной АФМ-слоя 8 нм. Величина обменного смещения для образца LNiPy/IrMn $H_{EX} = 20$ Э, при этом $H_C = 22$ Э. Для аналогичного образца с HNiPy (Рис. 3.8 б)) обменное смещение составляет $H_{EX} = 42$ Э, а коэрцитивная сила $-H_C = 17$ Э.

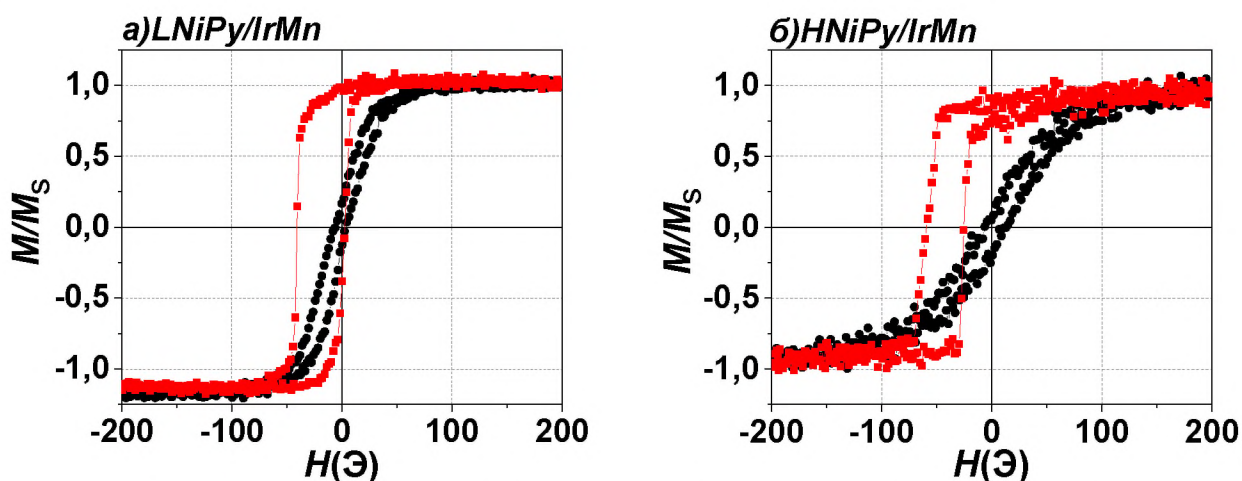


Рис. 3.8. Петли гистерезиса, полученные при перемагничивании вдоль (красные линии) и перпендикулярно (черные линии) оси однонаправленной анизотропии для тонкопленочных структур: а) LNiPy/IrMn(8 нм); б) HNiPy/IrMn(8 нм).

Петля гистерезиса вдоль оси однонаправленной анизотропии для образца с низконикелевым пермаллоем имеет участки сглаживания, что, как отмечалось выше, может быть обусловлено выходом магнитных моментов зерен, сформированных в ферромагнитном слое, из плоскости пленки. Для образца с высоконикелевым пермаллоем петля гистерезиса имеет прямоугольную форму. Таким образом, вклад поворотов магнитных моментов в процесс перемагничивания наблюдается больший для образца с низконикелевым пермаллоем, чем для образца с высоконикелевым. Также необходимо отметить, что наклон петли гистерезиса, полученной вдоль оси трудного намагничивания, для образца с низконикелевым пермаллоем меньше, чем для образца с высоконикелевым, что в очередной раз подчеркивает разницу энергий одноосной анизотропии для двух типов пермаллоя, и, т.к. энергия одноосной анизотропии меньше для образца с высоконикелевым пермаллоем, то для него обнаруживается больший эффект обменного смещения.

На Рис. 3.9 представлены петли гистерезиса для двухслойных структур IrMn/NiFe. В случае низконикелевого пермаллоя (Рис. 3.9 а)) обменное смещение составляет 7 Э, а для высоконикелевого (Рис. 3.9 б)) 55 Э. Коэрцитивная сила принимает значения 59 Э и 93 Э, соответственно, для образцов с низко- и высоконикелевым пермаллоем. Петли гистерезиса для образцов с двумя типами пермаллоя имеют сглаживания на участках, предшествующих движению доменных стенок. При этом наблюдение уменьшенной величины остаточной намагниченности по сравнению с величиной намагниченности насыщения, в данном случае, когда слой IrMn напылен до слоя NiFe, можно объяснить с помощью модели фрустрации спинов на интерфейсе [178]. Разница величин обменного смещения для образца с низко- и высоконикелевыми пермаллоями обусловлена разницей энергий анизотропии ферромагнетиков, т.е., вследствие того, что энергия анизотропии высоконикелевого пермаллоя ниже, чем у низконикелевого, обменное смещение для образца с высоконикелевым пермаллоем больше.

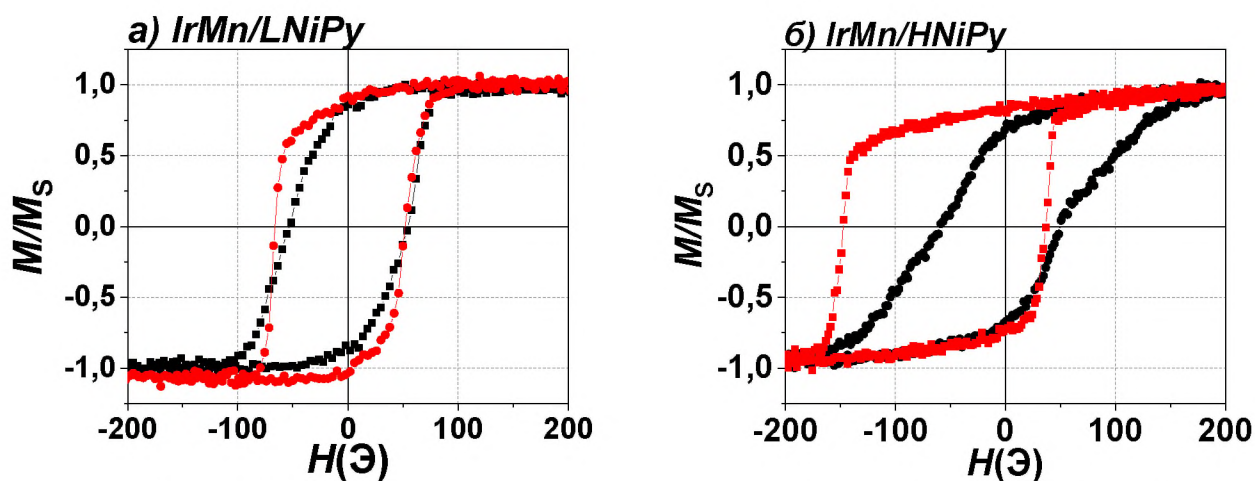


Рис. 3.9. Петли гистерезиса, полученные при перемагничивании вдоль (красные линии) и перпендикулярно (черные линии) оси однонаправленной анизотропии для тонкопленочных структур: а) IrMn(8 нм)/L NiPy; б) IrMn(8 нм)/H NiPy.

Для удобства сравнения свойств, описанных и проанализированных выше в данном разделе, оцененные по петлям гистерезиса магнитные характеристики, представлены в таблице 3.

Таблица 3. Магнитные характеристики обменно-связанных двухслойных структур с альтернативным порядком осаждения слоев. t – толщина антиферромагнитного слоя, H_C – коэрцитивная сила, H_{EX} – обменное смещение, K – коэффициент прямоугольности.

Порядок осаждения	t (нм)	H_C (Э)	H_{EX} (Э)	K
LNiPy/IrMn	4	35	7	0,98
	8	22	20	0,98
HNiPy/IrMn	4	19	0	0,94
	8	17	42	0,9
IrMn/LNiPy	4	6	0	0,81
	8	59	7	0,86
IrMn/HNiPy	8	4	0	0,89
	8	93	55	0,82

Таким образом, для тонкопленочных структур, при изготовлении которых слой пермаллоя NiFe был осажден перед слоем IrMn, увеличение толщины АФМ-слоя от 4 нм до 8 нм приводит к уменьшению коэрцитивной силы [180]. И, наоборот, в образцах со слоем NiFe, осажденным поверх слоя IrMn, при увеличении $t(\text{IrMn})$ от 4 нм до 8 нм коэрцитивная сила увеличивается. В любом случае, увеличение толщины АФМ-слоя приводит к увеличению обменного смещения, причем рост величины эффекта для образцов с высоконикелевым пермаллоем намного больше, чем для образцов с низконикелевым пермаллоем, вследствие того, что энергия анизотропии низконикелевого пермаллоя меньше, поэтому энергия межфазной обменной связи, и, как следствие, обменное смещение – больше. Для образцов с низконикелевым пермаллоем коэрцитивная сила всегда превосходит по величине обменное смещение. Для образцов с высоконикелевым пермаллоем для интерфейса ФМ/АФМ коэрцитивная сила меньше соответствующей величины обменного смещения, а для интерфейса АФМ/ФМ – больше. Такое соотношение величин окажет существенное влияние на вид петли гистерезиса соответствующих трехслойных структур, что будет представлено в разделе 3.3. текущей главы.

Разница констант анизотропии высоко- и низконикелевого пермаллоев, а также конкуренция энергий анизотропии ферро- и антиферромагнетика обуславливают

и следующие обнаруженные закономерности. Для структур с низконикелевым пермаллоем большее значение H_{EX} наблюдается для интерфейса LNiPy/IrMn в сравнении с IrMn/LNiPy. Обратная ситуация наблюдается для образцов с высоконикелевым пермаллоем: обменное смещение больше для структур IrMn/HNiPy по сравнению со значениями для структур HNiPy/IrMn.

Петли гистерезиса для образцов двухслойных обменно-связанных структур с высоконикелевым пермаллоем с толщиной антиферромагнитного слоя в диапазоне от 2 нм до 15 нм представлены на рисунке 3.10. Представление данных результатов приводится в порядке сравнительного анализа магнитных свойств двух типов интерфейса, NiFe/IrMn и IrMn/NiFe, с целью изучения зависимости обменного смещения и коэрцитивности от толщины АФМ-слоя в зависимости от порядка осаждения слоев. Необходимо отметить, что для двухслойных образцов с типом интерфейса HNiPy/IrMn при увеличении толщины АФМ-слоя от 2 нм до 10 нм коэрцитивная сила практически не изменяется, а для образцов с IrMn/HNiPy коэрцитивная сила растет во всем диапазоне толщин антиферромагнетика и достигает максимального значения 100 Э при $t(\text{IrMn}) = 15$ нм. В сравнении с изменением коэрцитивной силы для образцов с интерфейсом IrMn/HNiPy, как будет показано ниже, данный диапазон значений достаточно мал. Увеличенная коэрцитивная сила для образцов с интерфейсом IrMn/HNiPy может быть объяснена в рамках модели спинового стекла [178]. Наличие фрустрированной области слоя антиферромагнетика, которая находится ближе к интерфейсу, в процессе перемагничивания приводит к увеличению коэрцитивности, т.к. одна часть АФМ-слоя имеет большую анизотропию с ориентацией, управляемой спинами антиферромагнетика, а другая часть с более слабой анизотропией, позволяет некоторым спинам вращаться вместе со спинами ферромагнитного слоя. Данное предположение может быть подтверждено наличием обнаруженной с помощью ПЭМ для двухслойной структуры на интерфейсе IrMn/NiFe аморфной фазы (см. пункт 3.1., Рис. 3.4), которая, будучи структурно разупорядоченной, будет являться определяющим фактором образования фрустрированной области на интерфейсе IrMn/NiFe [157]. Также необходимо отметить, что при толщинах

антиферромагнитного слоя 15 нм, а также для образца IrMn(10нм)/NiFe (Рис. 3.10 з)), петли гистерезиса, измеренные вдоль трудной оси, существенно смещены вдоль оси магнитного поля. Это может означать, что ось анизотропии антиферромагнетика отклонилась относительно оси легкого намагничивания ферромагнетика.

При толщине АФМ-слоя 2 нм петли гистерезиса вдоль оси легкого намагничивания имеют бистабильную форму. При 5 нм АФМ-слоя перемагничивание также происходит движением доменной границы, однако наклон петель гистерезиса увеличен. При толщинах более 5 нм для образцов с интерфейсом IrMn/NiFe наблюдаются асимметричные формы петель гистерезиса, с уменьшением остаточной намагниченности, а также появлением обменного смещения вдоль осей трудного намагничивания [181]. Все эти особенности можно объяснить тем, что в плоскостных кристаллографических осях зерна антиферромагнетика распределены случайным образом и магнитные моменты IrMn ориентируются в любом легком направлении, если не ограничены обменной связью с поляризованным ферромагнитным слоем. Иными словами, спиновая структура IrMn носит случайный характер. Аналогичные результаты приводятся в работе [164].

Таким образом, представленные различия процессов перемагничивания двухслойных структур с различным порядком осаждения ФМ и АФМ могут указывать на различия микромагнитных структур слоев и интерфейсов, в частности, на различия доменных структур. Данное предположение можно подтвердить результатами исследования образцов с помощью Магнитной Силовой Микроскопии (МСМ). При этом, для образцов, остаточная намагниченность которых близка по значению к намагниченности насыщения, магнитный контраст не обнаружен. Лишь для не скольких образцов, где остаточная намагниченность меньше намагниченности насыщения, удалось обнаружить магнитный контраст. Определённых выводов по МФМ-изображениям сделать не удалось, поэтому микромагнитный анализ необходимо провести дополнительно.

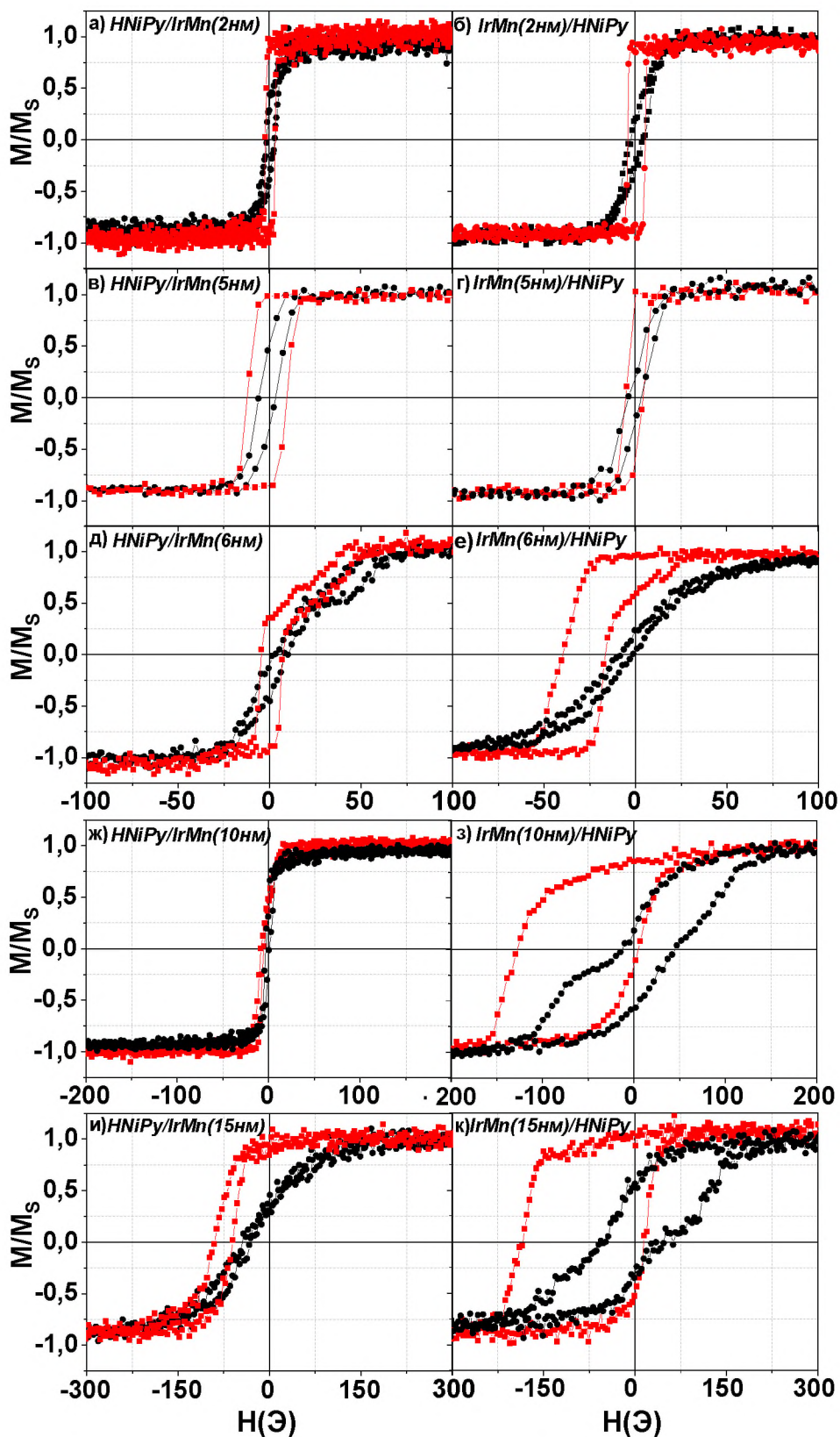


Рис. 3.10. Петли гистерезиса, полученные при перемагничивании вдоль (красные линии) и перпендикулярно (черные линии) оси однонаправленной анизотропии тонкопленочных структур на основе высоко- и низконикелевого пермаллоя с различным порядком осаждения слоев: а), б) 2 нм; в), г) 5 нм; д), е) 6 нм; ж), з) 10 нм; и), к) 15 нм.

На Рис. 3.11 представлены АСМ-МСМ изображения, полученные для образца двухслойной структуры $\text{HNiPy}/\text{IrMn}(10\text{нм})$. Обнаружены тонкие светлые линии, редко распространяющиеся на поверхности. Это – доменные стенки, поскольку на изображении морфологии поверхности и фазовом контрасте они отсутствуют. Т.к. магнитный фазовый контраст не изменяется в доменах, разделенными обнаруженными стенками, то данные доменные стенки не 180° .

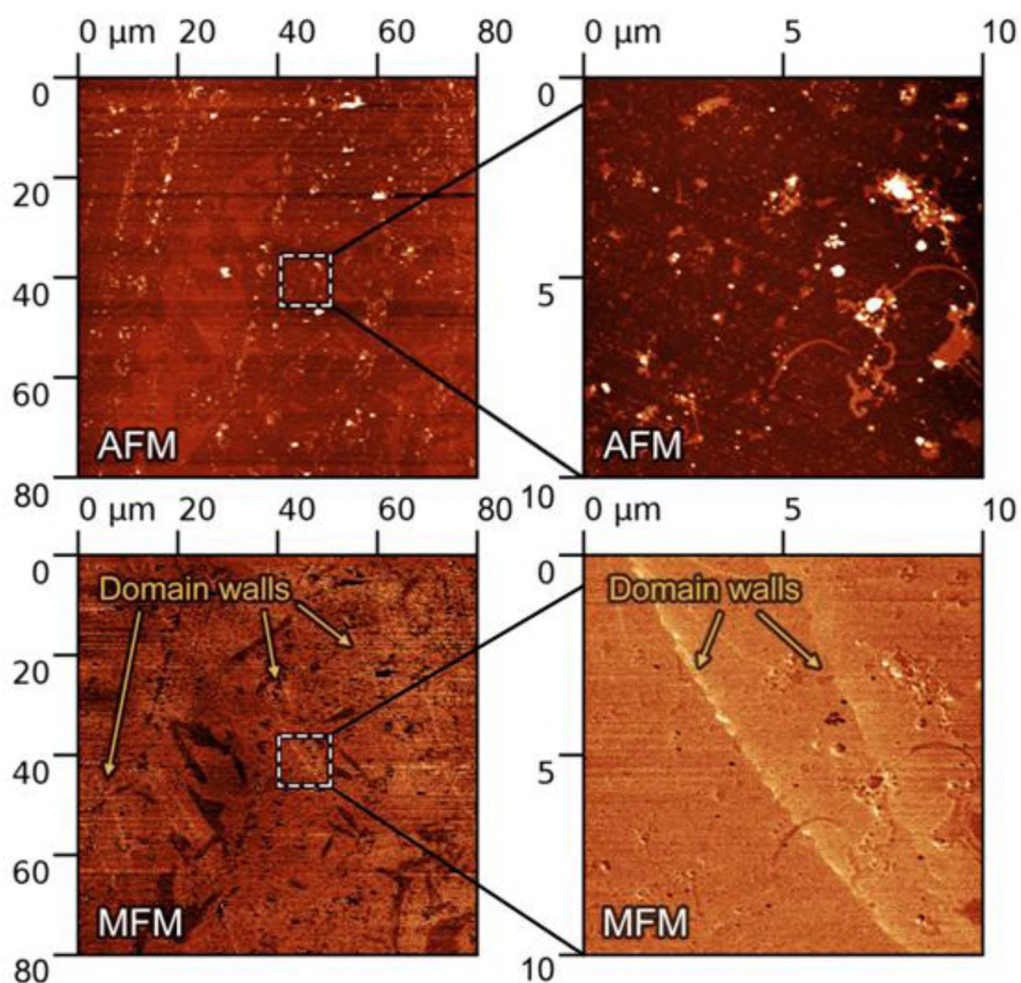


Рис. 3.11. АСМ (верхняя линия) и МСМ (нижняя линия) изображения образцов двухслойной тонкопленочной структуры $\text{HNiPy}/\text{IrMn}(10\text{ нм})$. Изображения справа являются увеличенными фрагментами с изображений слева.

Далее, на Рис. 3.12 представлены АСМ и МСМ изображения для образца $\text{IrMn}(4\text{ нм})/\text{HNiPy}$. Изображение магнитного контраста в остаточном состоянии образца (Рис. 3.12 б)) демонстрирует чередование светлых и темных областей, которые, возможно, свидетельствуют о наличии доменной структур какого-либо из слоев. Стрелкой указано направление, вдоль которого упорядочены домены.

Разбиение на домены приводит к наличию остаточного магнитного момента образца.

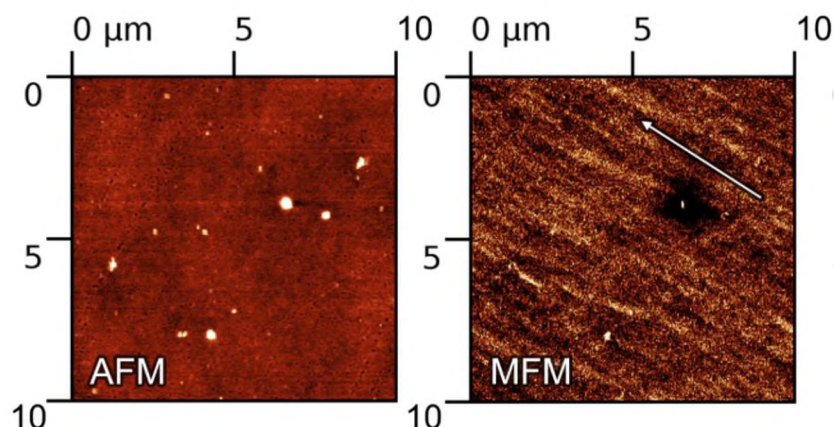


Рис. 3.12. АСМ (слева) и МСМ (справа) изображения поверхностей тонкопленочных структур Ta(30 нм)/IrMn(4 нм)/ NiFe(10 нм)/Ta(30 нм).

Таким образом, обнаружено различие доменной структуры на поверхностях образцов с различным порядком осаждения ферро- и антиферромагнитного слоёв. Это может свидетельствовать о различии микромагнитных структур на интерфейсах.

Для анализа зависимости величины обменного смещения и коэрцитивности представленных выше петель гистерезиса, на Рис. 3.13 приведены зависимости $H_{EX}(t(IrMn))$ и $H_C(t(IrMn))$. Максимальное обменное смещение достигается в образце IrMn(15 нм)/NiFe и составляет 100 Э. Также необходимо отметить, что при толщинах выше критической (под критической толщиной в данном случае подразумевается минимальная толщина для обнаружения ненулевого обменного смещения) для образцов NiFe/IrMn, обменное смещение принимает бóльшие значения, чем коэрцитивность, и, наоборот, для образцов IrMn/NiFe обменное смещение меньше, чем коэрцитивная сила [182]. Установленный факт важен для дальнейшего анализа особенностей процессов перемагничивания трехслойных структур. Как отмечалось выше, коэрцитивная сила для двухслойных структур, в которых слой IrMn осажден до NiFe, имеет большие значения, чем для структур с альтернативным порядком осаждения вследствие разупорядоченности спиновой структуры на интерфейсе. Для обменного смещения можно наблюдать

аналогичную зависимость: для структур с IrMn/NiFe обменное смещение больше, чем для структур NiFe/IrMn. Следовательно, как отмечается в [164], энергии межфазного обменного взаимодействия для двух типов интерфейса разные вследствие различий обнаруженных магнитных контрастов на поверхностях образцов. Что также подтверждается приведенными выше результатами исследования образцов с помощью МСМ.

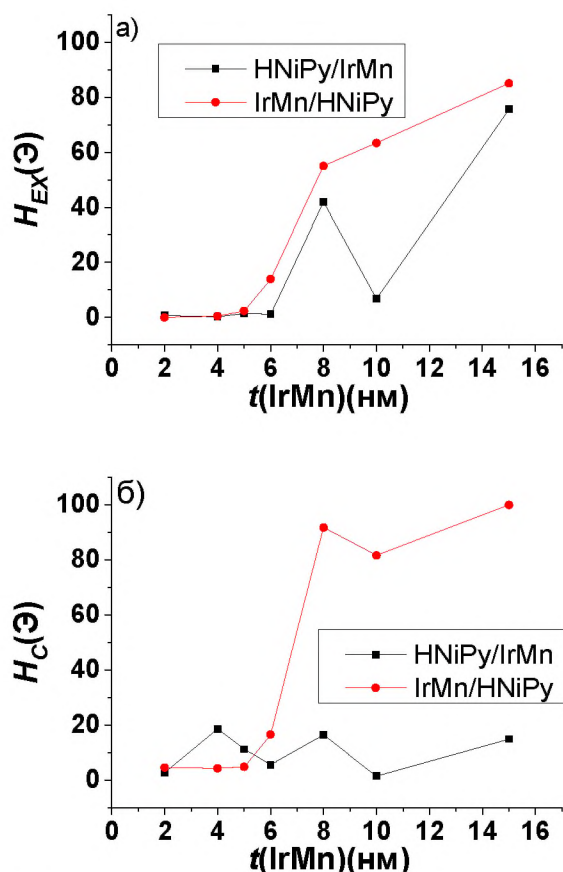


Рис. 3.13. Зависимости обменного смещения (а) и коэрцитивной силы (б) для двухслойных тонкопленочных структур NiFe/IrMn и IrMn/NiFe с высоконикелевым пермаллоем.

Таким образом, в данном пункте подробно описаны и проанализированы механизмы перемагничивания двухслойных обменно-связанных структур на основе высоко- или низконикелевого пермаллоя в зависимости от толщины антиферромагнитного слоя и порядка осаждения слоев, а также рассмотрены факторы, обуславливающие особенности процессов перемагничивания, что будет использовано при анализе магнитных свойств трёхслойных тонкопленочных структур, комбинирующих два типа интерфейса.

3.3. Магнитные свойства трёхслойных тонкопленочных структур NiFe/IrMn/NiFe на основе высоко- и низконикелевого пермаллоев в зависимости от толщины антиферромагнитного слоя

В разделе представлены магнитные свойства трёхслойных образцов, сравнительный анализ механизмов перемагничивания структур и особенностей изменения характеристик петель гистерезиса при увеличении толщины антиферромагнитного слоя от 2 нм до 10 нм дается для двух типов пермаллоя.

На Рис. 3.14 показаны петли гистерезиса для образцов NiFe/IrMn/NiFe с низконикелевым (Рис. 3.14 а)) и высоконикелевым (Рис. 3.14 б)) типами пермаллоя. При толщине 2 нм АФМ-слоя обменное смещение в каждом из этих случаев отсутствует, что означает, что энергии антиферромагнитного слоя не достаточно для формирования эффекта обменного смещения на интерфейсе с ферромагнетиком, толщина которого значительно превосходит толщину антиферромагнетика, что согласуется с моделью Мейкледжона и Бина [1, 5]. Однако, энергии обменной межфазной связи достаточно, чтобы сформировать анизотропные свойства в плоскости трехслойных обменно-связанных структур. На рисунке можно наблюдать изменение магнитных свойств при перемагничивании вдоль оси однонаправленной анизотропии (красная линия) и перпендикулярно ей (черная линия). Коэрцитивная сила образцов, петли гистерезиса которых представлены на Рис. 3.14, больше коэрцитивной силы одиночных ферромагнитных пленок, что, как отмечалось выше, может быть объяснено присутствием доменных стенок в слое антиферромагнетика [178]. Коэрцитивная сила для образца с LNiPy существенно превосходит коэрцитивную силу для образца с HNiPy: 27 Э и 3 Э, соответственно. Такая разница коэрцитивных сил для образцов на основе низко- и высоконикелевого пермаллоев, как и для образцов с одним интерфейсом и одиночными ферромагнитными пленками, рассмотренными в пункте 3.2., объясняется разницей констант анизотропии и других параметров [170, 178] для низко- и высоконикелевого пермаллоев.

Рассмотрим подробнее механизмы процессов перемагничивания трехслойных структур NiFe/IrMn/NiFe на основе пермаллоев разного состава с толщиной антиферромагнитного слоя 2 нм. Отсутствие ступени на нисходящей и восходящей ветвях петли гистерезиса для образца на основе низконикелевого пермаллоя может быть объяснено отсутствием четкого разделения ферромагнитных слоев системы, поскольку на границе раздела LNiPy/IrMn формируется слой толщиной 2 нм, в котором антиферромагнитный материал и ферромагнитный – перемешаны, описанным в разделе 3.1. образом. Поэтому трехслойный образец LNiPy/IrMn/LNiPy с толщиной антиферромагнитного слоя 2 нм перемагничивается как сплошная ферромагнитная пленка. В подтверждение этого факта также говорит отсутствие изменения наклона петли гистерезиса по сравнению с одиночной пленкой низконикелевого пермаллоя. Равенство коэрцитивных сил вдоль оси однонаправленной анизотропии и перпендикулярно ей в этом случае можно объяснить аналогично случаю одиночной ферромагнитной пленки, то есть существенно увеличенным размером зерна.

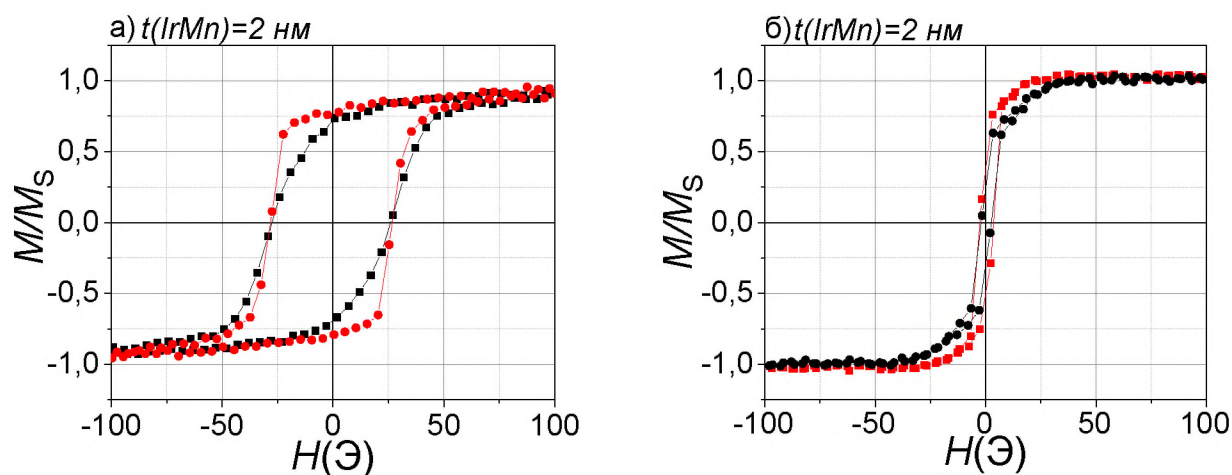


Рис. 3.14. Петли гистерезиса, полученные при перемагничивании вдоль (красные линии) и перпендикулярно (черные линии) оси однонаправленной анизотропии для тонкопленочных структур: а) LNiPy/IrMn(2 нм)/LNiPy; б) HNiPy/IrMn(2 нм)/HNiPy.

Структура HNiPy/IrMn/HNiPy перемагничивается существенно отличным образом. Петлю гистерезиса условно можно разделить на две области: в малых полях перемагничивание происходит быстрым распространением доменной стенки, что характеризуется скачкообразным изменением величины магнитного

момента с изменением знака, в больших полях – поворотом магнитного момента образца, что характеризуется плавных изменением магнитного момента вблизи полей насыщения.

Поскольку высоконикелевый пермаллой имеет существенно меньший размер зерна и шероховатость слоев, обнаруженную особенность можно объяснить магнитостатической связью ферромагнитных слоев структуры, реализующейся как за счет взаимодействия магнитных моментов ферромагнитных слоев по периметру образца у его границ, так и взаимодействием доменов, посредством распространения которых перемагничиваются ферромагнитные слои системы.

Равенство коэрцитивных сил при перемагничивании образца вдоль легкой оси однонаправленной анизотропии и перпендикулярно ей можно объяснить тем, что в случае низконикелевого пермаллоя ферромагнитные слои идентичны (имеют одинаковую толщину, нет частичного перемагничивания, что приводит к уменьшению толщины одного из слоев, обменно не связаны с антиферромагнетиком) и требуется одинаковое поле переключения для реализации перемагничивания пленки путем распространения доменной стенки для верхнего и нижнего слоев.

На Рис. 3.15 представлены петли гистерезиса для образцов с толщиной 4 нм слоя IrMn. Вдоль оси однонаправленной анизотропии образца с H_{NiRu} и $t(\text{IrMn}) = 4$ нм на ветвях петли гистерезиса не наблюдается перегибов, что означает одновременное перемагничивание двух идентичных ферромагнитных фаз. Сглаживание петли гистерезиса вблизи поля насыщения можно объяснить краевыми эффектами. Величина обменного смещения для этого образца равна нулю, а коэрцитивная сила равна 34 Э, что заметно больше, чем для подобного образца с 2 нм слоя IrMn.

Увеличение коэрцитивности можно объяснить образованием доменных стенок в слое антиферромагнетика, энергия которых препятствует формированию и движению доменных стенок в ферромагнитных слоях. Перегиб на петле гистерезиса, который наблюдается при перемагничивании образца перпендикулярно оси однонаправленной анизотропии, можно объяснить присутствием распределения полей локальной анизотропии (причины которого

требуется установить дополнительно), что, в свою очередь, вызвано недостаточностью толщины антиферромагнитного слоя для формирования сильной обменной межфазной связи. Таким образом, явных признаков наличия магнитоэлектрического взаимодействия между слоями не обнаружено. Это объясняется, в том числе, значительно меньшей намагниченностью насыщения высоконикелевого пермаллоя по сравнению с низконикелевым, для которого на трехслойной структуре с такой же толщиной антиферромагнитного слоя все еще можно видеть признаки связи двух ферромагнитных слоев системы. Обратимся к анализу этих образцов.

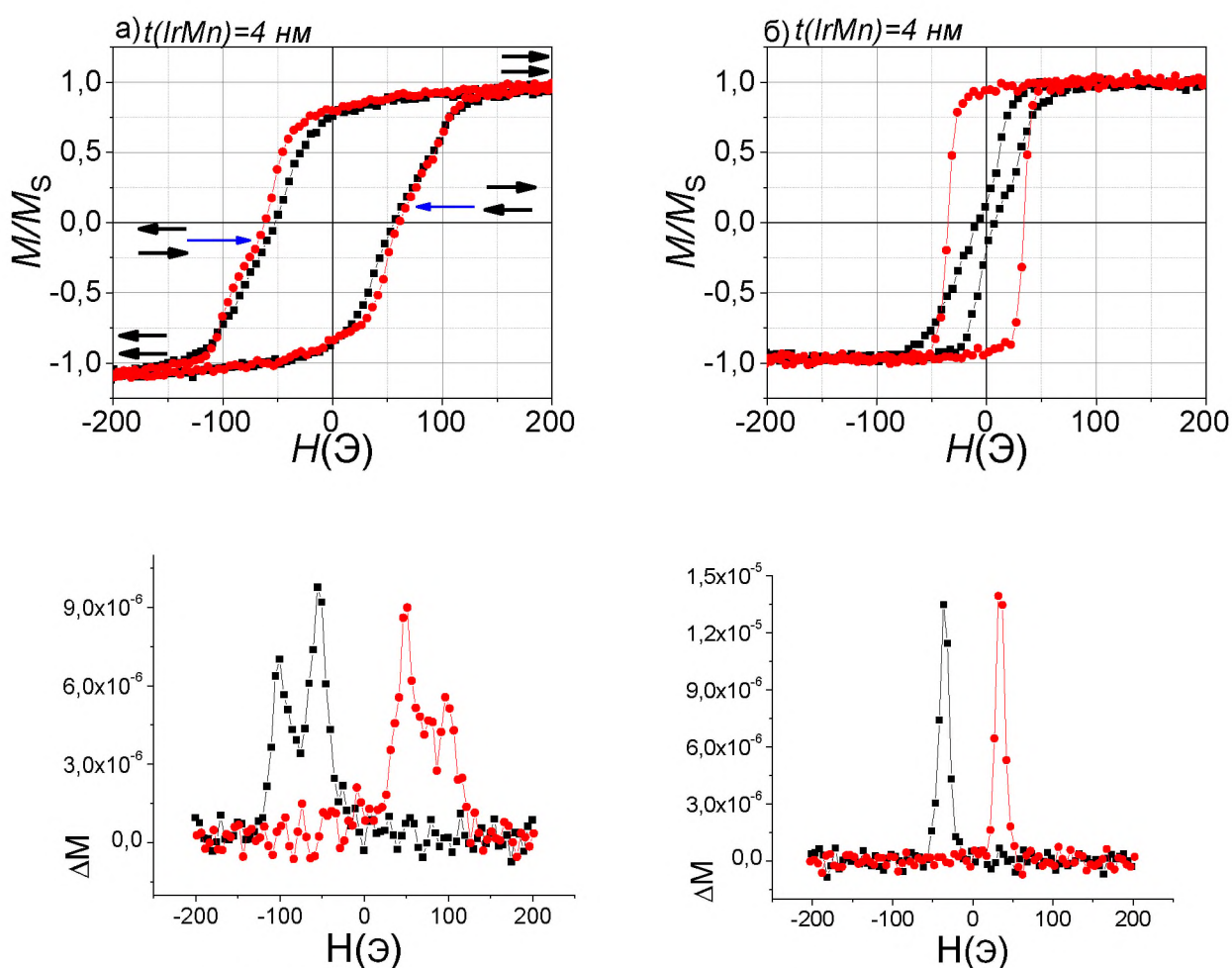


Рис. 3.15. Петли гистерезиса, полученные при перемагничивании вдоль (красные линии) и перпендикулярно (черные линии) оси однонаправленной анизотропии для тонкопленочных структур (верхняя строка); полевые зависимости дифференциальной магнитной восприимчивости (нижняя строка, черные линии – нисходящая, красные – восходящая ветви петли гистерезиса) для образцов: LNiPy/IrMn/LNiPy (левая колонка); HNiPy/IrMn/HNiPy (правая колонка).

При толщине слоя IrMn в 4 нм для образца с LNiPy слои ферромагнетика становятся разделёнными (в отличие от неразделенных слоев для толщины антиферромагнитного слоя в 2 нм), однако, в силу того, что на нижнем интерфейсе присутствует большая шероховатость и перемешивание слоев, а верхний интерфейс гладкий, то слои ферромагнетика имеют разную коэрцитивность и магнитные моменты насыщения. Это, в свою очередь, явно проявляется на петле гистерезиса, полученной вдоль легкой оси, где можно наблюдать перегибы нисходящей и восходящей ветвей ниже и выше оси абсцисс, соответственно. Таким образом, ФМ-слои перемагничиваются в магнитном поле последовательно. Для нисходящей ветви сначала перемагничивается верхний слой ферромагнетика (более гладкий, с меньшей коэрцитивностью), обладающий большим магнитным моментом, а затем перемагничивается нижний. Для восходящей ветви перемагничивание слоев происходит в той же последовательности: сначала перемагничивается верхний ферромагнитный слой, затем – нижний. Черными стрелками на рисунке обозначены направления магнитных моментов верхнего и нижнего ферромагнитных слоев. Синими стрелками – обозначено поле, в котором происходит перемагничивание одного из слоев. Это поле было определено с помощью построенных полевых зависимостей дифференциальной восприимчивости. Каждый график, для нисходящей и восходящей ветвей (Рис. 3.15, нижняя строка, соответствующая структура), имеет два пика. Точка, разделяющая два пика определяет величину внешнего магнитного поля, при котором заканчивается перемагничивание одного из слоев и начинается перемагничивание второго.

Установленную последовательность перемагничивания ферромагнитных слоев обсуждаемой структуры (LNiPy/IrMn/LNiPy, $t(\text{IrMn}) = 4$ нм) также можно подтвердить изменением наклонов ветвей петли гистерезиса на участках от максимального поля до поля, обозначенного синей стрелкой, и от поля, обозначенного синей стрелкой, до минимального поля: для верхнего и нижнего слоев ферромагнетика динамика процесса перемагничивания будет различной в силу существенно отличающихся интерфейсов. Существенно больший наклон

петли гистерезиса по сравнению с петлей гистерезиса одиночной пленки и трехслойной структуры с толщиной антиферромагнитного слоя 2 нм вызван магнитостатическим взаимодействием ферромагнитных слоев системы. Его природа может быть объяснена формированием интерфейса типа “orange peel” (подробнее о модели можно найти в пункте 1.3 литературного обзора или в работах, например, [63, 69]). Увеличение зерна пермаллоя приводит к тому, что оси магнитокристаллической анизотропии отдельных зерен не сонаправлены внешнему магнитному полю, приложенному во время роста структуры, что приводит, в том числе, к выходу магнитного момента зерна из плоскости пленки. За счет диполь-дипольного взаимодействия магнитных моментов отдельных зерен верхнего и нижнего слоя и реализуется магнитостатическая связь ферромагнитных слоев системы. Не существенное отличие величин коэрцитивной силы вдоль оси однонаправленной анизотропии и перпендикулярно ей также косвенно свидетельствует о реализации указанного механизма взаимодействия ферромагнитных слоев системы.

Для подтверждения наличия магнитостатического взаимодействия ферромагнитных слоев структуры LNiPy/IrMn/LNiPy при толщине антиферромагнитного слоя 4 нм была использована и адаптирована модель, описанная в работе [72], способная учитывать, как отмечалось в пункте 1.3 Главы 1, влияние магнитостатической энергии ферромагнитных слоев структуры на процесс ее перемагничивания. Существует два механизма перемагничивания ферромагнитных материалов: посредством распространения доменной стенки (необратимые процессы) и посредством поворота вектора магнитного момента (обратимые процессы). Для двух указанных процессов полевая зависимость дифференциальной восприимчивости имеют разный вид: нормальное и логнормальное распределение. Нормальное распределение (распределение Гаусса) соответствует механизмам обратимого перемагничивания ферромагнитных слоев, т.е. повороту магнитных моментов. Логнормальное распределение соответствует необратимому перемагничиванию, т.е. движению доменной стенки. На Рис. 3.16 представлены петли гистерезиса и полевые

зависимости дифференциальной восприимчивости, характеризующие два указанных процесса перемагничивания. Распределение дифференциальной восприимчивости – это распределение полей переключения, что отражает распределение локальной магнитной анизотропии в образцах.

В реальных ферромагнетиках распределение локальной магнитной анизотропии присутствует всегда. Поэтому для логнормального распределения будет наблюдаться увеличение ширины пика и уменьшение его высоты, а для нормального – увеличение высоты. Схематически видоизменение распределений также показано на графике зелеными пунктирными линиями. Поэтому, анализируя изменение формы и ширины распределений полей переключения, можно делать выводы об изменении вклада обратимых и необратимых процессов в перемагничивание образца. Так, например, диполь-дипольная связь магнитных моментов будет выражаться в увеличении вклада обратимых процессов, то есть к изменению наклона на петле гистерезиса и уширению распределения полей переключения.

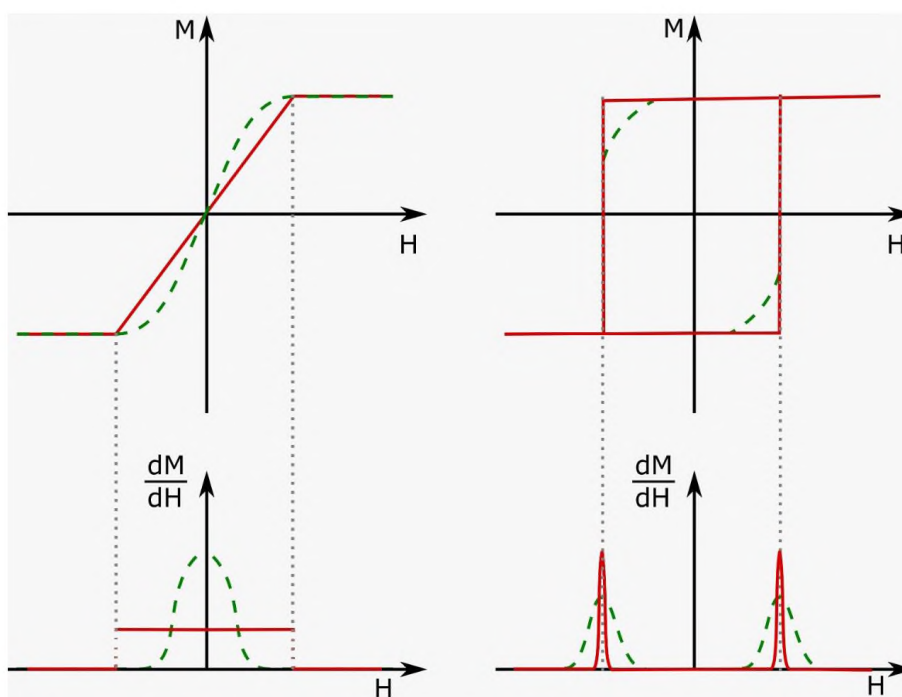


Рис 3.16. Петли гистерезиса и полевые зависимости дифференциальной магнитной восприимчивости для двух механизмов перемагничивания ферромагнитных материалов: поворотом вектора магнитного момента (левая колонка) и быстрым распространением доменной стенки (правая колонка).

Важно отметить, что данная модель в общем случае не учитывает физические процессы, определяющие обратимое и необратимое перемагничивание. Однако, исходя из экспериментальных данных об исследуемых образцах, известно, что перемагничивание отдельных слоев пермаллоя происходит посредством движения доменной стенки. Также такое перемагничивание наблюдается для двухслойных структур. Таким образом, в исследуемых образцах известен вклад необратимых процессов перемагничивания.

Однако, в силу того, что петли гистерезиса для трёхслойных структур, как показано на рис. 3.15, имеют наклон и участки сглаживания, то это означает также и присутствие обратимых процессов при перемагничивании образцов. Это может быть вызвано, как отмечалось выше, присутствием магнитостатического взаимодействия ферромагнитных слоев образца. Вследствие того, что для образцов с LNiPy нижний интерфейс имеет большую шероховатость, в рассматриваемом диапазоне толщин АФМ-слоя вполне логично ожидать проявление магнитостатического взаимодействия между ФМ-слоем по типу «orange-peel». Для образцов с HNiPy образование интерфейса типа «orange-peel» может быть исключено, т.к. интерфейсы между ФМ и АФМ, как было показано выше, гладкие вне зависимости от порядка осаждения слоев. Кроме того, коэрцитивные силы и петли гистерезиса верхнего и нижнего ферромагнитных слоев, обменно-связанных с антиферромагнитным, имеют разные значения магнитного момента насыщения и коэрцитивные силы. Обнаруженные экспериментально отличительные характеристики ферромагнитных слоев и параметры их петель гистерезиса будут использованы в качестве параметров для моделирования петель гистерезиса одиночных слоев и трехслойной системы.

При моделировании петли гистерезиса ферромагнитного материала наличие магнитостатического взаимодействия в модели задается выбором отрицательного значения обменного параметра k , который входит в выражение для эффективного магнитного поля в системе:

$$H_{\text{EFF}} = H + H_{\text{EX}} + H_{\text{IN}} = H + H_{\text{EX}} + km, \quad (18)$$

где H – внешнее магнитное поле, H_{EX} – поле обменного смещения, H_{IN} – поле Вейса. Последнее формируется в результате конкуренции энергии обменного взаимодействия (положительное, стремится выстроить магнитные моменты параллельно) и магнитостатической энергии ферромагнетика (отрицательное, стремится выстроить магнитные моменты антипараллельно).

Отрицательное значение параметра k отражает наличие магнитостатических полей в ферромагнетике, приводящих к развороту магнитного момента в противоположную сторону. Модель не учитывает природу магнитостатического взаимодействия (поле размагничивания, диполь-дипольное взаимодействие слоев ферромагнетика, взаимодействие, реализующегося за счет “orange peel”), однако, она позволяет выявить его наличие. Кроме того, отметим, что поскольку толщины антиферромагнетика 4 нм не достаточно для того, чтобы появился эффект обменного смещения, то вклад антиферромагнитного слоя в процесс перемагничивания системы учитывается на этапе моделирования петель гистерезиса ферромагнитных слоев по-отдельности в виде увеличения их коэрцитивности. Результаты моделирования, представленные здесь и далее в разделе, были получены при рассмотрении перемагничивания структур вдоль оси однонаправленной анизотропии.

Для моделирования петли гистерезиса трёхслойной структур с обменным смещением задаются параметры петель гистерезиса для отдельных слоев ферромагнетиков: верхнего и нижнего. Задаются величины обменных параметров k , обменного смещения, коэрцитивной силы, а также коэффициенты нормального и логнормального распределений. Чем меньше коэффициент логнормального распределения, тем более резкое перемагничивание за счет движения доменной границы. Чем больше коэффициент нормального распределения, тем больше сглаженность петли гистерезиса, т.е. больший вклад перемагничиванием поворотом магнитного момента. Таким образом, задавая параметры петель гистерезиса отдельных ферромагнитных слоев из трёхслойной структуры, получаем результат моделирования в виде петли гистерезиса для трёхслойного образца.

На рис. 3.17 а) и б) изображены петли гистерезиса для двух отдельных ферромагнитных слоев с разными коэрцитивными силами. Зеленые петли, обозначенные HL1 здесь и далее соответствуют ФМ-слою с меньшей коэрцитивностью, а синие линии HL2 – ФМ слою с большей коэрцитивностью. Суперпозиция этих двух петель и есть результат моделирования (здесь и далее красные линии – Combined, от англ. – «объединенные»). При этом, для петли гистерезиса на Рис. 3.17 а) не учитывается магнитоэлектрическое взаимодействие, для петли на Рис. 3.17 б) – учитывается. Видно, что петля гистерезиса двух магнитоэлектрически-связанных ФМ-слоев, изображенная на Рис. 3.17 б), соответствует экспериментальной петле гистерезиса (рис. 3.15 а): перегиб на петле гистерезиса имеет уменьшенную ширину, ветви петель гистерезиса наклонены.

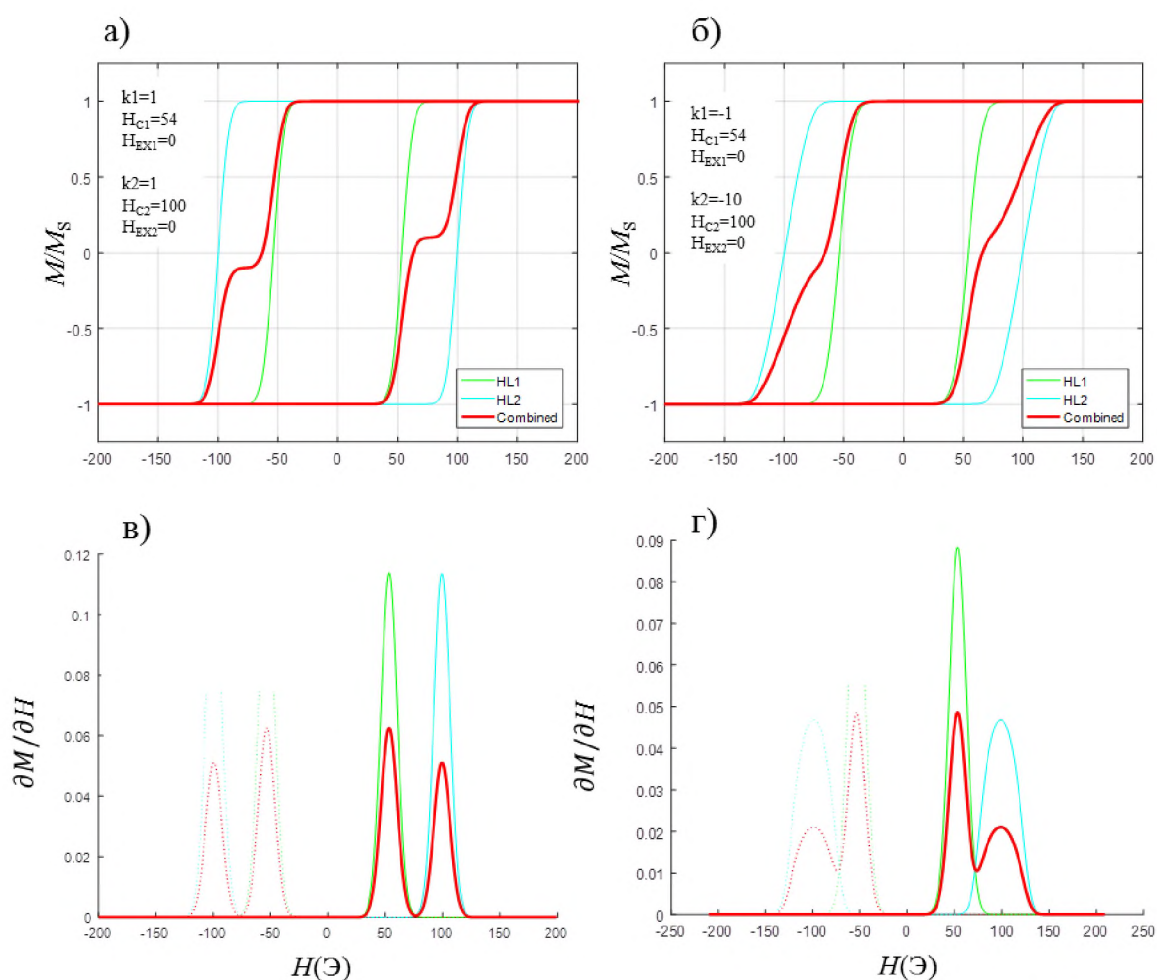


Рис. 3.17. Петли гистерезиса (а, б)) для образца LNiPy/IrMn/LNiPy с толщиной АФМ-слоя 4 нм и соответствующие полевые зависимости дифференциальной восприимчивости (в, г)).

Форма и ширина линии распределения полей переключения (рис. 3.16 г) для случая учета в системе наличия магнитостатического взаимодействия повторяет форму аналогичного распределения, полученного экспериментально для образца LNiPy/IrMn(4 nm)/LNiPy (рис. 3.15 в), в отличие от распределения дифференциальной восприимчивости без учета вклада магнитостатической связи ферромагнитных слоев структуры (рис. 3.17 в). Таким образом, с помощью проведенного моделирования подтверждается влияние магнитостатического взаимодействия на форму петли гистерезиса системы двух ферромагнитных слоев, разделенных антиферромагнитной прослойкой для случая изготовления образцов на основе низконикелевого пермаллоя и толщины АФ-слоя 4 нм.

При дальнейшем увеличении толщины антиферромагнитного слоя на 2 нм наблюдается асимметричная форма петли гистерезиса вдоль оси однонаправленной анизотропии для образца с низконикелевым пермаллоем (Рис. 3.18 а)). На нисходящей ветви петли гистерезиса не наблюдается ступеньки, характерной для перемагничивания трехслойной системы, что указывает на одновременное перемагничивание двух ферромагнитных слоев, в то время как на восходящей ветви наблюдаются перегибы. Аналогичный эффект наблюдался в [124].

Как было проанализировано выше, учитывая наклоны ветвей петли гистерезиса, а также высоту ступенек на восходящей ветви, можно заключить, что верхний ферромагнитный слой перемагничивается первым, а нижний – вторым, т.к. нижний ферромагнитный слой имеет меньшую толщину вследствие обнаруженного частичного перемешивания слоев. При этом, обменное смещение для верхнего слоя составляет 31 Э, для нижнего оно все еще отсутствует. На рисунке 3.18 показано каким образом определялись обменное смещение и коэрцитивности соответствующих слоев.

Для аналогичного образца, но с высоконикелевым пермаллоем, петля гистерезиса вдоль оси легкого намагничивания имеет другую форму, по сравнению с петлей гистерезиса для образца с низконикелевым пермаллоем. На нисходящей и восходящей ветвях видны четкие изломы, при этом один их ФМ-

слоёв перемагничивается резким срывом доменной стенки, а для второго ФМ-слоя движению доменной стенки предшествует стадия поворотов магнитных моментов.

Используя результаты исследования двухслойных структур с различным порядком осаждения ферро- и антиферромагнитного слоев на основе HNiPy, где показано, что структуры с интерфейсом IrMn/HNiPy при толщинах АФМ-слоя от 6 нм имеют гораздо бóльшие значения обменного смещения и коэрцитивной силы в сравнении с величинами для структур HNiPy/IrMn, можно заключить, что для трехслойного образца с 6 нм слоя IrMn в двух направлениях изменения магнитного поля первым перемагничивается нижний слой ферромагнетика. Таким образом, можно отметить разницу в последовательностях перемагничивания ФМ-слоев для структур на основе разных пермаллоев.

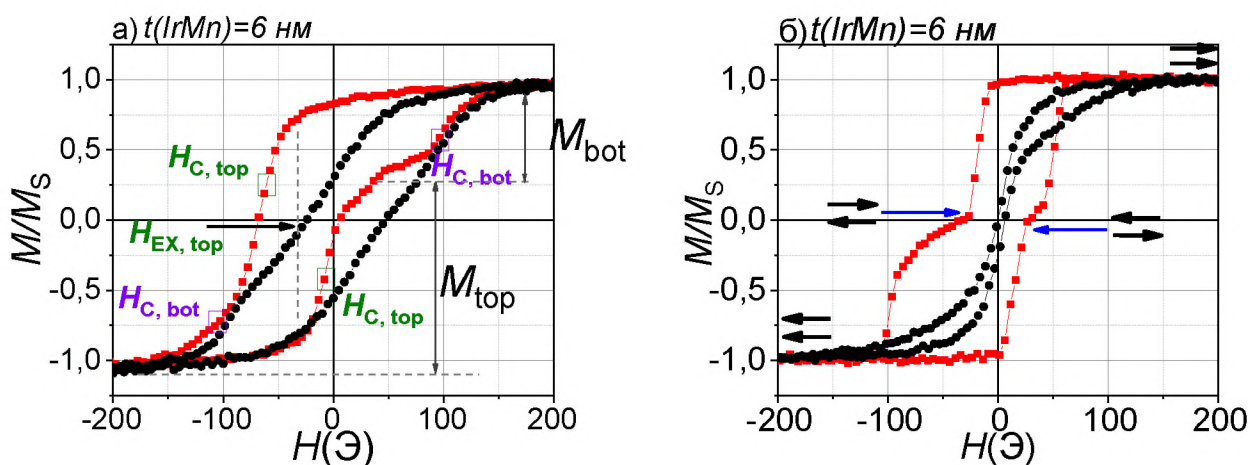


Рис. 3.18. Петли гистерезиса, полученные при перемагничивании вдоль (красные линии) и перпендикулярно (черные линии) оси однонаправленной анизотропии для тонкопленочных структур: а) LNiPy/IrMn(6 нм)/LNiPy; б) HNiPy/IrMn(6 нм)/HNiPy.

Полученные особенности петель гистерезиса, проявляющиеся в виде асимметричности их формы при перемагничивании вдоль оси однонаправленной анизотропии, объясняются близостью величин обменного смещения и коэрцитивности соответствующих двухслойных структур. Для подтверждения эффекта мы обратились к математическому моделированию по адаптированной модели.

Используя вышеописанную модель, была построена петля гистерезиса для трехслойного образцов с толщиной слоя IrMn 6 нм на основе низконикелевого пермаллоя. Для верхнего слоя обменный параметр слабоотрицательный, а для нижнего $k = -7$, что выбрано меньше, чем для аналогичного образца с 4 нм слоя IrMn, поскольку расстояние между ферромагнитными слоями увеличилось, что приводит к уменьшению вклада магнитостатической энергии, реализованной за счет диполь-дипольной связи магнитных моментов отдельных зерен.

Полученная петля гистерезиса согласуется с петлей гистерезиса, полученной экспериментально. Таким образом, наклоны на петле гистерезиса данного образца может быть, в том числе, объяснены наличием магнитостатической связи ферромагнитных слоев, величина которой меньше, чем для случая меньшего расстояния между ферромагнитными слоями (меньшей толщины АФМ-слоя).

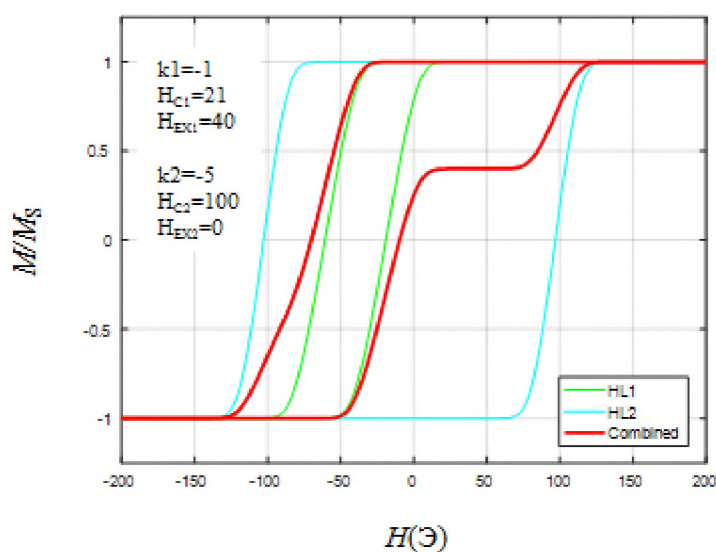


Рис. 3.19 . Петля гистерезиса образца LNiPy/IrMn/LNiPy с толщиной АФМ-слоя 6 нм, полученная с помощью моделирования.

Отметим, что при толщине антиферромагнитного слоя 6 нм и выше (петли гистерезиса для них будут показаны ниже в разделе), для образцов на основе как высоко-, так и низконикелевого пермаллоя, коэрцитивная сила и коэффициент прямоугольности существенно уменьшаются при перемагничивании образцов в направлении, перпендикулярном сформированной оси однонаправленной

анизотропии, что свидетельствует о достаточности энергии антиферромагнитного слоя для формирования обменной межфазной связи.

При 8 нм слоя IrMn для образцов на основе как высоконикелевого, так и низконикелевого пермаллоев, петли гистерезиса проявляют привычные особенности (Рис. 3.20), характерные для трехслойной структуры с двумя интерфейсами: перемагничивание для двух ферромагнитных слоев происходит в разных магнитных полях в двух направлениях магнитного поля.

При этом разница коэрцитивности для верхнего и нижнего слоев гораздо больше для образца с HNiPy, чем для образца с LNiPy. Этот факт указывает на то, что магнитостатическое взаимодействие двух ФМ-слоев для образца с низконикелевым пермаллоем гораздо больше, чем для образца с высоконикелевым пермаллоем.

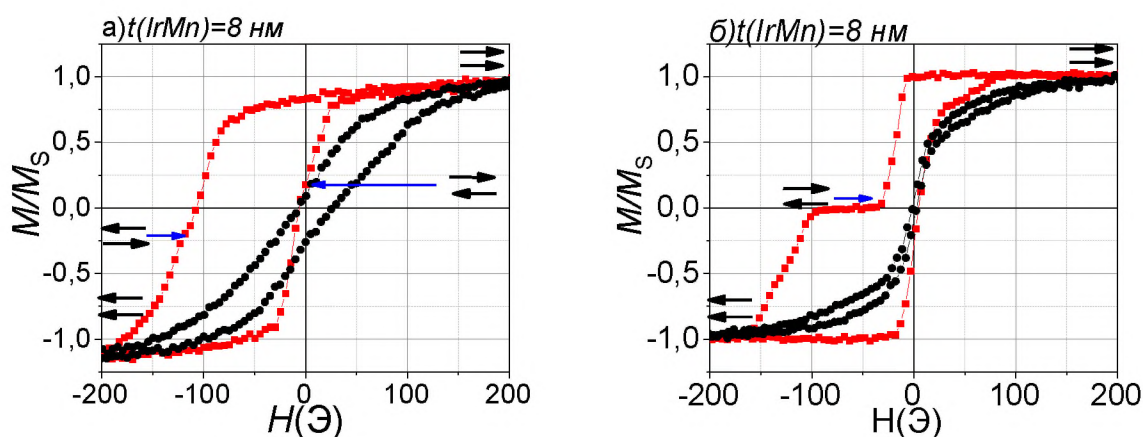


Рис. 3.20. Петли гистерезиса, полученные при перемагничивании вдоль (красные линии) и перпендикулярно (черные линии) оси однонаправленной анизотропии для тонкопленочных структур: а) LNiPy/IrMn(8 нм)/LNiPy; б) HNiPy/IrMn(8 нм)/HNiPy.

При 10 нм АФМ-слоя для образца с LNiPy наблюдается перегиб нисходящей ветви петли гистерезиса (Рис. 3.21), измеренной вдоль оси легкого намагничивания, что означает отдельное перемагничивание двух ФМ-слоев. Однако, на правой ветви этот перегиб исчезает, т.к. два ферромагнитных слоя перемагничиваются одновременно. Напротив, на петле гистерезиса для образца с HNiPy вдоль легкой оси хорошо видны перегибы при перемагничивании в двух направлениях магнитного поля. Более того, верхняя и нижняя петли гистерезиса

полностью разделены, т.е. для нисходящей и восходящей ветвей петли гистерезиса последовательность перемагничивания слоев различная.

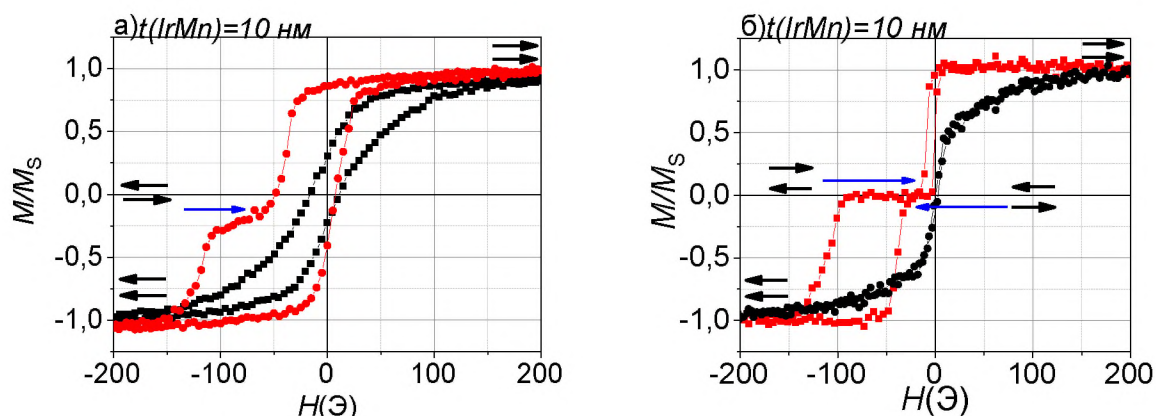


Рис. 3.21. Петли гистерезиса, полученные при перемагничивании вдоль (красные линии) и перпендикулярно (черные линии) оси однонаправленной анизотропии для тонкопленочных структур: а) LNiPy/IrMn(10 нм)/LNiPy; б) HNiPy/IrMn(10 нм)/HNiPy.

Для образца с низконикелевым пермаллоем наблюдается больший наклон ветвей петли гистерезиса, чем для образца с высоконикелевым пермаллоем вследствие большей величины магнитостатического взаимодействия между слоями, что будет продемонстрировано ниже с помощью моделирования.

Петли гистерезиса также были построены с помощью моделирования и для образцов с 10 нм слоя IrMn (Рис. 3.22). Вследствие увеличения толщины антиферромагнитного слоя величина магнитостатического взаимодействия между ферромагнитными слоями уменьшается.

Это видно по величинам обменного параметра k . В случае LNiPy $k = -1$ для верхнего слоя и $k = -3$, а в случае HNiPy, для получения смоделированных петель гистерезиса схожих с экспериментальными, обменный параметр необходимо выбирать уже с положительным значением, т.к. расстояние между двумя ферромагнитными слоями достаточно большое и величина обменного параметра обуславливается лишь вкладом обменного взаимодействия ферромагнетика.

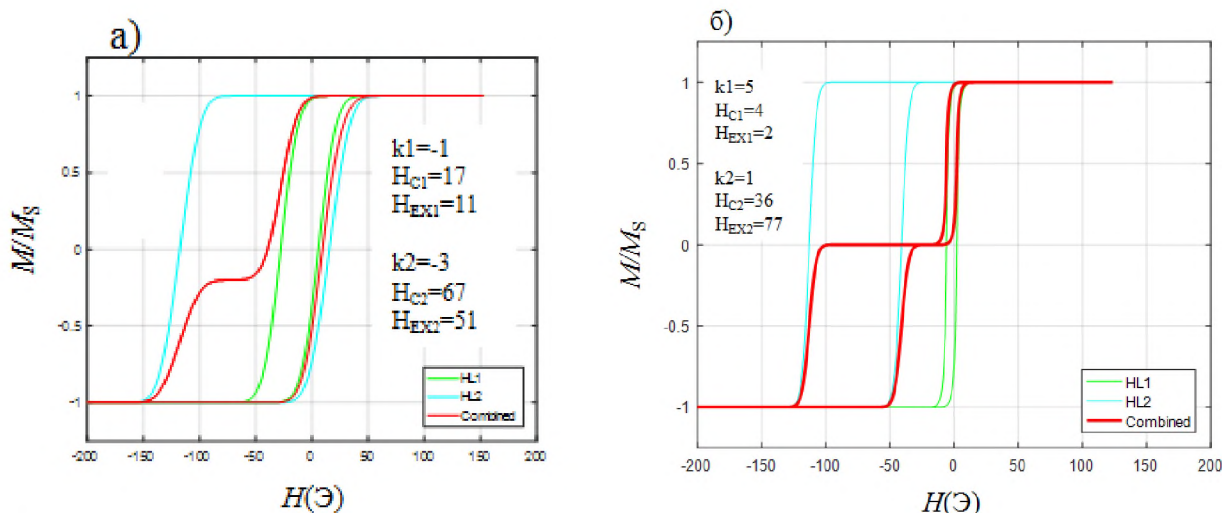


Рис. 3.22. Петли гистерезиса, полученная с помощью моделирования, для образцов: а) LNiPy/IrMn/LNiPy; б) HNiPy/IrMn/HNiPy. Толщина АФМ-слоя равна 10 нм.

Кроме того, проследить более сильное влияние магнитоэпитаксиального взаимодействия ферромагнитных слоев на процессы перемагничивания образцов с низконикелевым пермаллоем по сравнению с процессами перемагничивания образцов с высоконикелевым можно по изменению распределения полей переключения (то есть полевой зависимости дифференциальной магнитной восприимчивости) и коэффициента прямоугонности (отношение остаточного магнитного момента к магнитному моменту насыщения).

На Рис. 3.33 представлены графики полевой зависимости дифференциальной восприимчивости отдельно для нисходящих и отдельно для восходящих ветвей петель гистерезиса. Наибольшую высоту имеют пики распределения при толщине антиферромагнитного слоя 2 нм, т.к. перемагничивание двух слоев происходит одновременно посредством движения доменной границы, т.е. вклад необратимых процессов перемагничивания определяющий. При 4 нм для образца с низконикелевым пермаллоем появляется два пика на полевой зависимости дифференциальной восприимчивости, т.к. два ферромагнитных слоя перемагничиваются последовательно в разных магнитных полях, при этом ширина пиков увеличилась по сравнению с шириной пика для образца с 2 нм АФМ-слоя, что указывает на увеличение вклада процесса перемагничивания посредством поворота вектора магнитного момента. Высота пиков при 4 нм

АФМ-слоя для образцов с низконикелевым пермаллоем наименьшая, т.к. вклад магнитоэлектрического взаимодействия наибольший. Далее с увеличением толщины слоя IrMn высота пиков для образцов с низконикелевым пермаллоем начинает увеличиваться, т.к. магнитоэлектрическое взаимодействие ослабевает.

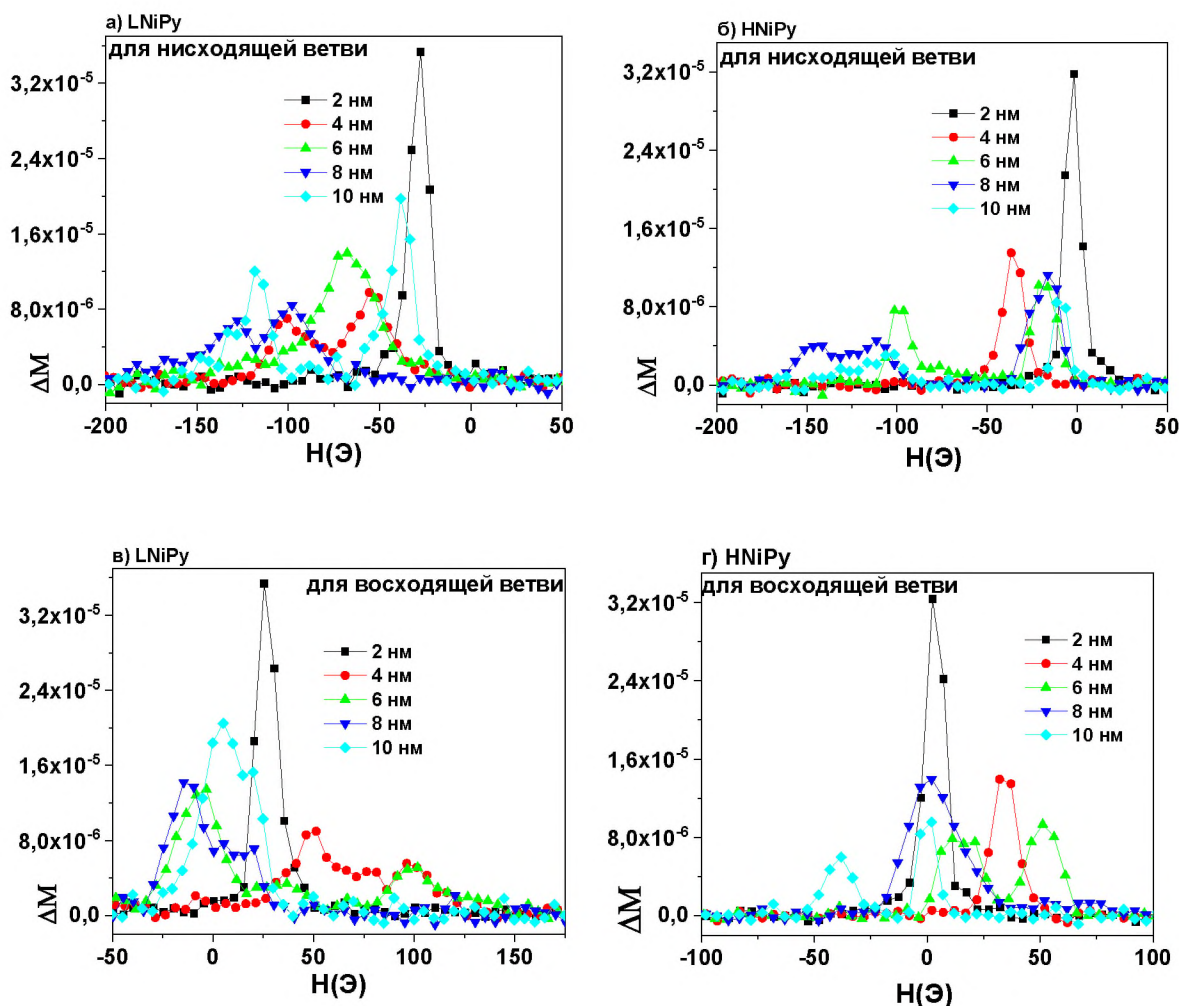


Рис. 3.33. Графики распределения полей переключения для трехслойных структур с LNiPy и HNiPy с разными толщинами АФМ-слоя.

Зависимости коэффициентов прямоугольности петель $K = M_r/M_S$, где M_r – остаточная намагниченность образца, а M_S – намагниченность насыщения, от толщины антиферромагнитного слоя представлены на Рис. 3.34. Как можно наблюдать, коэффициент прямоугольности для образцов с высоконикелевым пермаллоем принимает бóльшие значения, чем для образцов с низконикелевым пермаллоем при толщинах слоя IrMn более 2 нм. Это соотносится с тем, что спектры распределения локальной анизотропии в образцах на основе

низконикелевого пермаллоя имеют ббольшую ширину, таким образом, указывая на большой вклад обратимых процессов в процесс перемагничивания образца. Остаточная намагниченность для структур на основе HNiPy меньше при толщине антиферромагнитного слоя 2 нм, чем для структур на основе LNiPy. Это связано с тем, что в образцах с толщиной АФМ-слоя 2 нм структура на основе низконикелевого пермаллоя перемагничивается как сплошная ферромагнитная пленка распространением доменной стенки, а структура на основе высоконикелевого – проявляет особенности перемагничивания, характерные для наличия магнитостатической связи ферромагнитных слоев системы.

Увеличение коэффициента прямоугольности для образцов двух типов пермаллоя с увеличением толщины антиферромагнитного слоя указывает на уменьшение вклада необратимых процессов перемагничивания в магнитные свойства систем, что в свою очередь свидетельствует об уменьшении вклада магнитостатического взаимодействия слоев ферромагнетика при увеличении расстояния между ними.

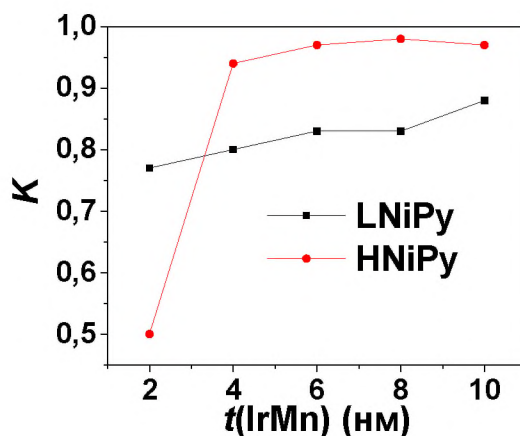


Рис. 3.34. Зависимость коэффициента прямоугольности петель трёхслойных структур на основе LNiPy или HNiPy от толщины АФМ-слоя.

На Рис. 3.35 показаны зависимости обменного смещения (Рис. 3.35 а)) и коэрцитивной силы (Рис. 3.36 б)) от толщины антиферромагнитного слоя $t(\text{IrMn})$. Как можно видеть, в диапазоне толщин АФМ-слоя 6-10 нм разница между величинами обменного смещения для верхнего и нижнего интерфейсов для образцов с HNiPy гораздо больше, чем аналогичная разница для образцов с

LNiPy. Это указывает на то, что энергии верхнего и нижнего интерфейсов для образцов с HNiPy имеют бóльшую разницу, чем для образцов с LNiPy.

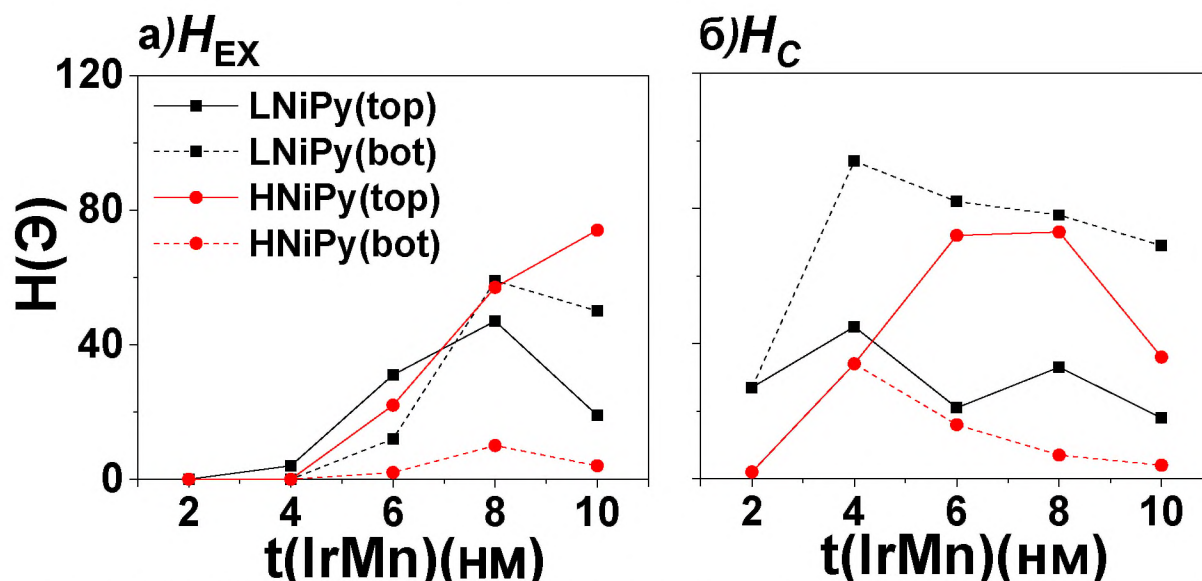


Рис. 3.36. Зависимости обменного смещения (а) и коэрцитивной силы (б) от толщины слоя IrMn для трёхслойных структур LNiPy/IrMn/LNiPy и HNiPy/IrMn/HNiPy.

Важно отметить, что полученные зависимости согласуются с полученными ранее результатами для двухслойных структур, по которым были определены, в том числе, последовательность перемагничивания слоев с учетом энергии межфазной обменной связи в зависимости от порядка осаждения ферромагнитного и антиферромагнитного слоев. В силу того, что для трёхслойных образцов с низконицелевым пермаллоем петли гистерезиса при 10 нм антиферромагнитного слоя показывают поочередное перемагничивание двух ферромагнитных слоев в двух направлениях магнитного поля, то были изготовлены образцы с большими толщинами антиферромагнитного слоя с целью определения его толщины, при которой можно обнаружить полное разделение петель гистерезиса ферромагнитных слоев системы, то есть изменение порядка перемагничивания ферромагнитных слоев трехслойной системы в зависимости от направления магнитного поля при измерении петель гистерезиса [184]. Ниже (Рис. 3.37) представлены результаты исследования магнитных свойств трёхслойных структур с LNiPy от толщины слоя IrMn с 12 нм до 50 нм.

Как видно, в целом характер перемагничивания не изменяется. Для всех

образцов обнаружена асимметрия петель гистерезиса, выраженная в изменении перегибов на нисходящей и восходящей петлях гистерезиса. Не смотря на то, что разница процессов перемагничивания вдоль оси однонаправленной анизотропии и перпендикулярное ей указывает на хорошо сформированную однонаправленную анизотропию (петли гистерезиса перпендикулярно оси однонаправленной анизотропии имеют существенно меньшую коэрцитивность и остаточный магнитный момент), даже при максимальной толщине слоя $t(\text{IrMn}) = 50$ нм не происходит разделения всей петли гистерезиса на верхнюю и нижнюю. Наличие ненулевой коэрцитивности и обменного смещения, а также остаточного магнитного момента при перемагничивании перпендикулярно оси однонаправленной анизотропии, свидетельствует о наличии распределения полей локальной анизотропии, связанного с отклонением магнитного момента укрупненных зерен от оси однонаправленной анизотропии.

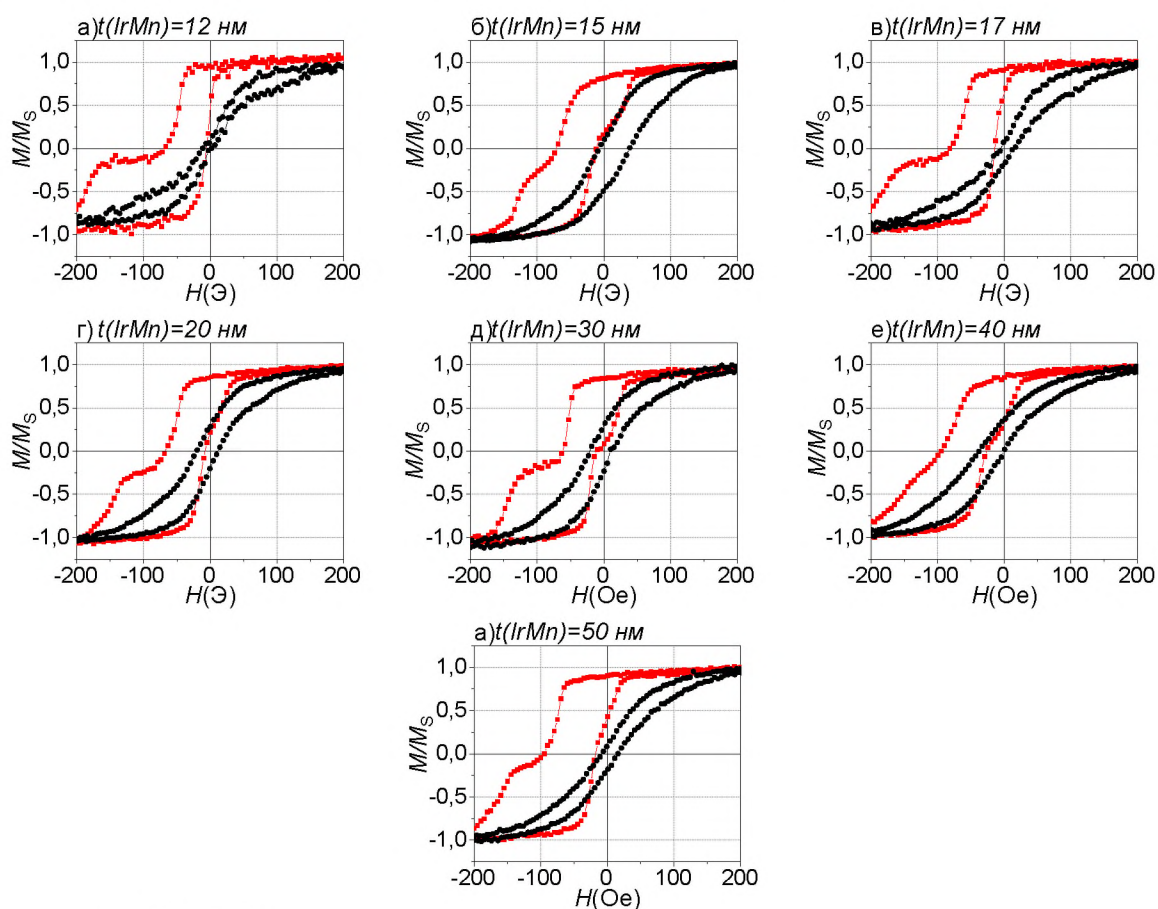


Рис. 3.37. Петли гистерезиса, полученные при перемагничивании вдоль (красные линии) и перпендикулярно (черные линии) оси однонаправленной анизотропии для тонкопленочных структур LNiPy/IrMn/LNiPy с разными толщинами АФМ-слоя.

По полученным петлям гистерезиса были оценены величины обменного смещения для каждого интерфейса и величины коэрцитивной силы для каждого слоя ферромагнетика. Таким образом, были получены зависимости обменного смещения и коэрцитивной силы от толщины АФМ-слоя для двух интерфейсов (Рис. 3.38). Как видно из рисунка, обменное смещение для каждого интерфейса стремительно растет при толщинах от 2 нм до 20 нм [185].

Затем, при толщинах от 20 нм до 50 нм величина обменного смещения увеличивается постепенно. Такие зависимости вполне соотносимы с наблюдаемыми в других работах [28, 164, 186]. В общем случае такой вид зависимостей объясняется в рамках увеличения энергии анизотропии АФМ-слоя с ростом его толщины, а затем достижением состояния насыщения, т.е. при больших толщинах энергия АФМ-слоя изменяется незначительно [3, 187].

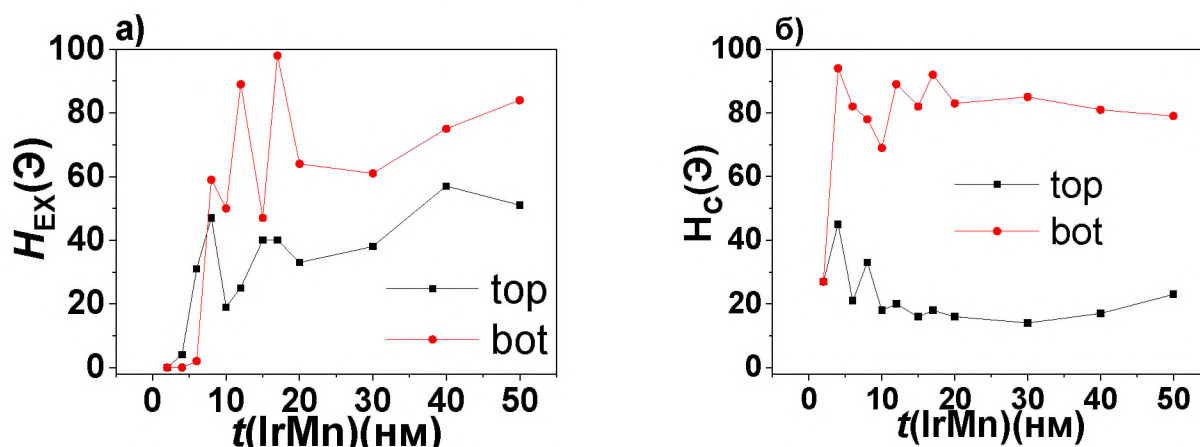


Рис. 3.38. Зависимости обменного смещения (а) и коэрцитивной силы (б) от толщины АФМ-слоя трёхслойных структур LNiPy/IrMn/LNiPy.

Также необходимо отметить, что для нижнего интерфейса увеличение обменного смещения сопровождается увеличением и коэрцитивной силы, а для верхнего интерфейса наоборот, при увеличении обменного смещения коэрцитивная сила уменьшается [188, 189]. Данное наблюдение соотносится с результатами исследования двухслойных структур LNiPy/IrMn и IrMn/LNiPy, описанными в пункте 3.1, где было обнаружено, что для структуры с интерфейсом ФМ/АФМ при увеличении толщин слоя IrMn наблюдалось уменьшение коэрцитивной силы, а для структуры с интерфейсом АФМ/ФМ – увеличение.

3.4. Магнитные свойства трёхслойных тонкопленочных структур NiFe/IrMn/NiFe на основе высоко- и низконикелевого пермаллоя в зависимости от температуры

В данном пункте будут описаны результаты исследования влияния температуры на процесс перемагничивания, а также на обменное смещение и коэрцитивную силу трёхслойных тонкопленочных структур NiFe/IrMn/NiFe на основе LNiPy или HNiPy. Данные исследования были проведены с целью более подробного изучения вкладов магнитостатической энергии и энергии обменного взаимодействия в магнитную энергию образца. На Рис. 3.39 представлены петли гистерезиса при температурах от 80 К до 250 К для образцов NiFe/IrMn/NiFe с толщиной антиферромагнитного слоя $t(\text{IrMn}) = 2$ нм. Для удобства сравнения, в левой колонке представлены петли гистерезиса для образцов с LNiPy, а в правой – с HNiPy. При температуре 250 К форма и характеристики петель гистерезиса не сильно отличается от тех, которые наблюдались при комнатной температуре. Для образца с LNiPy при понижении температуры уменьшается наклон петель гистерезиса, полученных вдоль оси трудного намагничивания, таким образом, с понижением температуры увеличивается степень изотропности образца. Это может быть объяснено тем, что тепловые флуктуации уменьшаются, что приводит к уменьшению флуктуации магнитных моментов зерен ферромагнетика. Изотропность в данном случае свидетельствует о разориентированности магнитных моментов зерен ферромагнетика относительно выбранного направления (магнитные моменты отдельных зерен направлены по легкой магнитокристаллографической оси). Коэффициент прямоугольности для образцов с низконикелевым пермаллоем растет с понижением температуры. Если предположить, что вклад величины магнитокристаллической анизотропии ферромагнетика уменьшается с понижением температуры, то магнитные моменты поверхностных зерен ФМ-слоя, которые при комнатной температуре могли ориентироваться по направлению, перпендикулярному плоскости пленки, будут ориентироваться в плоскости пленки, поскольку вклад энергии межфазной

обменной связи увеличивается с понижением температуры образца, что и приведет к увеличению остаточной намагниченности. При температурах от 100 К и ниже можно наблюдать не только увеличение коэрцитивной силы петель, но и появление перегибов на участках петель, предшествующих состоянию насыщения. Это может означать, что за счет увеличения энергии анизотропии слоев образца часть магнитных моментов ферромагнетика перемагничивается уже после поворота большей части магнитных моментов ФМ-слоя магнитных моментов. Это может быть та часть магнитных моментов ФМ-слоев, которые находятся ближе к границе раздела с антиферромагнетиком. При этом увеличение наклона петель гистерезиса для образцов с низконикелевым пермаллоем свидетельствует об изменении механизма перемагничивания образцов. Так, если при комнатной температуре вклад перемагничивания посредством движения доменной границы был больше, чем посредством поворотов магнитных моментов, то при понижении температуры вклад в процесс перемагничивания механизма движения доменной границы – уменьшается. В отличие от образцов с низконикелевым пермаллоем, для образцов с высоконикелевым пермаллоем наклон петель гистерезиса уменьшается гораздо менее заметно. Остаточная намагниченность так же, как и в образцах с низконикелевым пермаллоем, увеличивается с понижением температуры. Это может быть вызвано увеличением магнитокристаллической анизотропии в образцах.

На Рис. 3.40 представлены петли гистерезиса для трёхслойных образцов NiFe/IrMn/NiFe с толщиной АФМ-слоя 4 нм в диапазоне температур, как для образцов, описанных выше, от 80 К до 250 К, для низконикелевого пермаллоя. На рисунке, как и на предыдущем, в левом столбце представлены петли гистерезиса, измеренные вдоль оси однонаправленной анизотропии и перпендикулярно ей, для образцов на основе низконикелевого пермаллоя, а в правой колонке – петли гистерезиса, измеренные в тех же двух взаимно перпендикулярных направлениях в плоскости пленки, для обменно-связанных трехслойных структур на основе высоконикелевого пермаллоя.

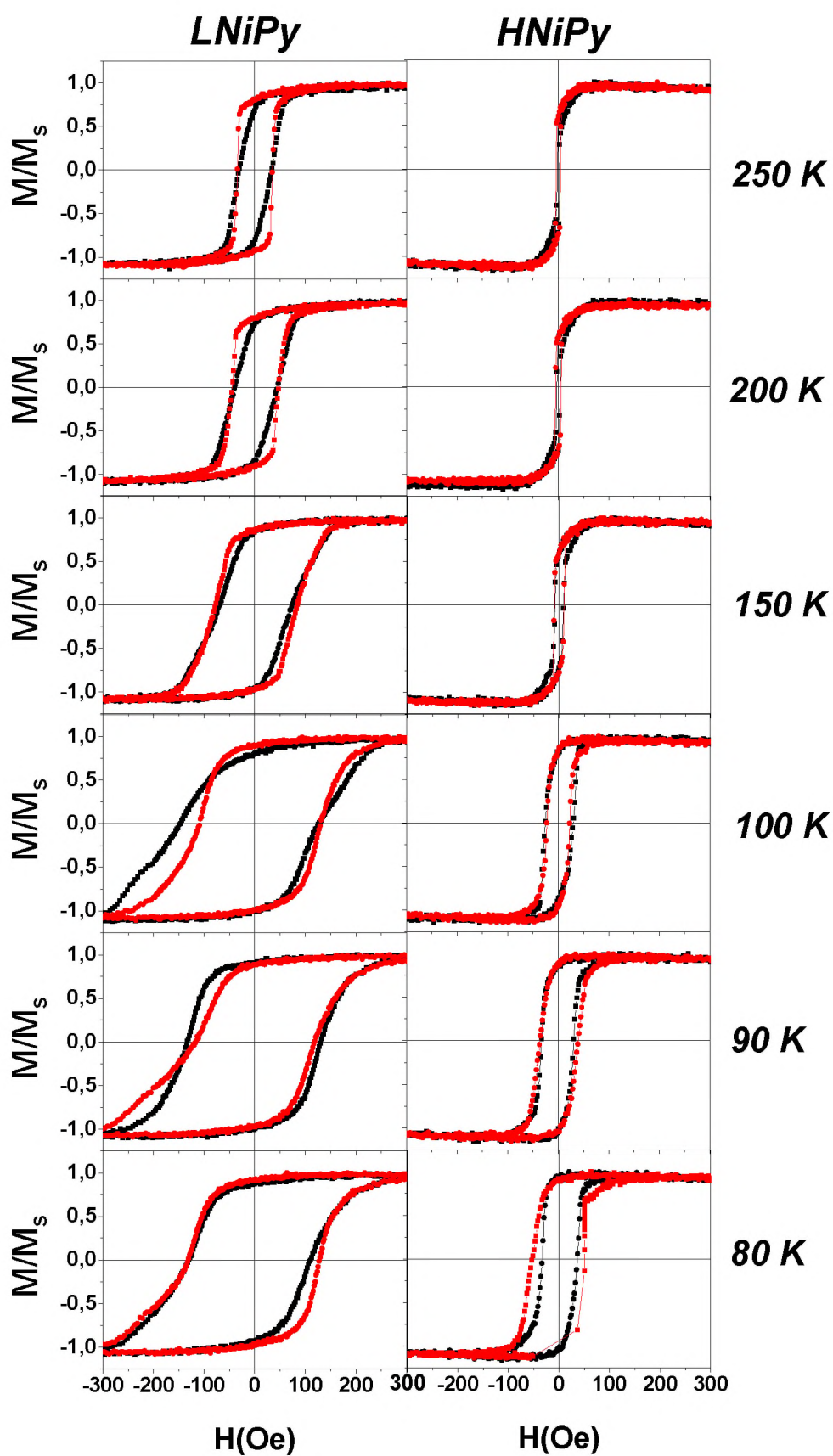


Рис. 3.39. Петли гистерезиса, полученные при перемагничивании вдоль (красные линии) и перпендикулярно (черные линии) оси однонаправленной анизотропии, для образцов трёхслойных тонкопленочных структур NiFe/IrMn/NiFe при $t(\text{IrMn}) = 2$ нм. В левой колонке петли для образцов с LNiPy, в правой – с HNiPy.

Как видно из данного рисунка, петли гистерезиса асимметричны, т.к. два ферромагнитных слоя перемагничиваются в разных полях. Также необходимо отметить, что петли гистерезиса, соответствующие перемагничиванию в направлении оси трудного намагничивания, имеют сложную искривленную форму и ненулевое смещение. Этот факт может быть объяснен с помощью модели отклонения оси анизотропии, от начального наведенного внешним магнитным полем при создании образца направления. Таким образом, обменное взаимодействие между ФМ и АФМ имеет место и в направлении трудной оси. Аналогичный эффект был описан для интерфейсов NiFe/CoO [190], NiFe/FeMn [191].

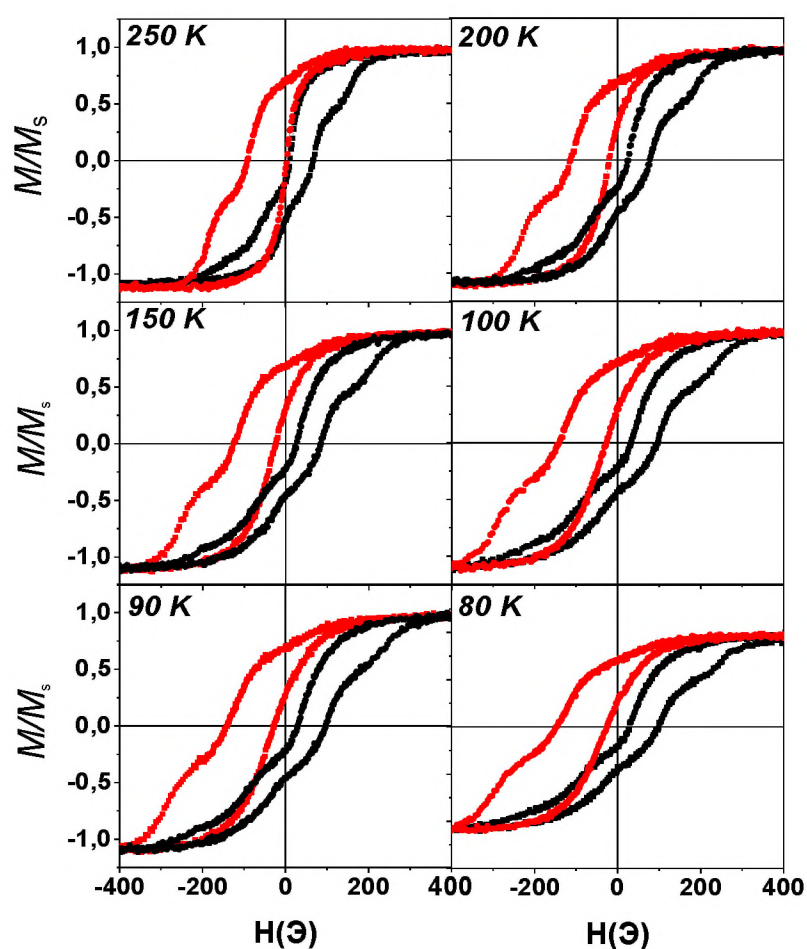


Рис. 3.40. Петли гистерезиса, полученные при перемагничивании вдоль (красные линии) и перпендикулярно (черные линии) оси однонаправленной анизотропии, для образцов трёхслойных тонкопленочных структур LNiPy/IrMn/LNiPy при $t(\text{IrMn}) = 4$ нм.

На Рис. 3.41 представлены петли гистерезиса для образцов с высоконикелевым пермаллоем и толщиной антиферромагнитного слоя 4 нм при температурах 200 К, 100 К и 80 К. Исходя из изменения формы петель гистерезиса, можно сказать, что порядок перемагничивания верхнего и нижнего слоев ферромагнетика такой, какой был обнаружен для аналогичного образца, но с толщиной АФМ-слоя 10 нм и при комнатной температуре (Рис. 3.21), т.е. для нисходящей ветви сначала перемагничивается один слой, а затем другой. Однако в данном случае полного разделения петель на верхние и нижние не происходит. Важно отметить, что (1) для всех петель на данном рисунке наблюдается вертикальное смещение, т.е. смещение вдоль оси ординат, а также (2) при температурах 100 К и 80 К обнаруживается обменное смещение вдоль оси трудного намагничивания. Данный эффект наблюдался и ранее [150, 192]. В общем случае он может быть объяснен в рамках нескольких различных моделей обменного смещения, но в данном случае наиболее предпочтительной может быть модель, в которой рассматривается микромагнитная структура интерфейса АФМ/ФМ по типу структуры спинового стекла. При этом, на интерфейсе, некоторое количество спинов антиферромагнетика будет иметь нескомпенсированную микромагнитную конфигурацию вследствие эффекта близкого расположения со спинами ФМ-слоя. Именно эти спины АФМ-слоя и будут давать вклад в величину намагниченности.

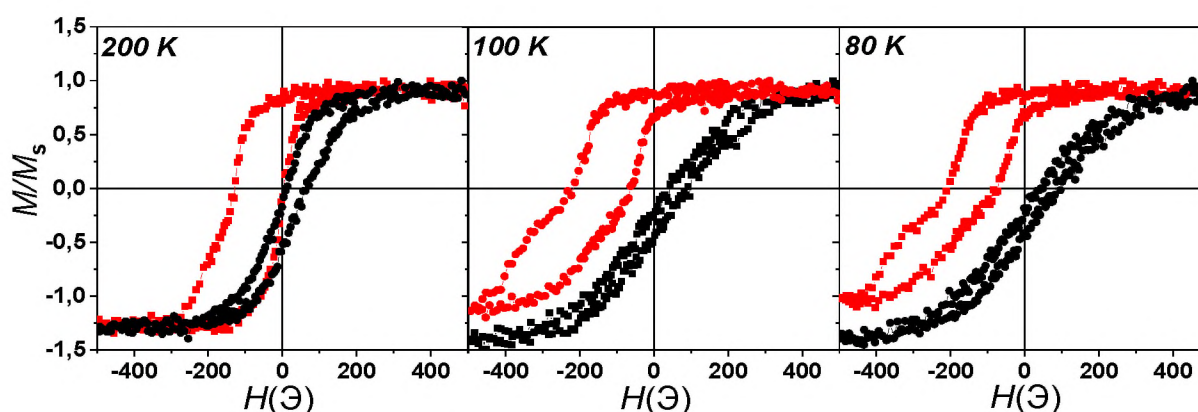


Рис. 3.41. Петли гистерезиса, полученные при перемагничивании вдоль (красные линии) и перпендикулярно (черные линии) оси однонаправленной анизотропии, для образцов трёхслойных тонкопленочных структур $\text{HNiPy}/\text{IrMn}/\text{HNiPy}$ при $t(\text{IrMn}) = 4$ нм.

Данное объяснение согласуется с результатами, представленными в двух предыдущих пунктах.

Таким образом, было показано, что механизм перемагничивания сохраняется для пермаллоя каждого состава при понижении температуры. Последовательность перемагничивания ферромагнитных слоев для структур на основе низконикелевого пермаллоя по нисходящей ветви такая же, как по восходящей, в то время как для структур на основе высоконикелевого – отличается.

По полученным петлям гистерезиса были оценены значения величины обменного смещения и коэрцитивной силы. Полученные зависимости величин от толщины антиферромагнитного слоя представлены на Рис. 3.42.

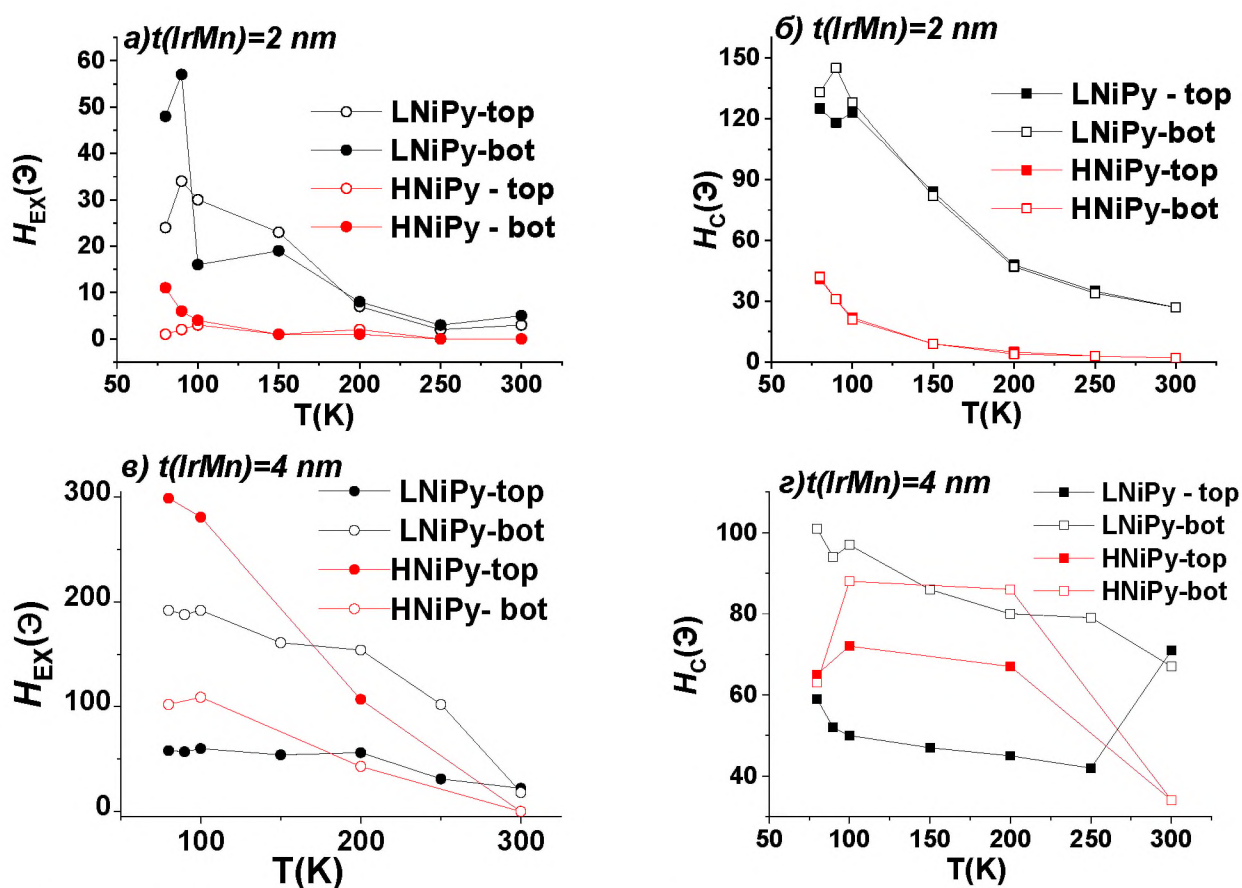


Рис. 3.42. Температурные зависимости обменного смещения и коэрцитивности для образцов NiFe/IrMn/NiFe на основе LNiPy и HNiPy. Толщины антиферромагнитных слоев указаны над графиками.

Уменьшение температуры приводит к увеличению обменного смещения из-за уменьшения тепловой энергии, т.к. увеличивается энергия анизотропии ферро- и антиферромагнетика [193]. Вышеприведенные исследования показали, что при

уменьшении температуры до 80 К коэрцитивная сила образцов увеличивается (Рис. 3.42). Коэрцитивность образцов с 2 нм АФМ-слоя (Рис. 3.42 б)) выше для образцов с HNiPy. Как видно из Рис. 3.42, для образца с толщиной антиферромагнитного слоя 2 нм температура блокировки обменного смещения, ниже которых обменное смещение наблюдается, равна 250 К для образца с низконикелевым пермаллоем и 200 К для образца с высоконикелевым пермаллоем. Для образцов с толщиной антиферромагнитного слоя 4 нм обменное смещение наблюдается при температурах ниже 290 К. Тенденция к уменьшению температуры блокировки обменного смещения может объясняться уменьшением энергии анизотропии АФМ-слоя, что соответственно, требует большего уменьшения энергии тепловых флуктуаций для появления возможности энергии анизотропии антиферромагнетика превзойти энергию обменного взаимодействия. Иными словами, увеличение обменного смещения и коэрцитивности с уменьшением температуры можно объяснить уменьшением тепловой энергии в материалах слоев, что приводит к более устойчивому состоянию спинов, что, в свою очередь, способствует более сильному межфазному взаимодействию [4, 32, 182].

Также для образцов трехслойных обменно-связанных структур можно наблюдать одинаковую тенденцию изменения форм петель гистерезиса при увеличении температуры выше комнатной: переход от ассиметричного вида петли к симметричному.

Были проведены высокотемпературные исследования трехслойных структур с двумя типами пермаллоя. Полученные петли гистерезиса при перемагничивании образцов вдоль направления оси однонаправленной анизотропии для обменно-связанной трехслойной структуры LNiPy/IrMn/LNiPy с толщиной $t(\text{IrMn}) = 12$ нм, для обменно-связанной трехслойной структуры HNiPy/IrMn/HNiPy с толщиной $t(\text{IrMn}) = 7$ нм представлены на Рис. 3.42.

Для каждого из образцов можно наблюдать одинаковую тенденцию изменения форм петель гистерезиса при увеличении температуры от комнатной до 350 К: переход от ассиметричного вида петли к почти симметричному. Это связано с

тем, что при увеличении температуры обменное смещение уменьшается за счет увеличения тепловых флуктуаций магнитного момента в материалах слоев, наряду с этим все более отчетливо проявляется поочередность перемагничивания двух слоев ферромагнетика в каждом из образцов, поскольку магнитостатическая энергия ферромагнитных слоев вдали от температуры Кюри слабо изменяется. Перегиб на петле гистерезиса в этом случае, как и на петлях гистерезиса, полученных при комнатной температуре, объясняется наличием двух ферромагнитных слоев, обладающих разными коэрцитивными силами. Петли гистерезиса при исследуемых температурах выглядят как суперпозиция петель гистерезиса отдельных ферромагнитных слоев, коэрцитивные силы которых увеличены за счет наличия связи с антиферромагнитным слоем. Влияние магнитостатической связи ферромагнитных слоев, однако, все равно можно проследить по увеличенному наклону одной из ветвей петли гистерезиса.

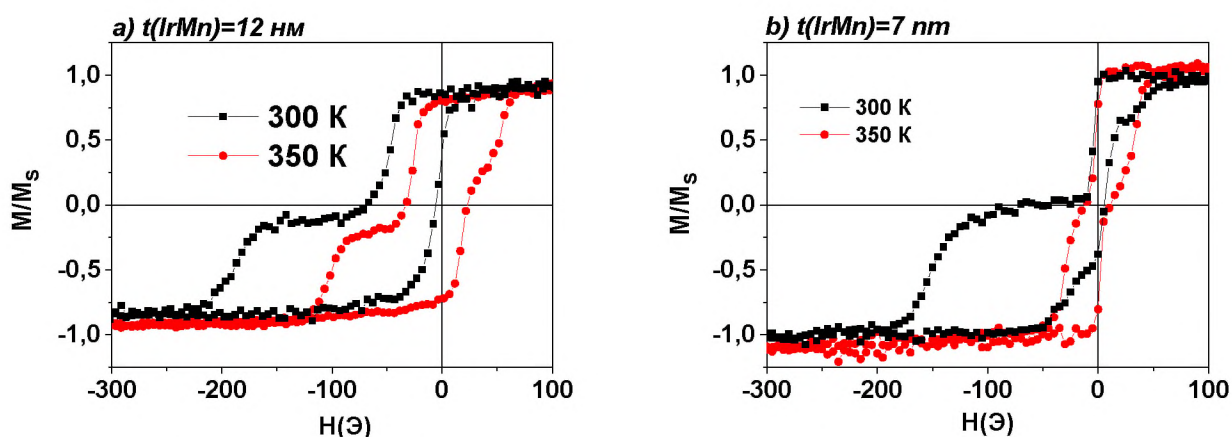


Рис. 3.43. Петли гистерезиса, полученные при перемагничивании вдоль оси однонаправленной анизотропии для образцов: а) LNiPy/IrMn/LNiPy; б) HNiPy/IrMn/HNiPy.

Для образца LNiPy/IrMn(12 нм)/LNiPy (Рис. 3.43 а) была построена модельная петля гистерезиса, изображенная на Рис. 3.44. Величина параметра k была выбрана как слабоотрицательная, т.к. магнитостатическое взаимодействие между ферромагнитными слоями слабое вследствие большой толщины антиферромагнитного слоя 12 нм.

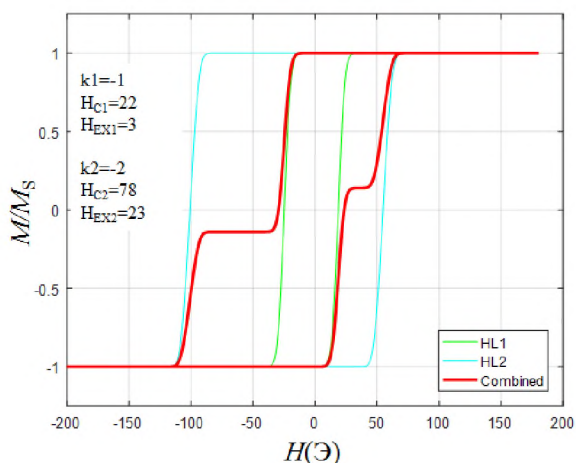


Рис. 3.44. Петля гистерезиса для образца LNiPy/IrMn(12 нм)/LNiPy, полученная при моделировании с помощью MATLAB.

Необходимость выбора разных коэффициентов взаимодействия для слоев обусловлена разницей их интерфейсов на границе раздела с антиферромагнетиком, что приводит к изменению свойств.

3.5. Магнитные свойства двухслойных структур HNiFe/IrMn в зависимости от неоднородности внешнего магнитного поля, приложенного при напылении

В данном пункте приведены результаты исследования влияния конфигурации и величины магнитного поля, приложенного во время напыления двухслойных структур HNiFe/IrMn, на их магнитные свойства. Приведенные ниже рассуждения основаны на наблюдении неоднородности магнитного поля, описанного в Главе 2, п. 1. В разделе описано изготовление образцов, дано описание неоднородности магнитного поля, создаваемого постоянными магнитами при магнетронном осаждении пленки, а также описаны особенности областей 1-8, об описании магнитных свойств образцов из которых пойдет речь.

Можно отметить, что, поскольку магнитное поле, приложенное при осаждении образцов в областях 3 и 4, однородно, азимутальная зависимость обменного смещения для образцов из этих областей показывает классическое поведение для обменно-связанных двухслойных структур с однонаправленной анизотропией в

плоскости пленки. Максимальное обменное смещение и прямоугольная петля гистерезиса обнаруживаются вдоль оси легкого намагничивания пленки (углы 0° , 180° , 360° , см. Рис. 3.45), тогда как обменное смещение отсутствует, коэрцитивность и остаточный магнитный момент принимают нулевые значения и петля гистерезиса имеет большой наклон вдоль оси трудного намагничивания (углы 90° и 270°) [195]. Существование увеличенного обменного смещения под углами 45° и 225° , можно объяснить различными эффектами, например, наличием доменной стенки в AFM-слое [197, 198]. Но это требует дальнейших исследований.

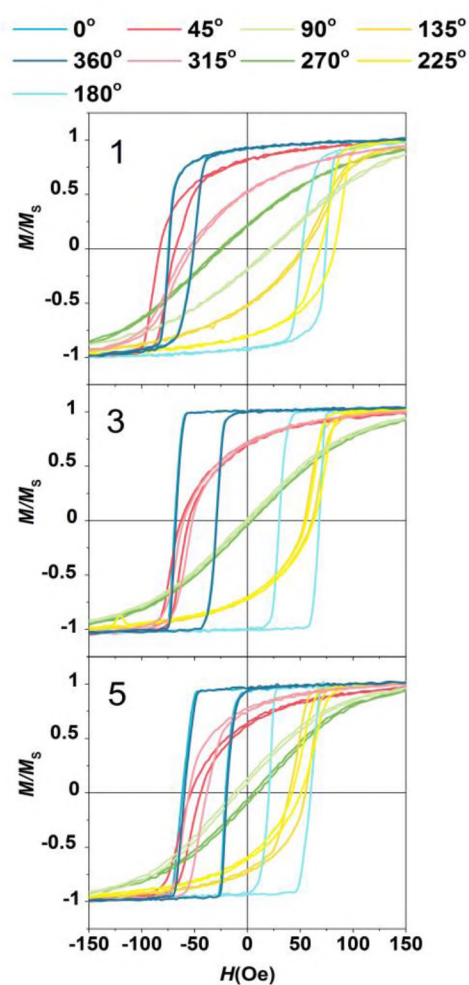


Рис. 3.45. Петли гистерезиса для образцов из областей 1, 3, 5, полученные при разных азимутальных углах. Цифры указывают на области, из которых взяты образцы.

Для областей 5 и 6 наблюдается частичное отклонение направления магнитного поля, приложенного при напылении, от направления его в областях 3 и 4. Таким образом, соответствующее отклонение одноосной анизотропии в малых областях

в плоскости пленки должно появиться из-за появления распределения локальной анизотропии.

На Рис. 3.46 схематично представлено формирование оси однонаправленной анизотропии для образцов, находящихся в однородном и неоднородном полях. В результате обменное смещение вдоль легкой оси намагничивания немного меньше соответствующих значений для областей 3 и 4, где однонаправленная анизотропия сильнее. Кроме того, для образцов из областей 5 и 6, при перемагничивании их перпендикулярно оси однонаправленной анизотропии, появляется обменное смещение величиной до 9 Э.

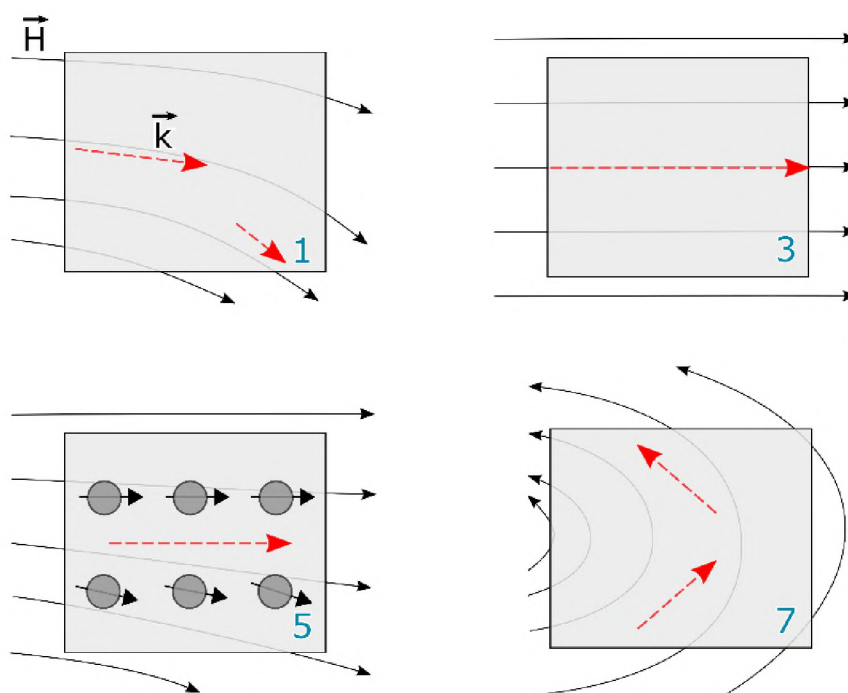


Рис. 3.46. Схематическое изображение влияния неоднородного магнитного поля, приложенного при напылении образцов, на формирование направления оси однонаправленной анизотропии (красные стрелки).

Линии магнитного поля показаны черным цветом, синие цифры обозначают области, из которых взяты образцы для рассмотрения.

Для областей 1 и 2 наблюдается повышенная неоднородность магнитного поля со значительным отклонением линий магнитного поля от значений в областях 3 и 4, поэтому обнаружено необычное поведение обменного смещения для образцов из этих двух областей: (1) большой эффект обменного смещения, сопровождающийся большой коэрцитивностью при дополнительных углах 45° (отрицательный сдвиг) и 225° (положительный сдвиг); (2) округление формы

петель гистерезиса, измеренных при 0° и 180° вблизи полей переключения; (3) увеличение значения обменного смещения на 90° и 270° , чем у предыдущих регионов. Следовательно, в этих областях существует сосуществование двух областей с различной ориентацией оси однонаправленной анизотропии (схематично показано на рис. 3.46). Кроме того, петли гистерезиса, взятые под углами 45° , 315° и 135° , 225° , попарно совпадают для областей 3 и 4, но не для областей 1 и 2. Этот факт, помимо (1) и (2) означает, что склонение оси однонаправленной анизотропии в частях образца имеет углы меньше 90° , а энергия анизотропии области с более отклоненной осью легкого намагничивания достаточно мала, поскольку неоднородность магнитного поля в области приводит к распределению локальной анизотропии как он был найден для областей 5 и 6.

Магнитное поле в областях 7 и 8 имеет наибольшую неоднородность по сравнению со всеми предыдущими областями (Рис. 2.3, Глава 2). В результате петли гистерезиса образцов из этих областей представляют наибольший интерес, поскольку их петли гистерезиса имеют ступенчатую форму. Более того, для образцов из этих областей наблюдается полное разделение петель гистерезиса на две суб-петли, что характерно для петель гистерезиса трехслойных тонкопленочных структур с обменным смещением, а не двухслойных [105, 107]. На Рис 3.47 показаны петли гистерезиса для области 7.

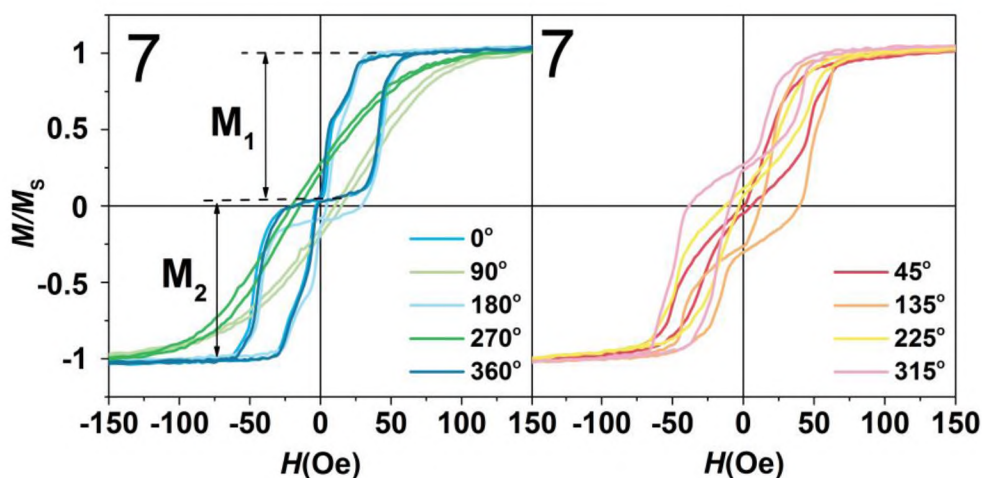


Рис. 3.47. Петли гистерезиса для образца из области 7, полученные при разных азимутальных углах.

Для удобства анализа петли гистерезиса вдоль направления магнитного поля, приложенной во время роста пленок, и перпендикулярно ему представлены отдельно от петель гистерезиса для промежуточных азимутальных углов. Можно заключить, что обменно-связанные тонкопленочные структуры из областей 7 и 8 разделены на две почти одинаковые по объему области (Рис. 3.47) с намагниченностями M_1 и M_2 , которые определяются высотой ступеньки на петле гистерезиса. Расположение двух суб-петель по обе стороны от оси Y , говорит о том, что эти две области имеют противоположную ориентацию осей однонаправленной анизотропии (в соответствии с направлением магнитного поля). Также сложные формы петель гистерезиса появляются во время перемагничивания и под другими азимутальными углами. Азимутальные зависимости обменного смещения и коэрцитивностей петель гистерезиса для образцов из областей 7 и 8 показано аналогично угловым зависимостям для областей 1 и 2. Угловые зависимости обменного смещения и коэрцитивной силы, оцененные по петлям гистерезиса, представлены на Рис. 3.48.

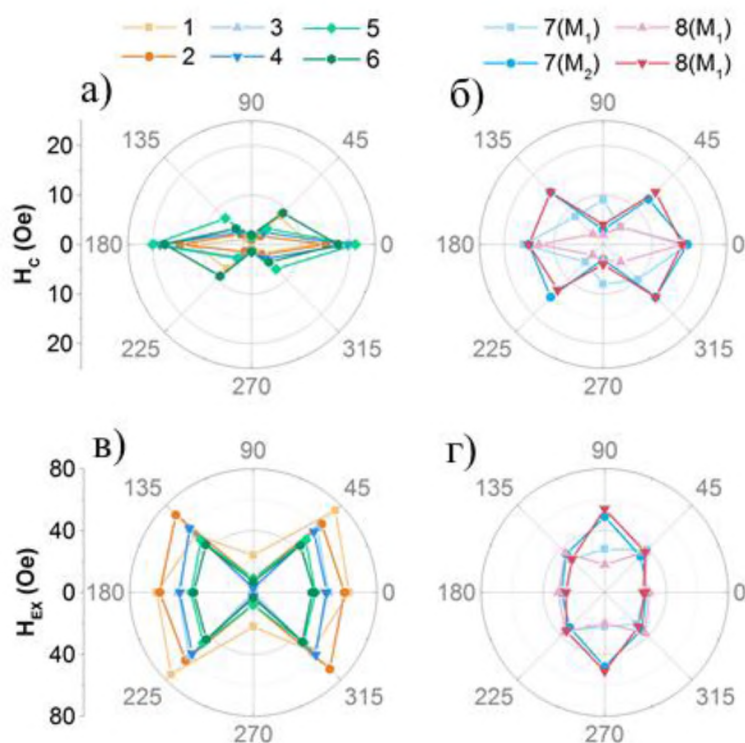


Рис. 3.48. Азимутальные зависимости величины обменного смещения и коэрцитивной силы для образцов из областей 1-8.

Для областей 7 и 8 значения оценивались отдельно для каждой суб-петли, то есть для каждой зоны с разными магнитными моментами насыщения M_1 или M_2 . По этим зависимостям можно судить о свойствах однонаправленной и одноосной анизотропии в образцах.

Таким образом, продемонстрировано, что наличие неоднородного магнитного поля, приложенного во время напыления тонкопленочных структур с обменным смещением, приводит к существенным изменениям процесса перемагничивания при переходе от области с однородным магнитным полем к области с неоднородным. Установлено, что малая неоднородность магнитного поля, приложенного при осаждении образца в плоскости пленки, приводит лишь к ослаблению эффекта обменного смещения, в то время как увеличение неоднородности магнитного поля приводит к разбиению объема образца на две области, оси однонаправленной анизотропии которых не совпадают [198].

3.6. Заключение

1. Определена морфология интерфейса ферромагнетик-антиферромагнетик в зависимости от последовательности осаждения слоев и содержания никеля в сплаве пермаллоя. Показано, что частичное перемешивание слоев обнаруживается только на интерфейсе NiFe/IrMn, в котором крупнозернистый пермаллой напыляется до слоя антиферромагнетика. Приведены результаты структурного анализа с помощью метода рентгеновской дифрактометрии, что позволило подтвердить необходимую для формирования обменной межфазной связи структуру (ориентация (111) поликристаллических пленок IrMn и NiFe).

2. Установлено, что магнитные свойства двухслойных структур NiFe-IrMn определяет совместное влияние порядка осаждения слоев, состава пермаллоя и толщины антиферромагнитного слоя:

- как при осаждении антиферромагнитного материала на ферромагнитный, так и для альтернативного порядка осаждения, увеличение толщины антиферромагнитного слоя приводит к увеличению обменного смещения. При

этом, для образцов с HNiPy большая величина обменной связи на интерфейсе наблюдается при осаждении ферромагнитного материала на антиферромагнитный, а для LNiPy – при альтернативном порядке осаждения слоев;

- величина обменного смещения больше для структур с HNiPy вне зависимости от порядка осаждения слоев IrMn и NiFe;

- тенденцию изменения величины коэрцитивной силы (увеличение или уменьшение) с ростом толщины антиферромагнетика определяет только порядок осаждения материалов. При осаждении антиферромагнитного материала на высоко- или низко- никелевый пермаллой наблюдается уменьшение коэрцитивной силы, в то время как альтернативный порядок осаждения приводит к ее возрастанию с увеличением толщины антиферромагнетика;

- максимальная величина обменного смещения при минимальной величине коэрцитивной силы определена для структур высоконикелевый NiFe/IrMn для всего диапазона толщин антиферромагнитного слоя, от 2 нм до 16 нм.

Для объяснения найденных особенностей предложена феноменологическая модель, учитывающая как механизмы частичного отклонения оси легкого намагничивания высоко- и низконикелевого пермаллоя относительно направления, заданного внешним магнитным полем при осаждении, так и выход магнитного момента из плоскости пленки для низконикелевого пермаллоя.

3. Обнаружено, что изменение механизма перемагничивания тонкопленочных трехслойных обменно-связанных структур при изменении толщины антиферромагнитного слоя определяется вкладом магнитостатического взаимодействия ферромагнитных слоев структуры, которое имеет различную природу для пермаллоев разного состава:

- изменение толщины антиферромагнитного слоя от 4 нм до 50 нм в структурах NiFe/IrMn/NiFe на основе низконикелевого пермаллоя не приводит к изменению механизма перемагничивания образцов, в том числе, к изменению порядка перемагничивания ферромагнитных слоев системы. Магнитостатическая связь ферромагнитных слоев объясняется формированием укрупнённого зерна, что

приводит, с одной стороны, к увеличению шероховатости, то есть формированию морфологии интерфейса типа «orange-peel», а, с другой стороны, к отклонению оси легкого намагничивания магнитокристаллографической анизотропии каждого зерна от направления однонаправленной анизотропии;

- для структур NiFe/IrMn/NiFe на основе высоконикелевого пермаллоя увеличение толщины антиферромагнитного материала от 2 нм до 10 нм приводит к существенному ослаблению влияния связи ферромагнитных слоев, что приводит к изменению порядка перемагничивания ферромагнитных слоев системы. Связь ферромагнитных слоев системы при малых толщинах антиферромагнитного слоя реализуется за счет взаимодействия доменов, посредством распространения которых преимущественно происходит перемагничивание каждого слоя ферромагнетика;

- для структуры NiFe/IrMn/NiFe на основе низконикелевого пермаллоя с толщиной антиферромагнитного слоя 2 нм особенности роста нижнего ферромагнитного слоя проявились в отсутствии четкого разделения ферромагнитных слоев системы, что выделяет структуру по механизму перемагничивания в линейке низконикелевых образцов. Перемагничивание структуры происходит, как перемагничивание одиночного ферромагнитного слоя.

4. Экспериментально определены зависимости величины обменного смещения на верхнем и нижнем интерфейсах, а также коэрцитивной силы ферромагнитных слоев системы NiFe/IrMn/NiFe от толщины антиферромагнитного слоя. Установлено, что вне зависимости от порядка осаждения ферромагнитного слоя и его состава, коэрцитивная сила сначала существенно увеличивается, а затем уменьшается с увеличением толщины антиферромагнитного слоя от 2 нм до 10 нм. Монотонная зависимость величины обменного смещения от толщины антиферромагнитного слоя получена для верхнего интерфейса системы на основе высоконикелевого пермаллоя. Как для нижнего интерфейса структуры на основе высоконикелевого пермаллоя, так и для двух интерфейсов структуры на основе низконикелевого пермаллоя, величина обменного смещения имеет немонотонную зависимость с максимумом при толщине антиферромагнитного слоя 8 нм.

5. Приведены результаты исследования магнитных свойств тонкопленочных структур при пониженных и повышенных температурах как для определения температуры блокировки обменного смещения интерфейсов, так и для выявления определяющего вклада в магнитные свойства магнитостатического или обменного взаимодействий.

Установлено, что при пониженных температурах последовательность перемагничивания ферромагнитных слоев для структур на основе низконикелевого пермаллоя по нисходящей ветви такая же, как по восходящей, в то время как для структур на основе высоконикелевого последовательность перемагничивания отличается.

6. Обнаружено, что изменение величины и градиента внешнего магнитного поля, приложенного при осаждении образцов, влияет как на величину обменного смещения, так и на механизм перемагничивания двухслойной тонкопленочной структуры NiFe/IrMn. Изменение величины магнитного поля и появление слабого градиента приводит лишь к изменению величины обменного смещения при сохранении бистабильной формы петли гистерезиса и/или частичному сглаживанию петли гистерезиса вблизи поля насыщения. В то время как для сильно градиентного магнитного поля обнаружено формирование двух областей с противоположным направлением осей однонаправленной анизотропии, что проявляется в возникновении перегибов на нисходящей и восходящей ветвях петли гистерезиса. Определены оптимальные параметры градиентного магнитного поля, приложенного при изготовлении образцов, необходимые для использования структуры NiFe/IrMn в качестве пассивной магнитной метки.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ВЫВОДЫ

1. Определена зависимость морфологии интерфейса ферромагнетик-антиферромагнетик от последовательности осаждения слоев и состава пермаллоя. Установлено, что при осаждении антиферромагнитного IrMn на низконикелевый пермаллой наблюдается частичное перемешивание слоев, связанное с существенно увеличенным размером зерна низконикелевого пермаллоя по сравнению с размером зерна высоконикелевого.

2. Установлено, что магнитные свойства двухслойных структур NiFe-IrMn определяют состав пермаллоя, толщина антиферромагнитного слоя и порядок осаждения слоев. Для объяснения найденных особенностей предложена феноменологическая модель, учитывающая как механизм частичного отклонения в плоскости пленки оси легкого намагничивания высоко- и низконикелевого пермаллоя относительно направления, заданного внешним магнитным полем при осаждении, так и выход магнитного момента из плоскости пленки для низконикелевого пермаллоя.

3. Обнаружено, что механизм формирования магнитных свойств и особенностей перемагничивания тонкопленочных трехслойных обменно-связанных структур NiFe/IrMn/NiFe, в том числе, последовательность перемагничивания ферромагнитных слоев, определяется конкуренцией магнитостатического взаимодействия ферромагнитных слоев материала и обменного взаимодействия между антиферромагнитным и ферромагнитными слоями. Установлено, что магнитостатическое взаимодействие оказывает большее влияние на свойства тонкопленочных структур с низконикелевым пермаллоем, чем на свойства структур с высоконикелевым, – за счет увеличения зерна ферромагнетика и его намагниченности в первых. Предложены феноменологическая и математическая модели, описывающие обнаруженные особенности.

4. Установлено, что понижение температуры, влекущее за собой усиление вклада обменного взаимодействия ферромагнетик-антиферромагнетик, приводит

к реализации механизма перемагничивания, наблюдаемого с ростом толщины антиферромагнитного слоя как для образцов на основе высоко-, так и для образцов на основе низконикелевого пермаллоя. Исследования магнитных свойств в расширенном диапазоне температур от 80 К до 420 К позволили определить температуры блокировки обменного смещения для изготовленных тонкопленочных структур, не проявляющих эффект обменного смещения при комнатной температуре (с толщиной антиферромагнитного слоя 2 нм и 4 нм).

5. Обнаружено, что изменение величины и градиента внешнего магнитного поля, приложенного при осаждении образцов, влияет как на величину обменного смещения, так и на механизм перемагничивания двухслойной тонкопленочной структуры NiFe/IrMn. Предложена феноменологическая модель, описывающая найденные особенности. Определены оптимальные параметры градиентного магнитного поля, приложенного при изготовлении образцов, необходимые для использования структуры NiFe/IrMn в качестве пассивной магнитной метки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nogués J. Exchange bias / Nogués J., Schuller I.K. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 1999. – Т. 192 – № 2 – С.203–232.
2. Tannous C. Springer Handbook of Electronic and Photonic Materials / C. Tannous, R. L. Comstock – , 2017.– 1186-1220с.
3. O'Grady K. A new paradigm for exchange bias in polycrystalline thin films / O'Grady K., Fernandez-Outon L.E., Vallejo-Fernandez G. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2010. – Т. 322 – № 8 – С.883–899.
4. Haiwen Xi* and Robert M. White Low-frequency dynamic hysteresis in exchange-coupled Ni₈₁Fe₁₉ / Ir₂₂Mn₇₈ bilayers / Haiwen Xi* and Robert M. White, Sining Mao, Zheng Gao, Zhijun Yang and E.M. // PHYSICAL REVIEW B – 2001. – Т. 64 – № 184416.
5. W. H. Meiklejohn and C. P. Bean New Magnetic Anisotropy / W. H. Meiklejohn and C. P. Bean // Physical Review Letters – 1957. – Т. 105 – № 5 – С.904–913.
6. W. H. Meiklejohn and C. P. Bean New Magnetic Anisotropy / W. H. Meiklejohn and C. P. Bean // Physical Review – 1956. – Т. 102 – № 5 – С.1413–1414.
7. STONER E. C. W.E.P. A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys / STONER E. C. W.E.P. // Philosophical Transactions of the Royal Society of London . Series A – 1948.
8. Urazhdin S. Effects of antiferromagnetic spin rotation on the anisotropy of ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers / Urazhdin S., Chien C.L. // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics – 2005. – Т. 71 – № 22 – С.1–4.
9. Kiwi M. Exchange bias theory / Kiwi M. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2001. – Т. 234 – № 3 – С.584–595.
10. Malozemoff A.P. Random-field model of exchange anisotropy at rough

ferromagnetic- antiferromagnetic interfaces / Malozemoff A.P. // Physical Review B – 1987. – T. 35 – № 7 – C.3679–3682.

11. Malozemoff A.P. Mechanisms of exchange anisotropy (invited) / Malozemoff A.P. // Journal of Applied Physics – 1988. – T. 63 – № 8 – C.3874–3879.

12. Malozemoff A.P. Heisenberg-to-Ising crossover in a random-field model with uniaxial anisotropy / Malozemoff A.P. // Physical Review B – 1988. – T. 37 – № 13 – C.7673–7679.

13. Koon N. Calculations of Exchange Bias in Thin Films with Ferromagnetic/Antiferromagnetic Interfaces / Koon N. // Physical review letters – 1997. – T. 78 – № 25 – C.4865–4868.

14. Schulthess T.C. Consequences of Spin-Flop Coupling in Exchange Biased Films / Schulthess T.C., Butler W.H. // Physical Review Letters – 1998. – T. 81 – № 20 – C.4516–4519.

15. Schulthess T.C. Coupling mechanisms in exchange biased films (invited) / Schulthess T.C., Butler W.H. // Journal of Applied Physics – 1999. – T. 85 – № 8 – C.5510–5515.

16. Mauri D. Simple model for thin ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate / Mauri D., Siegmann H.C., Bagus P.S., Kay E. // Journal of Applied Physics – 1987. – T. 62 – № 7 – C.3047–3049.

17. Nowak U. Domain state model for exchange bias / Nowak U., Misra A., Usadel K.D. // Journal of Applied Physics – 2001. – T. 89 – № 11 II – C.7269–7271.

18. Miltényi P. Diluted Antiferromagnets in Exchange Bias: Proof of the Domain State Model / Miltényi P., Gierlings M., Keller J., Beschoten B., Güntherodt G., Nowak U., Usadel K.D. // Physical Review Letters – 2000. – T. 84 – № 18 – C.4224–4227.

19. Nowak U. Domain state model for exchange bias. I. Theory / Nowak U., Usadel K.D., Keller J., Miltényi P., Beschoten B., Güntherodt G. // Physical Review B – 2002.

– T. 66 – № 1 – C.014430.

20. Beckmann B. Asymmetric reversal modes in ferromagnetic/antiferromagnetic multilayers / Beckmann B., Nowak U., Usadel K.D. // Physical Review Letters – 2003. – T. 91 – № 18 – C.1–4.

21. Misra A. Control of exchange bias by diluting the antiferromagnetic layer / Misra A., Nowak U., Usadel K.D. // Journal of Applied Physics – 2003. – T. 93 – № 10 2 – C.6593–6595.

22. Scholten G. Coercivity and exchange bias of ferromagnetic/antiferromagnetic multilayers / Scholten G., Usadel K.D., Nowak U. // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics – 2005. – T. 71 – № 6 – C.1–7.

23. Papusoi C. Tuning the exchange bias of soft metallic antiferromagnets by inserting nonmagnetic defects / Papusoi C., Hauch J., Fecioru-Morariu M., Guntherodt G. // Journal of Applied Physics – 2006. – T. 99 – № 12 – C.123902.

24. Mewes T. Suppression of exchange bias by ion irradiation / Mewes T., Lopusnik R., Fassbender J., Hillebrands B., Jung M., Engel D., Ehresmann A., Schmoranzer H. // Applied Physics Letters – 2000. – T. 76 – № 8 – C.1057–1059.

25. A. Mougin, T. Mewes, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann, H. Schmoranzer, J. Fassbender * and B. Hillebrands Local manipulation and reversal of the exchange bias field by ion irradiation in FeNi $\tilde{\text{O}}$ FeMn double layers / A. Mougin, T. Mewes, M. Jung, D. Engel, A. Ehresmann, H. Schmoranzer, J. Fassbender * and B. Hillebrands // PHYSICAL REVIEW B – 2001. – T. 63 – № 060409~R!

26. Shi H. Exchange bias in Fe_xZn_{1-x}F₂/Co bilayers / Shi H., Lederman D., Fullerton E.E. // Journal of Applied Physics – 2002. – T. 91 – № 10 – C.7763.

27. Keller J. Domain state model for exchange bias. II. Experiments / Keller J., Miltényi P., Beschoten B., Güntherodt G., Nowak U., Usadel K.D. // Physical Review B – 2002. – T. 66 – № 1 – C.014431.

28. Ali M. Antiferromagnetic layer thickness dependence of the IrMn/Co exchange-bias system / Ali M., Marrows C.H., Al-Jawad M., Hickey B.J., Misra A., Nowak U., Usadel K.D. // *Physical Review B* – 2003. – T. 68 – № 21 – C.214420.
29. B. Beckmann and K. D. Usadel U.N. Cooling-field dependence of asymmetric reversal modes for ferromagnetic/antiferromagnetic multilayers / B. Beckmann and K. D. Usadel U.N. // *PHYSICAL REVIEW B* – 2006. – T. 74 – № 054431.
30. Stamps R.L. Mechanism for exchange bias / Stamps R.L. // *Journal of Physics D: Applied Physics* – 2000. – T. 33 – C.247–268.
31. Stamps R. L. Dynamic magnetic hysteresis and anomalous viscosity in exchange bias systems / Stamps R. L. // *PHYSICAL REVIEW B* – 2000. – T. 61 – № 18.
32. Kim J. V Angular dependence and interfacial roughness in exchange-biased ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers / Kim J. V, Stamps R.L., McGrath B. V, Camley R.E. // *Physical Review B* – 2000. – T. 61 – № 13 – C.8888–8894.
33. Kim J.-V. Defect-modified exchange bias / Kim J.-V., Stamps R.L. // *Applied Physics Letters* – 2001. – T. 79 – № 17 – C.2785–2787.
34. Kim J.-V. Theory of long-wavelength spin waves in exchange biased bilayers / Kim J.-V., Stamps R.L. // *Journal of Applied Physics* – 2001. – T. 89 – № 11 – C.7651–7653.
35. Kim Joo-Von * and Stamps R. L. Hysteresis from antiferromagnet domain-wall processes in exchange-biased systems: Magnetic defects and thermal effects / Kim Joo-Von * and Stamps R. L. // *PHYSICAL REVIEW B* – 2005. – T. 71 – № 094405.
36. Nikitenko V. I. , Gornakov V. S., Shapiro A. J., Shull R. D., Kai Liu Kai, Zhou S. M. and C.C.L. Asymmetry in Elementary Events of Magnetization Reversal in a Ferromagnetic/Antiferromagnetic Bilayer / Nikitenko V. I. , Gornakov V. S., Shapiro A. J., Shull R. D., Kai Liu Kai, Zhou S. M. and C.C.L. // *PHYSICAL REVIEW LETTERS* – 2000. – T. 84 – № 4.

37. S. Gornakov, Yu. P. Kabanov, O. A. Tikhomirov, and V. I. Nikitenko, S. V. Urazhdin, F. Y. Yang, and C. L. Chien A.J.S. and R.D.S. V. Experimental study of the microscopic mechanisms of magnetization reversal in FeNi/FeMn exchange-biased ferromagnet/antiferromagnet polycrystalline bilayers using the magneto-optical indicator film technique / S. Gornakov, Yu. P. Kabanov, O. A. Tikhomirov, and V. I. Nikitenko, S. V. Urazhdin, F. Y. Yang, and C. L. Chien A.J.S. and R.D.S. V. // PHYSICAL REVIEW B – 2006. – T. 73 – № 184428.
38. Radu F. Quantitative description of the azimuthal dependence of the exchange bias effect / Radu F., Westphalen A., Theis-Bröhl K., Zabel H. – 2005.
39. Radu Fundamental aspects of exchange bias effect in AF/F bilayers and multilayers / Radu, Florin – 2005.
40. Binder K. Spin glasses: Experimental facts, theoretical concepts, and open questions / Binder K., Young A.P. // Rev. Mod. Phys – 1986. – T. 58 – № 4 – C.801–976.
41. Leslie-Pelecky D.L. Magnetic Properties of Nanostructured Materials / Leslie-Pelecky D.L., Rieke R.D. // Chemistry of Materials – 1996. – T. 8 – № 8 – C.1770–1783.
42. Néel L. Étude théorique du couplage ferro-antiferromagnétique dans les couches minces / Néel L. // Annales de Physique – 1967. – T. 14 – № 2 – C.61–80.
43. Schlenker C. Magnetic disorder in the exchange bias bilayered FeNi-FeMn system / Schlenker C., Parkin S.S.P., Scott J.C., Howard K. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 1986. – T. 54–57 – C.801–802.
44. Stoecklein W. Ferromagnetic resonance studies of exchange-biased Permalloy thin films / Stoecklein W., Parkin S.S.P., Scott J.C. // PHYSICAL REVIEW B – 1988. – T. 38 – № 10 – C.6847–6854.
45. Krivorotov I.N. Exchange bias in macroporous Co/CoO / Krivorotov I.N., Yan H., Dan Dahlberg E., Stein A. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2001. – T. 226–230 – C.1800–1802.

46. Cirillo C. Magnetic properties of double exchange biased diluted magnetic alloy/ferromagnet/antiferromagnet trilayers / Cirillo C., García-Santiago A., Hernandez J.M., Attanasio C., Tejada J. // *Journal of Physics Condensed Matter* – 2013. – T. 25 – № 17 – C.1–14.
47. Vafae M. The effect of interface roughness on exchange bias in $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3\text{-BiFeO}_3$ heterostructures / Vafae M., Finizio S., Deniz H., Hesse D., Zabel H., Jakob G., Kläui M. // *Applied Physics Letters* – 2016. – T. 108 – № 7 – C.1–5.
48. Akmalidinov K. Mixing antiferromagnets to tune NiFe-[IrMn/FeMn] interfacial spin-glasses, grains thermal stability, and related exchange bias properties / Akmalidinov K., Ducruet C., Portemont C., Joumard I., Prejbeanu I.L., Dieny B., Baltz V. // *Journal of Applied Physics* – 2014. – T. 115 – № 17 – C.10–13.
49. Gruyters M. Spin-Glass-Like Behavior in CoO Nanoparticles and the Origin of Exchange Bias in Layered CoO/Ferromagnet Structures / Gruyters M. // *PHYSICAL REVIEW LETTERS* – 2005. – T. 95 – № 077204.
50. J. F. Ding, O. I. Lebedev, S. Turner, Y. F. Tian, W. J. Hu, J. W. Seo,^{1,*} C. Panagopoulos,¹ W. Prellier, G. Van Tendeloo and T.W. Interfacial spin glass state and exchange bias in manganite bilayers with competing magnetic orders / J. F. Ding, O. I. Lebedev, S. Turner, Y. F. Tian, W. J. Hu, J. W. Seo,^{1,*} C. Panagopoulos,¹ W. Prellier, G. Van Tendeloo and T.W. // *PHYSICAL REVIEW B* – 2013. – T. 87 – № 054428 – C.7.
51. A. Berger, A. Inomata,^{*} J. S. Jiang, J. E. Pearson and S.D.B. Experimental Observation of Disorder-Driven Hysteresis-Loop Criticality / A. Berger, A. Inomata,^{*} J. S. Jiang, J. E. Pearson and S.D.B. // *PHYSICAL REVIEW LETTERS* – 2000. – T. 85 – № 19.
52. W. A. A. Macedo, B. Sahoo, V. Kuncser, J. Eisenmenger, I. Felner, J. Nogués,⁵ Kai Liu,⁶ W. Keune and I.K.S. Changes in ferromagnetic spin structure induced by exchange bias in Fe/MnF₂ films / W. A. A. Macedo, B. Sahoo, V. Kuncser, J. Eisenmenger, I. Felner, J. Nogués,⁵ Kai Liu,⁶ W. Keune and I.K.S. // *PHYSICAL*

REVIEW B – 2004. – T. 70 – № 224414 – C.5.

53. Radu F. Asymmetric magnetization reversal on exchange biased CoO/Co bilayers / F. Radu, M. Etzkorn, T. Schmitte, R. Siebrecht, A. Schreyer, K. Westerholt, H. Zabel – , 2002. – 251-253c.

54. Brems S. Reversing the training effect in exchange biased CoO/Co bilayers / Brems S., Buntinx D., Temst K., Haesendonck C. Van, Radu F., Zabel H. // Physical Review Letters – 2005.

55. Kappenberger P. Direct imaging and determination of the uncompensated spin density in exchange-biased [formula presented] multilayers / Kappenberger P., Martin S., Pellmont Y., Hug H.J., Kortright J.B., Hellwig O., Fullerton E.E. // Physical Review Letters – 2003.

56. Ohldag H. Spectroscopic identification and direct imaging of interfacial magnetic spins / Ohldag H., Regan T.J., Stöhr J., Scholl A., Nolting F., Lüning J., Stamm C., Anders S., White R.L. // Physical Review Letters – 2001.

57. Sánchez-Hanke C. An element-sensitive hysteresis loop study of an exchange-biased Co/NiO bilayer / Sánchez-Hanke C., Kao C.-C. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2001. – T. 226–230 – C.1803–1805.

58. Zaharko O. Exchange coupling in Fe/NiO/Co film studied by soft x-ray resonant magnetic reflectivity / Zaharko O., Oppeneer P.M., Grimmer H., Horisberger M., Mertins H.C., Abramsohn D., Schäfers F., Bill A., Braun H.B. // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics – 2002.

59. J. Camarero, Y. Pennec, J. Voge, S. Pizzini, M. Cartier, F. Fettar, F. Ernult, A. Tagliaferri, N. B. Brookes and B.D. Field dependent exchange coupling in NiO/Co bilayers / J. Camarero, Y. Pennec, J. Voge, S. Pizzini, M. Cartier, F. Fettar, F. Ernult, A. Tagliaferri, N. B. Brookes and B.D. // PHYSICAL REVIEW B – 2003. – T. 67 – № 020413~R – C.4.

60. Engel D. Soft X-ray resonant magnetic reflection investigations of FeMn/Co/Cu/Co

spin valves modified by He-ion bombardment , 2004.

61. Yuan F.-T. Exchange bias in spin glass FeAu/NiFe thin films / Yuan F.-T., Lin J.-K., Yao Y.D., Lee S.-F. – 2010.

62. Salabaş E.L. Exchange anisotropy in nanocasted Co₃O₄ nanowires / Salabaş E.L., Rumpelcker A., Kleitz F., Radu F., Schuth F. // Nano Letters – 2006.

63. Liviu H. Microscopic studies of interlayer magnetic coupling across nonmagnetic and antiferromagnetic spacer layers / Liviu H., Chelaru I. // Growth (Lakeland) – 2003.

64. Pierce D.T. Effect of Roughness, Frustration, and Antiferromagnetic Order on Magnetic Coupling of Fe/Cr Multilayers / Pierce D.T., Unguris J., Celotta R.J., Stiles M.D. // Journal of magnetism and magnetic materials. – 1999. – T. 200 – № 1–3 – C.290–321.

65. A. Schreyer Noncollinear and collinear magnetic structures in exchange coupled Fe/Cr(001) superlattices / A. Schreyer, J. F. Ankner, Th. Zeidler and H. Zabel, M. Schafer, J. A. Wolf and P.G., C. F. Majkrzak // PHYSICAL REVIEW B – 1995. – T. 52 – № 22.

66. 3. C. Slonczewski Fluctuation Mechanism for Biquadratic Exchange Coupling in Magnetic Multilayers / 3. C. Slonczewski // PHYSICAL REVIEW LETTERS – 1991. – T. 67 – № 22 – C.3172–3175.

67. L. N. Magnetisme-sur un nouveau mode de couplage entre les animantations de deux couches minces ferromagnetiques / L. N. // Comptes Rendus Hebdomadaires Des Seances De L Academie Des Sciences – 1962. – T. 255 – № 15 – C.1676-.

68. Moritz J. Orange peel coupling in multilayers with perpendicular magnetic anisotropy: Application to (Co/Pt)-based exchange-biased spin-valves / Moritz J., Garcia F., Toussaint J.C., Dieny B., Nozières J.P. // Europhysics Letters – 2004. – T. 65 – № 1 – C.123–129.

69. Shah V.R. Interface and magnetic characterization of FM/AF/FM multilayers /

Shah V.R., Schanzer C., Boeni P., Braun H.-B. // Smart Materials for Ranging Systems – 2006. – T. 226 – C.179–194.

70. Schanzer C. Magnetic depth profiling of FM/AF/FM trilayers by PNR , 2005.

71. Steiner F. Springer Tracts in Modern Physics, Volume 54 / F. Steiner, C. Varma – , 1970.

72. Martínez-García J.C. First-order reversal curves analysis in nanocrystalline ribbons / Martínez-García J.C., Rivas M., Lago-Cachón D., García J.A. // Journal of Physics D: Applied Physics – 2014. – T. 47 – № 1 – C.015001.

73. Nogués J. Exchange bias in ferromagnetic nanoparticles embedded in an antiferromagnetic matrix / J. Nogués, J. Sort, V. Langlais, S. Doppiu, B. Dieny, J. S. Muñoz, S. Suriñach, M. D. Baró.

74. Fullerton E.E. Hard/soft magnetic heterostructures: model exchange-spring magnets / Fullerton E.E., Jiang J., Bader S. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 1999. – T. 200 – № 1–3 – C.392–404.

75. Gangopadhyay S. Magnetic properties of ultrafine Co particles / Gangopadhyay S., Hadjipanayis G.C., Sorensen C.M., Klabunde K.J. // IEEE Transactions on Magnetism – 1992. – T. 28 – № 5 – C.3174–3176.

76. Papaefthymiou V. Magnetic hysteresis and Mössbauer studies in ultrafine iron particles / Papaefthymiou V., Kostikas A., Simopoulos A., Niarchos D., Gangopadyay S., Hadjipanayis G.C., Sorensen C.M., Klabunde K.J. // Journal of Applied Physics – 1990. – T. 67 – № 9 – C.4487–4489.

77. Ohkoshi M. Microstructure and Exchange Anisotropy of Co-CoO Sputtered Films with Perpendicular Magnetization / Ohkoshi M., Tamari K., Harada M., Honda S., Kusuda T. // IEEE Translation Journal on Magnetism in Japan – 1985. – T. 1 – № 1 – C.37–38.

78. Hemmes K. Exchange anisotropy in CoCr films / Hemmes K., Popma T.J.A. //

Journal of Physics D: Applied Physics – 1988. – T. 21 – № 1 – C.228–230.

79. Kools J.C.S. Exchange-biased spin-valves for magnetic storage / Kools J.C.S. // IEEE Transactions on Magnetics – 1996. – T. 32 – № 4 – C.3165–3184.

80. Nam N.T. Exchange bias of ferromagnetic/antiferromagnetic in FePt/FeRh bilayers / Nam N.T., Lu W., Suzuki T. // Journal of Applied Physics – 2009. – T. 105 – № 7 – C.5–8.

81. Giouroudi I. Microfluidic biosensing systems using magnetic nanoparticles / Giouroudi I., Keplinger F. // International Journal of Molecular Sciences – 2013. – T. 14 – № 9 – C.18535–18556.

82. Glazer A.A. Thermographic recording on a manganese-permalloy film with exchange anisotropy / Glazer A.A., Potapov A.P., Tagirov R.I. // ZhETF Pis.Red. – 1972. – T. 15 – № 7 – C.368–370.

83. Hempstead R. Unidirectional anisotropy in nickel-iron films by exchange coupling with antiferromagnetic films / Hempstead R., Krongelb S., Thompson D. // IEEE Transactions on Magnetics – 1978. – T. 14 – № 5 – C.521–523.

84. Devasahayam A.J. Small track width MR sensors stabilized with NiMn / Devasahayam A.J., Mountfield K.R., Kryder M.H. // IEEE Transactions on Magnetics – 1997. – T. 33 – № 5 – C.2881–2883.

85. Tsann Lin Antiferromagnetic and hard-magnetic stabilization schemes for magnetoresistive sensors / Tsann Lin, Gorman G.L., Ching Tsano // IEEE Transactions on Magnetics – 1996. – T. 32 – № 5 – C.3443–3445.

86. Speriosu V.S. Magnetic thin films in recording technology / Speriosu V.S., Herman D.A., Sanders I.L., Yogi T. // IBM Journal of Research and Development – 1990. – T. 34 – № 6 – C.884–902.

87. B. Dieny, V. S. Speriosu, S. S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit and D.M. Giant magnetoresistance in soft ferromagnetic multilayers / B. Dieny, V. S. Speriosu, S.

S. P. Parkin, B. A. Gurney, D. R. Wilhoit and D.M. // PHYSICAL REVIEW B – 1991. – T. 43 – № 1.

88. Daughton J.M. GMR materials for low field applications / Daughton J.M., Chen Y.J. // IEEE Transactions on Magnetics – 1993. – T. 29 – № 6 – C.2705–2710.

89. Dieny B. Giant magnetoresistance in spin-valve multilayers / Dieny B. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 1994. – T. 136 – № 3 – C.335–359.

90. Lenssen K.-M.. Giant magnetoresistance and its application in recording heads / Lenssen K.-M., Kesteren H. van, Rijks T.G.S., Kools J.C., Nooijer M. de, Coehoorn R., Folkerts W. // Sensors and Actuators A: Physical – 1997. – T. 60 – № 1–3 – C.90–97.

91. Fujikata J.-I. Magnetoresistance effects in spin-valve structures with CoO/NiO superlattices / Fujikata J.-I., Ishihara K., Hayashi K., Yamamoto H., Yamada K. // IEEE Transactions on Magnetics – 1995. – T. 31 – № 6 – C.3936–3938.

92. Nakamoto K. Design and read performance of GMR heads with NiO / Nakamoto K., Kawato Y., Suzuki Y., Hamakawa Y., Kawabe T., Fujimoto K., Fuyama M., Sugita Y. // IEEE Transactions on Magnetics – 1996. – T. 32 – № 5 – C.3374–3379.

93. Lenssen K.-M.H. Inverted spin valves for magnetic heads and sensors / Lenssen K.-M.H., Veirman A.E.M. De, Donkers J.J.T.M. // Journal of Applied Physics – 1997. – T. 81 – № 8 – C.4915–4917.

94. Fassbender J. Applied Physics A Ion irradiation of exchange bias systems for magnetic sensor applications / Fassbender J., Poppe S., Mewes T., Juraszek J., Hillebrands B., Barholz K. -u., Mattheis R., Engel D., Jung M., Schmoranzer H., Ehresmann A. // Appl. Phys. A – 2003. – T. 77 – C.51–56.

95. Tsan Lin Exchange-coupled Ni-Fe/Fe-Mn, Ni-Fe/Ni-Mn and NiO/Ni-Fe films for stabilization of magnetoresistive sensors / Tsan Lin, Ching Tsang, Fontana R.E., Howard J.K. // IEEE Transactions on Magnetics – 1995. – T. 31 – № 6 – C.2585–2590.

96. Wang Z. Highly Sensitive Flexible Magnetic Sensor Based on Anisotropic Magnetoresistance Effect / Wang Z., Wang X., Li M., Gao Y., Hu Z., Nan T., Liang X., Chen H., Yang J., Cash S., Sun N.-X. // *Advanced Materials* – 2016. – T. 28 – № 42 – C.9370–9377.
97. Levartoski De Araujo C. Multilevel thermally assisted magnetoresistive random access memory based on exchange biased vortex configurations PRA / Levartoski De Araujo C., Alves S., Buda-Prejbeanu L., Dieny B., Multilevel B.D., Araujo C.I.L. De, Alves S.G., Buda-Prejbeanu L.D., Dieny B. // *Physical Review Applied* – 2016. – T. 6 – № 2 – C.10.
98. Gubbiotti G. Role of the antiferromagnetic pinning layer on spin wave properties in IrMn/NiFe based spin-valves / Gubbiotti G., Tacchi S., Bianco L. Del, Bonfiglioli E., Giovannini L., Tamisari M., Spizzo F., Zivieri R. // *Journal of Applied Physics* – 2015. – T. 117 – № 17.
99. Tang X.L. Changing and reversing the exchange bias in a current-in-plane spin valve by means of an electric current / Tang X.L., Zhang H.W., Su H., Zhong Z.Y., Jing Y.L. // *Applied Physics Letters* – 2007. – T. 91 – № 12 – C.2005–2008.
100. Oh S.J. Size effect on NiFe/Cu/NiFe/IrMn spin-valve structure for an array of PHR sensor element / Oh S.J., Le T.T., Kim G.W., Kim C. // *Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science* – 2007. – T. 204 – № 12 – C.4075–4078.
101. Park B.G. A spin-valve-like magnetoresistance of an antiferromagnet-based tunnel junction / Park B.G., Wunderlich J., Martí X., Holý V., Kurosaki Y., Yamada M., Yamamoto H., Nishide A., Hayakawa J., Takahashi H., Shick A.B., Jungwirth T. // *Nature Materials* – 2011. – T. 10 – № 5 – C.347–351.
102. Yüksel Y. Monte Carlo simulation of exchange bias in spin valve systems / Yüksel Y., Akinci Ü. // *Physica B: Condensed Matter* – 2017.
103. Nogués J. Large exchange bias and its connection to interface structure in FeF₂-Fe bilayers / Nogués J., Lederman D., Moran T.J., Schuller I.K., Rao K. V // Citation:

Applied Physics Letters – 1996. – T. 68 – C.44.

104. Driel J. van Exchange biasing by Ir₁₉Mn₈₁: Dependence on temperature, microstructure and antiferromagnetic layer thickness / Driel J. van, Boer F.R. de, Lenssen K.-M.H., Coehoorn R. // Journal of Applied Physics – 2000.

105. Sankaranarayanan V.K. Exchange bias in NiFe/FeMn/NiFe trilayers / Sankaranarayanan V.K., Yoon S.M., Kim D.Y., Kim C.O., Kim C.G. // Journal of Applied Physics – 2004. – T. 96 – № 12 – C.7428–7434.

106. Rodionova V. ENHANCEMENT OF EXCHANGE BIAS IN NiFe / IrMn , IrMn / NiFe AND NiFe / IrMn / NiFe STRUCTURES WITH DIFFERENT THICKNESS OF ANTIFERROMAGNETIC LAYER / Rodionova V., Dzhun I., Chichay K., Shevyrtalov S., Chechenin N. – C.2–5.

107. Nascimento V.P. Influence of the roughness on the exchange bias effect of NiFe/FeMn/NiFe trilayers / Nascimento V.P., Passamani E.C., Alvarenga A.D., Pelegrini F., Biondo A., Baggio Saitovitch E. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2008. – T. 320 – № 14 – C.272–274.

108. Fleischmann C. The influence of interface roughness on the magnetic properties of exchange biased CoO/Fe thin films / Fleischmann C., Almeida F., Demeter J., Paredis K., Teichert A., Steitz R., Brems S., Opperdoes B., Haesendonck C. Van, Vantomme A., Temst K. // Journal of Applied Physics – 2010. – T. 107 – № 11 – C.1–7.

109. Liu C. Effect of interface roughness on the exchange bias for NiFe/FeMn / Liu C., Yu C., Jiang H., Shen L., Alexander C., Mankey G.J. // Journal of Applied Physics – 2000. – T. 87 – № 9 – C.6644–6646.

110. Maitre A. Interfacial roughness and temperature effects on exchange bias properties in coupled ferromagnetic/antiferromagnetic bilayers / Maitre A., Ledue D., Patte R. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2012. – T. 324 – № 4 – C.403–409.

111. Singh B.B. Study of angular dependence of exchange bias and misalignment in

uniaxial and unidirectional anisotropy in NiFe(111)/FeMn(111)/CoFeB(amorphous) stack / Singh B.B., Chaudhary S. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2015. – T. 385 – C.166–174.

112. Chen A. Angular Dependence of Exchange Bias and Magnetization Reversal Controlled by Electric-Field-Induced Competing Anisotropies / Chen A., Zhao Y., Li P., Zhang X., Peng R., Huang H., Zou L., Zheng X., Zhang S., Miao P., Lu Y., Cai J., Nan C.W. // Advanced Materials – 2016. – T. 28 – № 2 – C.363–369.

113. Zhao X. Exchange-Biased NiFe₂O₄/NiO Nanocomposites Derived from NiFe-Layered Double Hydroxides as a Single Precursor / Zhao X., Xu S., Wang L., Duan X., Zhang F. // Nano Res – 2010. – T. 3 – C.200–210.

114. Hossain M.D. Structural and Magnetic Properties of Well-Ordered Inverted Core-Shell α -Cr₂O₃/ α -M_xCr_{2-x}O₃ (M=Co, Ni, Mn, Fe) Nanoparticles / Hossain M.D., Dey S., Mayanovic R.A., Benamara M. // MRS Advances – 2016. – T. 1 – № 34 – C.2387–2392.

115. Fukami T. Novel direct overwriting technology for magneto-optical disks by exchange-coupled RE-TM quadrilayered films / Fukami T., Nakaki Y., Tokunaga T., Taguchi M., Tsutsumi K. // Journal of Applied Physics – 1990. – T. 67 – № 9 – C.4415–4416.

116. Smardz L. Temperature and thickness dependence of unidirectional magnetic anisotropy effects in Co/CoO thin films / Smardz L., Köbler U., Zinn W. // Vacuum – 1991. – T. 42 – № 4 – C.283–285.

117. Smardz L. Oxidation kinetics of thin and ultrathin cobalt films / Smardz L., Köbler U., Zinn W. // Journal of Applied Physics – 1992. – T. 71 – № 10 – C.5199–5204.

118. McGuire T.R. Effectiveness of antiferromagnetic oxide exchange for sandwich layers / McGuire T.R., Plaskett T.S., Gambino R.J. // IEEE Transactions on Magnetism – 1993. – T. 29 – № 6 – C.2714–2716.

119. Mme C. SCHLENKER ÉTUDE DES PERTES PAR HY STÉRÉSIS

OSCILLANTE DANS DES COUCHES MINCES MULTIPLES AVEC COUPLAGE FERRO-ANTIFERROMAGNÉTIQUE / Mme C. SCHLENKER // JOURNAL DE PHYSIQUE – 1968. – T. 29 – № C2 – C.C2-157-C2-165.

120. Lommel J.M. Rotatable Anisotropy in Composite Films / Lommel J.M., Graham C.D. // Journal of Applied Physics – 1962. – T. 33 – № 3 – C.1160–1161.

121. Lin X. Magnetic and structural properties of Fe-FeO bilayers / Lin X., Murthy A.S., Hadjipanayis G.C., Swann C., Shah S.I. // Journal of Applied Physics – 1994. – T. 76 – № 10 – C.6543–6545.

122. Chen Y. Exchange effects in molecular-beam-epitaxy grown iron films / Chen Y., Lottis D.K., Dahlberg E.D., Kuznia J.N., Wowchak A.M., Cohen P.I. // Journal of Applied Physics – 1991. – T. 69 – № 8 – C.4523–4525.

123. Laureti S. Size dependence of exchange bias in Co/CoO nanostructures / Laureti S., Suck S.Y., Haas H., Prestat E., Bourgeois O., Givord D. // Physical Review Letters – 2012. – T. 108 – № 7 – C.1–5.

124. Lin K.W. Modification of the ferromagnetic anisotropy and exchange bias field of NiFe/CoO/Co trilayers through the CoO spacer thicknesses / Lin K.W., Lan T.C., Shueh C., Skoropata E., Lierop J. Van // Journal of Applied Physics – 2014. – T. 115 – № 17 – C.1–5.

125. Akdogan N. Interface induced manipulation of perpendicular exchange bias in Pt/Co/(Pt,Cr)/CoO thin films / Akdogan N., Yamur A., Ozturk M., Demirci E., Ozturk O., Erkovan M. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2015. – T. 373 – C.120–133.

126. Dobrynin A.N. Exchange bias in a Co/CoO/Co trilayer with two different ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces / Dobrynin A.N., Givord D. // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics – 2012. – T. 85 – № 1 – C.1–5.

127. Chang C.H.T. Variation of blocking temperatures for exchange biased CoO/Co/Ge(100) films / Chang C.H.T., Chang S.C., Tsay J.S., Yao Y. Der // AIP

Advances – 2016. – T. 6 – № 5 – C.1–6.

128. Massenet O. Magnetic properties of multilayer films of FeNi-Mn-FeNiCo and of FeNi-Mn / Massenet O., Montmory R., Neel L. // IEEE Transactions on Magnetics – 1965. – T. 1 – № 1 – C.63–65.

129. Watanabe K. Investigation of the Exchange Coupling Field between Ni₁Fe₁₉/Fe₅₀Mn₅₀ Bilayers in Spin Valve Devices by Ion Bombardment to Interfaces / Watanabe K., Miyamoto Y., Nishimura K., Nakagawa S., Naoe M. // Journal of The Magnetics Society of Japan – 1997. – T. 21 – № S2.

130. Nakatani R. Magnetoresistance in Fe/Mn/Ni-Fe-Co/Co/Cu/Co/Ni-Fe-Co Sandwiches with NiO or NiO/Hf Buffer Layer / Nakatani R., Hoshino K., Sugita Y. // Materials Transactions, JIM – 1996. – T. 37 – № 9 – C.1458–1463.

131. Ramli; Sustini, Euis; Rauf, Nurlaela; Djamal M. Giant Magnetoresistance in FeMn/NiCoFe/Cu/NiCoFe Spin Valve Prepared by Opposed Target Magnetron Sputtering. / Ramli; Sustini, Euis; Rauf, Nurlaela; Djamal M. // Advanced Materials Research – 2014. – T. 979 – № 5p – C.85–89.

132. Jayathilaka P.B. Longitudinal magnetothermopower in permalloy spin valves / Jayathilaka P.B., Miller C.W. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2018. – T. 449 – C.228–231.

133. Kondalkar V. V. Towards a wireless chip less smart current sensor system based on giant magnetoresistance IEEE, 2017. – 1092–1095c.

134. Svalov A. V. Exchange biased FeNi/FeMn bilayers with coercivity and switching field enhanced by FeMn surface oxidation / Svalov A. V., Savin P.A., Lepalovskij V.N., Larrañaga A., Vas'kovskiy V.O., Arribas A.G., Kurlyandskaya G. V. // AIP Advances – 2013. – T. 3 – № 9.

135. Svalov A. V. Ferromagnetic phase in partially oxidized FeMn films / Svalov A. V., Savin P.A., Lepalovskij V.N., Vas'kovskiy V.O., Larrañaga A., Kurlyandskaya G. V. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2018. – T. 451 – C.546–548.

136. Lefakis H. Surface-oxidation-induced phase separation in FeMn thin films / Lefakis H., Huang T.C., Alexopoulos P. // Journal of Applied Physics – 1988. – T. 64 – № 10 – C.5667–5669.
137. Lin T. Improved exchange coupling between ferromagnetic Ni-Fe and antiferromagnetic Ni-Mn-based films / Lin T., Mauri D., Staud N., Hwang C., Howard J.K., Gorman G.L. // Applied Physics Letters – 1994. – T. 65 – № 9 – C.1183–1185.
138. Devasahayam A.J. A study of the NiFe/NiMn exchange couple / Devasahayam A.J., Kryder M.H. // IEEE Transactions on Magnetics – 1996. – T. 32 – № 5 – C.4654–4656.
139. Xi H. Angular dependence of exchange anisotropy in Ni₈₁Fe₁₉/CrMnPt_x bilayers / Xi H., White R.M. // Journal of Applied Physics – 1999. – T. 86 – № 9 – C.5169–5174.
140. Xi H. Exchange coupling of NiFe/CrMnPt_x bilayers prepared by a substrate bias sputtering method / Xi H., White R.M. // Journal of Applied Physics – 2000. – T. 87 – № 1 – C.410–415.
141. Nagasaka K. The temperature dependence of exchange anisotropy in ferromagnetic/PdPtMn bilayers / Nagasaka K., Varga L., Shimizu Y., Eguchi S., Tanaka A. // Journal of Applied Physics – 2000. – T. 87 – № 9 – C.6433–6435.
142. Nguyen Phuoc N. Coexistence of positive and negative exchange bias in CrMn/Co bilayers / Nguyen Phuoc N., Thuy N.P., Tuan N.A., Hung L.T., Thanh N.T., Nam T. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2006. – T. 298 – C.43–47.
143. Xi H. Annealing Effect on Exchange Bias in Ni₈₁Fe₁₉/Cr₅₀Mn₅₀ Bilayers / H. Xi, B. Bian, Z. Zhuang, D. E. Laughlin, R. M. White – , 2000.
144. Nam N.T. Temperature Dependence of Magnetic Properties in Epitaxial FePt/FeRh Bilayer / Nam N.T., Lu W., Suzuki T. // IEEE Transactions on Magnetics – 2009. – T. 45 – № 6 – C.2531–2533.

145. Zhou A. Title Dependence of exchange coupling in permalloy/Cr82Al18 bilayers on the constituent layer thickness Publication Date / Zhou A., Liu S., Chien K. – 2000.
146. J. S. Parker, L. Wang, K. A. Steiner, P. A. Crowell and C.L. Exchange bias as a Probe of the Incommensurate Spin-Density Wave in Epitaxial Fe/Cr(001) / J. S. Parker, L. Wang, K. A. Steiner, P. A. Crowell and C.L. // PHYSICAL REVIEW LETTERS – 2006. – T. 97 – № 227206 – C.4.
147. Zheng A. Title Exchange bias and the origin of magnetism in Mn-doped ZnO tetrapods / Zheng A. // Citation Applied Physics Letters – 2004. – T. 13 – C.2589–2591.
148. Greiner J.H. Exchange Anisotropy Properties in Sulfided Iron Films / Greiner J.H. // Journal of Applied Physics – 1966. – T. 37 – № 3 – C.1474–1475.
149. Kuhlow B. Critical curves of thin ferromagnetic films with antiferromagnetic exchange coupling / Kuhlow B., Lambeck M., Schroeder-Fürst H., Wortmann J. // Physics Letters A – 1971. – T. 34 – № 4 – C.223–224.
150. J. Nogues, D. Lederman, T. J. Moran and I.K.S. Positive Exchange Bias in FeF₂-Fe Bilayers / J. Nogues, D. Lederman, T. J. Moran and I.K.S. // PHYSICAL REVIEW LETTERS – 1996. – T. 76 – № 24 – C.4624–4627.
151. Moran T.J. Perpendicular coupling at Fe-FeF₂ interfaces / Moran T.J., Nogués J., Lederman D., Schuller I.K. // Citation: Applied Physics Letters – 1998. – T. 72 – C.46.
152. M. R. Fitzsimmons and P. Yashar Asymmetric Magnetization Reversal in Exchange-Biased Hysteresis Loops / M. R. Fitzsimmons and P. Yashar, C. Leighton and Ivan K. Schuller, J. Nogués, C. F. Majkrzak and J. A. Dura // PHYSICAL REVIEW LETTERS – 2000. – T. 84 – № 17.
153. Sharma Akkera H. Exchange bias effect in NiMnSb/CrN heterostructures deposited by magnetron sputtering / Sharma Akkera H., Barman R., Kaur N., Choudhary N., Kaur D. // Journal of Applied Physics – 2013. – T. 113 – № 17 – C.17D723.

154. Kohn A. The antiferromagnetic structures of IrMn₃ and their influence on exchange-bias / Kohn A., Kovács A., Fan R., McIntyre G.J., Ward R.C.C., Goff J.P. // Scientific Reports – 2013. – T. 3 – C.1–7.
155. Hoshino K. Nakatani R. Hoshiya H. Sugita Y and Tsunashima S.. Exchange Coupling between Antiferromagnetic Mn – Ir and Ferromagnetic Ni – Fe Layers / Hoshino K. Nakatani R. Hoshiya H. Sugita Y and Tsunashima S.. // Japanese Journal of Applied Physics – 1996. – T. 35 – № 2A – C.607–612.
156. Bertero G.A. Longitudinal magnetic media designs for 60-200-Gb/in/sup 2/ recording / Bertero G.A., Malhotra S., Bo Bian, Tsoi J., Avenell M., Wachenschwanz D., Yamashita T. // IEEE Transactions on Magnetics – 2003. – T. 39 – № 2 – C.651–656.
157. Spizzo F. Magnetic exchange coupling in IrMn/NiFe nanostructures: From the continuous film to dot arrays / Spizzo F., Bonfiglioli E., Tamisari M., Gerardino A., Barucca G., Notargiacomo A., Chinni F., Bianco L. Del // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics – 2015. – T. 91 – № 6 – C.1–9.
158. S. K. Mishra, F. Radu,* S. Valencia, D. Schmitz, E. Schierle, H. A. Dürr and W.E. Dual behavior of antiferromagnetic uncompensated spins in NiFe/IrMn exchange biased bilayers / S. K. Mishra, F. Radu,* S. Valencia, D. Schmitz, E. Schierle, H. A. Dürr and W.E. // PHYSICAL REVIEW B – 2010. – T. 81 – № 212404.
159. McCord J. Dynamic magnetic anisotropy at the onset of exchange bias: The NiFe/IrMn ferromagnet/antiferromagnet system / McCord J., Mattheis R., Elefant D. // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics – 2004. – T. 70 – № 9 – C.1–8.
160. Spizzo F. Detection of the dynamic magnetic behavior of the antiferromagnet in exchange-coupled NiFe/IrMn bilayers / Spizzo F., Tamisari M., Bonfiglioli E., Bianco L. Del // Journal of Physics Condensed Matter – 2013. – T. 25 – № 38.
161. Anandakumar S. Positive and negative exchange bias in IrMn/NiFe bilayers /

Anandakumar S., Sudha Rani V., Oh S., Kim C. – 2010.

162. Xu F. Characteristics of NiFe / IrMn / NiFe Trilayers / Xu F., Liao Z., Huang Q., Phuoc N.N., Ong C.K., Li S. – 2011. – Т. 47 – № 10 – С.3486–3489.

163. Castro I.L. The role of the (111) texture on the exchange bias and interlayer coupling effects observed in sputtered NiFe/IrMn/Co trilayers / Castro I.L., Nascimento V.P., Passamani E.C., Takeuchi A.Y., Larica C., Tafur M., Pelegrini F. // Journal of Applied Physics – 2013. – Т. 113 – № 20.

164. Malinowski G. Magnetic origin of enhanced top exchange biasing in Py/IrMn/Py multilayers / Malinowski G., Hehn M., Robert S., Lenoble O., Schuhl A., Panissod P. // Physical Review B – 2003. – Т. 68 – № 18 – С.184404.

165. Ch. Gritsenko, V.V. Rodionova G.B. et al. Hysteresis loop tuning by configuration of external magnetic field applied during deposition of thin films structure composed of NiFe and IrMn layers / Ch. Gritsenko, V.V. Rodionova G.B. et al. // Book of Abstracts of Moscow International Symposium on Magnetism (MISM-2017). — Москва – 2017. – С.269–269.

166. Kim K. Annealing Effect on Exchange Bias in NiFe / FeMn / CoFe Trilayer Thin Films / Kim K., Choi H., You C., Lee J. // Journal of Magnetism – 2008. – Т. 13 – № 3 – С.97–101.

167. <https://www.hitachi-hightech.com/global/science/products/microscopes/electron-microscope/tem/ht7700.html>.

168. https://www.hitachi-hita.com/sites/default/files/product_files/FIB%20T_D%20NO.2.pdf [Электронный ресурс]. URL: https://www.hitachi-hita.com/sites/default/files/product_files/FIB T_D NO.2.pdf.

169. Dzhun I. Dependence of exchange coupling on antiferromagnetic layer thickness in NiFe / CoO bilayers / Dzhun I., Chechenin N., Chichay K., Rodionova V. // ACTA PHYSICA POLONICA A – 1998. – Т. 83 – № 11 – С.6822–6824.

170. Hoshino K. Exchange Coupling between Antiferromagnetic Mn–Ir and Ferromagnetic Ni–Fe Layers / Hoshino K., Nakatani R., Hoshiya H., Sugita Y., Tsunashima S. // Japanese Journal of Applied Physics – 1996. – T. 35 – № Part 1, No. 2A – C.607–612.
171. Khan M.Y. Pinned magnetic moments in exchange bias: Role of the antiferromagnetic bulk spin structure / Khan M.Y., Wu C. Bin, Kuch W. // Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics – 2014. – T. 89 – № 9 – C.1–5.
172. Svalov A. V. Exchange bias in FeNi/FeMn/FeNi multilayers / Svalov A. V., Kurlyandskaya G. V., Lepalovskij V.N., Savin P.A., Vas’Kovskiyy V.O. // Superlattices and Microstructures – 2015. – T. 83 – C.216–223.
173. Phua L.X. Investigation of the microstructure, magnetic and microwave properties of electrodeposited $\text{Ni}_x\text{Fe}_{1-x}$ ($x=0.2-0.76$) films / Phua L.X., Phuoc N.N., Ong C.K. // Journal of Alloys and Compounds – 2012. – T. 520 – C.132–139.
174. Chen X. Characteristics of $\text{Ni}_x\text{Fe}_{1-x}$ films deposited on $\text{SiO}_2/\text{Si}(100)$ by DC magnetron co-sputtering / Chen X., Qiu H., Qian H., Wu P., Wang F., Pan L., Tian Y. // Vacuum – 2004. – T. 75 – C.217–223.
175. Lee Y.W. Asymmetric exchange bias in NiFe/FeMn/NiFe multilayer films / Lee Y.W., Hong S., Kim C., Kim C.O. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2004. – T. 272–276 – № SUPPL. 1 – C.943–944.
176. Migliorini A. Spontaneous exchange bias formation driven by a structural phase transition in the antiferromagnetic material / Migliorini A., Kuerbanjiang B., Huminiuc T., Kepaptsoglou D., Muñoz M., Cuñado J.L.F., Camarero J., Aroca C., Vallejo-Fernández G., Lazarov V.K., Prieto J.L. // NATURE MATERIALS – 2018. – T. 17.
177. Chen Y.-T. The Effect of Interface Texture on Exchange Biasing in $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$ System / Chen Y.-T. // Nanoscale Research Letters – 2009. – T. 4 – № 1 – C.90–93.
178. Radu F. Exchange bias effect of ferro-/antiferromagnetic heterostructures / под

ред. S. Bader, H. Zabel. Berlin: Springer, 2008. Вып. 1 – 97–184с.

179. I. O. Dzhun, G. V. Babaytsev, N. G. Chechenin, Ch. Gritsenko V.V.R. Magnetic properties of F/AF(TAF)/F trilayers with low-ni permalloy ferromagnetic layers / I. O. Dzhun, G. V. Babaytsev, N. G. Chechenin, Ch. Gritsenko V.V.R. // Book of Abstracts of Moscow International Symposium on Magnetism (MISM-2017). — Moscow – 2017. – C.606–606.

180. Ch. Gritsenko, I. Dzhun, G. Babaytsev, N. Chechenin V.R. The exchange bias effect in bi- and tri-layered thin films made from NiFe and IrMn / Ch. Gritsenko, I. Dzhun, G. Babaytsev, N. Chechenin V.R. // Book of Abstracts of The International Joint School “Smart Nanomaterials and X-ray Optics 2016: Modeling, Synthesis and Diagnostics”. — Kaliningrad – 2016.

181. Ch. Gritcenko, I. Dzhun, G. Babaytsev, N. Chechenin V.R. Exchange bias and coercivity fields as a function of the antiferromagnetic layer's thickness in three-layered NiFe/IrMn/NiFe thin-films / Ch. Gritcenko, I. Dzhun, G. Babaytsev, N. Chechenin V.R. // Book of Abstracts of Baltic International conference on magnetism: focus on biomedical aspects. — Kaliningrad – 2015. – C.54.

182. Gritsenko C. Exchange Bias and Coercivity Fields as a Function of the Antiferromagnetic Layer Thickness in bi- and tri-layered thin-films Based on IrMn and NiFe / Gritsenko C., Dzhun I., Babaytsev G., Chechenin N., Rodionova V. // Physics Procedia – 2016. – T. 82 – C.51–55.

183. Xi H. Interface coupling and magnetic properties of exchange-coupled Ni₈₁Fe₁₉/Ir₂₂Mn₇₈ bilayers / Xi H., Rantschler J., Mao S., Kief M.T., White R.M. // Journal of Physics D: Applied Physics – 2003. – T. 36 – № 13 – C.1464–1468.

184. I. O. DZHUN, G. V. BABAIZEV, N. G. CHECHENIN. CH. A. GRITSENKO V.V.R. Fmr investigations of exchange biased nife/irmn/nife trilayers with high and low ni relative content / I. O. DZHUN, G. V. BABAIZEV, N. G. CHECHENIN. CH. A. GRITSENKO V.V.R. // Book of abstracts: International Baltic conference on Magnetism, Svetlogorsk, 20-24 August, 2017. — Immanuel Kant Baltic Federal

University Калининград – 2017. – С.41.

185. K. Gritcenko, I. Dzhun, N. Chechenin V.R. Anisotropy of magnetic properties of trilayered Si/Ta/NiFe/IrMn/NiFe/Ta thin films / K. Gritcenko, I. Dzhun, N. Chechenin V.R. // Book of Abstracts Smart Nanomaterials and X-ray Optics 2014. Modeling, Synthesis and Diagnostics. — Kaliningrad, Russia – 2014. – С.37–37.

186. Chi X. Role of antiferromagnetic bulk exchange coupling on exchange-bias propagation / Chi X., Ma F., Luo A., Du A., Wang J., Hu Y. // Physics Letters, Section A: General, Atomic and Solid State Physics – 2015. – Т. 379 – № 42 – С.2772–2776.

187. Ingvarsson S. Thickness-dependent magnetic properties of Ni₈₁Fe₁₉, Co₉₀Fe₁₀ and Ni₆₅Fe₁₅Co₂₀ thin films / Ingvarsson S., Xiao G., Parkin S.S.P., Gallagher W.J. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2002. – Т. 251 – № 2 – С.202–206.

188. Dzhun I.O. FMR investigations of exchange biased NiFe/IrMn/NiFe trilayers with high and low Ni relative content / Dzhun I.O., Babaytsev G. V., Chechenin N.G., Gritsenko C.A., Rodionova V. V. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2017. – С.1–5.

189. Gritsenko C. Dependence of the Exchange Bias on the Thickness of Antiferromagnetic Layer in the Trilayered NiFe/IrMn/NiFe Thin-films / Gritsenko C., Dzhun I., Chechenin N., Babaytsev G., Rodionova V. // Physics Procedia – 2015. – Т. 75 – С.1066–1071.

190. Moran T.J. Effects of cooling field strength on exchange anisotropy at permalloy/CoO interfaces / T. J. Moran, I. K. Schuller – , 2093.

191. Jungblut R. Exchange biasing in MBE-grown Ni₈₀Fe₂₀/Fe₅₀Mn₅₀ bilayers / Jungblut R., Coehoorn R., Johnson M.T., Sauer C., Zaag P.J. van der, Ball A.R., Rijks T.G.S.M., aan de Stegge J., Reinders A. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 1995. – Т. 148 – № 1–2 – С.300–306.

192. J. Nogue's Correlation between antiferromagnetic interface coupling and positive exchange bias / J. Nogue's, C. Leighton and Ivan K. Schuller // PHYSICAL REVIEW

B – 2000. – T. 61 – № 2 – C.1315–1316.

193. Ch. Gritsenko, I. Dzhun, N. Chechenin V.R. Dependence of the exchange bias blocking temperature on the thick-ness of antiferromagnetic layer in the trilayered Si/Ta/NiFe/IrMn/NiFe/Ta thin-films / Ch. Gritsenko, I. Dzhun, N. Chechenin V.R. // Book of Abstracts of The 20-th International Conference on Magnetism. — Barcelona – 2015.

194. Hu Y. Exchange bias and its propagation in ferromagnetic / antiferromagnetic / ferromagnetic trilayers / Hu Y., Shi F., Jia N., Liu Y., Wu H., Du A., Hu Y., Shi F., Jia N., Liu Y., Wu H., Du A. // J. Appl. Phys. – 2013. – T. 153901 – № 114.

195. Ch. Gritsenko, V. Rodionova, A. Berg, G. Babaytsev, I. O. Dzhun N.G.C. Tuning of Exchange Bias in Thin Film Structures Made from NiFe and IrMn / Ch. Gritsenko, V. Rodionova, A. Berg, G. Babaytsev, I. O. Dzhun N.G.C. // Book of Abstracts of 8th International Advances in Applied Physics and Materials Science Congress & Exhibition. — Oludeniz Turkey – 2018. – C.69.

196. Radu F. Exchange bias effect of ferro-/antiferromagnetic heterostructures / под ред. S. Bader, H. Zabel. Berlin: Springer, 2008. Вып. 1 – 97–184с.

197. Xi H. Antiferromagnetic thickness dependence of exchange biasing / Xi H., White R. // Physical Review B – 2000. – T. 61 – № 1 – C.80–83.

198. Gritsenko C. Inhomogeneous magnetic field influence on magnetic properties of nife/irmn thin film structures / Gritsenko C., Omelyanchik A., Berg A., Dzhun I., Chechenin N., Dikaya O., Tretiakov O.A., Rodionova V. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2018.